ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА

teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

ФИЗИКА ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ШИРОКОВ
ЕВГЕНИЙ ВАДИМОВИЧ

ФИЗФАК МГУ

КОНСПЕКТ ПОДГОТОВЛЕН СТУДЕНТАМИ, НЕ ПРОХОДИЛ ПРОФ. РЕДАКТУРУ И МОЖЕТ СОДЕРЖАТЬ ОШИБКИ. СЛЕДИТЕ ЗА ОБНОВЛЕНИЯМИ НА VK.COM/TEACHINMSU.

ЕСЛИ ВЫ ОБНАРУЖИЛИ ОШИБКИ ИЛИ ОПЕЧАТКИ, ТО СООБЩИТЕ ОБ ЭТОМ, НАПИСАВ СООБЩЕСТВУ VK.COM/TEACHINMSU.

БЛАГОДАРИМ ЗА ПОДГОТОВКУ КОНСПЕКТА
СТУДЕНТА ФАКУЛЬТЕТА ВМК МГУ
АХМАДЕЕВА ИЛЬДАРА ИЛНУРОВИЧА

Содержание

1 Лекция 1. Введение в курс Физика частиц и атомного ядра 7

1.1 Структура вещества . . . 7

1.2 Пространственные масштабы — наивная физика микромира . . . 9

2 Лекция 2. Радиоактивность 14

2.1 Радиоактивность. Определение . . . 14

2.2 Открытие радиоактивности . . . 14

2.3 Радиоактивные распады . . . 14

2.4 Искусственная радиоактивность . . . 18

2.5 Применение радиоактивности . . . 18

2.6 Биологическое действие радиации . . . 18

3 Лекция 3. Квантовая физика 21

3.1 Определение квантовой физики. Разделы квантовой физики . . . 21

3.2 Возникновение квантовой физики . . . 21

3.3 Фотоэффект . . . 22

3.4 Планетарная модель атома . . . 23

3.5 Опыт Д. Франка и Г. Герца. Эффект Комптона . . . 23

3.6 Соотношение неопределенности . . . 24

3.7 Волновая функция . . . 26

3.8 Операторы . . . 27

3.9 Квантовые числа. Спин частицы . . . 27

4 Лекция 4. Физика частиц. Часть 1 30

4.1 Античастица . . . 30

4.2 Открытие частиц . . . 30

4.3 Рождение и аннигиляция частиц . . . 31

4.4 Структура частиц . . . 31

4.5 Фундаментальные частицы . . . 32

5 Лекция 5. Физика частиц. Часть 2 37

5.1 Кварковое строение адронов . . . 37

5.2 Формализм изоспина . . . 37

5.3 Диаграммы Фейнмана . . . 39

5.4 Фундаментальные взаимодействия. Слабое взаимодействие 40
5.5 Лептонные числа 42
5.6 Замечание по поводу константы слабого взаимодействия 43

6 Лекция 6. Нейтрино 45
6.1 Нейтрино 45
6.2 Регистрация антинейтрино 46
6.3 Мюонное нейтрино 46
6.4 Регистрация солнечных нейтрино 46
6.5 Источники нейтрино 47
6.6 Гипотеза нейтринных осцилляций 48
6.7 Реакторные эксперименты 49
6.8 Нейтринные телескопы 50
6.9 Проблемы современной нейтринной физики 51

7 Лекция 7. Эксперимент в физике ядра и частиц 52
7.1 Методы исследования в микромире 52
7.2 История создания ускорителей 52
7.3 Примеры ускорителей и примеры их применения 53
7.4 Преимущества коллайдерной схемы 53
7.5 После LHC 55
7.6 Детектирование 56

8 Лекция 8. Космические лучи 58
8.1 Открытие космического излучения 58
8.2 Особенности изучения ШАЛ 59
8.3 Орбитальные телескопы 60
8.4 Гамма всплески 61
8.5 Пузыри Ферми 62
8.6 Реликтовое излучение 62
8.7 Физика Солнца 63

9 Лекция 9. Атомные ядра 65
9.1 Открытие атомного ядра 65
9.2 Состав атомного ядра 65

9.3 Ядерные модели . . . 68
9.4 Дефект масс. Энергия связи ядра . . . 69
9.5 Поиск сверхтяжелых элементов . . . 71

10 Лекция 10. Ядерные модели 73
10.1 Оболочечная модель . . . 73
10.2 Спин и четность основных состояний ядер в одночастичной модели оболочек . . . 75
10.3 Обобщенная модель атомного ядра . . . 77

11 Лекция 11. Радиоактивные распады 80
11.1 Открытие типов радиоактивности . . . 80
11.2 Бета-распад . . . 80
11.3 Гамма-переходы в ядрах . . . 83
11.4 Альфа-распад . . . 85
11.5 Радиоактивная экзотика . . . 86

12 Лекция 12. Деление ядер 87
12.1 Область деления ядер . . . 87
12.2 Механизм деления . . . 89
12.3 Открытие деление урана . . . 89
12.4 Уран. Изотопы урана . . . 89
12.5 Открытие плутония. Производство плутония . . . 91
12.6 Ядерный реактор на тепловых нейтронах . . . 91
12.7 Условия осуществления цепной реакции деления . . . 92
12.8 Ядерная энергетика . . . 93
12.9 Ядерное оружие . . . 93

13 Лекция 13. Синтез ядер 96
13.1 Открытие возможности синтеза ядер . . . 96
13.2 Термоядерное оружие . . . 97
13.3 Мюонный катализ . . . 98
13.4 Термоядерный синтез в природе . . . 98

14 Лекция 14. Ядерные реакции 101
14.1 Ядерные реакции . . . 101

14.2 Законы сохранения в ядерных реакциях 101
14.3 Порог реакции 103
14.4 Механизмы ядерных реакций 103
14.5 Реакции под действием нейтронов 105
14.6 Фотоядерные реакции 106
14.7 Методические замечания (для самостоятельной подготовки) 106

15 Лекция 15. Особенности изучения физики микромира 108

15.1 Структура вещества 108
15.2 Виды взаимодействий 108
15.3 Стандартная модель 108
15.4 Атомное ядро 109
15.5 Еще раз о моделях 110

Лекция 1. Введение в курс Физика частиц и атомного ядра

Структура вещества

Основной источник информации — это видимый диапазон света, который имеет волновую природу. Дифракционный предел был открыт Эрнстом Аббе в 1873 году. Дифракционный предел — это наименьшее значение размера объекта, которое мы можем наблюдать с помощью световых волн.

$$d = \frac{\lambda}{2n}$$

Если размер становится меньше $\frac{\lambda}{2n}$, то световые волны перестают с ним взаимодействовать.

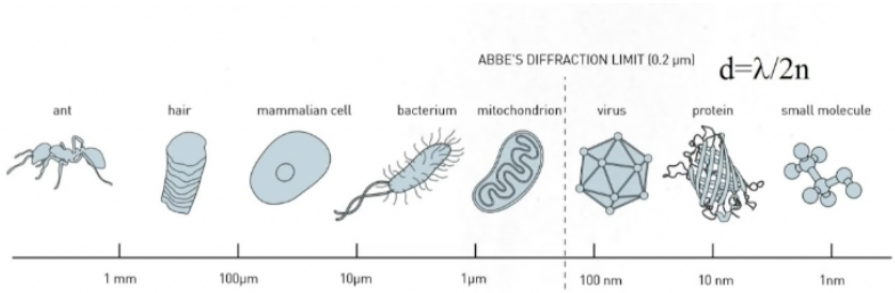

Рис. 1.1. Дифракционный предел

Это может привести к такой проблеме, как непрямые наблюдения:

- Все объекты микромира существенно меньше дифракционного предела для световых волн
- Все видимые эффекты, вызываемые объектами микромира — вторичны

Проблемы непрямых измерений заключаются в том, что, когда вы пытаетесь получить картину, то вы получаете большое количество лишней информации, то есть постоянный фон от других явлений. Чтобы не ошибиться, необходимо следовать следующим пунктам:

- Необходимость точных подтверждений, что явление вызвано именно изучаемым процессом

- Необходимость воспроизводимости эксперимента
- Необходимость хорошей статистики (большого числа событий)

Необходимость точных подтверждений, что явление вызвано именно изучаемым процессом была реализована Вальтером Боте в 1924 годе. Он предложил метод измерения, который сейчас называется схемой совпадения. Пучок, который входит с левой стороны, производит какое-то действие. При этом стоят 3 детектора: вверху, внизу и справа. Эти детекторы должны с определенным временным интервалом срабатывать. Если происходит срабатывание, связанное с регистрацией тех объектов, которые вы пытаетесь детектировать, в правильном временном интервале, то можно утверждать, что произошло некое событие, которое вы регистрируете.

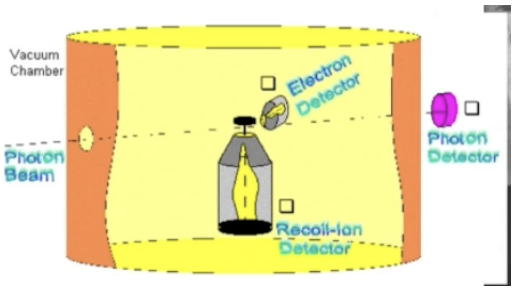

Рис. 1.2. Схема совпадений

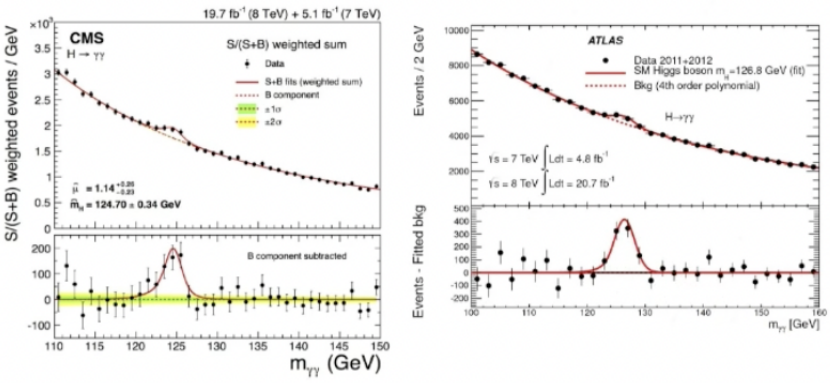

Рис. 1.3. Воспроизводимость и статистика

Научная честность — принцип научного мышления, соответствующий полнейшей честности, честности, доведенной до крайности. Например, если вы ставите эксперимент, вы должны сообщать обо всем, что, с вашей точки зрения, может сделать его

несостоятельным. Сообщайте не только то, что подтверждает вашу правоту. Приведите все другие причины, которыми можно объяснить ваши результаты, все ваши сомнения, устраненные в ходе других экспериментов, и описания этих экспериментов, чтобы другие могли убедиться, что они действительно устранены.

Пространственные масштабы — наивная физика микромира

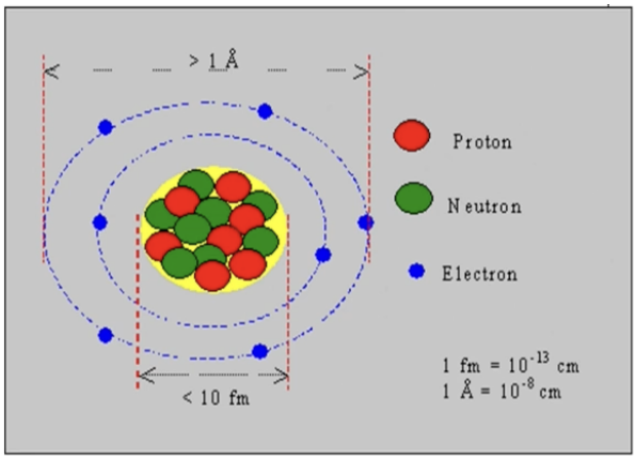

Рис. 1.4. Атомное ядро и размеры

Рассматриваются энергетические масштабы 3 частиц: электрон, протон, нейтрон:

$$E = mc^2$$

$$1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$m_e = 0.511 \text{ МэВ}$$

$$m_p = 938.3 \text{ МэВ}$$

$$m_n = 939.6 \text{ МэВ}$$

Scaling — это та энергия, при которой вы взаимодействуете с объектом тем или иным образом.

Постоянная Планка — это величина, демонстрирующая масштаб явлений микромира:

$$h = 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Модель атома Томсона была проверена опытом Резерфорда в 1911 году. Он использовал летящие α частицы, которые рассеивались и улавливались экраном из

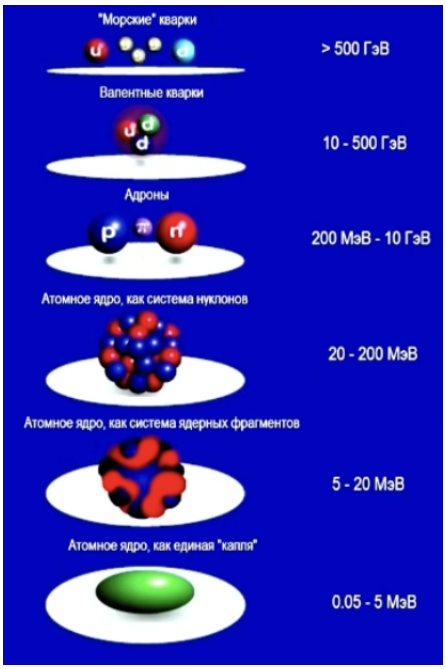

Рис. 1.5. Scaling

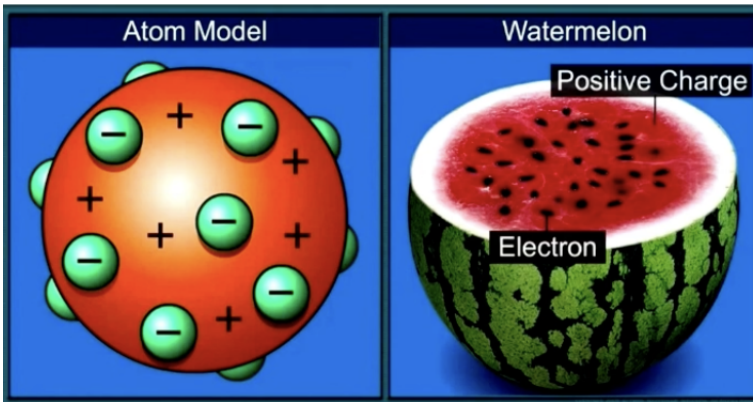

Рис. 1.6. Модель атома Томсона (1904-1911)

сернистого цинка под различными углами. Резерфорд пришел к выводу, что модель атома Томсона не верна, нет никакой положительной заряженной субстанции, распределенной по всему атому, а есть центральный потенциал, который создает концентрированный в центре атома положительный заряд, который назвал атомным ядром.

Сечение взаимодействия — это термин, определяющий то, как частица проходит через вещество и как они с ним взаимодействуют.

Таким образом, сечение имеет смысл вероятности взаимодействия и размерность

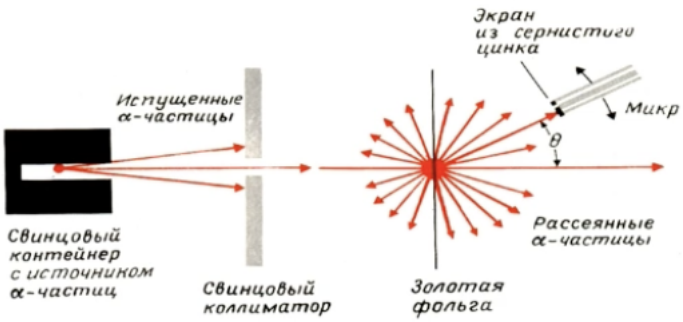

Рис. 1.7. Опыт Резерфорда

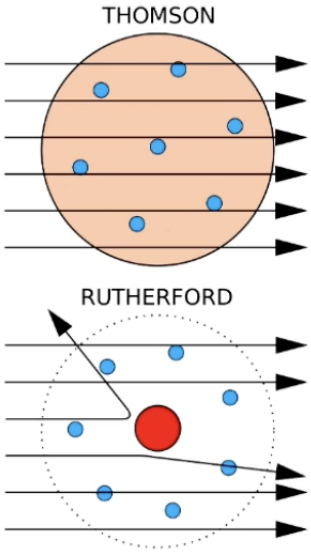

Рис. 1.8. Результат опыта Резерфорда

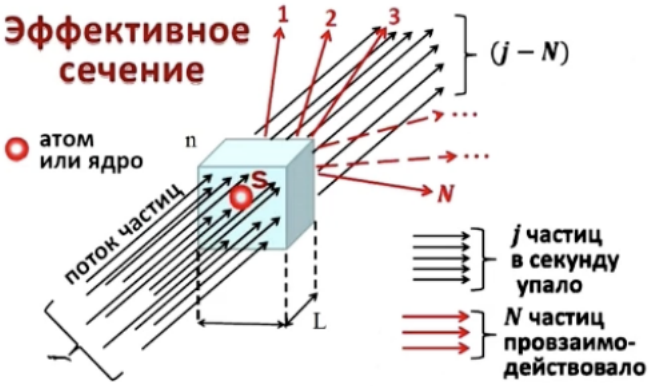

Рис. 1.9. Смысл сечения взаимодействия

площади.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\frac{dN(\theta)}{d\Omega}}{I \cdot n}$$

Полное сечение связано с дифференциальным:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

$$1 \text{ барн} = 1b = 10^{-24} \text{ см}^2$$

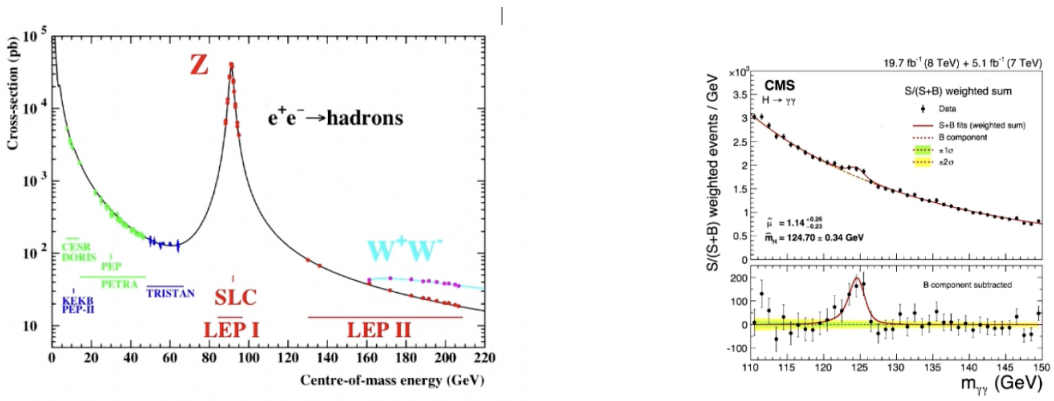

Рис. 1.10. Пример сечения

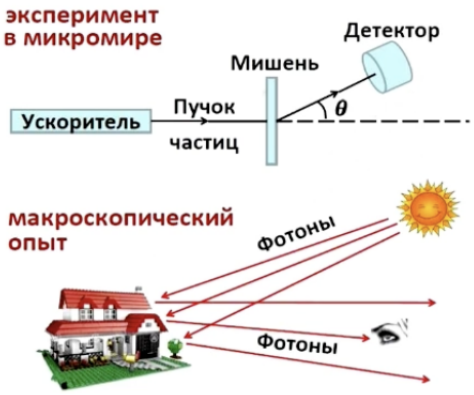

Рис. 1.11. Методы исследования в микромире

Рассматривается волна де Бройля — корпускулярно-волновой дуализм:

$$\lambda = \frac{h}{p} \to \overline{\lambda} = \frac{\overline{h}}{p} = \frac{\overline{h}c}{pc}$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

Связь энергии с размером исследуемого объекта записывается в следующем виде:

$$\lambda = \frac{hc}{E}$$

Взаимо-действие	Квант	Радиус (см)	Квадрат константы	Пример
Сильное	глюоны	$\sim 10^{-13}$	~1	Ядро, адроны
Электро-магнитн.	γ-квант	∞	$\alpha_e = 1/137 \approx 10^{-2}$	Атом
Слабое	W^+, W^-, Z^0	$\sim 10^{-16}$	$\sim 10^{-6}$ (10^{-2})	β-распад
Гравита-ционное	?	∞	$\sim 10^{-40}$	Сила тяжести

Рис. 1.12. Фундаментальные взаимодействия

Взаимодействие — это поток частиц, которые распространяются в пространстве и благодаря которому это взаимодействие себя проявляет. Переносчиком сильного взаимодействия являются глюоны, электромагнитного взаимодействия — гамма-кванты, а слабого взаимодействия — W^+, W^-, Z^0.

Характе-ристика	**Символ**	Strong сильное	El-magn. Эл.-магн.	Weak слабое	A /M
Энергия	E	+	+	+	A
Импульс	$\vec{P}$	+	+	+	A
Момент	$\vec{J}$	+	+	+	A
Эл.заряд	Q	+	+	+	A
Барионный заряд	B	+	+	+	A

Рис. 1.13. Законы сохранения и взаимодействия

Лекция 2. Радиоактивность

Радиоактивность. Определение

Определение 2.1. *Радиоактивность — самопроизвольное изменение атомными ядрами своего состава с испусканием частиц, излучений или ядерных фрагментов.*

Существенной ошибкой в терминологии, касающейся радиоактивности, являются смешивание понятия атома и атомного ядра. Атом — это электронейтральный объект, который не имеет никаких оснований что-либо с собой делать. Любое изменение в атоме может происходить по двум причинам. Либо это причина, находящаяся снаружи атома, либо это причина, которая находится внутри атома.

"Radiation"от латинского "radiatio"(сияние) — вообще любой вид излучения, в том числе, тепловое, световое и т.д.

Под радиацией же понимается излучение радиоактивных ядер или ускоренных частиц.

Открытие радиоактивности

Открытие радиоактивности приходится на самый конец 19 века (1896-1898). Одним из авторов был Антуан Анри Беккерель. Ему принадлежит первое изучение радиоактивных свойств урана. Особые заслуги в исследование радиоактивности принадлежат П. Кюри и М. Кюри-Склодовская. В 1903 году все три ученых получают Нобелевскую премию по физике за открытие радиоактивности.

В 1902 году два англичанина Э. Резерфорд и Ф. Содди открыли два основных типа радиоактивности. В 1903 году П. Виллар открыл третий тип радиоактивности под названием гамма.

Выходящие продукты распада препарата урана в свинцовом контейнере были помещены в магнитное поле. В результате этого ученые увидели расщепление пучка на две компоненты: положительно заряженная компонента и отрицательное заряженная компонента.

Радиоактивные распады

- α-распад — испускание ядрами α-частиц
- β-распад — испускание (или поглощение) лептонов
- спонтанное деление — распад ядра на два осколка сравнимой массы

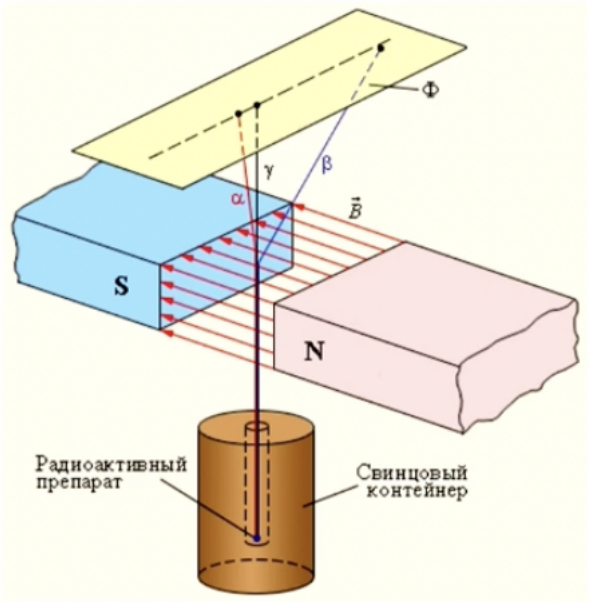

Рис. 2.1. Открытие типов радиоактивности

- к более редким видам радиоактивного распада относятся испускание ядрами одного или двух протонов, а также испускание кластеров — легких ядер от $C-12$ до $S-32$. Во всех видах радиоактивности изменяется состав ядра — число протонов Z, массовое число A или то и другое одновременно.

- γ-переходы в атомных ядрах, сопровождаемые испусканием γ-квантов.

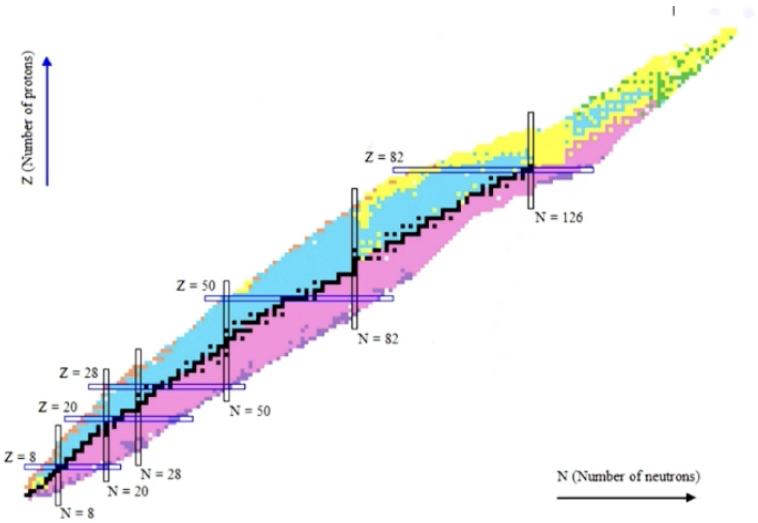

Рис. 2.2. Диаграмма атомных ядер

Необходимое условие распада:

- Радиоактивный распад может происходить только в том случае, если масса исходного ядра M_i больше суммы масс продуктов распада $\sum M_f$:

$$M_i > \sum M_f$$

- Разность $Q = (M_i - \sum M_f)c^2$ выделяется в виде энергии продуктов распада.

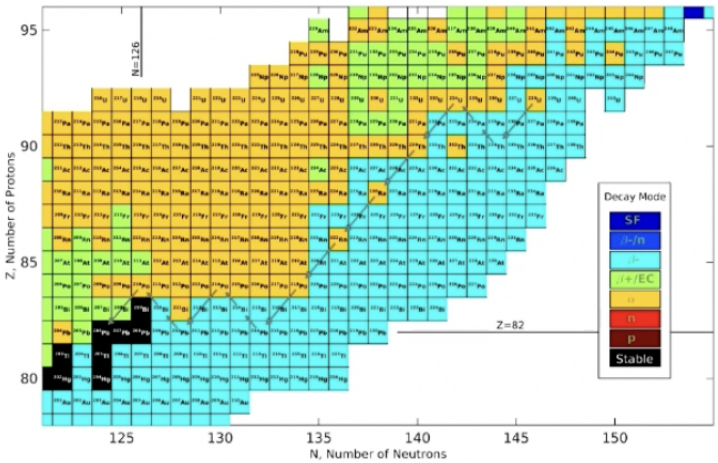

Рис. 2.3. Движение изотопов по диаграмме

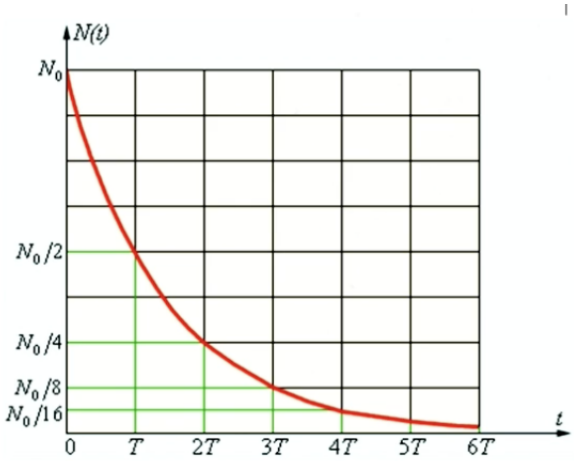

Рис. 2.4. Закономерности радиоактивного распада

Закон радиоактивного распада записывается в следующем виде:

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

N_0 — количество радиоактивных ядер в начальный момент времени. λ — вероятность распада. Постоянная распада λ характеризует вероятность распада атомного ядра в единицу времени. Если в образце в момент времени t содержится N радиоактивных ядер, то количество dN ядер, распадающихся в интервал времени $(t;t+dt)$, определяется соотношением:

$$dN = -\lambda N dt$$

Знак минус означает, что общее число радиоактивных ядер уменьшается в результате распада.

Для практического применения используется период полураспада. Период распада $T_{\frac{1}{2}}$ — время, за которое количество радиоактивных ядер (масса препарата) уменьшается вдвое от первоначального.

$$T_{\frac{1}{2}} = \ln\frac{2}{\lambda}$$

Периоды полураспада некоторых радиоактивных изотопов:

- ^{3}H (тритий) — 12.3 года
- ^{14}C — 5730 лет
- ^{32}P — 14.2 дня
- ^{40}K — 1.28 млрд. лет
- ^{60}Co — 5.2 года
- ^{131}I — 8 дней
- ^{137}Cs — 30 лет
- ^{210}Po — 138 дней

Еще одной важной характеристикой является активность:

$$I = -\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

Единицы активности:

$$1 \text{ бк} = 1 \text{ расп/с}$$

$$1 \text{ ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ расп/с}$$

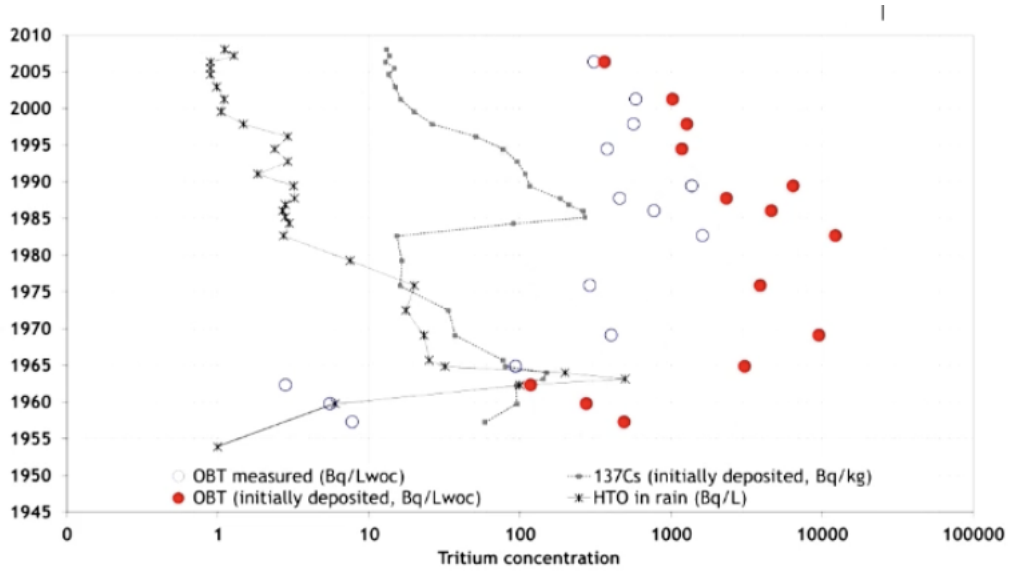

Рис. 2.5. Присутствие отдельных изотопов вокруг нас

Если период распада $T_{\frac{1}{2}} > 10^{16}$ лет, то ядро считается условно стабильным и наблюдаются редкие распады. $T_{\frac{1}{2}}$ для ^{115}In — примерно 10^{15} лет.

Эксперименты CUORE — пример использования изотопов со сверхнизкой активностью.

Искусственная радиоактивность

В 1933 году Ф. Жолио-Кюри и И. Жолио-Кюри открыли искусственную радиоактивность. Они получили радиоактивные изотопы из стабильного. В начале имеются стабильные изотопы, которые в результате ядерных реакций превращаются в радиоактивные.

Применение радиоактивности

В 1951 году У. Либби предложил радиоуглеродный метод. Радиоуглеродный метод — это метод определения возраста некоторых археологических останков органического происхождения.

В 1934 году Д. Хевеши предложил использование изотопов. он предложил использовать ^{131}I для введения в человеческий организм.

Биологическое действие радиации

Когда человек находится на уровне моря, то на него действуют 3 фактора, связанные с биологическим действием радиации. Это радиоактивные изотопы, которые

находятся в почве, это космическое излучение, и это дополнительные излучения.

Весовые множители излучения показывают степень опасности тех или иных излучений. Гамма-кванты обладают минимальным весовым множителем, а максимальным обладают альфа-частицы. Для того, чтобы получить вред от альфа-частиц они должны непосредственно воздействовать при контакте с кожей, проглатывания, или вдыхании.

Основные радиологические величины и единицы			
Величина	Наименование и обозначение единицы измерения		Соотношения между единицами
	Внесистемные	Си	
Активность нуклида, A	Кюри (Ки, Ci)	Беккерель (Бк, Bq)	1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$Бк 1 Бк = 1 расп/с 1 Бк=$2.7 \cdot 10^{-11}$Ки
Экспозиционная доза, X	Рентген (P, R)	Кулон/кг (Кл/кг, C/kg)	1 P=$2.58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг 1 Кл/кг=$3.88 \cdot 10^{3}$ P
Поглощенная доза, D	Рад (рад, rad)	Грей (Гр, Gy)	1 рад-10^{-2} Гр 1 Гр=1 Дж/кг
Эквивалентная доза, H	Бэр (бэр, rem)	Зиверт (Зв, Sv)	1 бэр=10^{-2} Зв 1 Зв=100 бэр
Интегральная доза излучения	Рад-грамм (рад·г, rad·g)	Грей- кг (Гр·кг, Gy·kg)	1 рад·г=10^{-5} Гр·кг 1 Гр·кг=105 рад·г

Рис. 2.6. Основные радиологические величины и единицы

К числу взаимодействия радиации относятся:

- Мутации — генетические изменения в последующих поколениях
- В сложных биологических системах мутации всегда приводят к частичной или полной потере жизнеспособности организмов

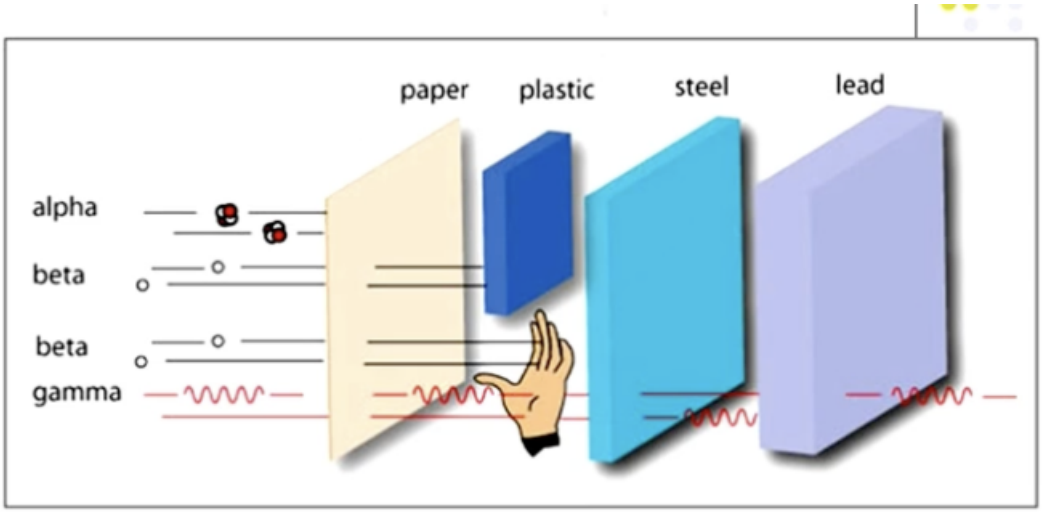

Рис. 2.7. Проникающая способность

Весовые множители излучения	
Вид излучения и диапазон энергий	Весовой множитель
Фотоны всех энергий	1
Электроны и мюоны всех энергий	1
Нейтроны с энергией < 10 КэВ	5
Нейтроны от 10 до 100 КэВ	10
Нейтроны от 100 КэВ до 2 МэВ	20
Нейтроны от 2 МэВ до 20 МэВ	10
Нейтроны > 20 МэВ	5
Протоны с энергий > 2 МэВ (кроме протонов отдачи)	5
альфа-частицы, осколки деления и другие тяжелые ядра	20

Рис. 2.8. Весовые множители

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

Лекция 3. Квантовая физика

Определение квантовой физики. Разделы квантовой физики

Квантовая физика — раздел физики, описывающий свойства материи на уровне микроявлений (порядка 10^{-8} см). Квантовая физика не отменяет классическую, а содержит ее, как предельный случай (принцип соответствия Бора). Квантовая физика содержит в себе 4 раздела:

- Квантовая механика
- Квантовая электродинамика
- Квантовая теория поля
- Квантовая хромодинамика

Возникновение квантовой физики

Создателем квантовой физики считается Макс Планк, который получил Нобелевскую премию в 1918 году. Квантовая физика была создана в 1900 году. Макс Планк ввел гипотезу кванта энергии:

$$E = h\nu$$

Он сказал, что энергия передается не непрерывным потоком, а квантовым, и каждая порция выражается через частота излучения ν и постоянную константу h. При уменьшении длины волны происходит лавинно образное возрастание интенсивности.

Совершается ошибка, когда при расчетах для интенсивности излучения используется непрерывный характер энергии, то есть интегрирование, при этом необходимо использовать суммирование.

$$\mu(T,\nu) = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}$$

$$U(T,\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

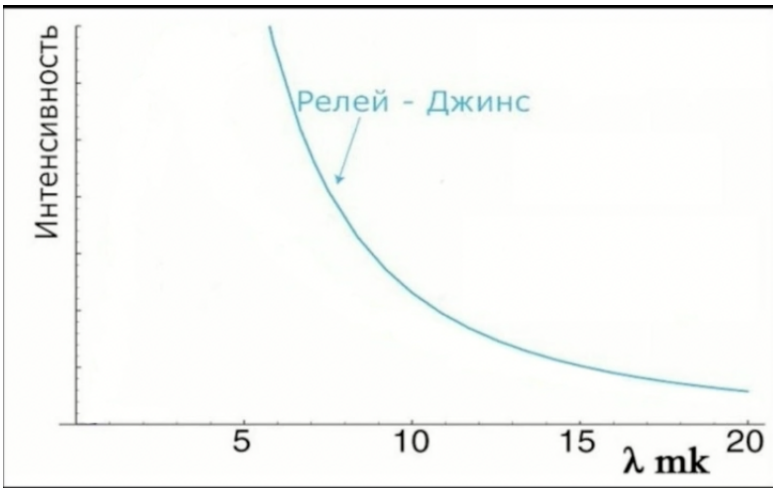

Рис. 3.1. Излучение абсолютно черного тела

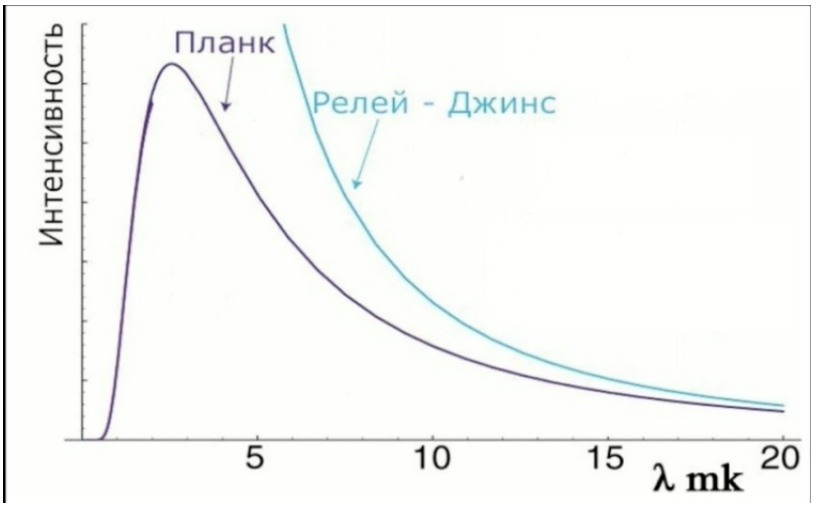

Рис. 3.2. Излучение абсолютно черного тела

Фотоэффект

Введение гипотезы кванта энергии открыло возможность объяснить фотоэффект, который был открыт в 1889 году. Фотоэффект был объяснен Эйнштейном в 1905 году. В 1922 году Эйнштейн получил Нобелевскую премию.

$$eU - h\nu - A$$

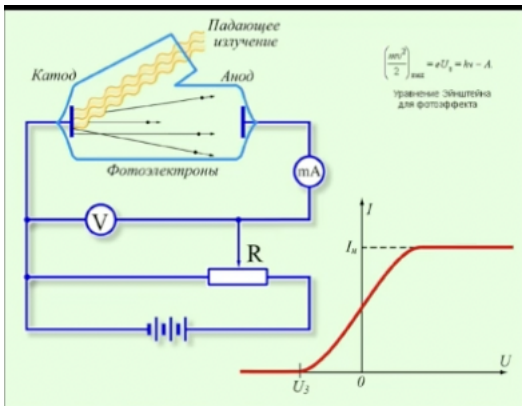

Рис. 3.3. Фотоэффект

Планетарная модель атома

Н.Бор открыл планетарную модель атома в 1913 году и получил Нобелевскую премию в 1922 году.

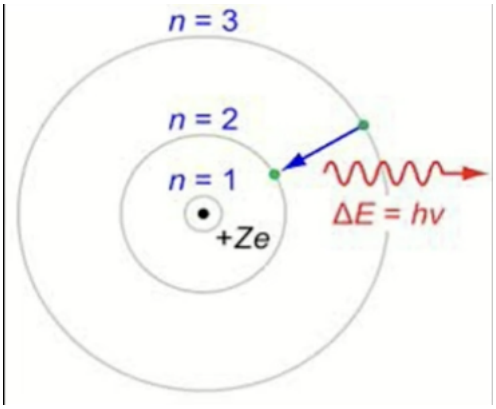

Рис. 3.4. Планетарная модель атома

Опыт Д. Франка и Г. Герца. Эффект Комптона

Опыт Д. Франка и Г. Герца был проведен в 1913 году. Они подавали напряжение на ртутную лампу. Повышая напряжение, они наблюдали за возникновением тока внутри. Напряжение соответствует энергии, при которой происходит ионизация. Когда энергия, которая передается атому, увеличивается, то наблюдается аффект покидания электронами атома.

Эффект Комптона был открыт в 1923 году. При этом эффекте происходит поглощение атома энергии фотона, затем вылет электрона, и переизлучение фотона с соответствующей энергией.

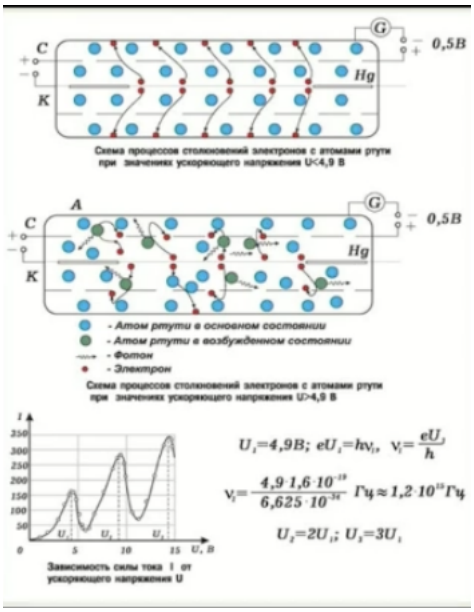

Рис. 3.5. Опыт Д. Франка и Г. Герца

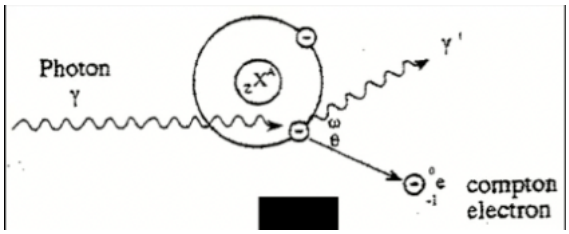

Рис. 3.6. Эффект Комптона

Соотношение неопределенности

Соотношение неопределенности было открыто В. Гейзенбергом в 1927 году:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \approx h$$

Соотношение неопределенности демонстрирует некое свойство систем в квантовом мире. Если пытаться фиксировать какую-либо величину, связанную с другой величиной, то теряется представление о том, какова вторая величина. В. Гейзенберг получает Нобелевскую премию в 1932 году за создание квантовой механики. Пусть оружие стреляет электроном. Необходимо изобразить траекторию полета электрона. Таким образом, необходимо ответить на следующий вопрос: "Не влияет ли излучение, с помощью которого освещается картина, на траектории полета частицы?"

При попытке точно измерить какой-либо параметр микрообъекта (энергию, импульс, координату) мы столкнемся с тем, что сам процесс измерения будет очень

сильно менять измеряемые параметры. Тогда необходимо признать, что при любых измерениях в микромире мы никогда не сможем провести абсолютно точные измерения — всегда будет иметь место неопределенность в определении основных параметром системы.

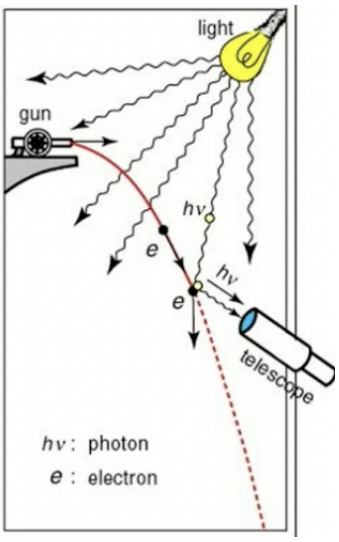

Рис. 3.7. Принцип неопределенности

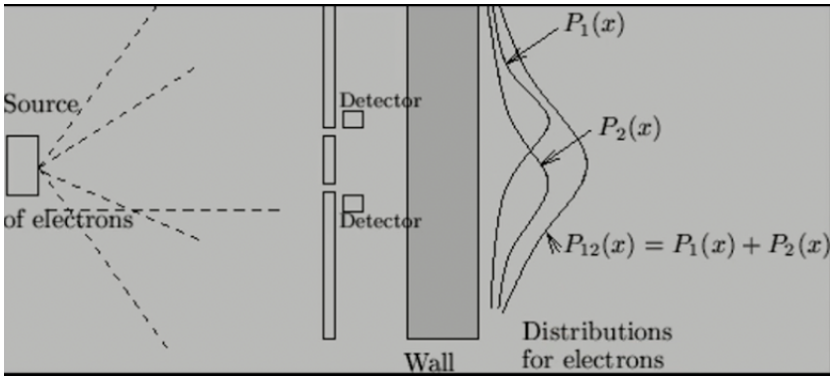

Рис. 3.8. Экспериментальная проверка

Соотношение между шириной линии и временем жизни в спектрах частиц записывается в следующем виде:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h$$

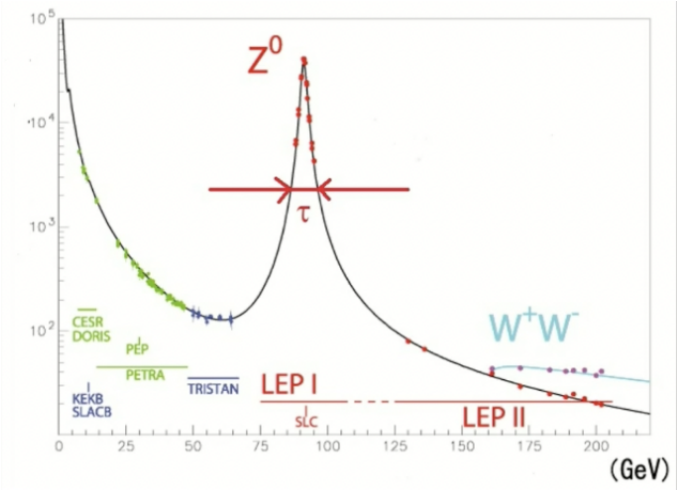

Рис. 3.9. Соотношение между шириной линии и временем жизни в спектрах частиц

Волновая функция

Волновая функция была введена М. Борном в 1926 году.

$$\Psi(x,t) \quad f(x,t) = \left|\Psi(x,t)\right|^2$$

Волновая функция плоской волны записывается в следующем виде:

$$\Psi(x,t) = A\ exp\left(\frac{i(px - Et)}{h}\right)$$

Если p и E точно известны, получается уравнение плоской волны, то есть частица локализована во всем пространстве.

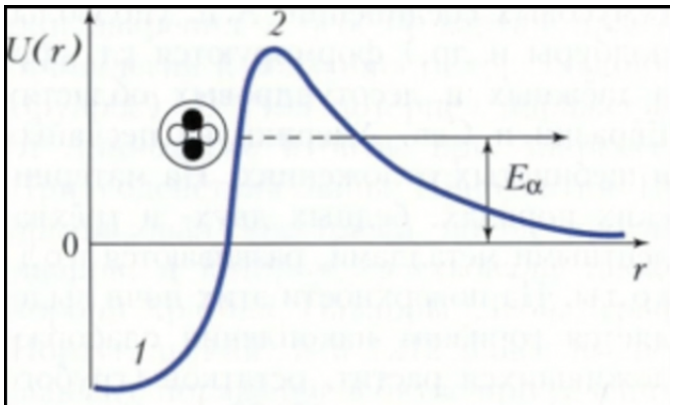

Рис. 3.10. Туннельный эффект на примере альфа-распада

Кулоновский потенциал $U(r)$ ядра: f — потенциальная яма; 2 — кулоновский барьер. E_α — энергия альфа-частицы.

Операторы

Оператор — это функция, которая действует на что-то с чем происходит взаимодействие.

Название величины	Выражение	
	Квантовая механика	Классическая механика
Координата	$\hat{x} = x$	$x = x$
Импульс	$\hat{\vec{p}} = -ih\nabla$	$\vec{p} = m\vec{v}$
Момент импульса	$\hat{\vec{L}} = [\vec{r} \times \hat{\vec{p}}] = -ih[\vec{r} \times \nabla]$	$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] = m[\vec{r} \times \vec{v}]$
Кинетическая энергия	$\hat{T} = \frac{\hat{p}^2}{2m} = -\frac{h^2}{2m}\Delta$	$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2}$
Потенциальная энергия	$\hat{V}(\vec{r},t) = V(\vec{r},t)$	$V(\vec{r},t) = V(\vec{r},t)$
Полная энергия	$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = -\frac{h^2}{2m}\Delta + V(\vec{r},t)$	$H = T + V = \frac{mv^2}{2} + V(\vec{r},t)$

Рис. 3.11. Операторы

Используя операторы, можно получить уравнение Шрёдингера:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi$$

Система помещается в некоторое поле и у нее появляется набор энергии ее состояния. Характеристика системы определяется при помещение система в какое-то поле.

Квантовые числа. Спин частицы

Спин частицы была обнаружена в опытах О. Штерна и В. Герлах в 1022 году. Они использовали ионы серебра, пропуская через магнитное поле. В конце на пластине пучок расщеплялся на две части.

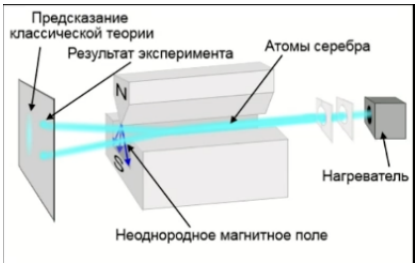

Рис. 3.12. Опыт О. Штерна и В. Герлах

Уравнение квантового состояния записывается в следующем виде:

$$\psi(x,y,z) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta,\varphi)$$

Частица	*Кварковый состав*	*Масса* mc^2, *МэВ*	*Спин J*
Электрон, e^-	—	0,511	1/2
Мюон, μ^-	—	105,6	1/2
Нейтрино, ν_e	—	0	1/2
Протон, p	uud	938,27	1/2
Нейтрон, n	udd	939,57	1/2
Сигма, Σ^+	uus	1189	1/2
Дельта, Δ^{++}	uuu	1232	3/2
Пион, π^+	$u\bar{d}$	139,57	0
Ро, ρ^+	$u\bar{d}$	776	1
Гамма-квант, γ	—	—	1

Рис. 3.13. Спин частицы

$$|nlj>$$

n — номер состояния с данным l; l — орбитальный момент; j — полный момент; s — спин.

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

J, j — квантовое число волнового углового момента. j никогда не бывает отрицательным и может быть целым или полуцелым в зависимости от свойств рассматриваемой системы:

$$J^2 = h^2 j(j+1)$$

L, l — квантовое число орбитального углового момента. Интерпретация этого квантового числа такая же как для j, но l может принимать только целые значения:

$$l = 0, 1, 2, \ldots \quad L^2 = h^2 l(l+1)$$

S, s — квантовое число спинового углового момента. s может принимать положительные целые и полуцелые значения. S — характеристика частицы, определяемая ее свойствами:

$$S^2 = h^2 s(s+1)$$

P — пространственная четность характеризует поведение физической величины при зеркальном отражении:

$$(\vec{r} \to -\vec{r})$$

$$P = (-1)^l$$

Частицы с целым (в том числе с нулевым) спином подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна (γ-кванты, π-мезоны, α-частицы и др.). Частицы с целым спином называются бозонами. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака (электроны, кварки, нейтрино, протоны, нейтроны, ядра с нечетным числом нуклонов и т.д.). Частицы и ядра с полуцелым спином называются *фермионами.*

Рассматривается статистика Ферми. Одна частица находится в первом состоянии, другая — во втором.

$$\psi = \psi_1(1)\psi_2(2) - \psi_2(1)\psi_1(2)$$

Рассматривается статистика Бозе-Эйнштейна:

1) Обе частицы в первом состоянии $\psi_1(1)\psi_1(2)$

2) Обе частицы во втором состоянии $\psi_2(1)\psi_2(2)$

3) Одна из частицы в первом состоянии, другая — во втором:

$$\psi_1(1)\psi_2(2) + \psi_2(1)\psi_1(2)$$

Для тождественных фермионов справедлив принцип Паули. Принцип Паули: в системах, подчиняющихся статистике Ферми-Дирака и описываемых антисимметричными волновыми функциями, не должно существовать двух тождественных частиц с полностью совпадающими характеристиками. Для системы тождественных фермионов:

$$\psi(2,1,\ldots,A) = -\psi(1,2,\ldots,A)$$

Если частицы 1 и 2 находятся в одинаковом состоянии, тогда $\psi(2,1,\ldots,A)$ и $\psi(1,2,\ldots,A)$ одна и та же функция и $\psi = -\psi$, $2\psi = 0$, $\psi = 0$, т.к. такое состояние не существует.

Лекция 4. Физика частиц. Часть 1

Античастица

В 1928 году П.Дирак ввел понятие античастицы. Для уравнения Дирака были найдены два решения, одно из которых давало обычный электрон, а второе решение давало частицу с массой равной массе электрона, но с отрицательной массой.

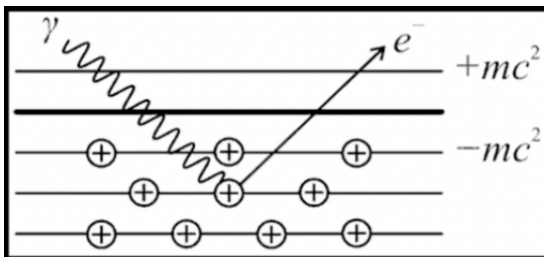

Рис. 4.1. Античастицы

К. Андерсон в 1932 году открыл позитрон в космических лучах.

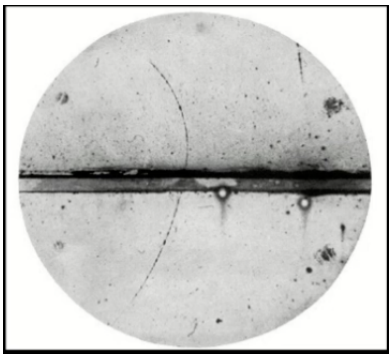

Рис. 4.2. Открытие позитрона

Открытие частиц

- 1919 год — протон (Э.Резерфорд)
- 1932 год — нейтрон (Д.Чэдвик) и позитрон (К.Андерсон)
- 1937 год — мюон (К.Андерсон и др.)
- 1947 год — пион (С.Пауэлл и др.)б странные частицы (Д.Рочестер, К.Батлер)
- 1955 год — антипротон (Э.Сегрэб О.Чемберлен и др.)

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

- 1956 год — электронное антинейтрино (Ф.Райнес, К.Коуэн)
- 1960 год — адронные резонансы (Л.Альварес)
- 1962 год — мюонное нейтрино (Л.Ледерман)
- 1967 год — электронное нейтрино (Р.Дэвис)
- 1975 год — таон (М.Перл)
- 2000 год — таонное нейтрино
- 2012 год — бозон Хигтса

Рождение и аннигиляция частиц

Рис. 4.3. Рождение и аннигиляция частиц

При переходе от частицы к античастице сохраняются масса, время жизни, спин, способ распада, изоспин и магнитный момент, а меняют знак электрический заряд, барионный заряд, лептонный заряд и кварковые квантовые числа. Если все аддитивные квантовые числа у частицы равны 0, то при таком переходе она превращается сама в себя. Такие частицы называются истинно нейтральными.

Структура частиц

Всего известно около 500 частиц (включая античастицы). Мы уже встречали протон (p), нейтрон (n), электрон (e) и позитрон ($e^{\pm}$), фотон (γ), нейтрино (ν), антинейтрино ($\overline{\nu}$), ($W^{\pm}, Z$), пионы ($\pi^{\pm}, \pi^{0}$). Стабильные частицы: p, e, γ, ν (и их античастицы)

$$\tau_e > 4.6 \cdot 10^{26} \text{ лет}$$

$$\tau_p > 10^{32} \text{ лет}$$

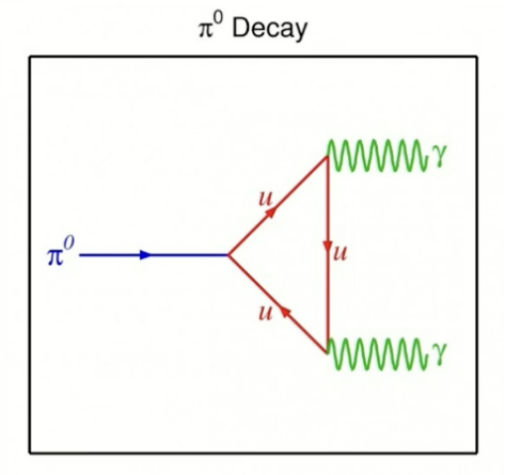

Рис. 4.4. Истинно нейтральные частицы

Самая долгоживущая нестабильная частица — нейтрон:

$$n \to p + e^- + \overline{\nu}_e$$

$$\tau_n \approx 900 \text{ сек}$$

Остальные частицы короткоживущие. Их времена жизни $10^{-24} - 10^{-6}$ сек. Большинство частиц-античастиц (из более 450) имеют размеры ≈ 1Фм и состоят из двух или трех кварков. Они называются адронами. Остальные частицы бесструктурные ($< 10^{-17}$ см): это 6 кварков, 6 лептонов и кванты полей (глюоны, фотон, $W^{\pm}$, Z, гравитон). Их часто называют фундаментальными.

Фундаментальные частицы

Кварки, лептоны и кванты физических полей на современном уровне знаний бесструктурные (точечные), их размер $< 10^{-17}$ см. Они образуют самый глубинный слой материи и мы будем называть их фундаментальными частицами. Существует 6 кварков и 6 лептонов. Они имеют спин 1/2, то есть являются фермионами. Эти 12 фундаментальных фермионов делятся на три поколения (или семейства) по 2 кварка и лептона в каждом из них.

Рассматривается смысл константы взаимодействия α. Эта константа безразмерная и является характеристикой интенсивности фундаментального взаимодействия. Сила и энергия взаимодействия двух частиц пропорциональны α, а вероятность взаимодействия пропорциональна α^2.

Поколения (семейства):		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	$-1e$

Рис. 4.5. Фундаментальные частицы

Фундаментальные фермионы	Взаимодействия: Сильное	Электро-магнитное	Слабое	Гравитация
Кварки: d, u, s, c, b, t	Глюоны	Фотоны	$W^{\pm}, Z$	?
Лептоны: e μ τ ν_e ν_μ ν_τ				

Рис. 4.6. Участие фундаментальных частиц в различных взаимодействиях

Пример 4.1. *Константа α_e электромагнитного взаимодействия. Рассмотрим кулоновское взаимодействие двух элементарных зарядов e:*

$$F_{кул} = \frac{e^2}{r^2} = \frac{e^2}{hc} \cdot \frac{hc}{r^2} = \alpha_e \frac{hc}{r^2}$$

$$E_{кул} = \frac{e^2}{r} = \frac{e^2}{hc} \cdot \frac{hc}{r} = \alpha_e \frac{hc}{r}$$

Здесь безразмерная величина $\alpha_e = \frac{e^2}{hc}$ и есть константа электромагнитного взаимодействия.

$$hc = 197 \ МэВ \cdot Фм \approx 200 \ МэВ \cdot Фм$$

В 1957 году Р.Хофцтадтер открыл структуру нуклона.

Сначала были предложены три кварка d, u, s. Из них можно было построить все известные тогда адроны. Кварковое строение нуклонов и пионов с помощью вышеуказанных трех кварков представляется в следующем виде:

$$\text{протон} = uud$$

$$\text{нейтрон} = udd$$

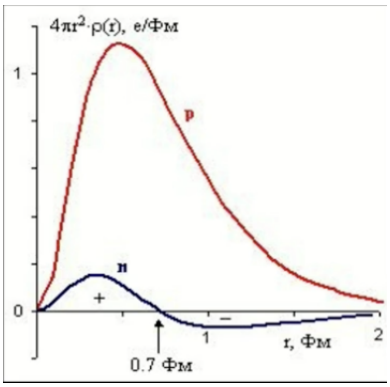

Рис. 4.7. Структура нуклона

$$\pi^+ = u\bar{d}$$

$$\pi^0 = \begin{cases} u\bar{u} \\ d\bar{d} \end{cases}$$

$$\pi^- = \bar{u}d$$

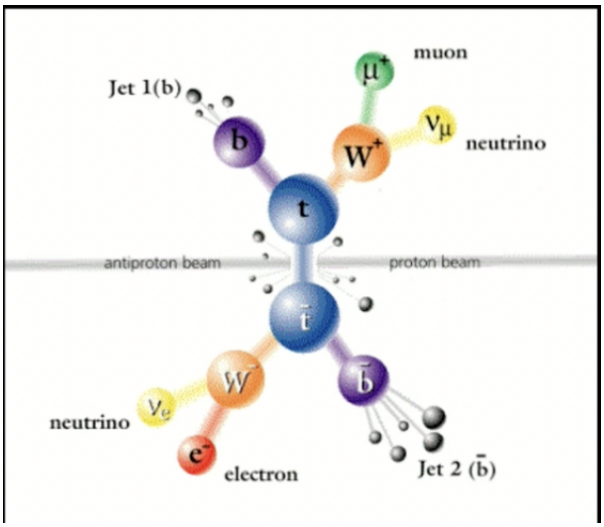

Рис. 4.8. Струйные события

$$\bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + \text{струи адронов}$$

$$\bar{\nu}_\mu + u \to \mu^+ + d$$

$$Q(d) = -0.33 \pm 0.09$$

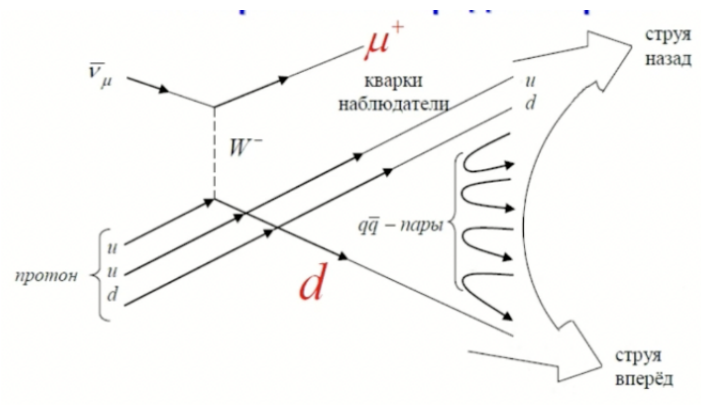

Рис. 4.9. Электрические заряды кварков

Рассматривается кварковое строение адронов.

$$d - down$$

$$u - up$$

$$c - charm$$

$$b - bottom$$

$$t - top$$

Каждый кварк имеет спин 1/2 и барионный заряд $\pm\, 1/3e$ (кварк-антикварк).

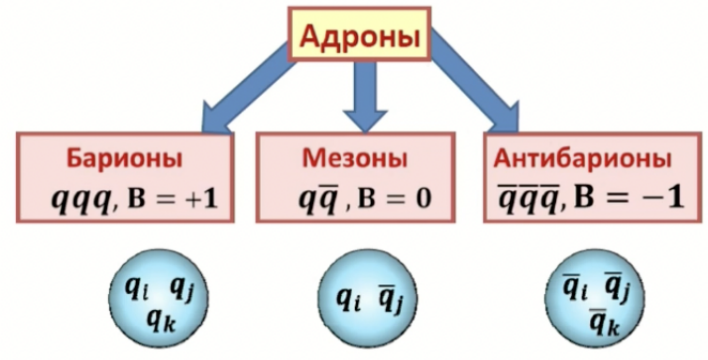

Рис. 4.10. Кварковое строение адронов

Рассматривается квантовое число цвет. В природе есть кварковые комбинации qqq, $\overline{qqq}$, $q\bar{q}$, нет комбинаций qq, $\overline{qq}$, $qq\bar{q}$, $q\overline{qq}$, q, $\bar{q}$, ... Кроме того, для следующих угловых членов декуплета барионов $\frac{3}{2}^2$ не выполняется принцип Паули — три кварка находятся в одинаковых состояниях: $\Delta^-(ddd)$, $\Delta^{++}(uuu)$, $\Omega^-(sss)$. В 1964-1965 гг было

постулировано новое квантовое число цвет. Кварки могут быть красными, зелеными, синими. Антикварки — антикрасными, антизелеными, антисиними.

$$\Delta^{++}(uuu) \equiv u_{\text{к}} u_{\text{з}} u_{\text{с}}$$

Сильное взаимодействие осуществляется обменом безмассовой электрически нейтральной частицей со спином 1, отрицательной четностью и нулевым изоспином — глюоном. Испуская или поглощая глюон, кварк определенного цвета может сохранять этот цвет или изменить цвет. Цвет выполняет роль заряда сильного взаимодействия. При испускании и поглощении глюона выполняется закон сохранения цвета или цветного заряда. Для нахождения цветовых характеристик глюонов используем закон сохранения цвета (цветового заряда).

Лекция 5. Физика частиц. Часть 2

Кварковое строение адронов

Рассматривается кварковое строение адронов.

$$d - down$$

$$u - up$$

$$c - charm$$

$$b - bottom$$

$$t - top$$

Каждый кварк имеет спин 1/2 и барионный заряд $\pm\, 1/3e$ (кварк-антикварк).

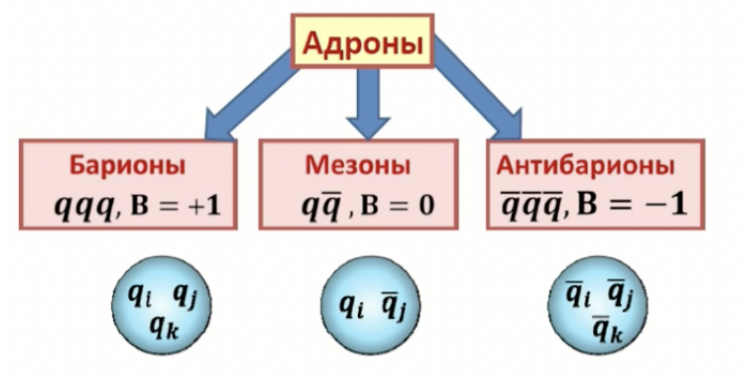

Рис. 5.1. Кварковое строение адронов

Формализм изоспина

Рассматривается аналогия спин-изоспин. Два состояния частицы с обычным спином 1/2, различающиеся проекцией на ось z ($+1/2$ или $-1/2$), рассматривают не как две разные частицы, а как два состояния одной частицы. Аналогично протон и нейтрон можно считать не двумя разными частицами, а двумя зарядовыми состояниями одной частицы — нуклона (с изоспином 1/2б направленным либо вверх вдоль оси 3 (протон)б либо вниз (нейтрон)).

Несохранение изоспина:

$$\sum^{0} \to \Lambda + \gamma \quad I = 1 \neq I = 0$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

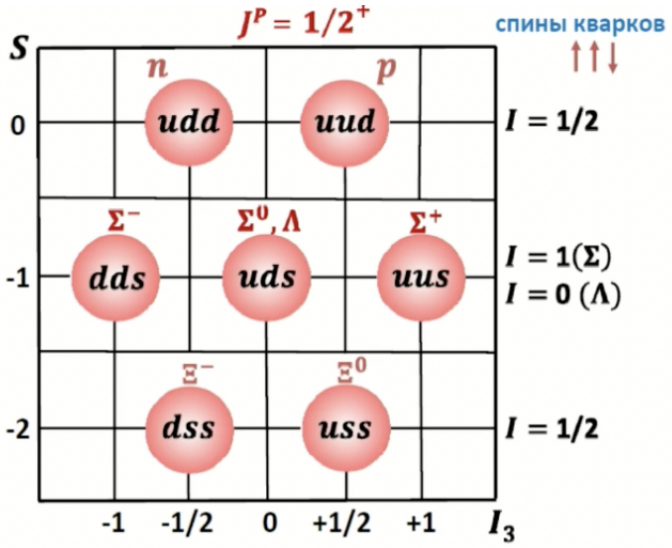

Рис. 5.2. Кварковая структура октета легчайших барионов

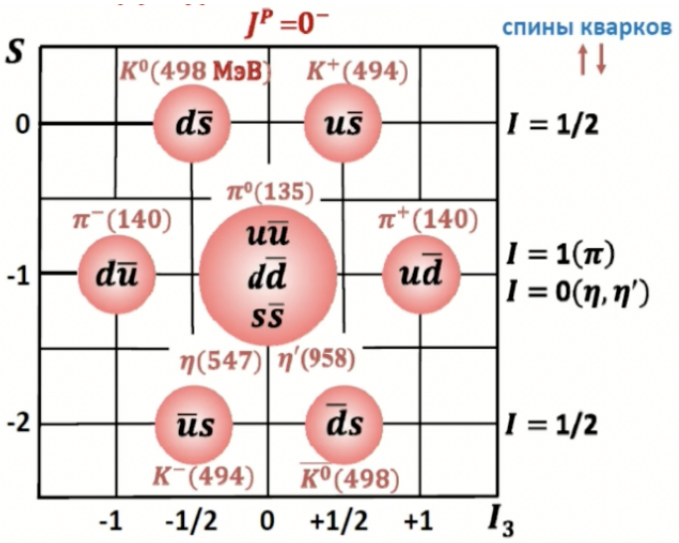

Рис. 5.3. Кварковая структура нонета легчайших барионов

Заряд нуклона:

$$q = e\left(\frac{1}{2} + i_3\right)$$

Заряд пиона:

$$q = ei_3$$

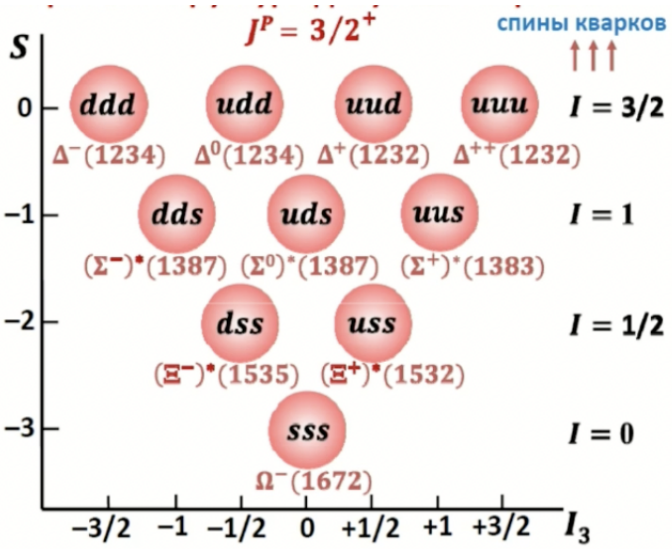

Рис. 5.4. Кварковая структура декуплета барионов

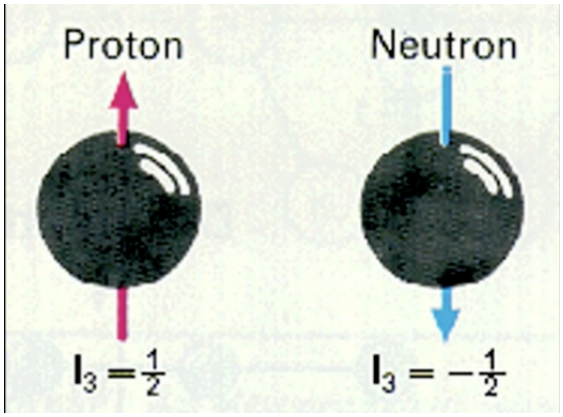

Рис. 5.5. Формализм изоспина

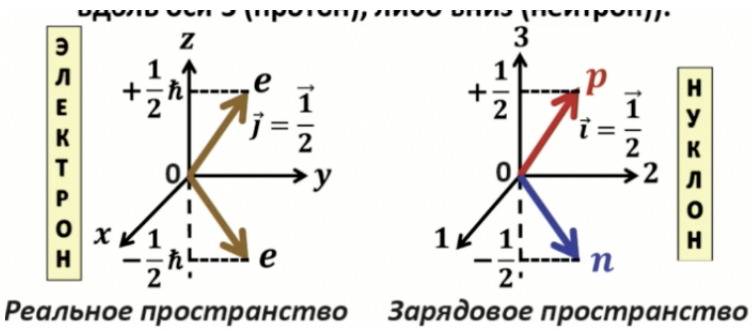

Рис. 5.6. Аналогия спин-изоспин

Диаграммы Фейнмана

Диаграмма Фейнмана — вычислительный метод, предложенный Фейнманом. Диаграммы Фейнмана описывают взаимодействие частиц в виде вершин или узлов. В

Тип Нуклона	Спин-чётность j^P	Масса, mc^2, МэВ	Заряд, e	Изоспин i	Проекция изоспина i_3
ПРОТОН	$1/2^+$	938,27	+1	1/2	+1/2
НЕЙТРОН	$1/2^+$	939,57	0	1/2	−1/2

Рис. 5.7. Изодублет протон-нейтрон (нуклон)

Тип пиона	Спин-чётность j^P	Масса, mc^2, МэВ	Заряд, e	Изоспин i	Проекция изоспина i_3
π^+	0^-	140	+1	1	+1
π^0	0^-	135	0	1	0
π^-	0^-	140	−1	1	−1

Рис. 5.8. Изотриплет пионов

реальности каждому узлу соответствует специальная функция, которую можно посчитать и сделать вывод вероятности.

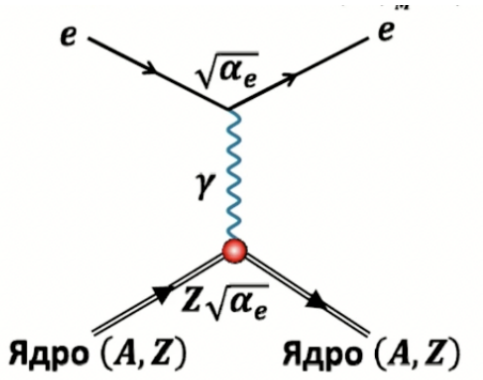

Рис. 5.9. Рассеяние электрона на ядре

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{Ze^2}{2T_e}\right)^2 \frac{\cos^{@}\frac{\theta}{2}}{\sin^4}\frac{\theta}{2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (Z\sqrt{\alpha_e}\cdot\sqrt{\alpha_e})^2 \sim Z^2e^4$$

Фундаментальные взаимодействия. Слабое взаимодействие

Слабое взаимодействие введено Э.Ферми в процессе создания теории бета-распада в 1934 году. Лептоны — не сильно взаимодействующие частицы. Ключевая термо-

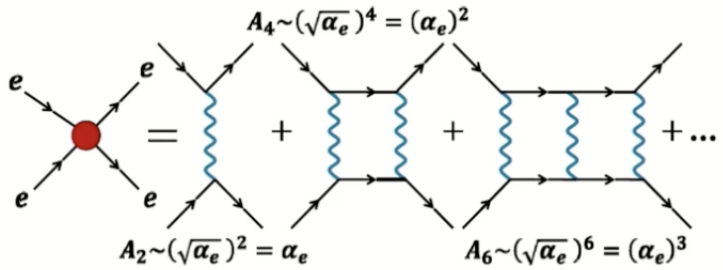

Рис. 5.10. Рассеяние электрона на электроне

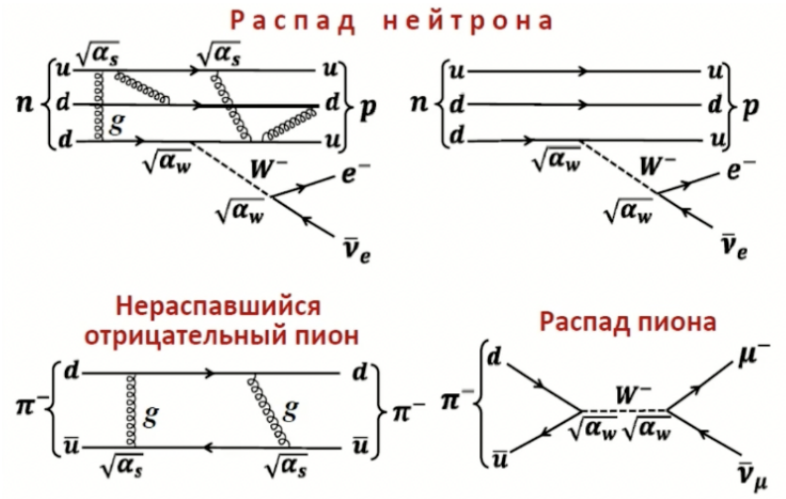

Рис. 5.11. Кварковые диаграммы

ядерная реакция на Солнце идет за счет слабых сил:

$$p + p \to {}^2_1 H + e^+ + \nu_e + 0.42 \text{ МэВ}$$

$$n \to p + e^- + \overline{\nu}_e + 0.78 \text{ МэВ}$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e - 1.81 \text{ МэВ}$$

$$p + p \to p + n + e^+ + \nu_e$$

Главная особенность слабого взаимодействия — несохранение одного (или больше) квантовых чисел. Основные законы сохранения (энергии, импульса, зарядов) выполняются. Рассматривается кварк-лептонная диаграмма распада нейтрона. Видно, что заряженные слабые токи меняют ароматы кварков, то есть не сохраняют I, I_3, S, C, B, T.

Рассматриваются слабые процессы через Z-бозоны. Видно, что нейтральные слабые токи не меняют аддитивных квантовых чисел, то есть сохраняют I, I_3, S, C, B, T.

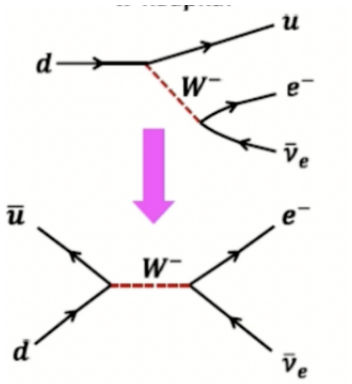

Рис. 5.12. Кварк-лептонная диаграмма распада нейтрона

Они истинно нейтральны.

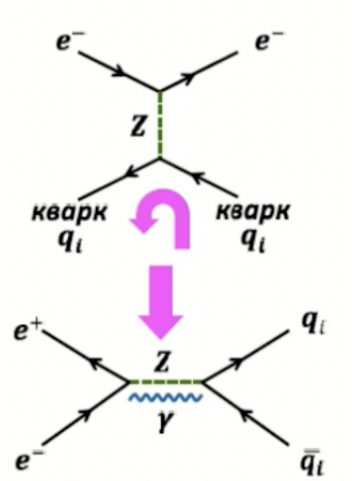

Рис. 5.13. Слабые процессы через Z-бозоны

К другой особенности слабого взаимодействия относится малость константы взаимодействия, и малый радиус взаимодействия, что в большинстве случаев приводит к малому сечению.

Лептонные числа

Во всех процессах, происходящих в замкнутой системе в результате сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий лептонные числа L_e, L_μ, L_τ сохраняются порознь. Поэтому наблюдаются следующие процессы:

$$\overline{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n$$

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p$$

$$\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \to e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\tau^- \to e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\tau$$

$$\tau^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

Не наблюдаются следующие процессы:

$$\mu^- \to e^- + \gamma$$

$$\nu_\mu + p \to \mu^+ + n$$

$$\nu_\mu + n \to e^- + p$$

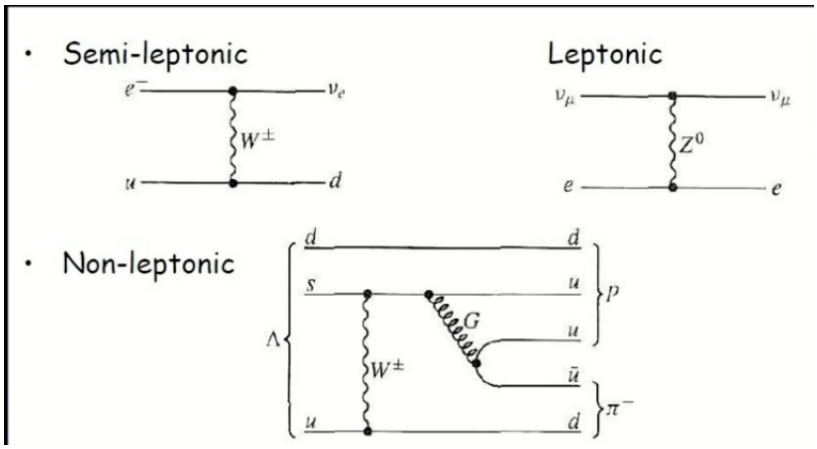

Рис. 5.14. Классификация процессов

Замечание по поводу константы слабого взаимодействия

Сильный распад равен:

$$\alpha_s \approx 1$$

Необходимо найти слабый распад:

$$\alpha_w \approx ?$$

Для двухузловой диаграммы имеется:

$$\tau = \frac{1}{\text{вероятность}} \sim \frac{1}{\alpha^2}$$

Тогда получается следующее:

$$\frac{\tau(\Delta^-)}{\tau(\sum^-)} = \left(\frac{\alpha_w}{\alpha_s}\right)^2 = \frac{10^{-23}\text{сек}}{1.5\cdot 10^{-10}\text{сек}} \approx 10^{-13}$$

$$\alpha_w \approx 10^{-6}$$

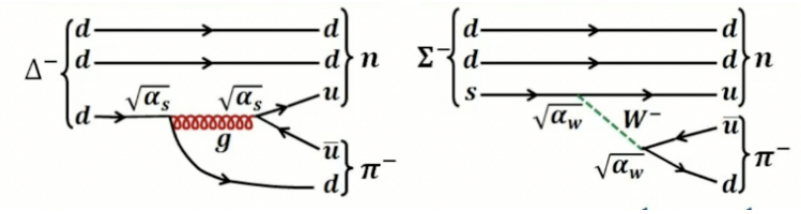

Рис. 5.15. Константы слабого взаимодействия

Лекция 6. Нейтрино

Нейтрино

Появление понятия физика нейтрино произошло в 1932 году.

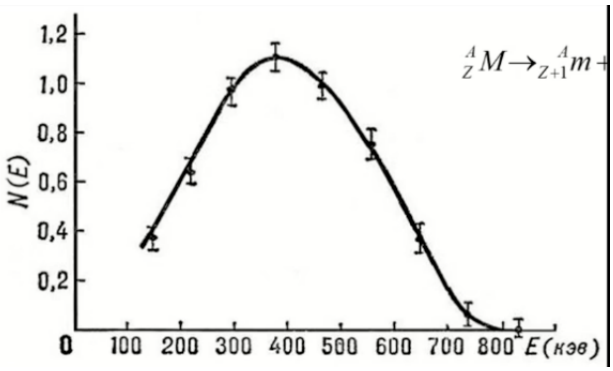

Рис. 6.1. Появление понятия физика нейтрино

В 1938 году А. Алиханов предлагает метод проверки существования частицы нейтрино. Этот метод был основан на открытии нового типа β-распада. В e-захвате на ядре ^7B, в котором А. Алиханов предложил для исследования, должно было появляться только нейтрино.

Рассматривается разрез детектора ATLAS. Это современный крупнейший детектор большого коллайдера. В центре этого детектора происходит столкновение двух протонов, после которого образуется большое количество вторичных частиц. Слоистая структура детектора огромных размеров позволяет регистрировать электромагнитные взаимодействующие частицы, сильно взаимодействующие и слабо взаимодействующие частицы.

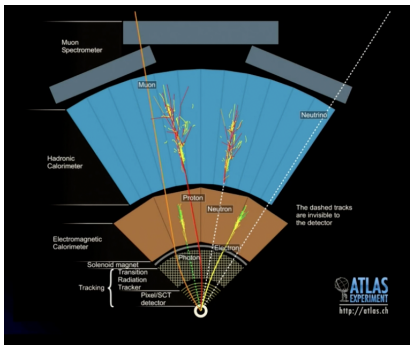

Рис. 6.2. Детектор

Главная особенность — сечение:

$$\sigma = 10^{-20} \text{ барн}$$

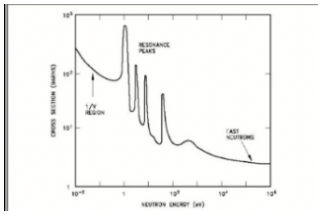

Рис. 6.3. Сильное сечение

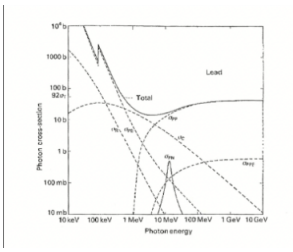

Рис. 6.4. Электромагнитное сечение

Малое сечение — большой объем регистрирующего вещества:

$$^{37}Cl + \nu_e \rightarrow ^{37}Ar + e^-$$

Регистрация антинейтрино

В результате, в 1956 году была осуществлена первая регистрация частицы антинейтрино.

Мюонное нейтрино

В 1962 году проводится первый эксперимент на искусственно созданном нейтринном пучке — мюонное нейтрино. При взаимодействии этих частиц с веществом, продуктом являются только мюоны, а не электроны.

Регистрация солнечных нейтрино

Эксперименты Р. Девиса:

- 1951 — начало работы

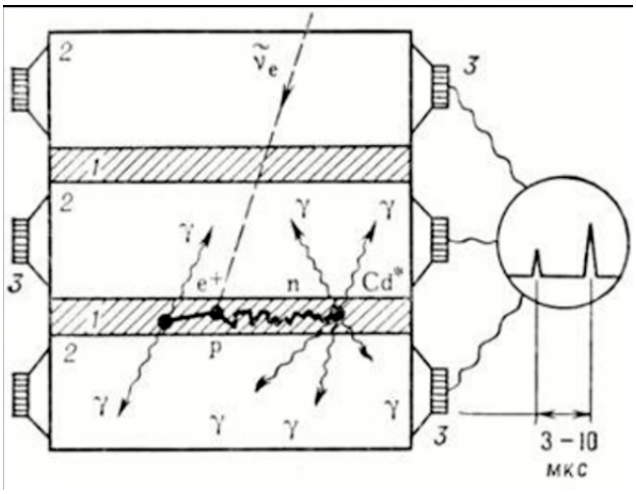

Рис. 6.5. Схема эксперимента

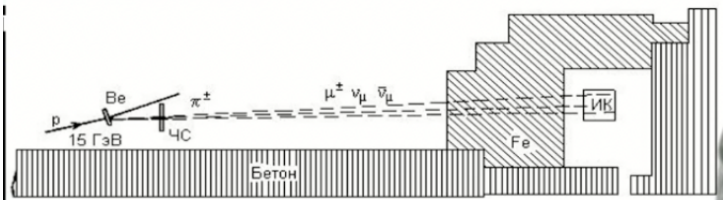

Рис. 6.6. Мюонное нейтрино

- 1954 — Брукхэвен, 4000 л
- 1955-58 — Саванна-Ривер, 12000 л
- 1959-60 — Барбертон, 4000 л
- 1963-66 — строительство детектора в шахте Хоумстейк, 450000 л
- август 1967 — первая регистрация нейтрино
- 1970-71 — устойчивая регистрация солнечных нейтрино

Источники нейтрино

Детекторы Kamioke следующие:

- Kamiokande 1986-1995 гг, 3000 тонн, 100 ФЭУ
- SuperKamiokande 1995-2001 гг, 50000 тонн, 11100 ФЭУ
- RamLand с 2003 г, 1000 куб.м сцинт.

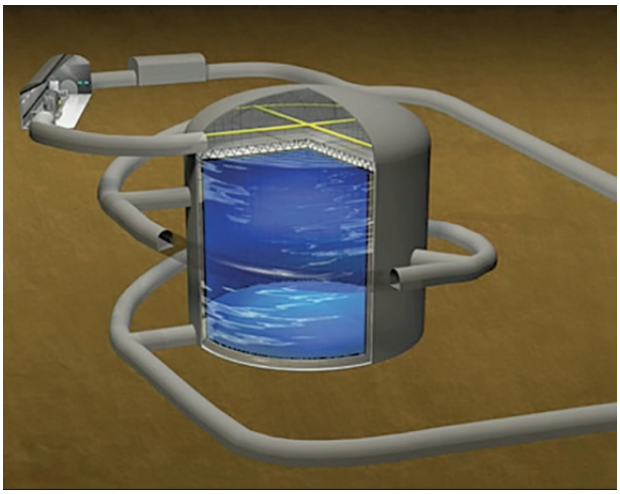

Рис. 6.7. Проект Hyperkamiokande

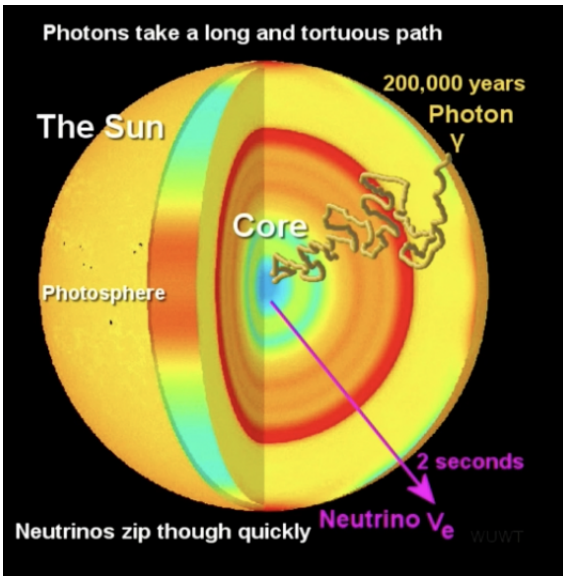

Рис. 6.8. Исследование Солнца

Гипотеза нейтринных осцилляций

Рассматривается гипотеза нейтринных осцилляций:

- один тип нейтрино переходит в другой
- необходима ненулевая масса и смешивание
- вероятность осцилляции зависит от массы нейтрино, энергии нейтрино E_ν и расстояния L

Собственные (активные) состояния не совпадают с массовыми состояниями.

Рис. 6.9. Гипотеза нейтринных осцилляций

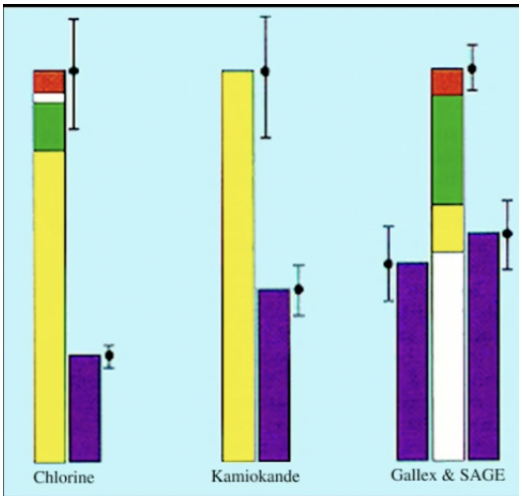

Рис. 6.10. Дефицит солнечных нейтрино

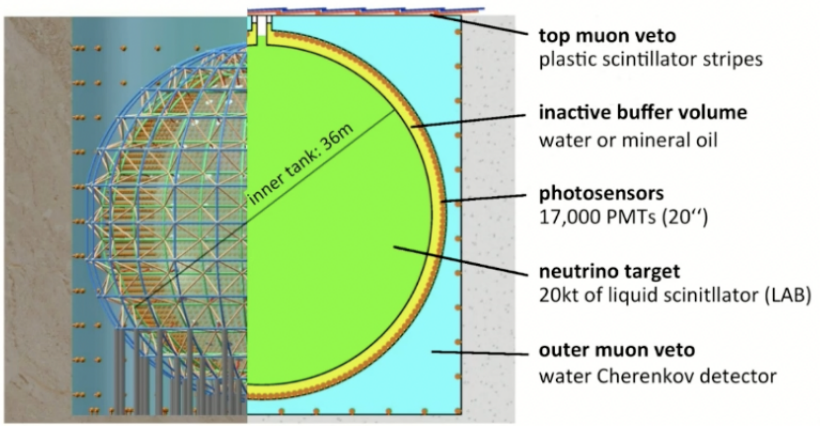

Рис. 6.11. Проект JUNO

Реакторные эксперименты

Первый удачный эксперимент о регистрации антинейтрино был проведен на ядерном реакторе.

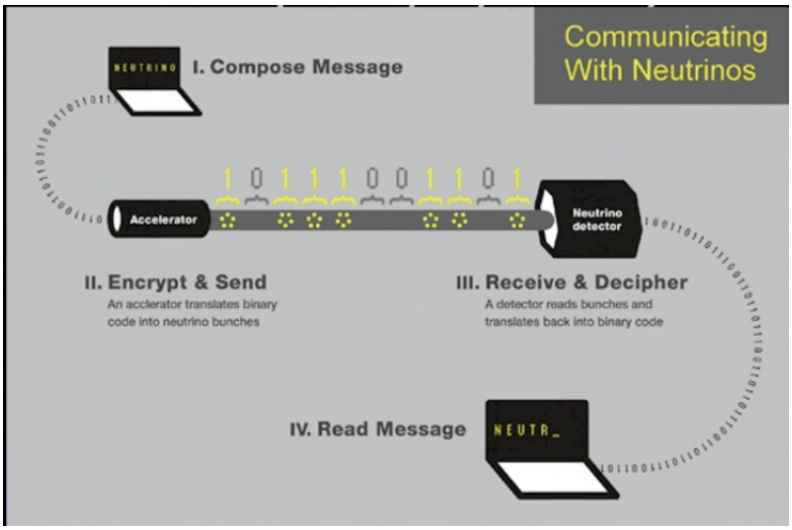

Рис. 6.12. Первая передача информации по нейтринному лучу

Нейтринные телескопы

Ферми пузыри:

- Поток гамма излучения
- Однородная интенсивность
- Резкие грани
- E^{-2} спектр (в районе 1 из 100 ГэВ)

Анализ:

- Сравнение с зонами вне предполагаемого источника
- Зоны одинакового размера с одинаковым ожидаемым фоном
- Оптимизация выбора событий по качеству восстановленного трека и энергии

Рассматривается проект $KM3Net$:

- Предполагаемые сроки сооружения — 2024 г.
- Предполагаемый объем — 1.2 куб.км
- Предполагаемая стоимость — 80-90 млн. евро

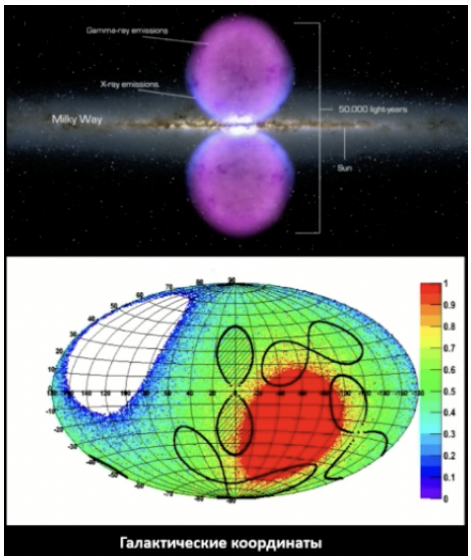

Рис. 6.13. Нейтрино от Ферми пузырей

Проблемы современной нейтринной физики

- масса нейтрино
- нейтринные осцилляции
- устойчивая регистрация всех типов нейтрино (включая нейтрино сверхвысоких энергий)

Лекция 7. Эксперимент в физике ядра и частиц

Методы исследования в микромире

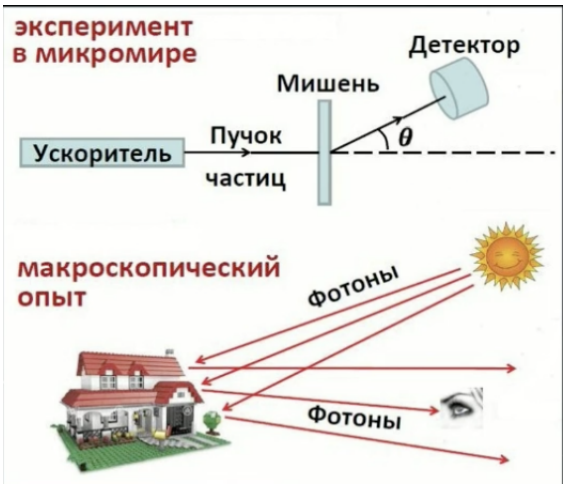

Рис. 7.1. Методы исследования в микромире

Рассматривается главное правило:

$$\lambda = \frac{hc}{E}$$

Это выражение дает нам представление о том, что на чем более глубокий уровень материи мы опускаемся, тем больше энергии требуется. В настоящий момент ускоряются только заряженные частицы, в большинстве случаев — протоны и электроны. Пучки всех остальных частиц (гамма-квантов, нейтронов, нейтрино и т.д.) являются вторичными и представляют из себя продукты каких-либо реакций с вышеуказанными заряженными частицами.

Рис. 7.2. Тормозное излучение

История создания ускорителей

Циклический ускоритель Циклотрон был построен в 1930 году Э.Лоуренсом. Электростатический генератор был построен в 1932 году Р.Ван де Граафом. Каскадный

генератор был построен в 1932 году Д.Кокрофтом и Т.Уолтоном.

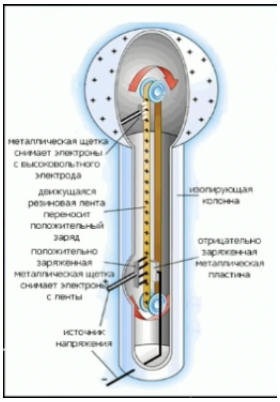

Рис. 7.3. Электростатический генератор

Рис. 7.4. Каскадный генератор

В 1944 году В.Векслер предлагает принцип автофазировки — закон, обеспечивающий стабильность частицы в резонансном циклическом ускорителе в продольном направлении. В 1945 году Э.Макмиллан независимо от В.Векслер предлагает этот же принцип. В.Векслер предложил заменить постоянное магнитное поле на переменное магнитное поле. При этом движение частицы начинало подстраиваться под конфигурацию поля, и он начинал двигаться по окружности.

Примеры ускорителей и примеры их применения

В линейном ускорителе частица движется по прямой. Но длина этого ускорителя является проблемой.

Преимущества коллайдерной схемы

Коллайдер — ускоритель на встречных пучках. Пусть быстро движущаяся тележка врезается в неподвижно стоящий вагон. Происходит взаимодействие и совместное

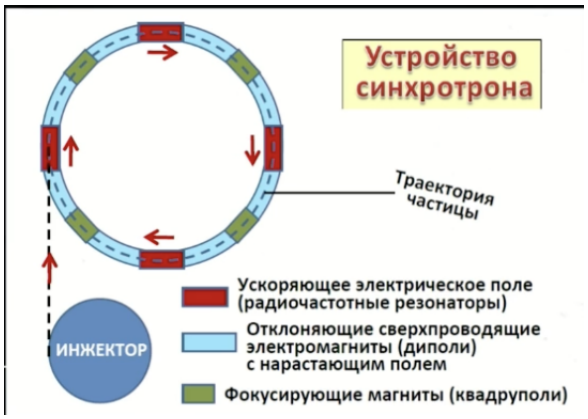

Рис. 7.5. Синхротрон

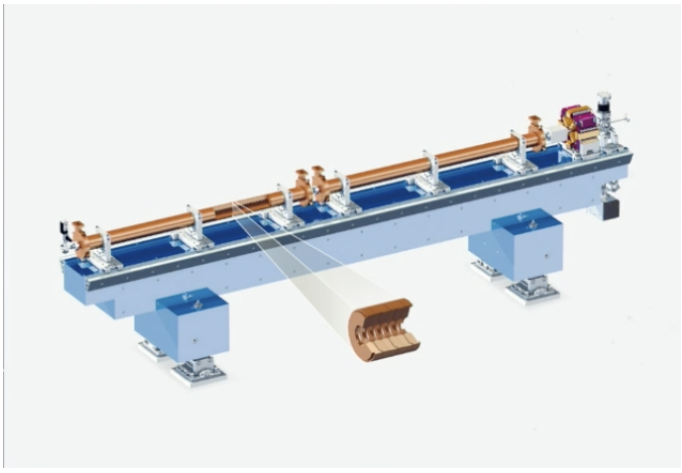

Рис. 7.6. Линейный ускоритель

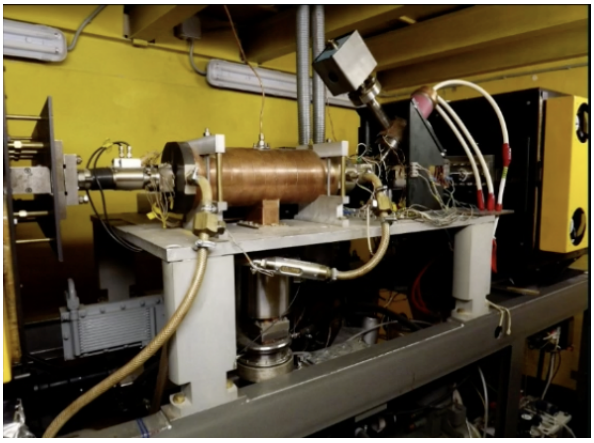

Рис. 7.7. Ускорительный комплекс НИИЯФ МГУ

движение центра массы. На это уходит очень большое количество энергии.

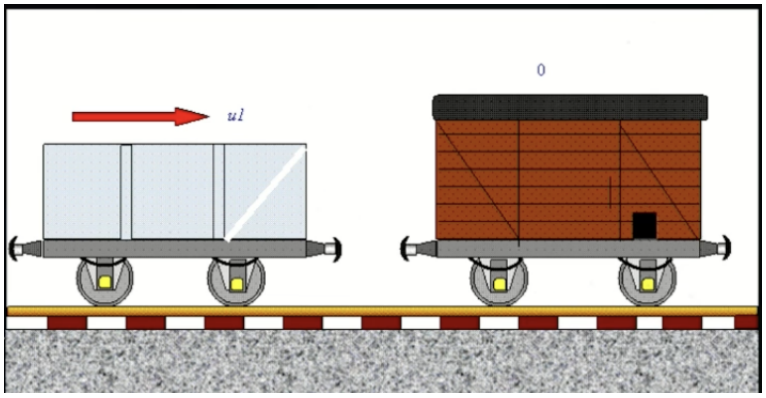

Рис. 7.8. Преимущества коллайдерной схемы

Название	LEP	LHC	HERA	TEVATRON	SLC
Институт	CERN	CERN	DESY	Fermilab	SLAC
Страна	Швейцария		Германия	США	США
Годы работы	1989 – 2000	2008 –	1992 – 2007	1987– 2011	1989– 1998
Ускоряемые частицы	e^-e^+	pp	e^-p	$p\bar{p}$	e^-e^+
Энергии, ГэВ	101+101	7000+7000	30+920	980+980	50+50
Длина кольца, км	26,7	26,7	6,3	6,3	3,2

Кольцевые ускорители

Линейный ускоритель

Рис. 7.9. Ускорители-коллайдеры

После LHC

Проектный срок работы — до 2025 года.

- HL-LHC — High Luminosity Large Hadron Collider
- NICA — Nuclotron-based Ion Collider fAcility
- ILC — International Linear Collider
- FCC — Future Circular Collider

На коллайдере NICA будут ускоряться ядра золота.

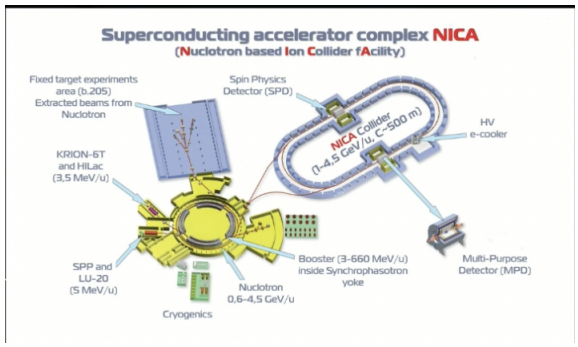

Рис. 7.10. Проект NICA

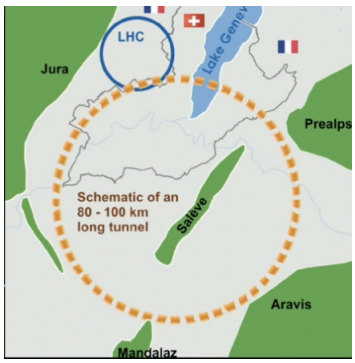

Рис. 7.11. Проект FCC

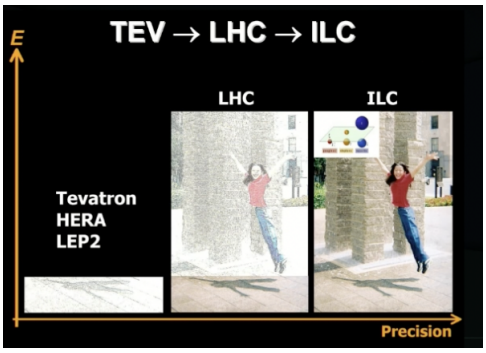

Рис. 7.12. Проект ILC

Детектирование

Г.Гейгер создал счетчик Гейгера в 1909 году. В 1912 году Ч. Вильсон создал камеру Вильсона, которая позволяет визуализовать следы третье частицы.

Высоко энергетическая частица вылетает, и ее энергия разбивается на множество мелких световых фотонов, которые выходят из вещества.

В полупроводниковом детекторе ионизация происходит в веществе детектора.

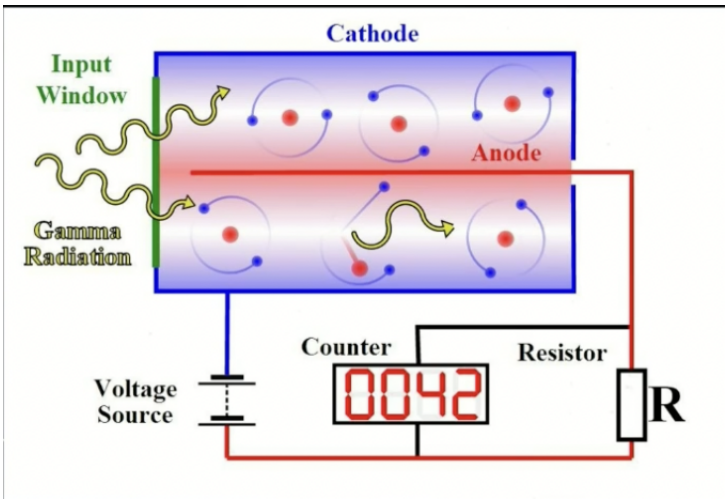

Рис. 7.13. Счетчик Гейгера

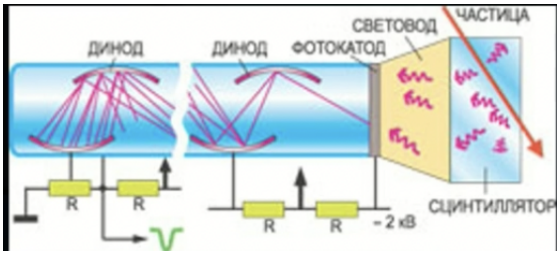

Рис. 7.14. Сцинтилляционный детектор

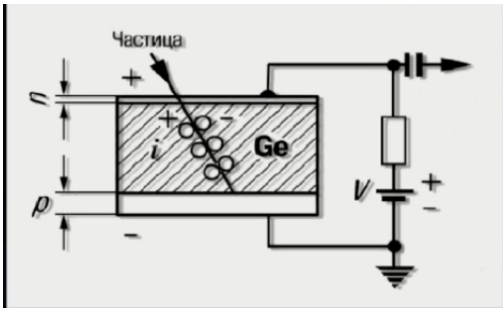

Рис. 7.15. Полупроводниковый детектор

Преимущество этого детектора — наивысшая точность измерения, очень высокое энергетическое разрешение.

Лекция 8. Космические лучи

Открытие космического излучения

В 1912 году В.Гесс ввел понятие космические излучения. В. Гесс рассуждал следующим образом: если источник радиоактивного излучения находится в Земле, то при удалении от Земли необходимо наблюдать уменьшение этого излучения. Сначала он наблюдал падение интенсивности излучения до 600 м. Но на больших высотах интенсивность излучения начиналась увеличиваться. Он предположил, что в атмосфере происходят какие-то процессы, которые вызывают ионизацию гораздо большую, чем те природные источники, которые находятся в почве.

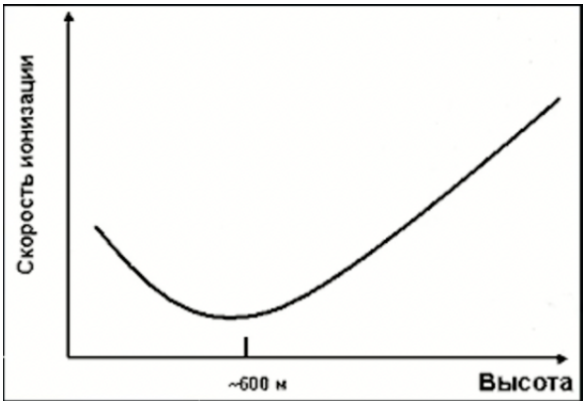

Рис. 8.1. Опыты В.Гесса

В 1932 году К. Андерсон открывает позитрон в космических лучах.

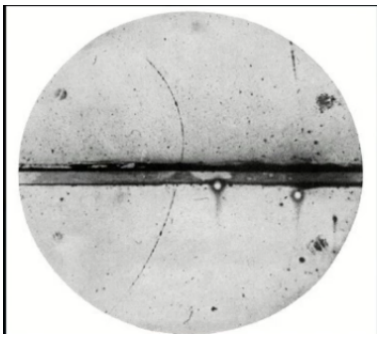

Рис. 8.2. Открытие позитрона

В 1936 году Д.В.Скобельцын впервые выполняет полную расшифровку эмульсии с частицами космического происхождения.

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

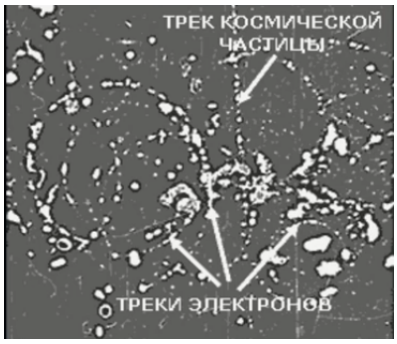

Рис. 8.3. Первое наблюдение следов космического излучения

В 1938 году П. Оже описал явление под названием *широкие атмосферные ливни* (ШАЛ).

Особенности изучения ШАЛ

Особенностями изучения ШАЛ являются:

- Необходимы большие (по площади) массивы детекторов
- Метод эффективен для энергий свыше 100 ТэВ

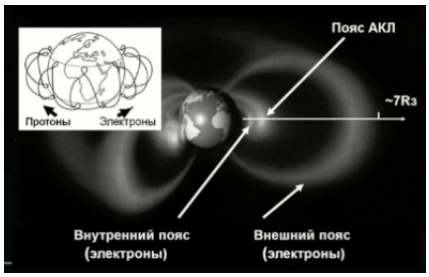

Рис. 8.4. Радиационные пояса Земли

Состав первичного космического излучения:

- Протоны сверхвысоких энергий (более 90%)
- Альфа-частицы (8-9%)
- Электроны (около 1%)
- Остальные частицы (менее 1%)

Источники первичного космического излучения следующие:

- Сверхновые
- Активные ядра галактик
- Гамма-всплески
- Квазары
- Черные дыры
- Магнетары

Орбитальные телескопы

Орбитальный телескоп — это специальный космический аппарат, который выполняет только научные задачи. Он наблюдает ближний и дальний космос в каком-то определенном диапазоне.

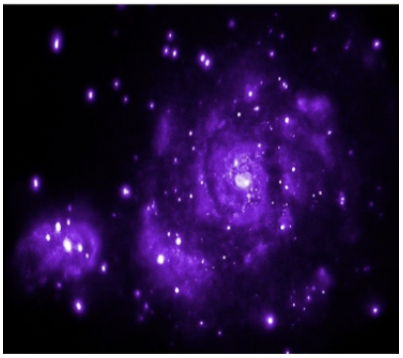

Рис. 8.5. Изображение в рентгене по данным CHANDRA

Рис. 8.6. Оптика данным Hubble

Рис. 8.7. Рентгеновский телескоп Спектр-РГ

Рис. 8.8. Спутник МГУ Ломоносова

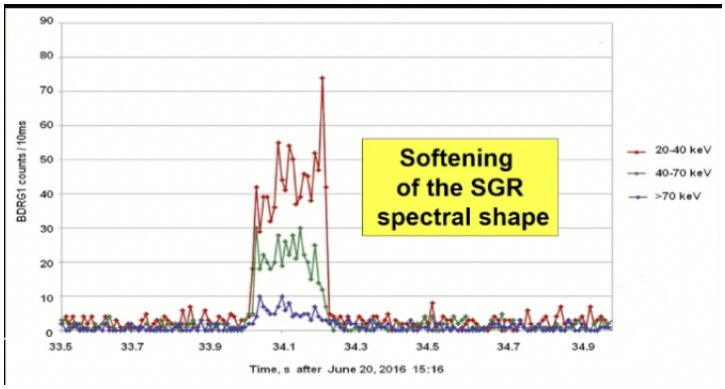

Рис. 8.9. Первые результаты

Гамма всплески

В 1967 году в США взлетел космический аппарат, имеющий на своем борту абсолютно симметричные 2 гамма детектора. Этот аппарат был использован в военных целях.

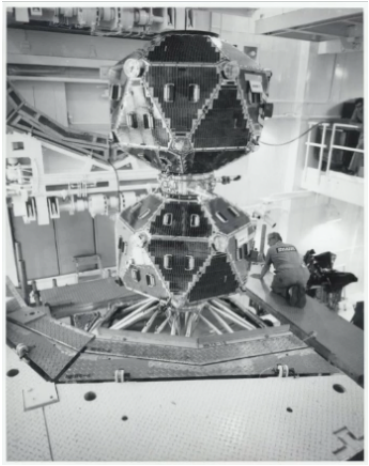

Рис. 8.10. Гамма всплески

Пузыри Ферми

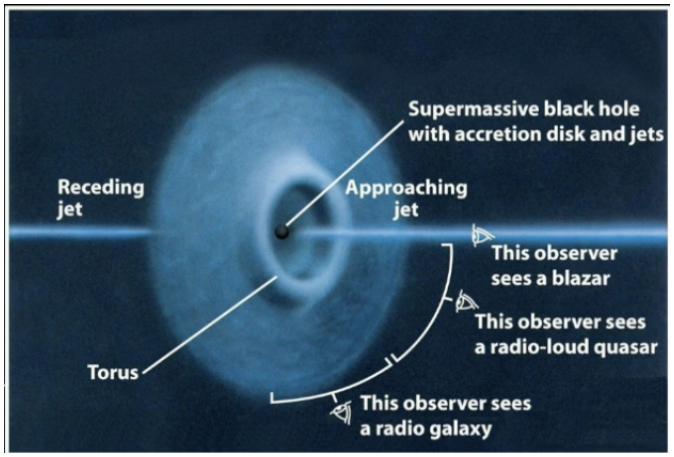

Рис. 8.11. Унифицированная модель

Унифицированная модель говорит о следующем: пусть есть активный галактический центр и идет выбросов jet. Дальше все сильно зависит от того, где находится наблюдатель.

Реликтовое излучение

В 1961 году А. Перзиас и Р. Вильсон собрали установку для регистрации радиоволн в низко-энергетическом диапазоне с очень высокой чувствительностью.

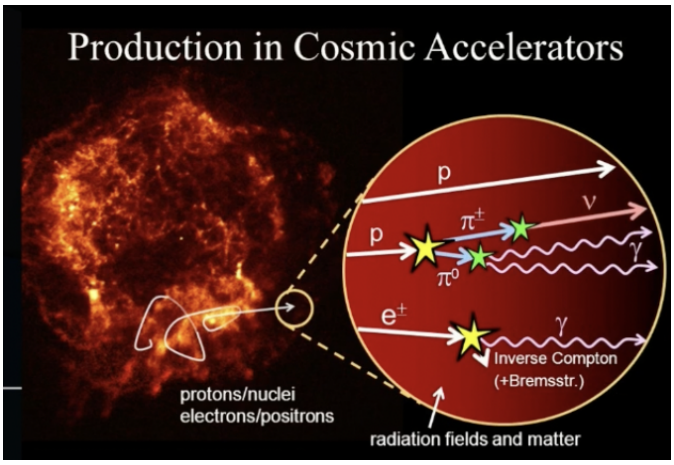

Рис. 8.12. Космический ускоритель

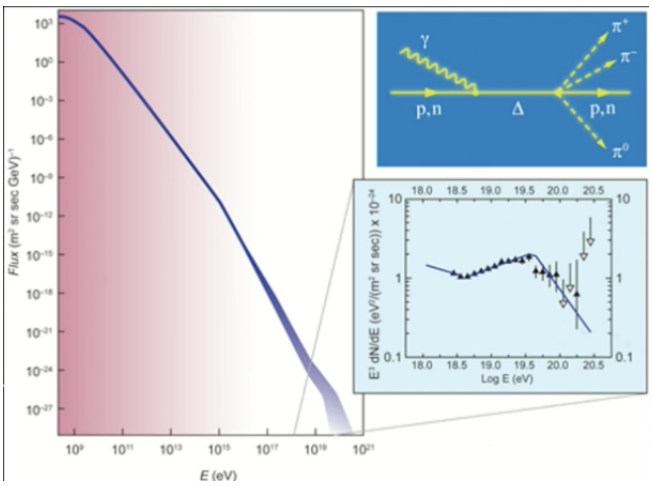

Рис. 8.13. ГЗК-обрезание

Физика Солнца

По современным каталогам Солнце — очень маленькая звезда. Солнце является источником заряженных частиц. Это приводит к возникновению радиационных поясов.

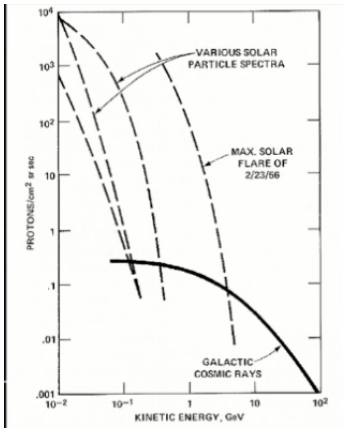

Рис. 8.14. Протонный спектр Солнца

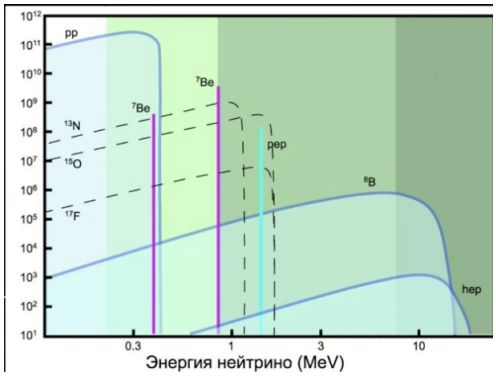

Рис. 8.15. Нейтринный спектр Солнца

Лекция 9. Атомные ядра

Открытие атомного ядра

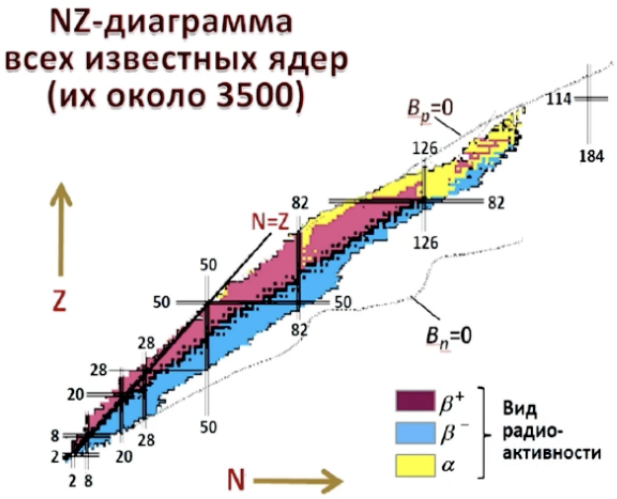

Рис. 9.1. NZ-диаграмма всех известных ядер

Опыт Э. Резерфорда показал наличие центрального потенциала атомного ядра. Благодаря опыту Резерфорда было понятно, что атом имеет орбитальную структуру, в середине находится объект, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, а отрицательный заряд (электрон) распределен вокруг атома.

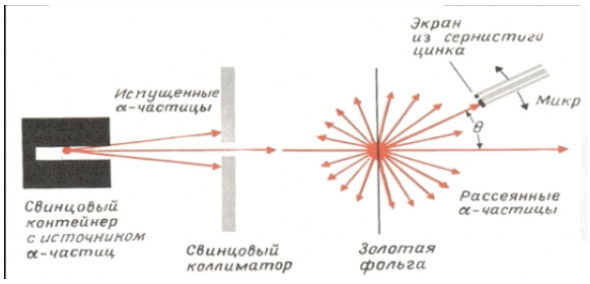

Рис. 9.2. Опыт Э. Резерфорда

Состав атомного ядра

В 1919 году Э. Резерфорд осуществляет первую ядерную реакцию:

$$^{14}N + \alpha \rightarrow ^{17}O + p$$

Было установлено, что в атомном ядре есть протон. В качестве международной единицы массы используется атомная единица массы, равная 1/12 массы атома ^{12}C.

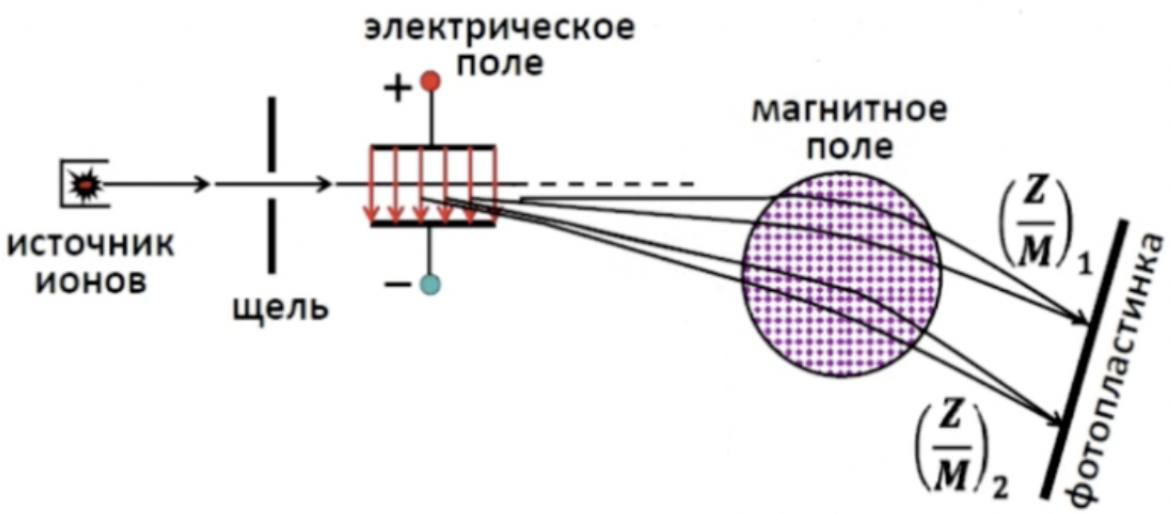

Рис. 9.3. Масс-спектрометр

В начале 20-х годов существовала так называемая протонно-электронная модель ядра. Исследования в 1926-28 гг. показали:

- Спины ряда ядер не соответствуют предсказаниям модели
- Соотношение неопределенности запрещает электронам находиться в ядре

В.Гйзенберг, Д.Д.Иваненко и Э.Майорана независимо друг от друга предлагают модель с участием нейтрального протона. Д. Чэдвик в 1932 году проводит эксперимент по обнаружению нейтрона.

Х.Юкава в 1935 году вводит понятие внутриядерные силы, которые действуют так, что обмениваются особой частицей, которую Юкава назвал мезоном. Мезон, двигаясь между протонами или между протоном и нейтроном, переносил особый тип сил, который Юкава называл *ядерной силой. Ядерные силы* — это частый случай сильного взаимодействия.

Основные свойства ядерного взаимодействия:

- Притяжение

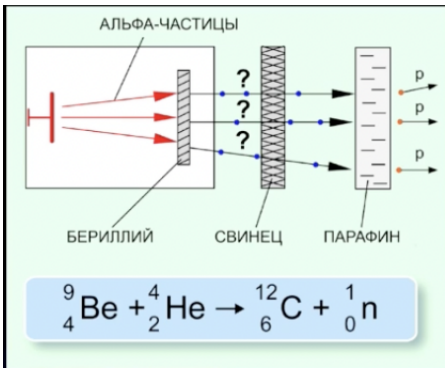

Рис. 9.4. Открытие нейтрона

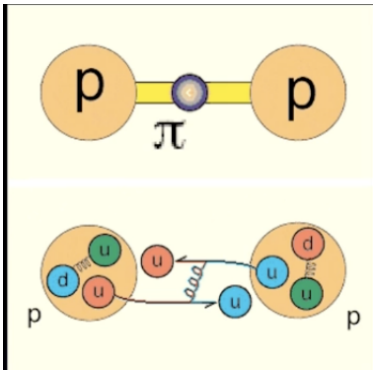

Рис. 9.5. Внутриядерные силы

- Коротко-действие
- Взаимодействие действительно сильное
- Насыщение

Рассматривается закон Кулона:

$$F = k\frac{|q_1||1_2|}{r^2}$$

$$k = 9 \cdot 10^9$$

Записывается уравнение Шредингера:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi$$

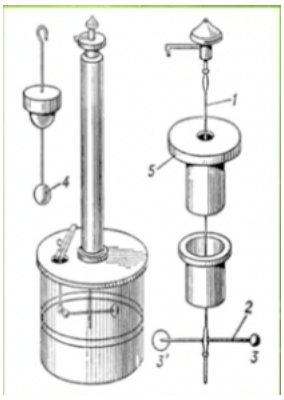

Рис. 9.6. Опыт кулона с крутильными весами

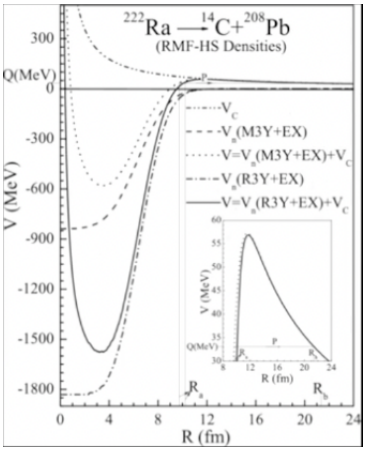

Рис. 9.7. Проблема ядерного потенциала

Ядерные модели

Основные допущения модели жидкой капли:

- Ядро представляет из себя каплю заряженной ядерной жидкости
- Ее плотность постоянна
- Разницы между нейтронами и протонами нет (исправлено в более поздних вариантах)

Примерами использования модели жидкой кали являются деление и мультипольные резонансы.

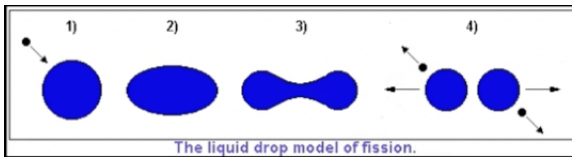

Рис. 9.8. Деление

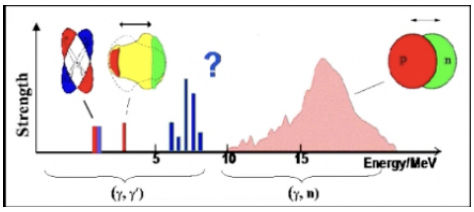

Рис. 9.9. Мультипольные резонансы

Дефект масс. Энергия связи ядра

$$W(A,Z) = (Z \cdot m_p c^2 + N \cdot m_n c^2) - M(A,Z)c^2$$

$M(A,Z)$ — масса ядра.

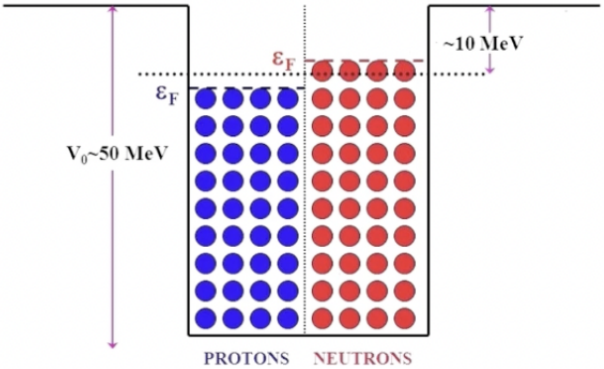

Рис. 9.10. Смысл энергии связи

Для самых легких ядер энергия связи будет возрастать, но в районе железа достигнет своего максимального значения. Затем она будет снижаться, но снижение будет весьма незначительным, хоть и заметным.

В 1936 году была записана формула Вайцзеккера:

$$W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \eta A^{-\frac{3}{4}}$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

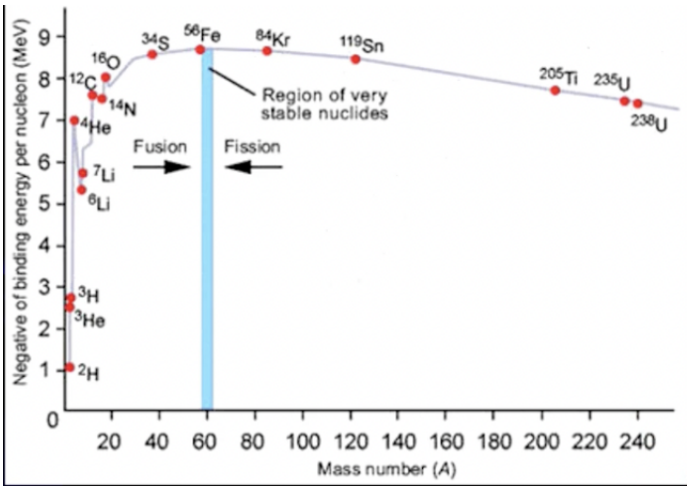

Рис. 9.11. Удельная энергия связи

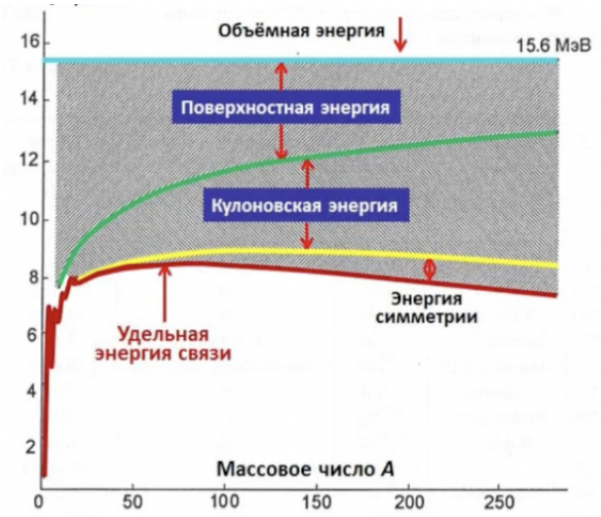

Рис. 9.12. Вклад различных видов энергий в удельную энергию связи ядра

$$\alpha = 15.6 \text{ МэВ}$$

$$\beta = 17.2 \text{ МэВ}$$

$$\gamma = 0.72 \text{ МэВ}$$

$$\delta = 23.6 \text{ МэВ}$$

$\eta = +34$ МэВ — четно-четные ядра. $\eta = 0$ — нечетные ядра. $eta = -34$ МэВ — нечетно-нечетные ядра.

Рассматривается поверхностная энергия:

$$E_{\text{пов}} = \alpha_S A^{\frac{2}{3}} \quad \alpha_s > 0$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

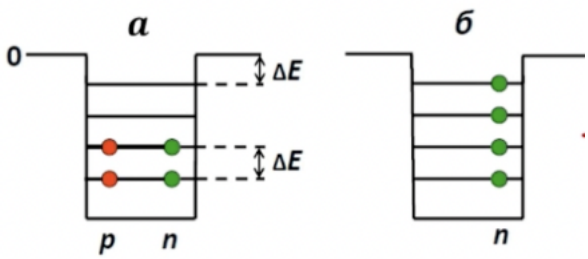

Рис. 9.13. Демонстрация действия принципа Паули на примере схематического ядра с четырьмя нуклонами

Число потерянных связей пропорционально числу нуклонов на поверхности ядра, то есть площади S его поверхности, которая равна:

$$S = 4\pi R^2 = 4\pi \cdot 1,44 \cdot A^{\frac{2}{3}} \text{ Фм}^2$$

Радиус ядра:

$$R \approx 1,2 \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ Фм}$$

Итак, за счет поверхности энергия связи ядра уменьшается на величину $\sim A^{\frac{2}{3}}$ и в формулу для энергии связи ядра необходимо добавить со знаком минус слагаемое пропорциональное $A^{\frac{2}{3}}$. В ядре как и в капле есть поверхностное натяжение.

Рассматривается энергия симметрии. Необходимо учесть квантовую природу ядерной капли: ядро состоит из фермионов (протонов и нейтронов), подчиняющихся принципу запрета Паули.

Поиск сверхтяжелых элементов

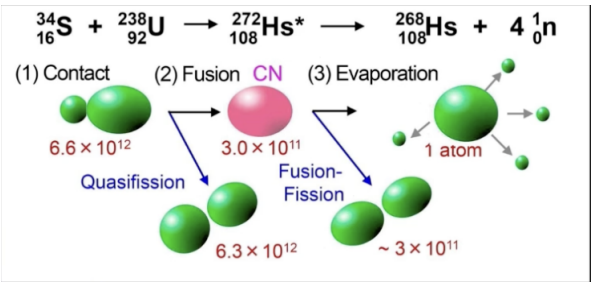

Рис. 9.14. Техника получения СТЭ

Сверхтяжелые элементы на 2021 год:

- Синтезирован элемент с $Z = 118$

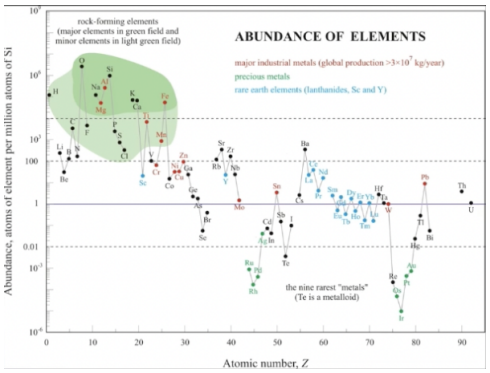

Рис. 9.15. Распространенность элементов

- Даны имена всем элементам
- $Z = 114$ назван в честь академика Г.Н.Флерова, $Z = 115$ в честь Московской области, $Z = 118$ в честь академика Ю.Ц.Оганесяна.

Лекция 10. Ядерные модели

Оболочечная модель

Рассматриваются ядерные модели.

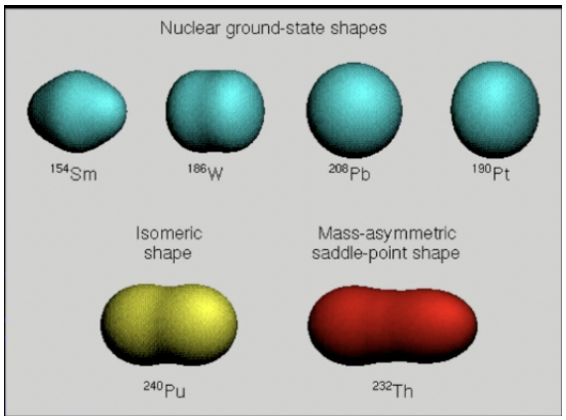

Рис. 10.1. Ядерные модели

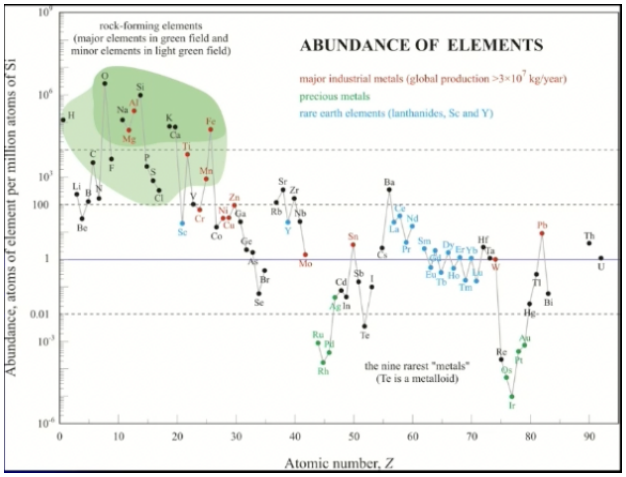

Рис. 10.2. Распространенность элементов

В 1948 году Х.Йнсен и М.Гепперт-Майер предлагают оболочечную модель. Возможность введения модели оболочек для ядра означает, что многочастичная ядерная задача допускает такую переформулировку, при которой усреднение отдельных короткодействующих межнуклонных потенциалов внутри ядра приводит к возникновению почти одинакового для всех нуклонов потенциала притяжения (яме), причем нуклоны в этой яме можно приближенно рассматривать как независимые частицы.

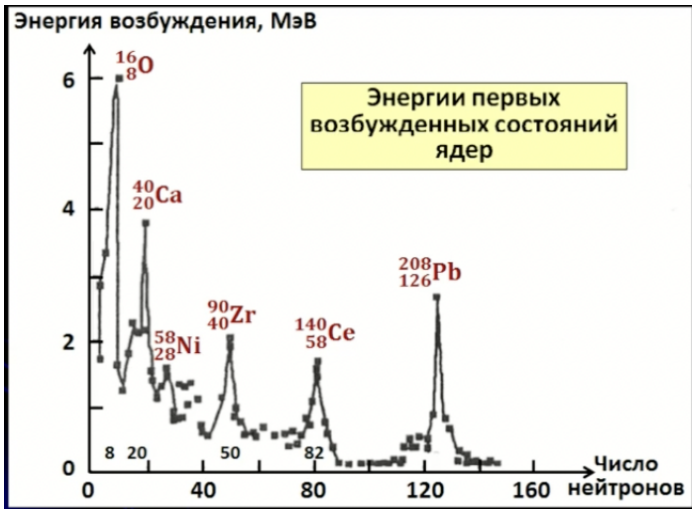

Рис. 10.3. Энергии первых возбужденных состояний ядер

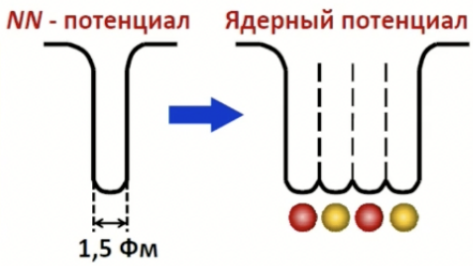

Рис. 10.4. Оболочечная модель

Нуклоны считаются независимыми в общем (одинаковом) сферическом потенциале и достаточно решить стационарное уравнение Шредингера для одного нуклона. Многочастичная задача превращается в одночастичную. Уравнение гармонического осциллятора записывается в следующем виде:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2}M\omega^2 r^2$$

Уравнение для потенциала Вудса-Саксона записывается в следующем виде:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1+e^{\frac{r-R}{\alpha}}} \quad V_0 \approx 50 \text{ МэВ} \quad \alpha \approx 0{,}55 \text{ Фм}$$

Уравнение Шредингера записывается в следующем виде:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi$$

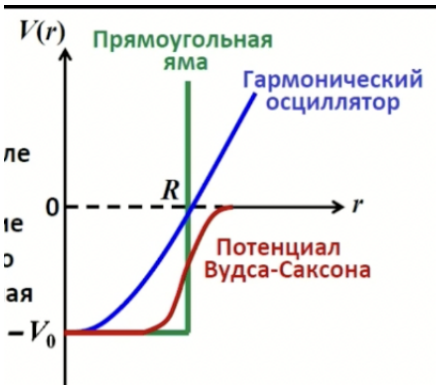

Рис. 10.5. Гармонический осциллятор и Потенциал Вудса-Саксона

Рассматриваются квантовые числа: n, l, s, j, π. Рассматривается пример волновой функции:

$$\Psi_i(r) \sim 2\pi i^l f_0(r) \begin{pmatrix} J_l(k_F r)e^{il\phi} \\ iJ_{l+1}(k_F r)e^{i(l+1)\phi} \\ J_{l-1}(k_F r)e^{i(l-1)\phi} \\ iJ_l(k_F r)e^{il\phi} \end{pmatrix}$$

Число нуклонов одного типа на подоболочке равно числу проекций вектора полного момента нуклона $\vec{j}$:

$$v_j = 2j_1$$

Пусть ядро имеет четное количество протонов и нейтронов. Суммарный полный момент равен 0. При парном перемножении полный момент четности (j^π) равен 0^+.

Пусть ядро имеет нечетное количество протонов и нейтронов. Принцип Паули в этом случае не действует. В рамках данной модели невозможно вычислить полный момент четности.

Пусть ядро имеет нечетное количество протонов и четное количество нейтронов. Тогда на оболочке имеется один неспаренный нуклон. Таким образом, полный момент четности равен:

$$\pi = (-1)^l$$

Спин и четность основных состояний ядер в одночастичной модели оболочек

Рассматривается ядро с заполненными подоболочками. На них нуклонами заняты состояния со всеми возможными проекциями полного момента $\vec{j}$ на выделенное

направление (ось z). Каждому нуклону с проекцией $+j_z$ будет соответствовать нуклон с $-j_z$ и суммарный момент нуклонов на каждой подоболочке $\vec{j} = \vec{0}$. Четность замкнутой подоболочки положительна, так как она содержит четное число $(2j+1)$ нуклонов одной четности. Итак, для ядер с замкнутыми подоболочками:

$$j^P = 0^+$$

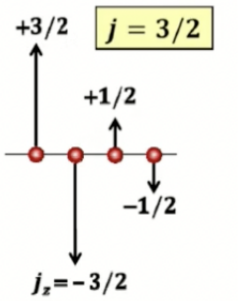

Рис. 10.6. Ядро с заполненными подоболочками

Рассматривается один нуклон сверх заполненных подоболочек. Остов заполненных подоболочек имеет спин-четность 0^+. Поэтому J^P такого ядра полностью определяется полным моментом j и четностью $p = (-1)^l$ нуклона сверх замкнутых подоболочек, где l — орбитальный момент внешнего нуклона. Таким образом, в рассматриваемом случае:

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l}$$

Пусть не хватает одного нуклона до заполнения подоболочки. Ядро с дыркой в заполненной подоболочке также имеет:

$$J^p - j^p = j^{(-1)^l}$$

j, p и l относятся к отсутствующему нуклону.

Рассмотренный вариант ядерной модели оболочек называют одночастичной моделью оболочек (ОМО). Это самый простой вариант модели оболочек. Он относится к сферическим ядрам (ядрам с заполненными оболочками и близкими к ним, в частности к магическим ядрам) и предполагает, что между нуклонами на подоболочках нет взаимодействий кроме сил спаривания. Все взаимодействие между нуклонами в ядре сведено к их общей потенциальной яме.

Рассматривается недостаточность модели оболочек для объяснения спектра ядерных возбуждений. Возбужденные состояния ядер в модели оболочек возникают при переходе одного, двух или нескольких нуклонов на более высокие свободные подоболочки. Масштаб энергий таких возбуждений — несколько МэВ. Опыт показывает, что у ядер есть множество возбуждений с существенно меньшими энергиями, которые нельзя объяснить в рамках модели оболочек. Среднее расстояние между оболочками записывается в следующем виде:

$$\Delta E_{\text{оболочки}} = h\omega \approx 41 \cdot A^{-\frac{1}{3}} \text{ МэВ}$$

Обобщенная модель атомного ядра

В 1950 году О.Бор, Б.Моттельсон и Дж.Рейнуотер предложили коллективные процессы в атомных ядрах.

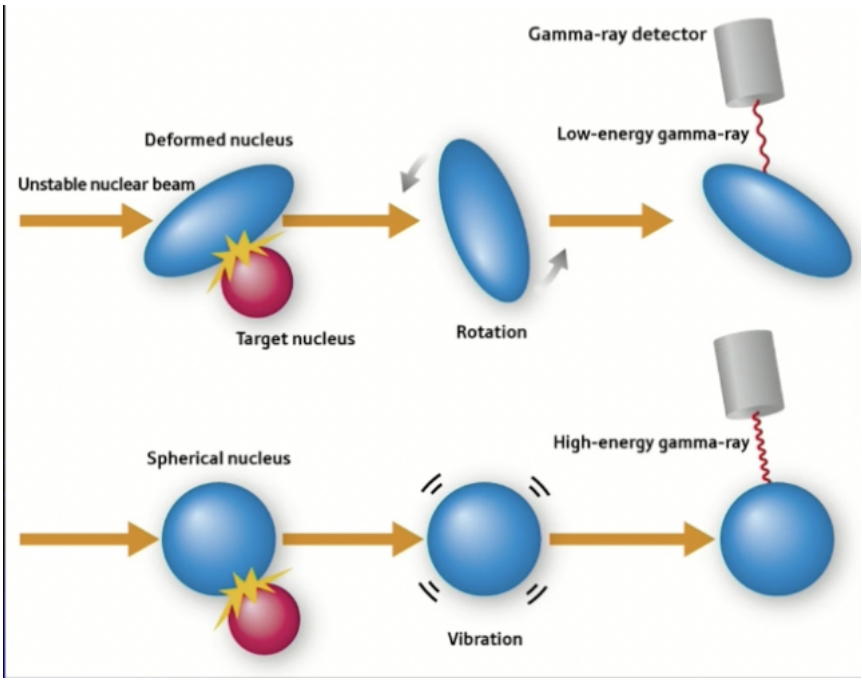

Рис. 10.7. Коллективные процессы в атомных ядрах

В ядре возможно одновременное возбуждение одночастичных и коллективных степеней свободы.

Рассматриваются поляризационные колебания атомных ядер. С ростом энергии в ядрах появляются возбуждения, в которые вовлечены внутренние (наиболее сильно связанные) нуклоны. К таким возбуждениям относятся поляризационные коллективные возбуждения, в процессе которых происходит динамическое пространственное

разделение протонов и нейтронов ядра и последнее приобретает соответствующий, гармонически меняющейся со временем электромагнитный момент.

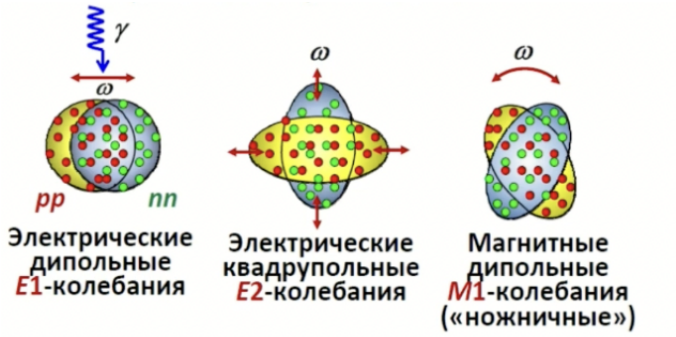

Рис. 10.8. Поляризационные колебания атомных ядер

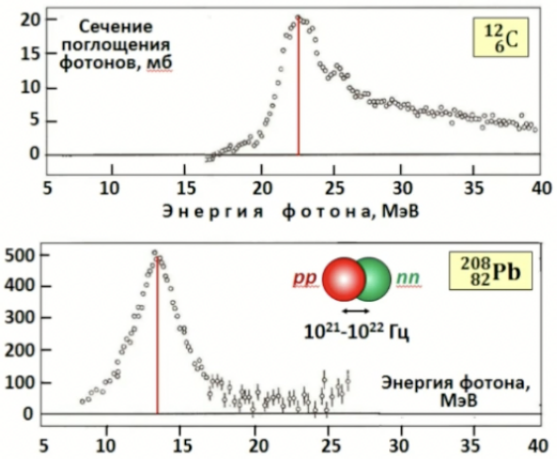

Рис. 10.9. Гигантский дипольный $E1$ резонанс в сечениях поглощения фотонов ядрами ^{12}C и ^{208}Pb

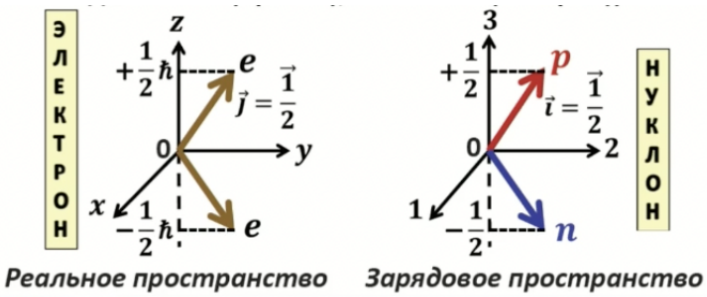

Рис. 10.10. Аналогия спин-изоспин

Рассматривается аналогия спин-изоспин. Два состояния частицы с обычным спином 1/2, различающиеся проекцией на ось z (+1/2 или -1/2), рассматривают не как

две разные частицы, а как два состояния одной частицы. Аналогично протон и нейтрон можно считать не двумя разными частицами, а двумя зарядовыми состояниями одной частицы — нуклона (с изоспином 1/2, направленным либо вверх вдоль оси 3 (протон)б либо вниз (нейтрон)).

Лекция 11. Радиоактивные распады

Открытие типов радиоактивности

Радиоактивность — свойство атомных ядер самопроизвольно изменять свой состав в результате испускания частицы или ядерных фрагментов. Радиоактивные распады бывают следующими:

- α-распад — испускание ядрами α-частиц
- β-распад — испускание (или поглощение) лептонов
- спонтанное деление — распад ядра на два осколка сравнимой массы
- к более редким видам радиоактивного распада относятся испускание ядрами одного или двух протонов, а также испускание кластеров — легких ядер от $C-12$ до $S-32$. Во всех видах радиоактивности изменяется состав ядра — число протонов Z, массовое число A или то и другое одновременно.
- γ-переходы в атомных ядрах, сопровождаемые испусканием γ-квантов.

Бета-распад

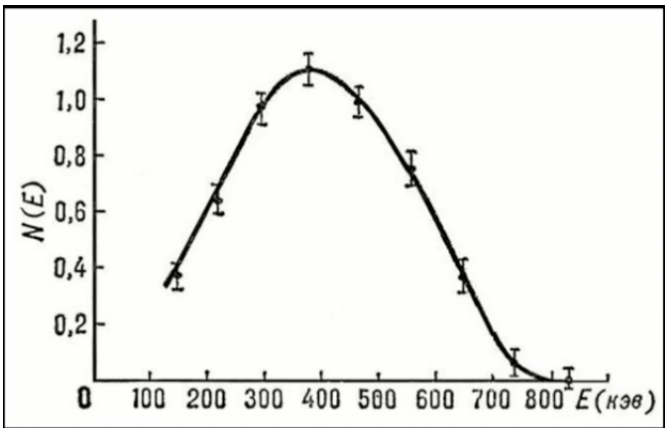

Рис. 11.1. Бета-распад

$$Z_{\text{равн}} = \frac{A}{0.015A^{2/3}+2}$$

β-распад — это самопроизвольное испускание ядром лептонов $(e^{\pm}, \nu_e, \overline{\nu}_e)$. Это процесс внутринуклонный. За этот процесс ответственно слабое взаимодействие. Существуют три вида β-распада:

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

1) $\beta^-(n \to p + e^- + \overline{\nu}_e) \quad M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e$

2) $\beta^+(p \to n + e^+ + \nu_e) \quad M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e$

3) $e-$захват$(p + e^- \to n + \nu_e) \quad M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1)$

Энергия β-распада записывается в следующем виде:

$$Q_{\beta^\pm} = [M(A,Z) \to M(A,z \mp 1) - m_e]c^2$$

$$Q_e = [M(A,Z) - M(A,Z-1) + m_e]c^2$$

Диапазон характеристик β-распада записывается в следующем виде:

$$Q_\beta \approx \frac{19 \text{ кэВ}}{13.4 \text{ МэВ}}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx \frac{10^{-6} \text{ сек}}{10^{17} \text{ лет}}$$

Спектры продуктов при e-захвате (конечного ядра и нейтрино) дискретны. Спектры продуктов при $\beta^\pm$ распаде непрерывны.

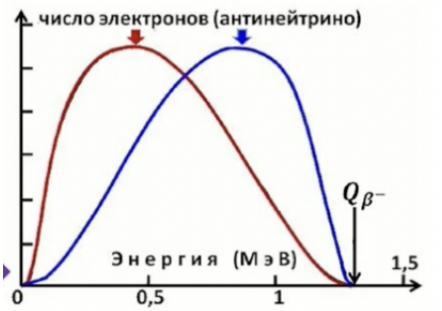

Рис. 11.2. Спектр лептонов распада

β-распад — процесс внутринуклонный. Его реализацию в ядрах обеспечивает принцип Паули, минимизирующий энергию симметрии системы нуклонов:

$$E_{\text{симм}} = a_{symm}\frac{(N-Z)^2}{A} = a_{symm}\frac{(A-2Z)^2}{A}$$

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

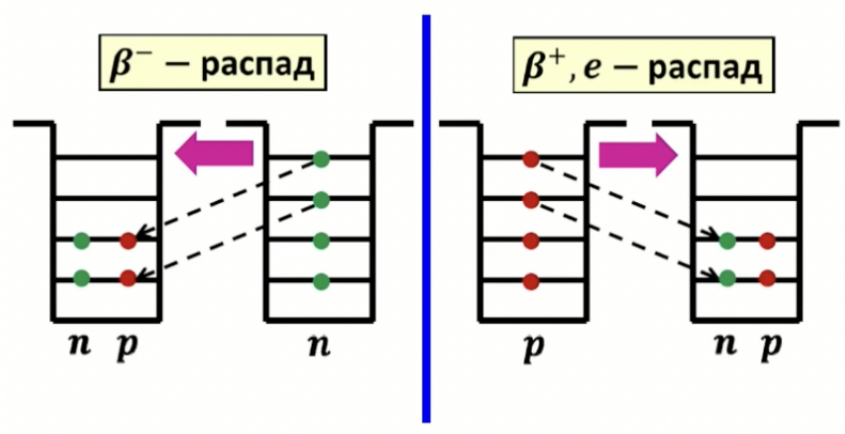

Рис. 11.3. Принцип Паули

Волновой вектор:

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{h}$$

Волновое число:

$$k = \frac{1}{\lambda}$$

Такая волна при $\lambda >> R$ ($kR << 1$) внутри системы (при $r < R$) допускает разложение в ряд:

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}_0 e^{-i\omega t}\left[1 + i\vec{k}\vec{r} + \frac{1}{2}(i\vec{k}\vec{r})^2 + \frac{1}{6}(i\vec{k}\vec{r})^3 + \dots\right]$$

Увеличение относительно орбитального момента лептонной пары на 1 приводит к уменьшению вероятности β-перехода в:

$$\frac{1}{(k_\beta R)^2} = \frac{1}{\left(\frac{0.1}{0.01}\right)^2} = \frac{10^2}{10^4} \text{ раз}$$

Принятая иерархия β-переходов по вероятности записывается в следующем виде:

- $L_\beta = 0$ — самые вероятные (разрешенные)
- $L_\beta = 1$ — менее вероятные (запрещенные, 1-я степень запрета)
- $L_\beta = 2$ — еще менее вероятные (запрещенные, 2-я степень запрета)
- $L_\beta = n$ — запрещенные, n-я степень запрета

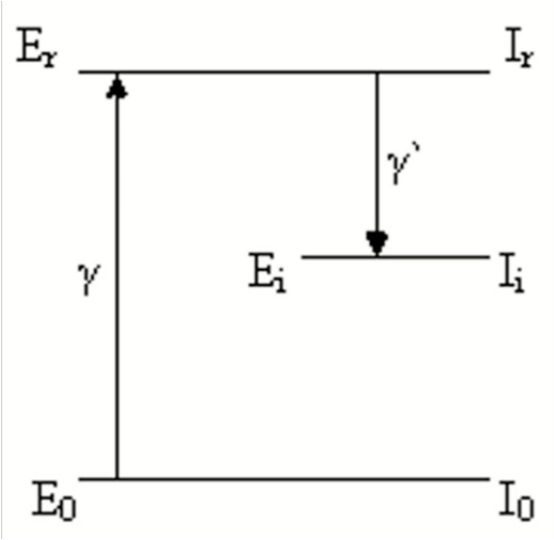

Рис. 11.4. Гамма-переходы

Гамма-переходы в ядрах

В ядрах распространены каскады γ-переходов. Обычно для них:

$$t_{\frac{1}{2}} < \left(\frac{10^{-10}}{10^{-7}}\right) \text{сек}$$

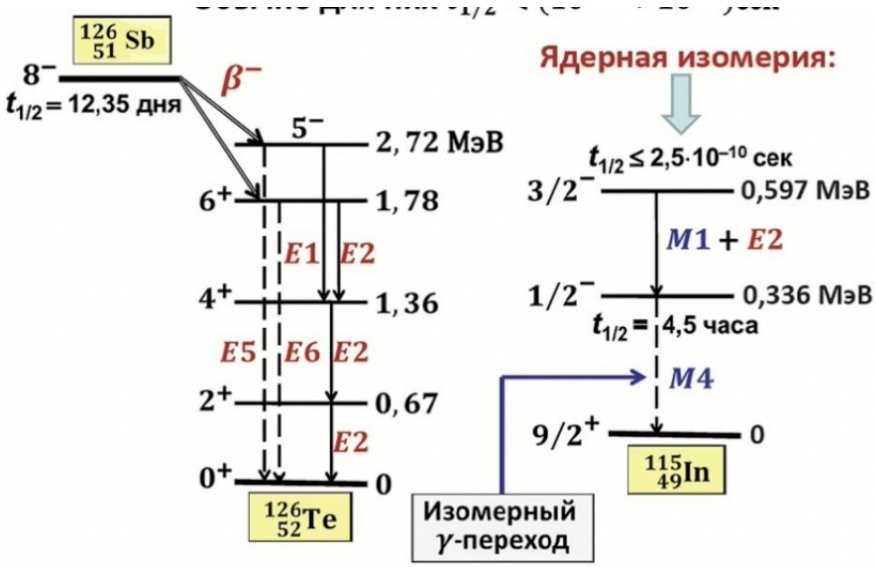

Рис. 11.5. Гамма-переходы в ядрах

Правила отбора по четности для EJ-фотонов и MJ-фотонов:

$$P_i \cdot P_f = (-1)^J$$

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

$$P_i \cdot P_f = (-1)^{J+1}$$

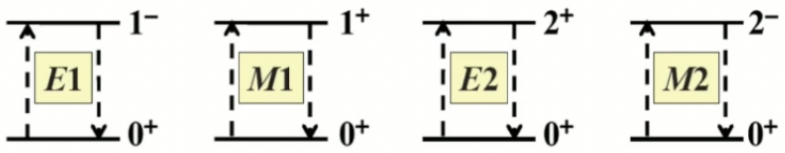

Рис. 11.6. Правила отбора

Рассматривается пример использования правил отбора. $P_\gamma = P_i \cdot P_f = (+1)\cdot(+1) = +1$

$$|J_i - J_f| \leqslant J_\gamma \leqslant J_i + J_f$$

$$J_\gamma = 1,2,3,4 \quad M1, E2, M3, E4$$

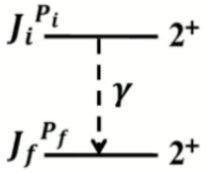

Рис. 11.7. Пример использования правил отбора

Тип и мультипольность фотона дает представление о возбуждении в системе.

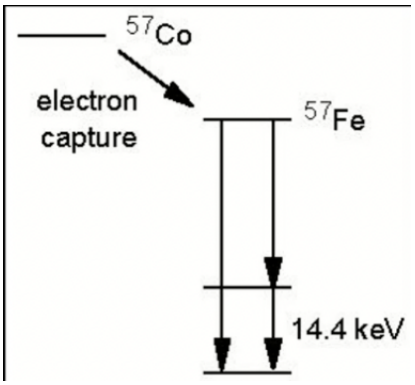

Рис. 11.8. Эффект Мессбеура

Альфа-распад

Существуют необходимые условия распада:

- Радиоактивный распад может происходить только в том случае, если масса исходного ядра M_i больше суммы масс продуктов распада $\sum M_f$:

$$M_i > \sum M_f$$

- Разность $Q = (M_i - \sum M_f)c^2$ выделяется в виде энергии продуктов распада.

Квантовая механика предсказывает ненулевую вероятность прохождения частицы через барьер (эффект туннелирования). Вероятность прохождения через барьер впервые рассчитана советским аспирантом Георгием Гамовым в 1928 году применительно к α-распаду. Решалось стационарное уравнение Шредингера для α-частицы в потенциале ядра и кулоновского поля. Для вероятности P прохождения через барьер получено:

$$P \approx e^{-\frac{2}{\hbar}\int\limits_{R_0}^{R}\sqrt{2m_\alpha\left[V_{\text{кул}}(r)-T_\alpha\right]}dr}$$

Для периода α-распада можно записать:

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{in2}{w} = 0.693\frac{2R}{v_\alpha P}$$

Таким образом, можно получить приближенную формулу:

$$lgt_{\frac{1}{2}} = \frac{A}{\sqrt{T_\alpha}} - B$$

$$A = \frac{120}{160}$$

$$B = \frac{50}{55}$$

$t_{\frac{1}{2}}$ выражено в секундах, а T_α — в Мегаэлектронвольтах (МэВ). Полагая для оценок $A \approx 150$ и $B \approx 55$, получаем:

$$T_\alpha = 4 \text{ МэВ} \quad t_{\frac{1}{2}} = 10^{20} \text{ сек}$$

$$T_\alpha = 9 \text{ МэВ} \quad t_{\frac{1}{2}} = 10^{-5} \text{ сек}$$

Столь резкое падение $t_{\frac{1}{2}}$ с увеличением T_α вызвано тем, что T_α входит в показатель экспоненты выражения для проницаемости кулоновского барьера. Хотя α-распад вызван ядерным (сильным) взаимодействием, его вероятность определяется кулоновским, т.е. электромагнитным взаимодействием.

Радиоактивная экзотика

К радиоактивной экзотике относятся запаздывающие распады.

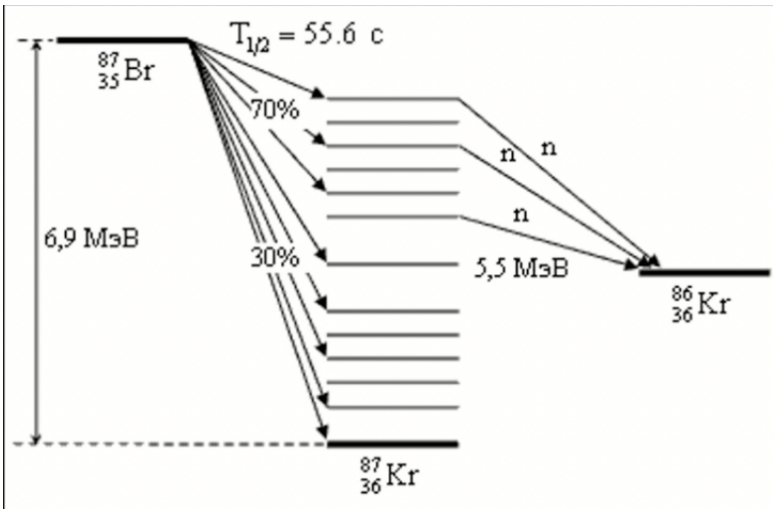

Рис. 11.9. Запаздывающие распады

Протонная радиоактивность является отдельным видом радиоактивности. Кластерная радиоактивность — это излучение достаточно тяжелыми ядрами. Безнейтринный бета-распад составляет предмет поиска.

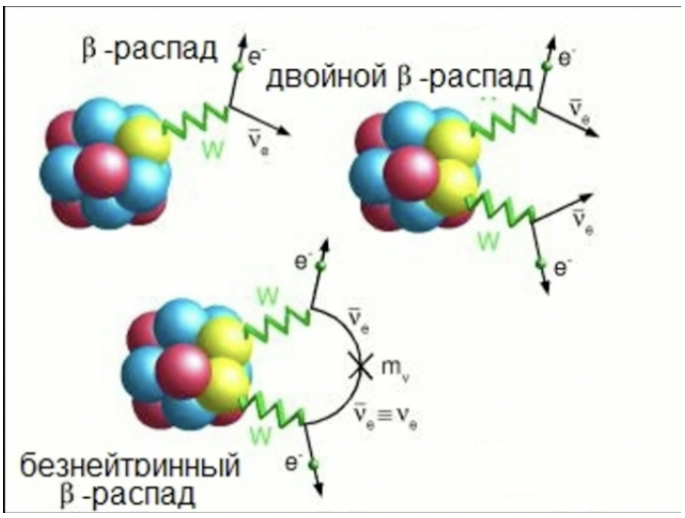

Рис. 11.10. Безнейтринный бета-распад

Лекция 12. Деление ядер

Область деления ядер

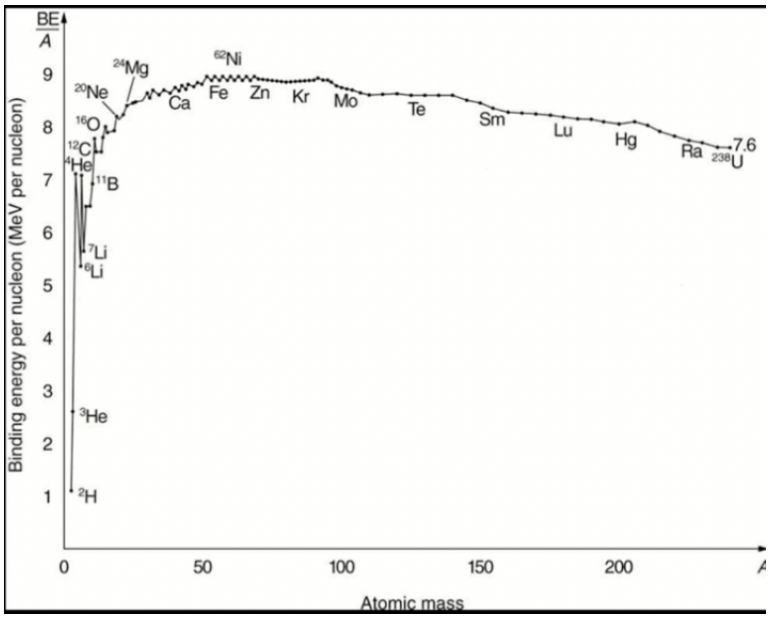

Рис. 12.1. Удельная энергия связи

Ядра, которые лежат в правой части диаграммы гораздо менее сильно связаны, чем те, которые лежат ближе к ее центру. Этим ядрам энергетически выгодно переходить в область средних ядер. При делении возникают две области: область деления и синтеза ядер.

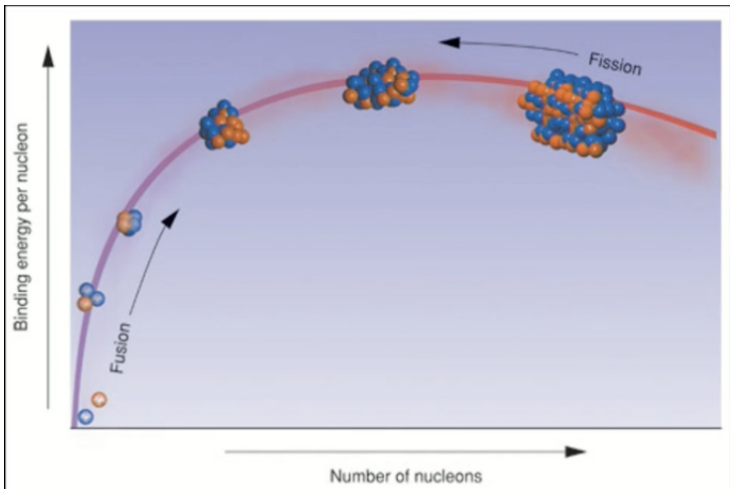

Рис. 12.2. Область деления и синтеза ядер

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

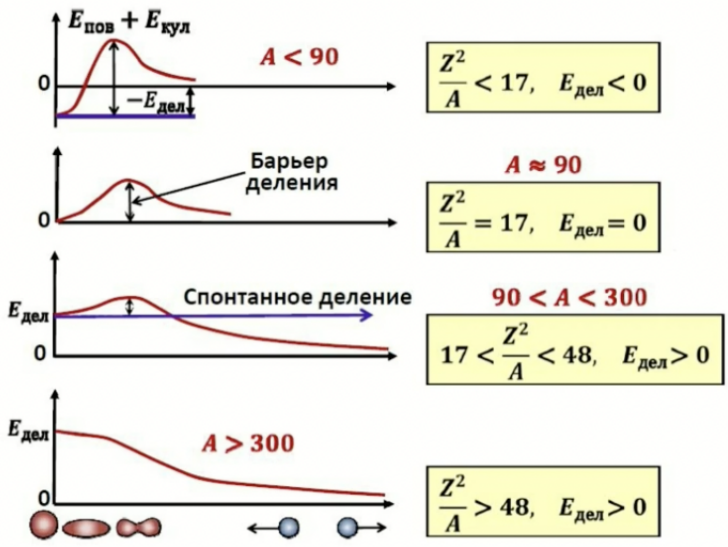

Рис. 12.3. Отношение ядер к делению

Если отношение меньше 17, то это соответствует тому, что осколки деления находятся в потенциальной яме и деление становится принципиально невозможным.

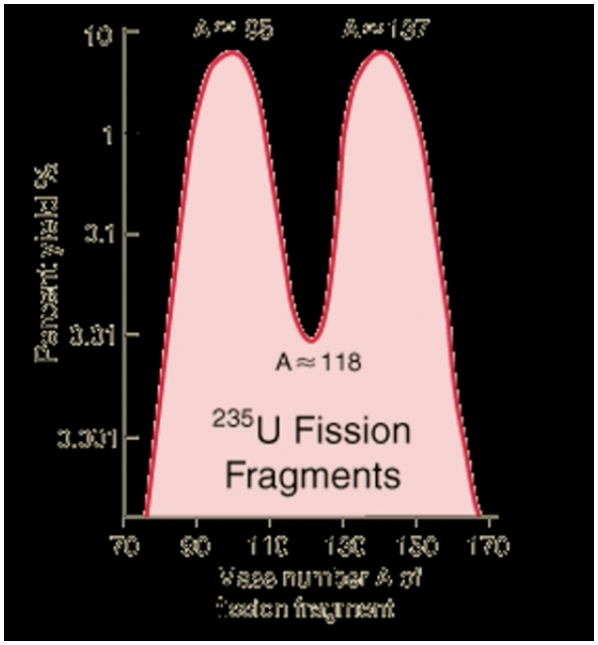

Рис. 12.4. Период распада урана

Механизм деления

Нейтрон является хорошей инициирующей частицей, чтобы произвести процесс деления. Попадая в рыхлое ядро урана 235 он вызывает деформацию. Затем возникают два кулоновских центра, между которыми возникает дополнительное взаимодействие, направленное на их разрыв. Таким образом, возникают два фрагмента: легкий и тяжелый. Первый процесс деления сопровождается вылетом двух или трех нейтронов — мгновенное нейтронное деление.

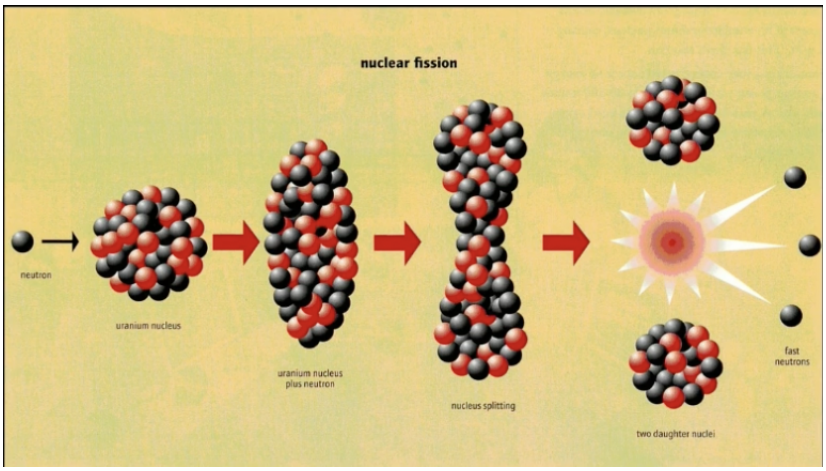

Рис. 12.5. Механизм деления

Открытие деление урана

Открытие деления урана под действием нейтронов принадлежит О.Гану и Ф.Штрассману. Деление урана было открыто в 1938 году. При стандартном делении на наиболее вероятные осколки выделяется около 200 МэВ.

Уран. Изотопы урана

Уран является единственным ядерным топливом. $U-235$ является самым важным топливным элементом.

Ядро $U-235$ является гораздо более слабосвязанным в отличии от ядра $U-238$. Если в ядро $U-235$ попадет нейтрон с тепловой энергией, то он разделится. Если нейтрон с тепловой энергией попадет в ядро $U-238$, то он захватит его, превращаясь в $U-239$, и дальше испытает два радиоактивных распада.

Превращение урана в гексафторид урана является важным процессом. Гексафторид — очень устойчивое соединение, которое очень удобно перевозить и хранить.

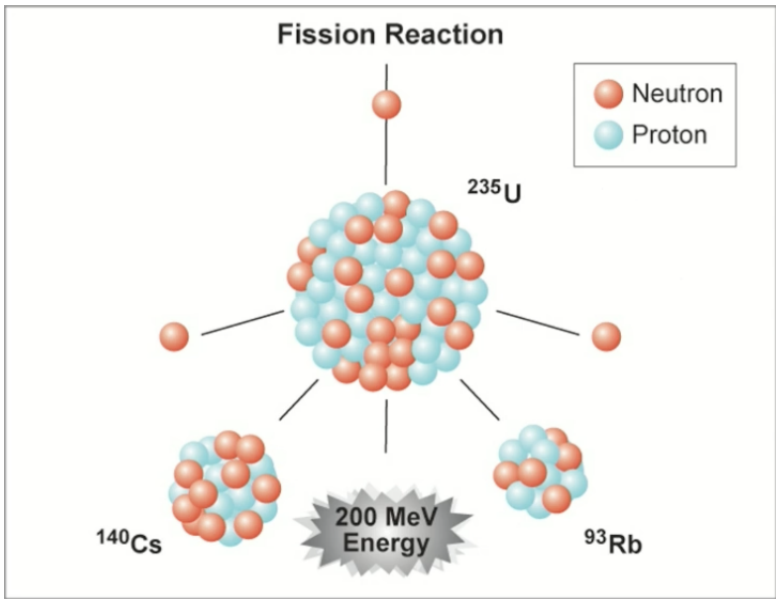

Рис. 12.6. Реакция синтеза

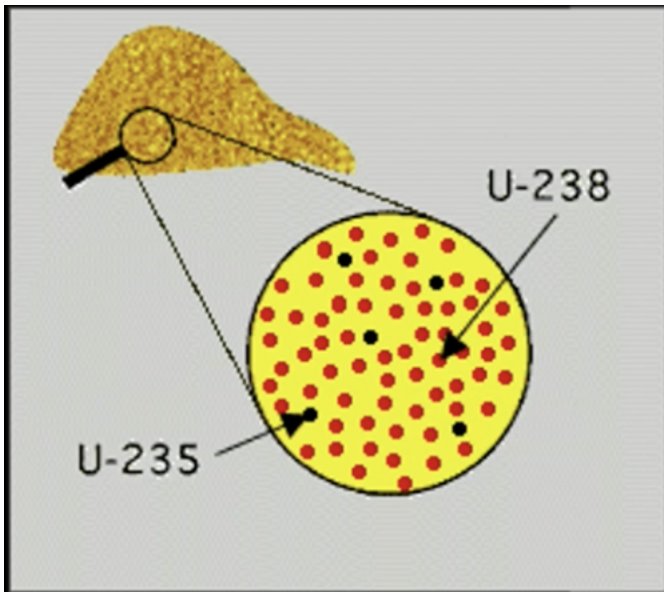

Рис. 12.7. Изотопы урана

Процедура обогащения происходит с помощью газового центрифугирования. Газовая центрифуга — сверхпрочный баллон, в который вводится порошкообразная смесь, и потом начинается раскрутка этого материала. Изотопы из-за своей разной массы разделяются: $U-235$ поднимается выше, а $U-238$ опускается ниже.

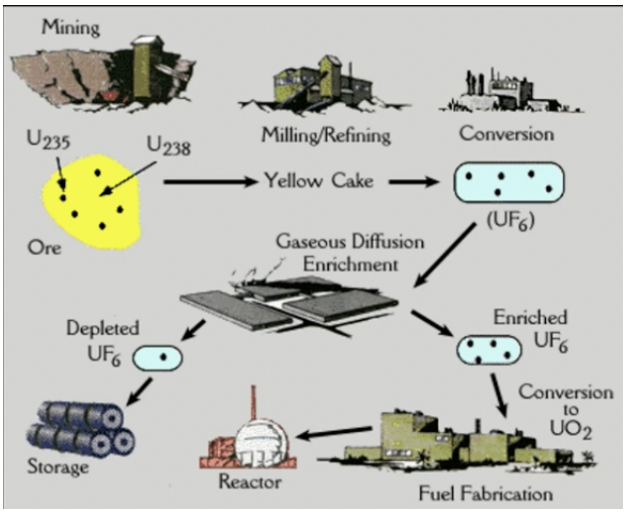

Рис. 12.8. Обогащение урана

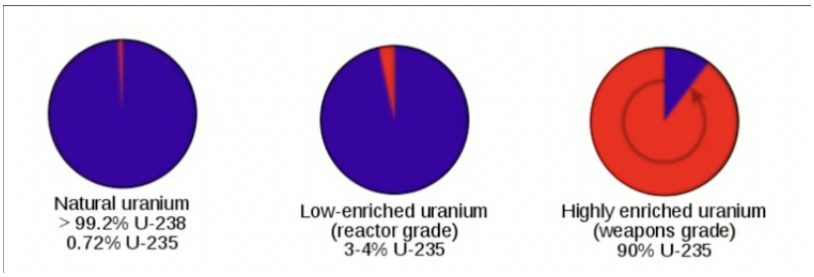

Рис. 12.9. Степени обогащения

Открытие плутония. Производство плутония

Плутоний был открыт в 1940 году Э.Мак-Милланом и Г.Сиборгом. $U-238$ при захвате нейтрона с тепловой энергией превращается в $U-239$, который с не очень большим периодом полураспада превращается в 93 элемент таблицы Менделеева нептуний. Нептуний с не очень большим периодом распада превращается в весьма стабильный изотоп под названием плутоний 235.

Ядерный реактор на тепловых нейтронах

Ядерный реактор состоит из топливных элементов. Все это находится в контакте со специальными устройствами, которые предназначены для замедления вылетающих нейтронов и увеличения вероятности их взаимодействия. Имеется специальное устройство, благодаря которому можно изменять поток нейтронов внутри реактора. Это устройство — управляющий стержень. Все это находится в защите. И внутри находится теплоноситель — вода. Первый ядерный реактор был построен в 1942 году

Э. Ферми.

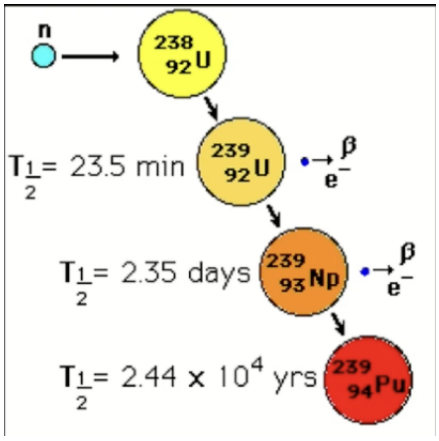

Рис. 12.10. Производство плутония

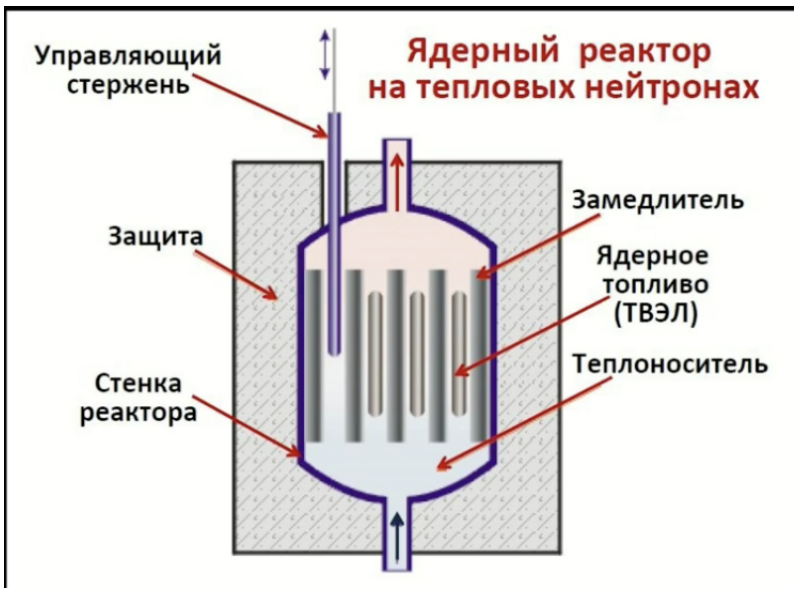

Рис. 12.11. Ядерный реактор на тепловых нейтронах

Условия осуществления цепной реакции деления

Число нейтронов, вызывающих деление в следующем поколении, должно быть не меньше, чем в предыдущем.

- Если оно не зависит от поколения, то есть неизменно, то говорят, что коэффициент размножения нейтронов $k = 1$ — режим критический — и цепная реакция протекает в стационарном режиме (ядерные реакторы).

- Если оно уменьшается ($k < 1$) — режим подкритический — и цепная реакция затухает.
- Если оно увеличивается ($k > 1$) — режим надкритический — и цепная реакция лавинообразно (экспоненциально) нарастает и завершается ядерным взрывом.

Записывается формула четырех сомножителей:

$$K_\infty = \eta \cdot p \cdot f \cdot \varepsilon$$

η — число быстрых нейтронов, образующихся на 1 акт деления. p — вероятность избежать резонансного захвата ядрами $U-238$ в процессе замедления нейтрона. f — вероятность поглощения теплового нейтрона ядром горючего, а не замедлителя. ε — коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

$$pf \sum 0.5 - 0.7$$

$$\varepsilon \sim 1.03$$

Отношение количества ядер замедлителя и урана:

$$\frac{N_c}{N_u} \approx (2-4) \cdot 10^2$$

Ядерная энергетика

Ядерные отходы не могут быть просто утилизированы. Вплоть до ядра кальций 40 соотношение между протонами и нейтронами составляет 1. Таким образом, кулоновские силы компенсируются ядерными. Трансмутация атомных ядер может решить проблему с ядерными отходами.

Ядерное оружие

Критическая масса — минимальная масса делящегося вещества, в которой протекает незатухающая цепная реакция деления. Критическая масса минимальна для сферических тел. Металлические плутоний-239 и уран-236 в форме сферы имеют критические массы соответственно 11 и 50 кг. Хронология создания ядерного оружия:

- 1938 год — открытие цепной реакции деления
- 1940 год — первые предложения о создании урановой бомбы

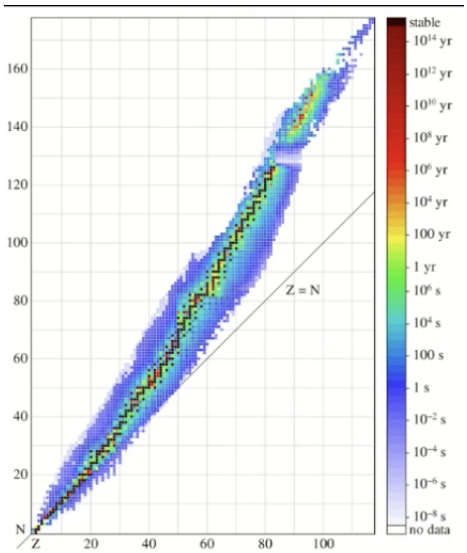

Рис. 12.12. Проблема ядерных отходов

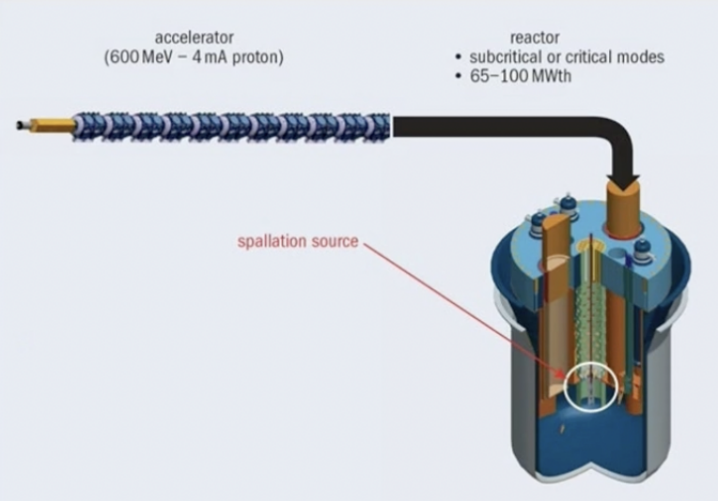

Рис. 12.13. Трансмутация атомных ядер

- 1942 год — начало работ по созданию ядерного оружия в США, СССР и Германии
- 16 июля 1945 год — взрыв первой ядерной бомбы (США)
- 6,9 августа 1945 год — ядерные бомбардировки Хиросимы и Нагасаки
- Март 1945 год — активизация работ по созданию ядерного оружия в СССР
- 1946 год — запуск первого советского ядерного реактора

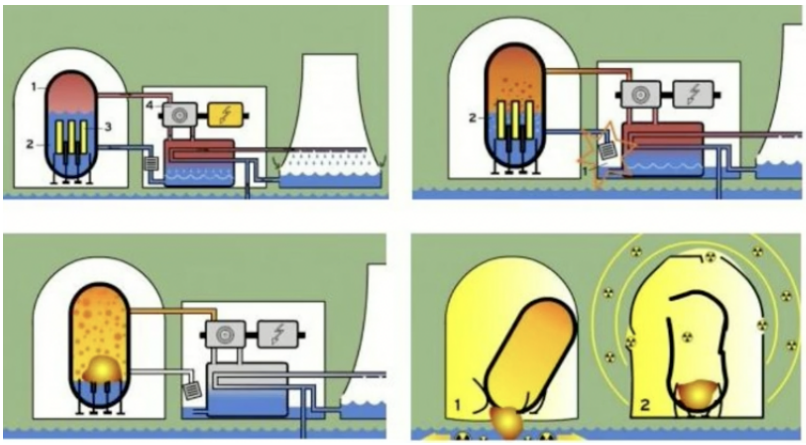

Рис. 12.14. Схема перегрева реактора

- 29 августа 1949 год — взрыв первой советской ядерной бомбы (РДС-1)

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

Лекция 13. Синтез ядер

Открытие возможности синтеза ядер

Синтез ядер был открыт параллельным делением в 1938 году Г.Бете. Г. Бете обнаруживает, что при слиянии двух ядер дейтерия получается ядро гелия или тяжелого водорода трития с выделением большого количества энергии.

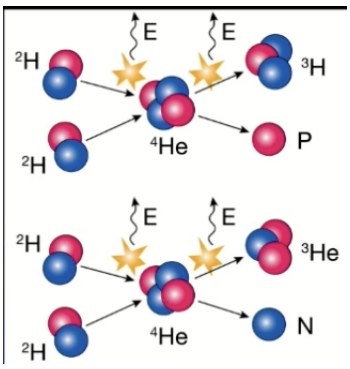

Рис. 13.1. Открытие возможности синтеза

Простейший вариант синтеза — синтез слияния двух ядер дейтерия. Во всех трех случаях появляется альфа-частица (гелий-4). Однако, из-за очень резкого подъема в диаграмме удельной энергии связи, гелий-4 получается в сверхвозбужденном состоянии, и с большой вероятностью в нем происходит реакция выделения нейтрона или протона. На выходе получается энергия, причем, в отличие от деления, при синтезе нет радиоактивных отходов.

В центре ядерного взрыва температура поднимается до 10-20 миллионов градусов. Значит, поместив синтезируемый материал внутрь ядерного заряда, можно добиться реакции термоядерного синтеза. Термоядерный взрыв:

$$^2H + ^3H \rightarrow ^4He + n + 17.59\text{МэВ}$$

$$^2H + ^2H \rightarrow ^3He + n + 3.27\text{МэВ}$$

$$^2H + ^2H \rightarrow ^3H + p + 4.03\text{МэВ}$$

$$^3He + ^2H \rightarrow ^4He + p + 18.35\text{МэВ}$$

$$^6Li + n \rightarrow ^3H + ^4He + 4.78\text{МэВ}$$

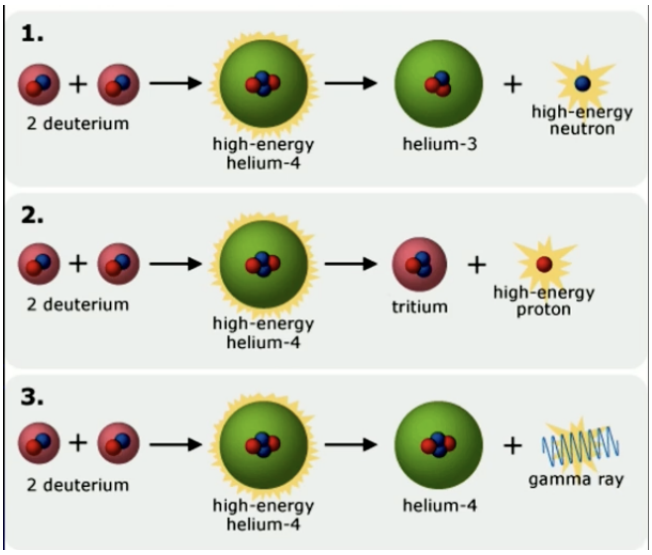

Рис. 13.2. Слияние двух ядер дейтерия

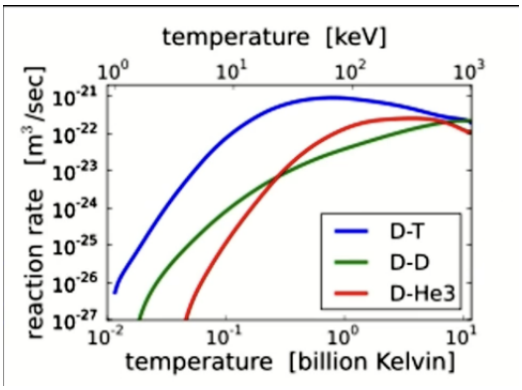

Рис. 13.3. Условия протекания термоядерных реакций

Термоядерное оружие

Хронология создания термоядерного оружия:

- Конец 40-ч годов — начало разработки термоядерного оружия в СССР и США
- Май 1951 год — первое испытание термоядерного устройства (США)
- Август 1953 год — взрыв первой термоядерной бомбы (СССР)
- Февраль 1954 год — взрыв первой бомбы современного типа (двухфазная, США)
- Ноябрь 1961 год — испытание самой мощной в истории термоядерной бомбы (СССР)

Рис. 13.4. Бомба слойка

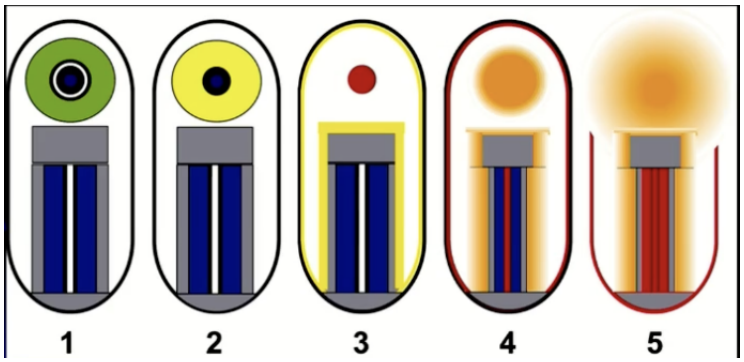

Рис. 13.5. Двухфазная бомба

Эдвард Теллер, один из создателей американского ядерного и термоядерного оружия:"Если бы мы не поспешили с водородной бомбой, с высокой вероятностью сейчас мы все говорили бы по-русски. Поэтому я ни о чем не сожалею."

Мюонный катализ

Л.Альварес в 1957 году предложил мюонный катализ. Мезоатом — это атом, в котором электрон заменен на какую-либо другую электроотрицательную частицу.

В 90-ые годы была популярна взрывная энергетика. Внутри большой полости устанавливаются теплосъемники и в середине взрывается термоядерный заряд. В результате этого временно работает небольшая электростанция.

Термоядерный синтез в природе

В звездах происходит процесс термоядерного синтеза. Солнце — гигантский термоядерный реактор.

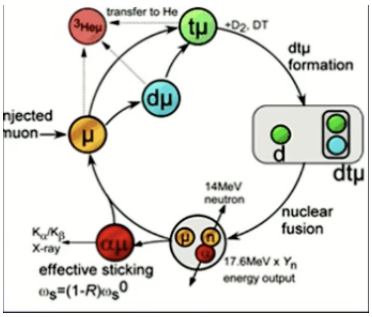

Рис. 13.6. Мюонный катализ

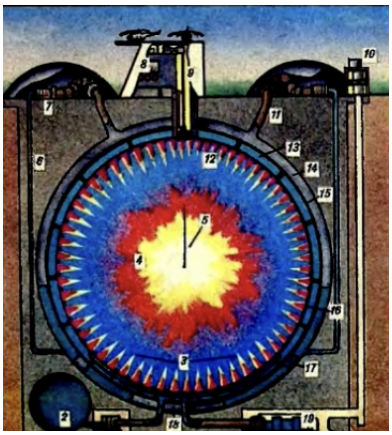

Рис. 13.7. Взрывная энергетика

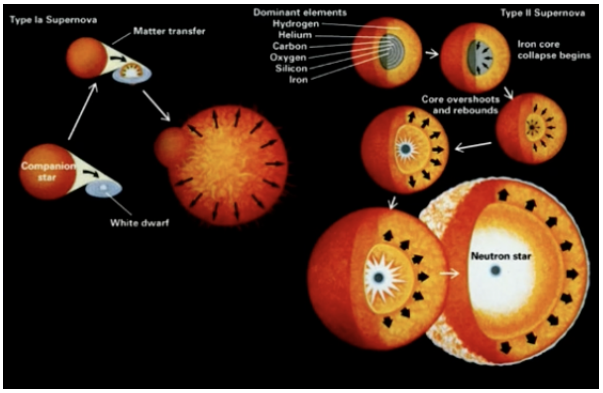

Рис. 13.8. Звездный нуклеосинтез

У.Фаулер в 1955 году предложил теорию образования химических элементов в звездах. Начальные стадии синтеза характерны для Солнца. Самая первая реакция — $p-p$ цикл, то есть образование дейтерия. Дальше происходит образование позитрона и нейтрино. Эти процессы приводят к утяжелению ядер.

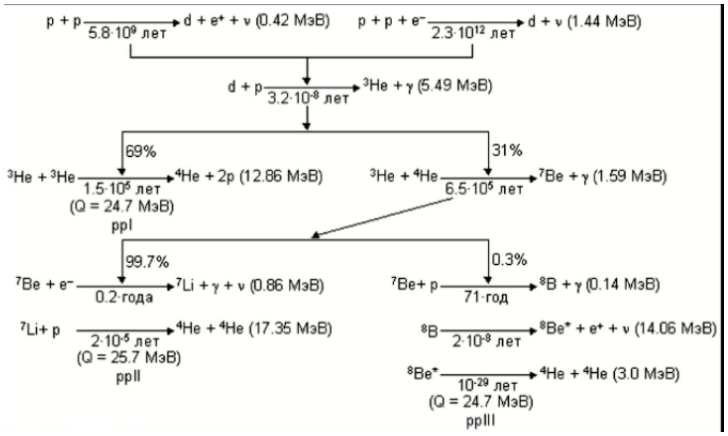

Рис. 13.9. Начальные стадии синтеза

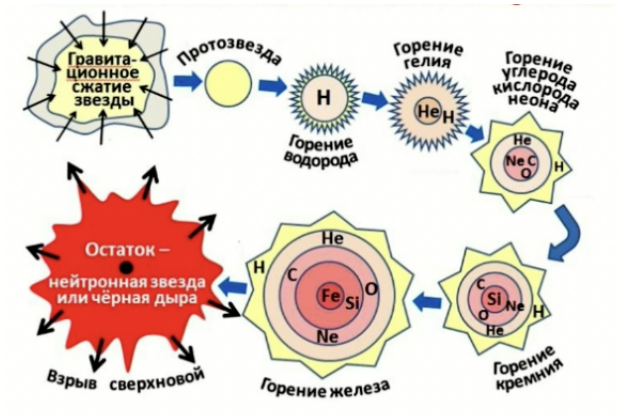

Рис. 13.10. Основные этапы эволюции массивной звезды

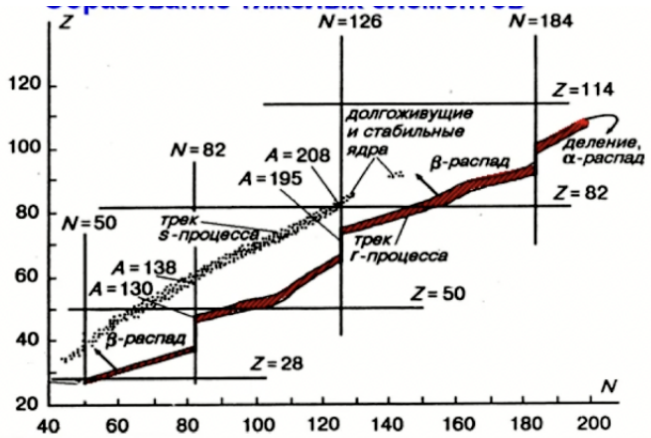

Рис. 13.11. Образование тяжелых элементов

Лекция 14. Ядерные реакции

Ядерные реакции

Ядерные реакции — взаимодействие между ядрами, результатом которого является взаимное изменение состава ядер. Первая ядерная реакция была проведена Э. Резерфордом в 1919 году:

$$^{14}N + \alpha \rightarrow ^{17}O + p$$

Первой ядерной реакцией было показано, что в составе ядра есть протон. Ядерные реакции записываются в следующем виде:

$$\alpha + ^{17}_{7}N \rightarrow ^{17}_{8}O + p$$

$$\alpha + ^{9}_{4}Be \rightarrow ^{12}_{7}C + n$$

$$\alpha + ^{27}_{13}Al \rightarrow ^{30}_{15}P + n$$

$$^{30}_{15}P \xrightarrow[T_{\frac{1}{2}}=2.5]{\beta^+} ^{30}_{14}Si$$

Любой процесс столкновения элементарной частицы с ядром или ядра с ядром будем называть ядерной реакций. Наряду с радиоактивным распадом, ядерные реакции — основной источник сведений об атомных ядрах.

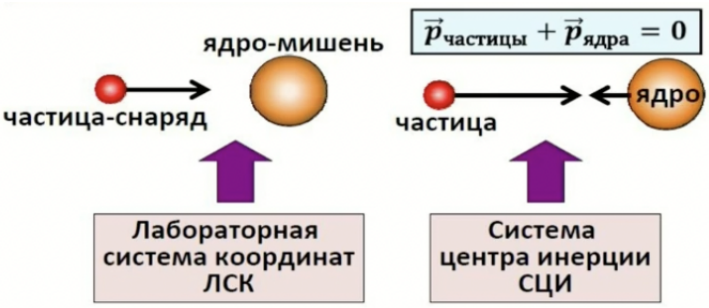

Рис. 14.1. Ядерные реакции

Законы сохранения в ядерных реакциях

Законы сохранения в ядерных реакциях:

1) Энергии E

2) Импульса $\vec{P}$

3) Момента количества движения $\vec{J}$

4) Электрического заряда Q

5) Четности P (за исключением слабого взаимодействия)

6) Изоспина I (только в сильном (ядерном) взаимодействии)

7) Числа нуклонов (до порога рождения пары нуклон-антинуклон)

8) Барионного заряда B (сохранение числа нуклонов-следствие этого)

9) Лептонного заряда L

Несохранение изоспина записывается в следующем виде:

$$\sum^{0} \to \Lambda + \gamma \quad I = 1 \neq I = 0$$

Рассматривается кинематика ядерных реакций. Пусть есть реакция:

$$A + b \to C + D + \dots$$

Закон сохранения энергии через массы m и кинетические энергии T участников процесса:

$$(T_A + T_B) + (m_A + m_B)c^2 = (T_C + T_D + \dots) + (m_C + m_D + \dots)c^2$$

Энергия реакции записывается в следующем виде:

$$Q = (m_A + m_B)c^{@} - (m_C + m_D + \dots)c^2$$

Закон сохранения приобретает вид:

$$(T_A + T_B) = (T_C + T_D + \dots) - Q$$

При $Q > 0$ (выделение энергии):

$$(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + Q$$

Суммарная кинетическая энергия продуктов экзотермической реакции возрастает.

Порог реакции

При $Q < 0$ — реакция идет с поглощением энергии, то есть возможна лишь при:

$$T_A + T_B \geqslant -Q = |Q|$$

Таким образом, эндотермическая реакция имеет энергетический порог $E_{\text{пор}}$:

$$E_{\text{пор}} = (T_A + T_B)_{min} = \begin{cases} -Q = |Q| \\ |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2}\right) \end{cases}$$

Минимальным ($-Q = |Q|$) порог будет тогда, когда $(T_C + T_D + \dots) = 0$ или $T_C = T_D = \dots = 0$, то есть когда центр инерции системы покоится (его энергия и импульс нулевые). Именно это отвечает системе центра инерции (СЦИ). В ЛСК (Лабораторная система координат) порог возрастает за счет того, что центр инерции системы движется. Величина порога при этом возрастает по сравнению с СЦИ на энергию движения центра инерции.

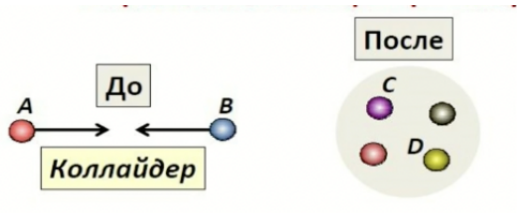

Рис. 14.2. Порог в системе центра инерции

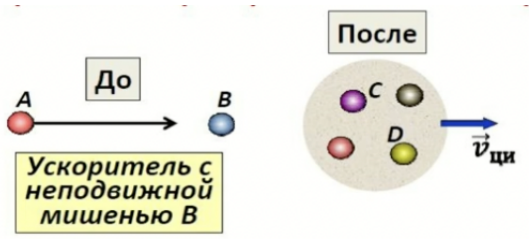

Рис. 14.3. Порог в лабораторной системе координат

Механизмы ядерных реакций

Будем классифицировать ядерные реакции по времени протекания. В качестве временного масштаба удобно использовать ядерное время τ_n — время пролета частицы через ядро.

$$\tau_n = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22}\text{сек}$$

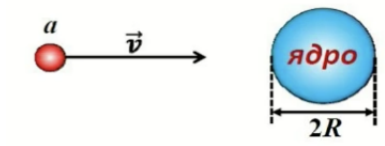

Рис. 14.4. Механизмы ядерных реакций

1) Если время реакции $t_p \approx \tau_n$, то это прямая реакция (время реакции минимально)

2) Если $t_p >> \tau_n$, то реакция идет через составное ядро

Рассматривается составное ядро. Если реализуется вариант реакции через составное ядро, то энергия частицы-снаряда a делится среди многих нуклонов ядра. Каждый из них имеет энергию, недостаточную для вылета из ядра. Проходит много времени, прежде чем в результате случайных соударений нуклонов на одном из них (или группе связанных нуклонов) сконцентрируется энергия, достаточная для вылета из ядра, и частица b вылетает из ядра.

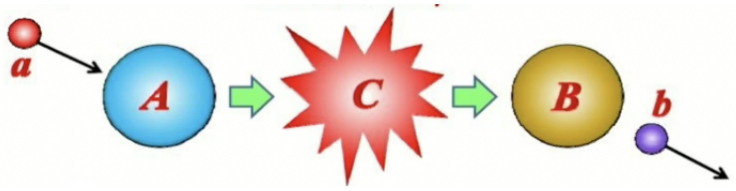

Рис. 14.5. Составное ядро

Причины, которые делают составное ядро долгоживущим:

1) Из-за короткого действия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергии.

2) Малая проницаемость кулоновского барьера для заряженных частиц на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

3) Вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

4) В реакциях с испусканием γ-квантов на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании γ-кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

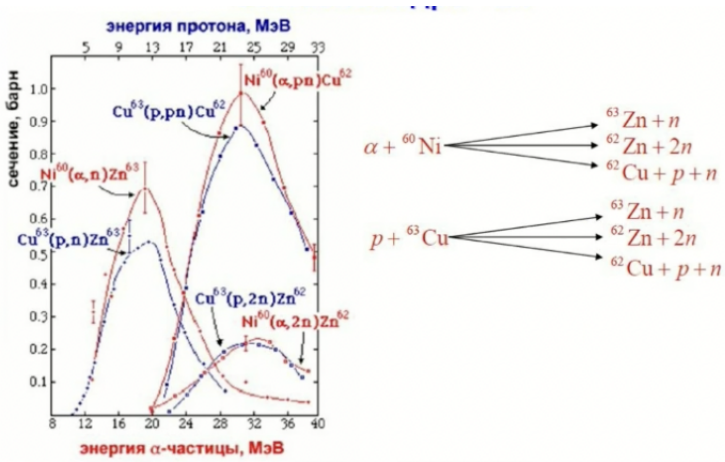

Рис. 14.6. Составное ядро ^{64}Zn

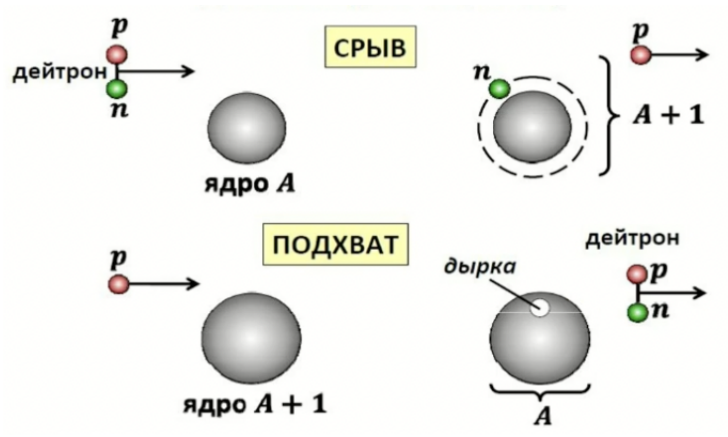

Рис. 14.7. Реакции одно-нуклонной передачи

Реакции под действием нейтронов

Реакции под действием нейтронов записываются в следующем виде:

$$n + {}^{107}Ag \to {}^{108}Ag \to {}^{108}Cd + e^- + \nu_e$$

$$n + {}^{10}B \to {}^{11}B^* \to {}^{11}B + \gamma$$

$$n + {}^{235}U \to {}^{140}Cs + {}^{93}Rb + 3n$$

Фотоядерные реакции

При небольших энергиях γ-квантов $E_\gamma < \frac{5}{10}$ МэВ в сечении реакции наблюдаются четко выраженные резонансы, соответствующие возбуждению отдельных уровней ядра. В области энергий $E_\gamma \approx \frac{10}{40}$ МэВ в ядре возбуждается гигантский дипольный резонанс, который можно интерпретировать как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитной волны. В результате поглощения γ-кванта из возбужденного состояния ядра испускаются протоны и нейтроны. При энергиях $E_\gamma > 100$ МэВ γ-кванты взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. При этом образуются возбужденные состояния нуклона — Δ и N-резонансы, распадающиеся с испусканием π-мезонов.

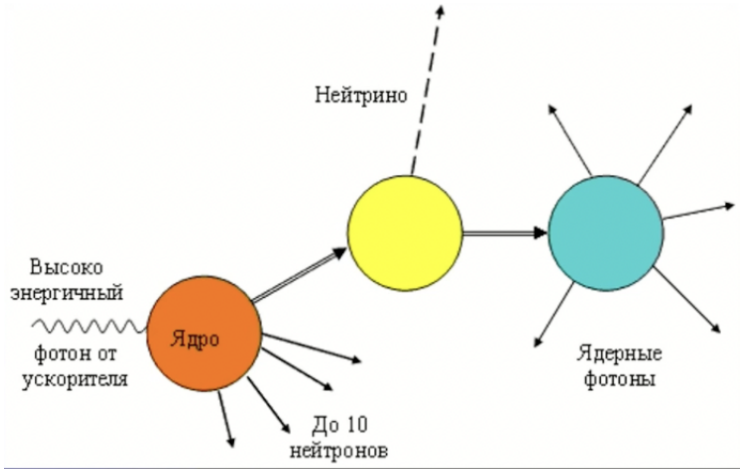

Рис. 14.8. Фотоядерные реакции

Методические замечания (для самостоятельной подготовки)

При переходе частицы в античастицу сохраняются: спин, масса, время жизни, способ распада, изоспин и величина магнитного момента. Меняют знак аддитивные квантовые числа: электрический заряд, барионное квантовое число (барионный заряд), лептонные квантовые числа (лептонные заряды)б проекция изоспина, а также кварковые квантовые числа: странность, очарование, bottomness, topness и магнитный момент. Если все аддитивные квантовые числа частицы (включая заряды) нулевые, то она тождественна своей античастице. Такие частицы называют истинно нейтральными. Примеры: фотон, нейтральный пион и Z-бозон.

Кварки, лептоны и кванты физических полей на современном уровне знаний бесструктурные (точечные), их размер $< 10^{-17}$ см. Они образуют самый глубинный

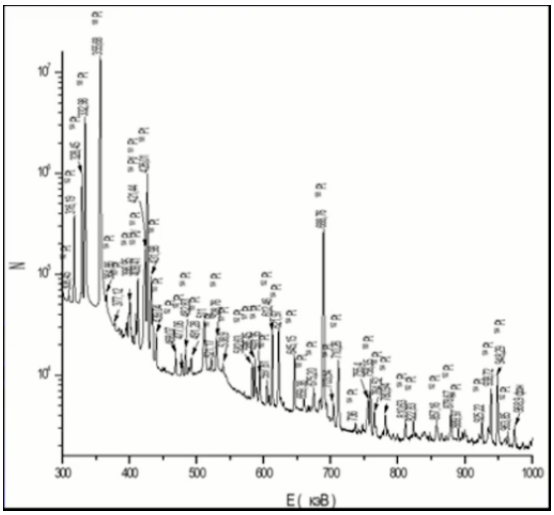

Рис. 14.9. Исследование структуры ядра

слой материи и мы будем называть их фундаментальными частицами. Существует 6 кварков и 6 лептонов. Они имеют спин 1/2, то есть являются фермионами. Эти 12 фундаментальных фермионов делятся на три поколения (или семейства) по 2 кварка и лептона в каждом из них.

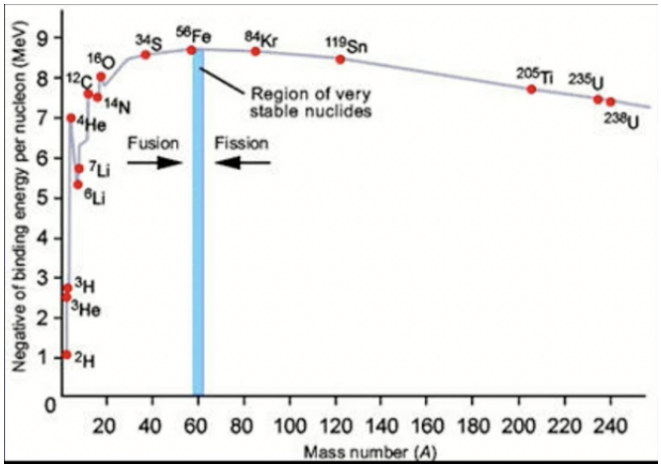

Рис. 14.10. Удельная энергия связи

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА
teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

Лекция 15. Особенности изучения физики микромира

Структура вещества

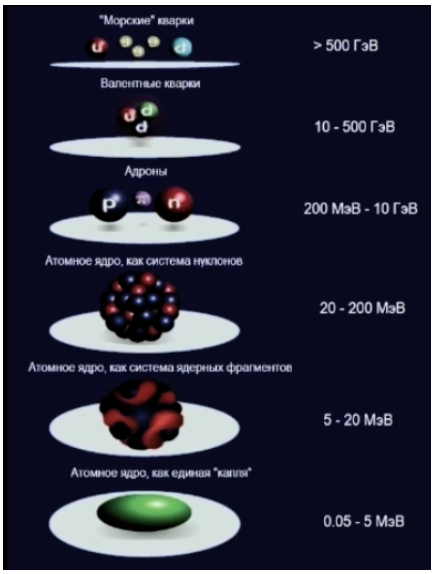

Рис. 15.1. Структура вещества

Лорд Кельвин: "Я не останусь удовлетворенным, пока не смогу сделать механическую модель изучаемой вещи. Если я смогу сделать, то смогу ее понять. Но до тех пор, пока механическая модель не создана, нет и понимания сути явления."

Вернер Гейзенберг: "Все слова или понятия, которые мы используем для описания обычных физических объектов, такие как положение, скорость, цвет, размер и т.д., становятся неопределенными и проблематичными, если мы пытаемся использовать их для элементарных частиц."

Виды взаимодействий

Существуют 4 типа взаимодействий: электромагнитное, сильное ядерное, слабое и гравитационное.

Стандартная модель

Стандартная модель описывает группы частиц такие, как кварки, лептоны и переносчики взаимодействия.

Невозможно наблюдать за кварками, но можно наблюдать за свойствами, кото-

рые связаны с группировкой кварков процессами адронизации.

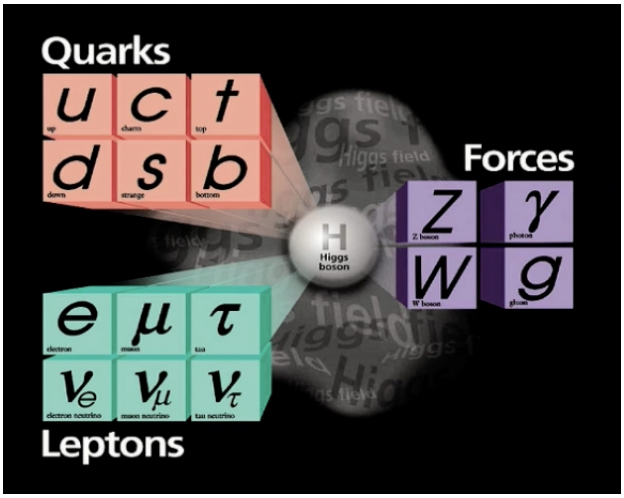

Рис. 15.2. Стандартная модель

Характеристики кварков.

Для всех кварков $J^P = 1/2^+$ и барионный заряд B = 1/3

Характеристика	Тип кварка или аромат (flavor)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q	$-1/3\,e$	$+2/3\,e$	$-1/3\,e$	$+2/3\,e$	$-1/3\,e$	$+2/3\,e$
Изоспин I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина I_3	−1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность S	0	0	−1	0	0	0
Charm C	0	0	0	+1	0	0
Bottomness B	0	0	0	0	−1	0
Topness T	0	0	0	0	0	+1
Масса (mc^2)	4,1-5,8 МэВ	1,7-3,3 МэВ	101±25 МэВ	1,3±0,1 ГэВ	4,2±0,1 ГэВ	172±1,6 ГэВ

Рис. 15.3. Характеристики кварков

Адроны делятся на барионы, мезоны и антибарионы. Тетракварк состоит из четырех кварков.

Атомное ядро

Ни одно искусственно полученное ядро не является стабильным.

Энергия связи — это энергия, которую надо приложить к ядру, чтобы разделить его на отдельный нуклон.

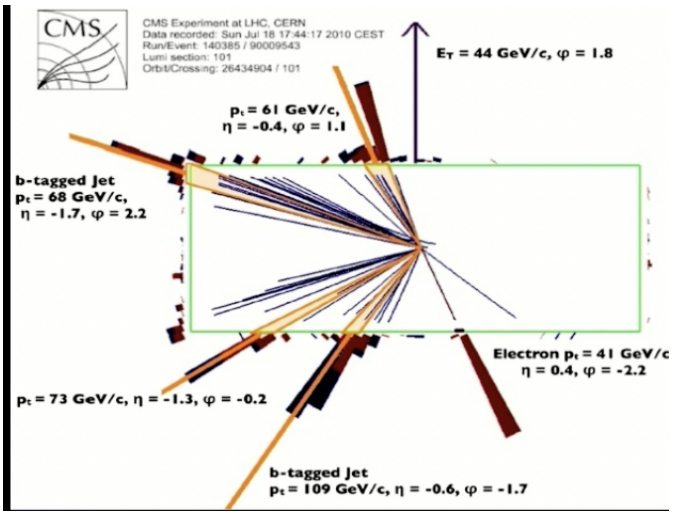

Рис. 15.4. Процесс адронизации

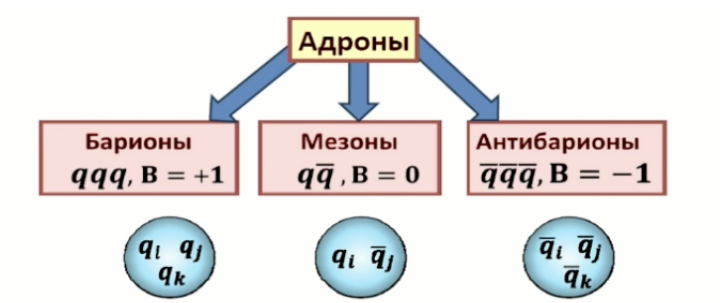

Рис. 15.5. Адрионы

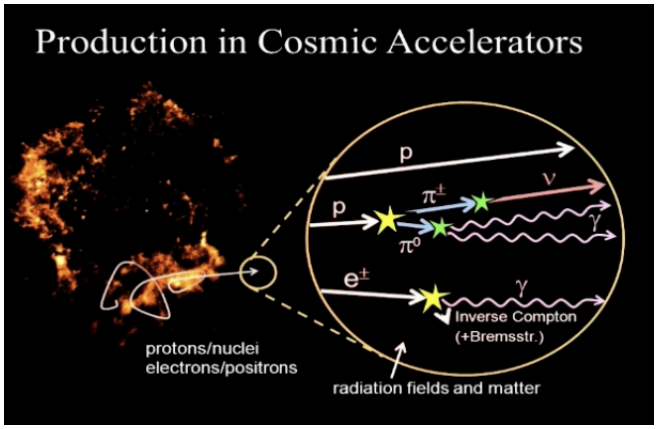

Рис. 15.6. Космический ускоритель

Еще раз о моделях

Мюррей Гелл-Манн: "В нашей работе мы всегда находимся между Сциллой и Харибдой; мы можем недостаточно абстрагироваться и пропустить важную физику,

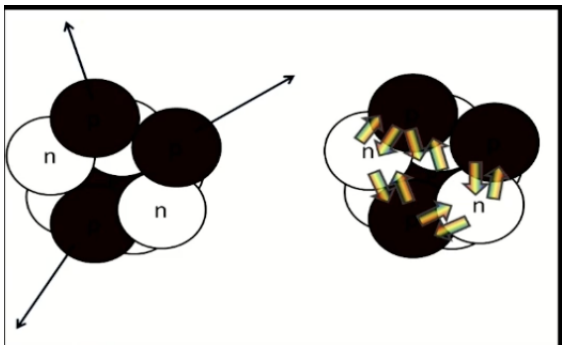

Рис. 15.7. Внутриядерные силы

или можем слишком много абстрагироваться и в конечном итоге фиктивные объекты в наших моделях превращаются в настоящих монстров, которые пожирают нас."

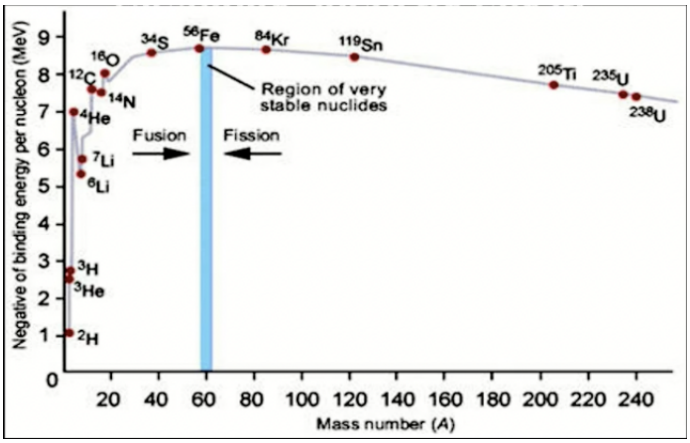

Рис. 15.8. Удельная энергия связи

Энтони Хьюиш: "Мир человека находится на полпути между внутренним пространством атомов и частиц и внешним пространством звезд и галактик. Исследование обоих этих регионов расширяет наше воображение до предела.

ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА

teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ