

ВЫСШЕЕ ОБРАЗОВАНИЕ – БАКАЛАВРИАТ

серия основана в 1996 г.



Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «МАТИ – Российский государственный технологический университет имени К.Э. Циолковского»

**А.Г. БРАУН
И.Г. ЛЕВИТИНА**

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ И ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Второе издание

*Допущено
Научно-методическим Советом по физике
Министерства образования и науки Российской Федерации
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений, обучающихся
по техническим направлениям подготовки и специальностям*

znanium.com
электронно-библиотечная система

Москва
ИНФРА-М
2024

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.317я73

ФЗ
№ 436-ФЗ

Издание не подлежит маркировке
в соответствии с п. 1 ч. 4 ст. 11

Б87

Рецензенты:

В.К. Битюков — доктор технических наук, профессор, заслуженный работник высшей школы РФ, зав. кафедрой технической физики Московского института радиотехники, электроники и автоматики (технический университет);

А.Г. Зыскин — кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории математического моделирования Государственного научного центра РФ ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», доцент кафедры «Естественнонаучные дисциплины» РГУТиС

Браун А.Г.

Б87 Элементы квантовой механики и физики атомного ядра : учебное пособие / А.Г. Браун, И.Г. Левитина. — 2-е изд. — Москва : ИНФРА-М, 2024. — 84 с. — (Высшее образование: Бакалавриат). — DOI 10.12737/7525.

ISBN 978-5-16-010384-6 (print)

ISBN 978-5-16-102353-2 (online)

В учебном пособии рассмотрены основные вопросы курса квантовой механики и физики атомного ядра для студентов технических специальностей. Приведены задачи с подробными решениями на соответствующий материал каждого раздела. Даны задачи для самостоятельного решения. Приведены контрольные тесты по всем разделам курса с ответами.

Учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям.

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.317я73

ISBN 978-5-16-010384-6 (print)
ISBN 978-5-16-102353-2 (online)

© МАТИ, 2010, 2015
© Браун А.Г., 2010, 2015
© Левитина И.Г., 2010, 2015

Подписано в печать 25.02.2015. Формат 60×90/16. Печать офсетная. Бумага офсетная.
Гарнитура *Newton*. Усл. печ. л. 5,25. ПТ10.

ТК 316500-486392-250215

ООО «Научно-издательский центр ИНФРА-М»
127282, Москва, ул. Полярная, д. 31В, стр. 1
Тел.: (495) 280-15-96, 280-33-86. Факс: (495) 280-36-29
E-mail: books@infra-m.ru <http://www.infra-m.ru>

СОДЕРЖАНИЕ

РАЗДЕЛ 1. Элементы квантовой механики.....	4
1.1. Гипотеза Луи де Бройля	4
1.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга	6
1.3. Уравнение Шредингера	8
1.4. Смысл пси-функции.....	9
1.5. Описание движения свободной частицы.....	10
1.6. Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме. Квантование энергии	12
1.7. Решение уравнения Шредингера для потенциального барьера	17
1.8. Прохождение частицы через барьер. Туннельный эффект	19
1.9. Гармонический осциллятор.....	22
1.10. Понятие о решении уравнения Шредингера для водородоподобного атома.....	27
1.11. Спин электрона	31
РАЗДЕЛ 2. Задачи по теме «Элементы квантовой механики».....	34
2.1. Волна де Бройля.....	34
2.2. Соотношение неопределённости Гейзенберга	37
2.3. Простейшие случаи движения микрочастиц.....	41
РАЗДЕЛ 3. Физика атомного ядра	46
3.1. Состав и характеристика ядра.....	46
3.2. Масса и энергия связи ядер	47
3.3. Изменение энергии при ядерной реакции	49
3.4. Радиоактивность	49
3.5. Ядерные реакции деления и синтеза.....	56
РАЗДЕЛ 4. Задачи по теме «Элементы физики атомного ядра и ядерные реакции»	59
РАЗДЕЛ 5. Виды взаимодействий	63
5.1. Сильное взаимодействие	63
5.2. Электромагнитное взаимодействие	63
5.3. Слабое взаимодействие	63
5.4. Гравитационное взаимодействие	63
5.5. Элементарные частицы.....	63
РАЗДЕЛ 6. Контрольные тесты.....	67
6.1. Тест по квантовой механике.....	67
6.2. Тест по ядерной физике.....	76
Ответы к тестам	83
Библиографический список.....	84

РАЗДЕЛ 1. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

1.1. Гипотеза Луи де Бройля

Французский физик Луи де Бройль, развивая представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света, выдвинул в 1924 году гипотезу об *универсальности корпускулярно-волнового дуализма*. Согласно этой гипотезе любая свободно движущаяся частица с энергией E и импульсом p обладает волновыми свойствами (а не только фотоны). Частота ω волны де Бройля и её волновой вектор k связаны с корпускулярными характеристиками частицы – энергией и импульсом теми же уравнениями, которые справедливы для квантов света:

$$E = h\nu = \hbar\omega$$
$$p = \hbar k,$$

где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, иногда используют величину $h = 2\pi\hbar$, также называемую постоянной Планка.

В нерелятивистском приближении, когда скорость частицы мала по сравнению со скоростью света, длина волны де Бройля рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

Для релятивистской частицы выражение для длины волны де Бройля имеет вид:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2},$$

где m_0 – масса покоя частицы, c – скорость света.

Оценим волну де Бройля для макротел. Так, например, длина волны де Бройля пули массой 1 г, движущейся со скоростью 100 м/с, равна $6,6 \cdot 10^{-33}$ м (ядро атома водорода имеет размер $\approx 10^{-15}$ м). Чтобы обнаружить волновые свойства пули, необходимо иметь дифракционную решётку, сравнимую с длиной волны, а таких решёток в природе не существует и создать их невозможно.

Гипотеза Луи де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1927 году американские физики К. Дэвиссон и Л. Джермер обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся от естественной дифракционной решётки – кристалла никеля, даёт отчётливую дифракционную картину.

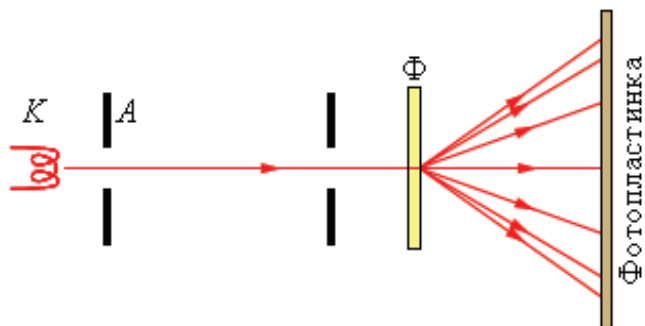


Рис. 1.1. Упрощенная схема опытов Дж. Томсона по дифракции электронов. K – накаливаемый катод, A – анод, Φ – фольга



Рис. 1.2. Картина дифракции электронов на поликристаллическом образце при длительной экспозиции (a) и при короткой экспозиции (b). В случае (b) видны точки попадания отдельных электронов на фотопластинку.

Томсон и Тарковский независимо друг от друга получили дифракционную картину: изменение прохождений электронов через металлическую фольгу. Полученные электронограммы были аналогичны (похожи) рентгенограммам. То есть электроны ведут себя как электромагнитные волны рентгеновской частоты. (Рис. 1.1, 1.2).

1.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

В классической механике движение частицы описывается заданием уравнений движения, то есть зависимостью координат этой частицы от времени. Скорость частицы находится дифференцированием координат по времени. Таким образом, в классической механике известны траектория движения и скорость частицы.

В квантовой механике такое описание движения оказывается невозможным. Во-первых, с движущейся частицей нельзя связать определённую точку пространства, известна только плотность вероятности нахождения частицы в этой точке. Во-вторых, координаты и время в квантовой механике являются независимыми переменными, то есть невозможно ввести классическое понятие скорости. В-третьих, в квантовой механике частица не может одновременно иметь точное значение координаты и соответствующего ей импульса.

В 1927 году Гейзенбергом был сформулирован фундаментальный **принцип неопределённостей**: **координата x и соответствующая проекция импульса частицы p_x не могут одновременно иметь определённых фиксированных значений, причём между неопределённостями Δx и Δp_x существует следующее соотношение:**

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar.$$

Данное соотношение показывает, что чем определённое значение координаты частицы (малое Δx), тем менее определено в тот же момент времени значение импульса частицы (большое Δp_x) и наоборот. Для движения частицы вдоль других осей координат имеют место аналогичные соотношения:

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \hbar$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq \hbar.$$

Пример 1. Движение электрона в электронно-лучевой трубке (рис. 1.3). Здесь r – радиус светящегося пятна на экране, l – расстояние от источника электронов до экрана.

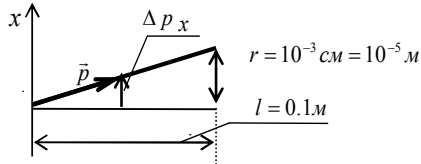


Рис. 1.3. Движение электрона в электронно-лучевой трубке

Из подобия треугольников на рис. 1.3 имеем:

$$\frac{\Delta p_x}{p} \cong \frac{r}{l} = 10^{-4}.$$

Значение импульса p легко найти из формулы:

$$\frac{p^2}{2m} = eU_0.$$

При величине напряжения на трубке $U_0 = 10$ кВ численный расчет дает:

$$p = 5 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Г} \cdot \text{см}}{\text{с}},$$

$$\Delta p_x = 5 \cdot 10^{-22} \frac{\text{Г} \cdot \text{см}}{\text{с}},$$

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p_x} \approx 10^{-6} \text{ см}.$$

Видим, что неопределенность в координате электрона при его движении в электронно-лучевой трубке очень мала, то есть можно говорить о траектории.

Пример 2. Электрон в атоме.

Имеем:

$$\Delta x \cong 10^{-10} \text{ м} - \text{размер атома},$$

$$\Delta v = \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{1}{m \cdot \Delta x} \approx 10^6 \text{ м/с},$$

что близко к значению скорости электрона в атоме. Говорить об одновременном измерении скорости и координаты электрона в атоме не имеет смысла.

Соотношением неопределённости связаны в микромире не только координата и импульс частицы, но и её энергия и время нахождения в данном состоянии. Соотношение неопределённости для данных величин имеет вид:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar.$$

Если время пребывания электрона в атоме в основном состоянии бесконечно велико, то из данного соотношения $\Delta E \approx 0$, то есть основной энергетический уровень практически не расщеплён. Естественную ширину энергетических уровней возбуждённых состояний электрона можно рассчитать из соотношения неопределённости, если положить неопределённость во времени пребывания электрона в возбуждённом состоянии равной среднему времени нахождения его в данном состоянии $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. Тогда неопределённость в энергии $\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t} \approx 10^{-7}$ эВ, то есть каждый энергетический уровень представляет собой как бы некоторую энергетическую зону. В соответствии с этим спектральные линии, излучаемые при переходе электронов в атоме, тоже имеют ширину $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} \approx 10^8$ Гц, то есть излучение атомов не является монохроматическим.

1.3. Уравнение Шредингера

В 1926 г. Шредингер описал движение частиц с помощью пси- функции Ψ , которая получается из решения уравнения Шредингера:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (1.1)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа, $\nabla^2\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}$,

U – функция, характеризующая силовое поле; в стационарном случае U – потенциальная энергия.

Пси-функция может быть представлена в виде:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \quad (1.2)$$

Здесь функция $\Psi(x, y, z, t)$ – «большая» пси-функция, которая зависит от координат и времени, а функция $\psi(x, y, z)$ – «малая» пси-функция, которая зависит только от координат.

В случае стационарного поля полная энергия $E = \text{const}$.

Подставим (1.2) в (1.1):

$$\frac{-\hbar^2}{2m} e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \nabla^2\psi + U\psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} = i\hbar\left(-i\frac{E}{\hbar}\right)\psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}.$$

Сокращая, получим:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2\psi + U\psi = E\psi,$$

или, окончательно:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \quad (1.3)$$

Формула (1.3) – уравнение Шредингера для стационарных (не зависящих от времени t) состояний.

Решением этого уравнения является функция – «малая» пси-функция, зависящая только от координат. $\psi = \psi(x, y, z)$

1.4. Смысл пси-функции

Квадрат модуля пси-функции определяет вероятность dP того, что частица будет обнаружена в пределах объема dV :

$$dP = |\Psi|^2 dV = \Psi^* \cdot \Psi dV = \psi^* \cdot \psi dV = |\psi|^2 dV.$$

То, что справедливо равенство $\Psi^* \cdot \Psi = \psi^* \cdot \psi$, непосредственно следует из применения формулы (1.2).

Таким образом, поскольку квадрат модуля “большой” пси-функции $|\Psi|^2$ равен квадрату модуля “малой” пси-функции $|\psi|^2$, во всех дальнейших выкладках (если специально не оговорено) будем иметь дело с “малой” пси-функцией, зависящей только от координат $\psi = \psi(x, y, z)$.

Вероятность обнаружить частицу в какой-либо точке пространства будет равна единице:

$$\int dP = \int |\psi|^2 dV = 1 \text{ – условие нормировки пси-функции.}$$

Формулировка. Квадрат модуля пси-функции дает плотность вероятности нахождения частицы в соответствующем месте пространства:

$$\frac{dP}{dV} = |\psi|^2.$$

Из смысла ψ – функции вытекает, что квантовая механика имеет статистический характер. Она не позволяет точно определить траекторию, а лишь указывает, с какой вероятностью частица может быть обнаружена в различных точках пространства.

Может показаться, что квантовая механика дает менее точное описание движения частицы, чем классическая механика.

Классическая механика для макрочастиц описывает с высокой точностью все процессы, а для микромира, как мы видели при анализе принципа неопределенности, понятие траектории вообще теряет смысл.

В микромире описание свойств идет через ψ – функцию.

1.5. Описание движения свободной частицы

При движении свободной частицы $U(x) = 0$ и ее полная энергия E совпадает с кинетической. Уравнение (1.3) (стационарное) имеет вид:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0. \quad (1.4)$$

Его решение:

$$\psi(x) = A e^{ikx}. \quad (1.5)$$

Подставим это решение в уравнение (1.4) и тогда получим:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \psi &= \frac{d^2 \psi}{dx^2} = (+ik)^2 A e^{+ikx} = -k^2 A e^{+ikx}, \\ -k^2 A e^{+ikx} + \frac{2m}{\hbar^2} E A e^{+ikx} &= 0.\end{aligned}$$

Для энергии свободной частицы имеем:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2, \quad (1.6)$$

где k – любое число, может принимать любые значения.

По формуле (1.2) общее решение будет иметь вид:

$$\Psi = e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \cdot \psi = A e^{-i\frac{E}{\hbar}t + ikx}, \quad (1.7)$$

где $\omega = \frac{E}{\hbar}$ и

$$k = \frac{px}{\hbar}. \quad (1.8)$$

Получаем уравнение плоской волны:

$$\Psi = A e^{-i\frac{E}{\hbar}t + i\frac{px}{\hbar}x} = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)}. \quad (1.9)$$

Для энергии получаем, что спектр энергии непрерывен (рис. 1.4):

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{(\hbar k)^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m}. \quad (1.10)$$

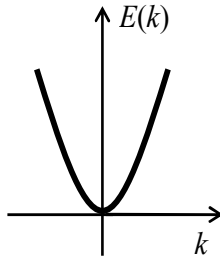


Рис. 1.4. Зависимость E от k для свободной частицы

У свободной частицы энергия может принимать любое значение.

Этому соответствует не зависящая от времени плотность вероятности обнаружения частицы $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = A^2$, которая одинакова в любой точке пространства.

В случае одномерного движения вероятность dP обнаружения частицы на участке траектории от x до $x + dx$ определяется:

$$dW = |\psi|^2 dx = A^2 dx.$$

Эта вероятность одинакова по всей длине траектории. Для свободной частицы:

$$E = T_{\text{кин}} = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2},$$

и для неё же справедливо $E = \hbar\omega$.

Таким образом, свободная частица с одной стороны описывается как обычная частица с массой m и скоростью v , а с другой стороны – эта частица описывается плоской волной с частотой ω .

В этом заключается корпускулярно-волновой дуализм в описании поведения свободной частицы.

Пусть теперь частица движется в силовом поле, т.е. в уравнении (1.3) $U \neq 0$. Когда микрочастица взаимодействует, например, с полем сил, то может оказаться, что она не может выйти за ограниченную область пространства, т.е. связана с этой областью. На языке энергий говорят, что частица находится в потенциальной яме, а состояние называют связанным.

1.6. Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме. Квантование энергии

Рассмотрим движение частицы вдоль оси x . Пусть движение частицы ограничено непроницаемыми стенками при $x = 0$ и $x = l$.

Формула для потенциальной энергии примет вид (рис. 1.5):

$$\begin{aligned} U &= 0 & 0 \leq x \leq l \\ U &= \infty & x > l \\ U &= \infty & x < 0 \end{aligned}$$

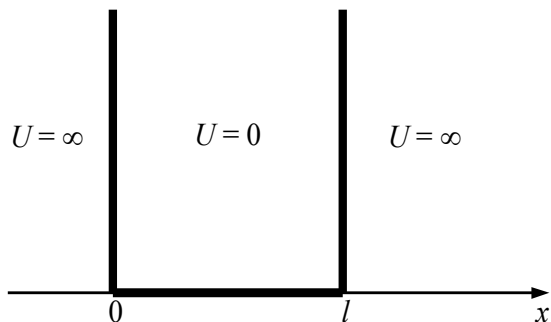


Рис. 1.5. Потенциальная яма шириной l , с бесконечно высокими стенками

Решим уравнение (стационарное) Шредингера (1.3); в этом случае (для одной переменной x):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0, \quad (1.11)$$

где

$$\psi = \psi(x). \quad (1.12)$$

За пределы потенциальной ямы частица попасть не может, поэтому там $\psi = 0$ (при $x < 0$ и $x > l$).

Из условия непрерывности пси-функции следует, что:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0 \text{ – граничные условия.} \quad (1.13)$$

В области $0 \leq x \leq l$ $U = 0$, и уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0, \quad (1.14)$$

или

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0, \quad (1.15)$$

где

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E. \quad (1.16)$$

Это уравнение, как известно, имеет решение:

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha). \quad (1.17)$$

Из граничных условий (1.13):

$$\psi(0) = A \sin \alpha = 0, \Rightarrow \alpha = 0,$$

$$\psi(l) = A \sin kl = 0, \text{ тогда } kl = \pm n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$n = 0$ исключается, т.к. тогда $\psi \equiv 0$ (т.е. вышло бы, что частица нигде не находится). По этой же причине не может равняться нулю и величина A : если бы $A = 0$, то было бы везде $\psi \equiv 0$.

Имеем:

$$k = \pm n \frac{\pi}{l},$$

$$k_n = \pm n \frac{\pi}{l}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Из (1.16) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{2m}{\hbar^2} E_n &= k_n^2 = \frac{\pi^2 n^2}{l^2}, \\ E_n &= \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (1.18)$$

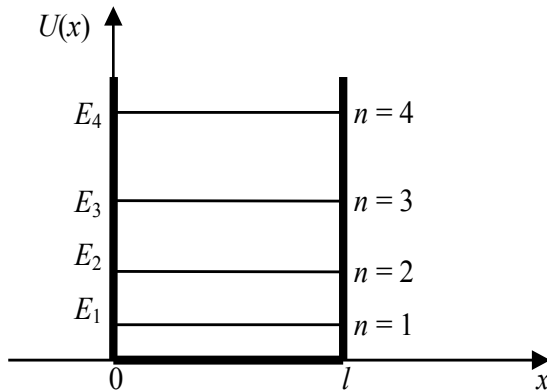


Рис. 1.6. Уровни энергии частицы в потенциальной яме

Получили, что спектр энергии дискретен. Энергия квантуется. Энергию частица может принимать не любую, а только E_n (рис. 1.6).

Найдем ψ – функцию. Для этого найдем значение A из условия нормировки:

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{\pi n x}{l} dx = 1. \quad (1.19)$$

По теореме о среднем:

$$A^2 \frac{1}{2} l = 1; \quad A = \sqrt{\frac{2}{l}}, \quad (1.20)$$

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi n x}{l}, \quad (1.21)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$

Графики плотности вероятности $|\psi_n|^2$ показаны на рис. 1.7.

Для $n = 2$ в центре ямы вероятность обнаружения частицы равна нулю (см. рис. 1.7). А по классическим законам вероятность обнаружить частицу в любой точке одинакова.

Из приведенного примера решения уравнения Шредингера мы вывели, что энергия частицы имеет дискретные значения $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$, которым соответствуют решения уравнения Шредингера $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n, \dots$

Следует отметить, что минимальное значение энергии частицы, находящейся в основном состоянии, отлично от нуля. Этот результат согласуется с соотношением неопределенностей и является общим для всех задач квантовой механики. В классической механике минимальную энергию, равную нулю, имеет покоящаяся в яме частица. Такого состояния покоя у квантовой частицы не существует.

Состояние с наименьшей энергией $E_1 \neq 0$ называют основным состоянием.

Вычислим расстояние между уровнями ΔE_n :

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= E_{n+1} - E_n = \\ &= \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \left[(n+1)^2 - n^2 \right] = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1). \end{aligned} \quad (1.22)$$

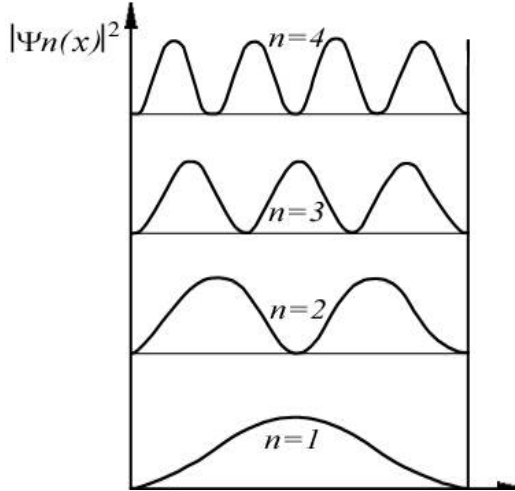


Рис. 1.7. Значение плотности вероятности обнаружения частицы в разных точках ямы при некоторых значениях главного квантового числа n

Пример 1. Для большой частицы $m \sim m_{\text{атома}} = 10^{-23}$ г, и больших размеров ямы $l \sim 0,1$ м (газ в сосуде) $\Delta E_n \sim 10^{-32} n [\text{эрг}] = 10^{-20} n [\text{эВ}]$. Здесь мы воспользовались тем, что $1 \text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Дж}$.

Получили, что спектр энергии практически непрерывен, квантование в обычном газе (в макромире) незаметно.

Пример 2. Для малой частицы (электрон в атоме):

$$m = m_e = 0,9 \cdot 10^{-27} \text{ г},$$

$$l \sim 10^{-8} \text{ см}; \quad \hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с},$$

$$\Delta E = 10^{-10} \cdot n [\text{эрг}] = 100n [\text{эВ}]$$

и дискретность уровней весьма заметна.

Получили, что в микромире имеется заметное квантование энергии.

Завершая обсуждение энергетического спектра частицы в потенциальной яме, отметим еще одно его свойство. Рассмотрим отношение

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2n+1}{n^2}$$

При увеличении квантового числа n это отношение уменьшается, таким образом, дискретность энергетического спектра с возрастанием n играет все меньшую роль. Данный результат представляет собой проявление важного физического принципа – *принципа соответствия*, согласно которому при больших значениях квантового числа n , т.е. при $n \rightarrow \infty$, квантовая механика переходит в механику классическую.

1.7. Решение уравнения Шредингера для потенциального барьера

Рассмотрим прямоугольный потенциальный барьер высотой U_0 и шириной l (рис. 1.8). Разобьем пространство на области:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & \text{— область 1,} \\ U_0, & 0 \leq x \leq l & \text{— область 2,} \\ 0, & x > l & \text{— область 3,} \end{cases}$$

При данных условиях в классической механике частица, если её энергия больше высоты барьера $E > U_0$, пройдет барьер, либо отразится от него при $E < U_0$. Уравнение Шредингера (стационарное) для областей 1,2,3 имеет вид:

для областей 1 и 3:
$$\frac{d^2 \psi_{1,3}}{dx^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0,$$

где

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E;$$

для области 2:
$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + q^2 \psi_2 = 0,$$

где

$$q^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0).$$

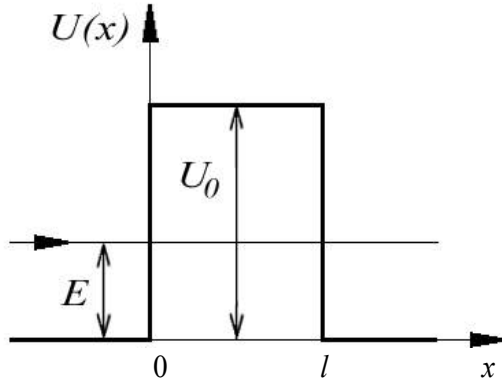


Рис. 1.8. Потенциальный барьер высотой U_0 и шириной l .

При $E < U_0$, $E - U_0 < 0$, q – комплексное число $q = i\beta$, где

$$\beta = \sqrt{\frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2}} = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar}.$$

Уравнение примет вид: $\frac{d^2\psi_2}{dx^2} = \beta^2\psi_2$.

Решения имеют вид:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad \text{– область 1,}$$

$$\psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x} \quad \text{– область 2,}$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} \quad \text{– область 3.}$$

Из условия непрерывности следует: $\psi_1(0) = \psi_2(0)$;
 $\psi_2(l) = \psi_3(l)$. Из условия гладкости: $\psi'_1(0) = \psi'_2(0)$;
 $\psi'_2(l) = \psi'_3(l)$.

Отсюда можно получить соотношения для коэффициентов:

A_1 – характеризует падающую волну,

B_1 – отраженную волну,

A_3 – прошедшую волну.

Например, можно выразить отношения B_1 к A_1 и A_3 к A_1 . Сами выкладки мы не приводим, однако их результат используем в дальнейшем для вычисления коэффициентов:

$$R = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} - \text{коэффициент отражения,}$$

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} - \text{коэффициент прозрачности.}$$

Очевидно, что:

$$R + D = 1.$$

1.8. Прохождение частицы через барьер. Туннельный эффект

В классической механике при $E < U_0$ частица не может проникнуть в область $x > l$ (рис. 1.9).

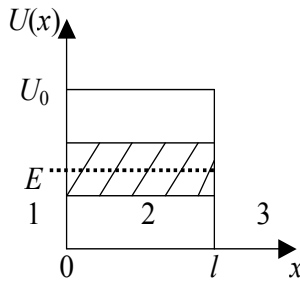


Рис. 1.9. Туннельный эффект

В квантовом случае выражение для коэффициента прозрачности (прохождения) барьера будет иметь вид:

$$D = \frac{|\Psi_3|^2}{|\Psi_{\text{пад}}|^2} = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}, \quad (1.24)$$

где Ψ_3^2 – квадрат амплитуды прошедшей волны, $\Psi_{\text{пад}}^2$ – квадрат амплитуды падающей волны.

В квантовом расчете величина коэффициента прохождения D (вероятность прохождения) не равна 0, а равна:

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \cdot l}, \quad (1.25)$$

то есть частица как бы проходит барьер через “туннель” – это и называется *туннельным эффектом*.

Таким образом:

$$D = \frac{N_1}{N_0}, \quad (1.26)$$

где N_1 – прошедшее число частиц, N_0 – падающее число частиц. Обычно для практических расчетов полагают предэкспоненциальный множитель в формуле (1.25) $D_0 = 1$.

Пример туннелирования: α -распад ядра. Высота кулоновского барьера из опыта Резерфорда 8,8 МэВ, а уран испускает α -частицы с энергией $E_\alpha = 4,2$ МэВ (рис. 1.10).

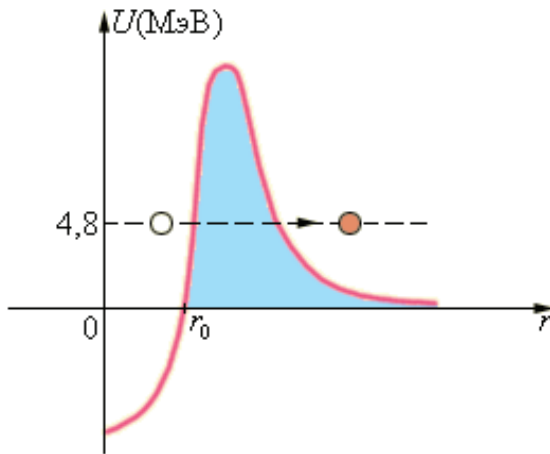


Рис. 1.10. Туннелирование α – частицы в ядре атома

Вероятность прохождения барьера уменьшается с ростом m , l и с увеличением U_0 (см. формулу (1.25)).

То есть вероятность уменьшается с ростом ширины и высоты барьера. Отметим также, что для легкой частицы туннелирование облегчается. Поэтому обычно эффект наблюдается для электронов.

Для электрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг с величиной $(U_0 - E) = 5$ эВ расчет коэффициента прохождения барьера по формуле (1.25) дает следующие результаты (при $D_0 = 1$), приведенные в таблице. Из таблицы видно, что туннелирование электронов возможно только через очень узкие барьеры шириной около 1 ангстрема (1 ангстрем = 10^{-10} м).

Таблица 1

Зависимость коэффициента прохождения барьера D от ширины барьера l для электрона

Ширина барьера $l, 10^{-10}$ м	1	1,5	2	5
Коэффициент прохождения D	0,1	0,03	0,008	6×10^{-7}

Для барьера произвольной формы (см. рис. 1.11) коэффициент прохождения D может быть легко рассчитан по формуле:

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x) - E]} \cdot dx}, \quad (1.27)$$

полученной обобщением результата (1.25).

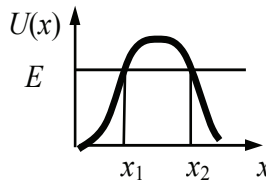


Рис. 1.11. Туннелирование через барьер произвольной формы

Туннельный эффект – специфически квантовое явление, не имеющее аналога в классической физике.

Этим эффектом объясняются многие физические явления: например, холодная эмиссия электронов из металлов, альфа-распад, спонтанное деление ядер и др.

1.9. Гармонический осциллятор

Гармоническим осциллятором называют частицу, совершающую одномерное движение под действием квазиупругой силы $F = -kx$. Потенциальная энергия такой частицы имеет вид:

$$U = \frac{kx^2}{2}.$$

Собственная частота:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}},$$

тогда:

$$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2}.$$

Функция $U(x)$ для осциллятора изображена на рисунке 1.12.

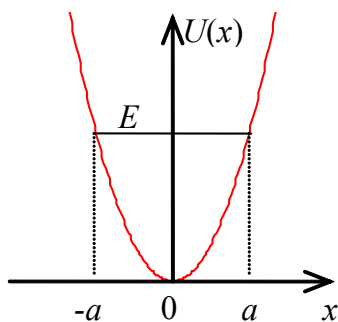


Рис. 1.12. Функция $U(x)$ для осциллятора

Классический осциллятор обладает следующими особенностями:

- 1) спектр энергии осциллятора непрерывен;
- 2) минимальное значение энергии осциллятора равно нулю;
- 3) осциллятор может находиться только между точками $x = \pm a$ (так называемые точки поворота, в которых полная энергия осциллятора E равна потенциальной энергии, кинетическая энергия равна нулю).

Рассмотрим поведение квантовой частицы в потенциальной яме параболической формы. Для решения используем уравнение Шредингера для стационарных состояний частицы.

Уравнение Шредингера имеет вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0. \quad (1.28)$$

Вводя безразмерные величины:

$$\lambda = \frac{2E}{\hbar\omega}, \quad \xi = x \sqrt{\frac{k}{\hbar\omega}}, \quad (1.29)$$

уравнение преобразуем к виду:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - \xi^2\psi = -\lambda\psi. \quad (1.30)$$

Это уравнение Эрмита, оно имеет решения, выражающиеся через полиномы Чебышева-Эрмита:

$$\psi = P_n(\xi) e^{-\frac{\xi^2}{2}}. \quad (1.31)$$

Причем это решение возможно только при определенных значениях λ , определяемых соотношением:

$$2n + 1 = \lambda, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Тогда:

$$\lambda = \frac{2E}{\hbar\omega} = 2n + 1. \quad (1.32)$$

Для энергии имеем:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega. \quad (1.33)$$

Спектр энергии квантового осциллятора дискретен, энергия осциллятора квантована.

Состояние с $n = 0$ – основное состояние гармонического осциллятора, его энергия:

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega. \quad (1.34)$$

Величина E_0 – называется нулевой энергией гармонического осциллятора.

В отличие от представлений классической механики квантовый осциллятор не может иметь в основном состоянии энергию, равную нулю. Нулевая энергия осциллятора

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega.$$

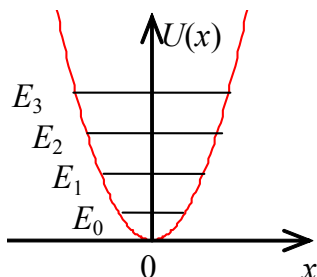


Рис. 1.13. Уровни энергии квантового гармонического осциллятора

Уровни энергии эквидистантны, т.е. находятся на равных расстояниях друг от друга.

Нулевая энергия сохраняется и при абсолютном нуле температуры. Существование у осциллятора нулевой энергии и нулевых колебаний с определенной амплитудой является чисто квантовым эффектом и вытекает из принципа неопределенности Гейзенберга.

Если бы колебаний при $T = 0$ К не было, то оказалось бы возможным одновременно точное определение координаты $x = 0$ и импульса $p = 0$, что запрещено принципом неопределенности.

Существование нулевой энергии подтверждается измерениями интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах при низких температурах. В классической механике для гармонического колебания справедливо:

$$x = A \cos \omega t, \quad (1.35)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin \omega t. \quad (1.36)$$

Потенциальная энергия:

$$U = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} k A^2 \cos^2 \omega t, \quad (1.37)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (1.38)$$

Кинетическая энергия:

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2}kA^2 \sin^2 \omega t. \quad (1.39)$$

Спектр энергии по классической теории был бы непрерывен – полная энергия постоянная.

Полная энергия:

$$E = T + U = \frac{1}{2}kA^2. \quad (1.40)$$

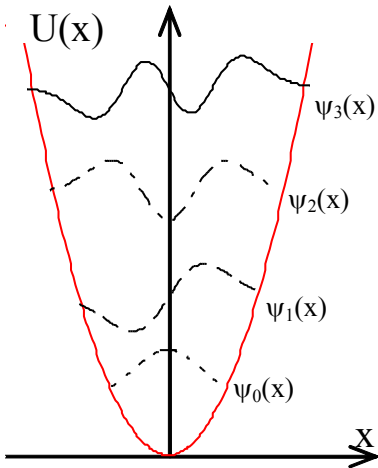


Рис. 1.14. Графики волновых функций осциллятора

На рис. 1.14 и 1.15 изображены графики волновых функций $\psi_n(x)$ и квадратов модулей $|\psi_n(x)|^2$, представляющих распределение вероятности нахождения осциллятора в том или ином месте внутри потенциальной ямы при различных значениях его энергии.

При малых квантовых числах n осциллятор в квантовой механике ведёт себя иначе, чем классический. Если вероятность обнаружить осциллятор в классической механике является наибольшей вблизи точек

поворота, то в квантовой механике вероятность обнаружения осциллятора максимальна в точках, соответствующих пучностям $|\psi(x)|^2$.

При $n \rightarrow \infty$ усреднённая кривая для распределения плотности вероятности нахождения осциллятора в квантовой механике (парабола) согласуется с кривой классического осциллятора (в соответствии с принципом соответствия).

Ещё одной особенностью осциллятора в квантовой механике является вероятность его обнаружения за точками поворота ("хвост" квадрата модуля волновой функции). Область, где полная энергия осциллятора меньше его потенциальной энергии, не запрещена; здесь нет никакого противоречия, т.к. в квантовой механике кинетическую и потенциальную энергию частицы нельзя одновременно точно измерить.

В атомной физике к осциллятору сводится задача о колебаниях молекул. Применим полученные выводы к колебаниям двухатомных молекул. На рисунке 1.16 изображена потенциальная энергия U взаимодействия атомов в двухатомной молекуле (типа NaCl) в зависимости от расстояния r между ядрами атомов.

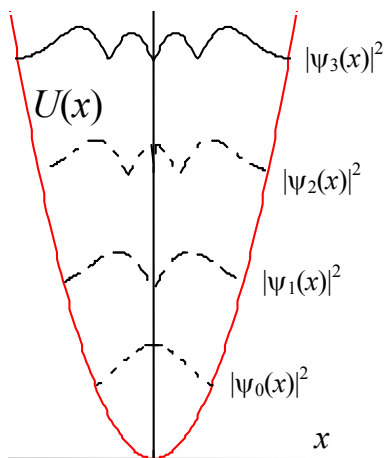


Рис. 1.15. Графики квадратов модулей волновых функций осциллятора

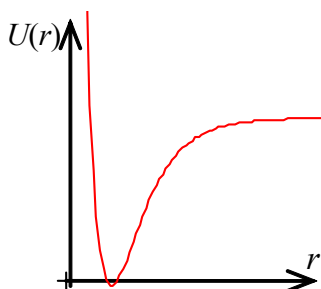


Рис. 1.16. Потенциальная энергия взаимодействия атомов в двухатомной молекуле

Атомы в молекуле могут совершать колебания относительно равновесного расстояния r_0 между ядрами, и у молекулы, следовательно, должны существовать дискретные колебательные уровни энергии. Они описываются той же формулой (1.33), где

теперь под ω надо понимать $\omega = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$, где μ – приведённая масса

$$\text{молекулы: } \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Нижняя часть потенциальной кривой совпадает с параболой, поэтому при малых колебаниях молекулы ведут себя как идеальные гармонические осцилляторы, и их нижние колебательные уровни должны быть эквидистантны. Ангармоничность (отклонение от гармоничности), наступающая при увеличении интенсивности колебаний, приводит к тому, что с увеличением квантового числа n энергетические уровни сгущаются, и в формулу (1.33) необходимо вводить поправку на ангармоничность.

1.10. Понятие о решении уравнения Шредингера для водородоподобного атома

Рассмотрим систему, состоящую из неподвижного ядра с зарядом Ze , и движущегося вокруг него электрона.

При $Z > 1$ такая система называется водородоподобным ионом.

При $Z = 1$ она представляет собой атом водорода.

Потенциальная энергия электрона равна энергии кулоновского взаимодействия:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{в системе СИ}). \quad (1.41)$$

Уравнение Шредингера имеет вид:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi &= 0, \\ \nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi &= 0. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Для определения всех характеристик электрона, его энергии, нужно решить это уравнение.

Кулоновское поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, зависит только от радиуса. Поэтому уравнение решают в сферической системе координат:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0. \quad (1.43)$$

Это уравнение имеет решения в двух случаях (рис. 1.17):

- 1) при любых $E > 0$. Движение электрона свободно, он пролетает вблизи ядра и снова удаляется;
- 2) при дискретных отрицательных значениях энергии:

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.44)$$

Это соответствует электрону, связанному с ядром (рис. 1.17).

Сравнение выражения для энергии с результатом, полученным на основании постулатов Бора, говорит о том, что справедлива та же формула. Однако если Бору пришлось вводить постулаты, то в квантовой механике дискретные значения энергии получаются непосредственно из решения уравнения Шредингера.

В области непрерывного спектра (область $E > 0$ на рис. 1.17) электрон свободен и может уйти в ∞ при $E > 0$. Самый нижний уровень энергии E_1 – основной, уровни E_2, E_3, \dots – возбужденные.

Рассчитаем энергию ионизации атома водорода ($Z = 1$):

$$I = -E_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2(4\pi\epsilon_0)^2} = 13,6 \text{ эВ}. \quad (1.45)$$

Собственные функции – волновые функции, являющиеся решением уравнения Шредингера, содержат три целочисленных параметра n, l, m_l .

$$\Psi = \Psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi), \quad (1.46)$$

где n – **главное квантовое число, совпадает с номером уровня энергии** $n = 1, 2, 3, \dots$;

l – орбитальное квантовое число: $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$.

Оно определяет момент импульса (механический орбитальный момент) электрона. Может принимать n значений. Механический орбитальный момент определяется формулой:

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (1.47)$$

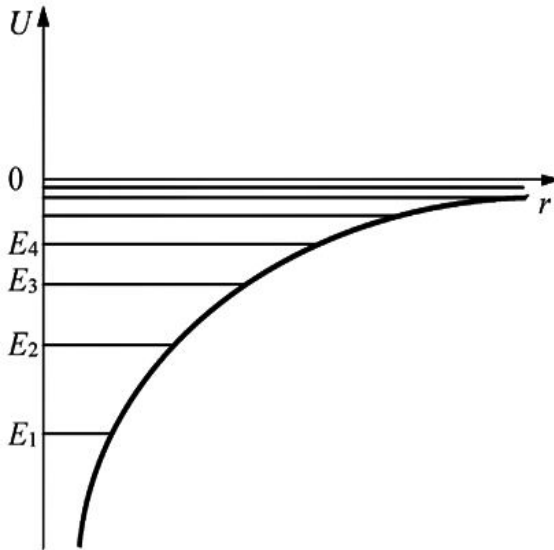


Рис. 1.17. Энергетический спектр электрона в атоме водорода

По аналогии со спектроскопией состояния с разными l обозначают буквами:

- $l = 0$ – S состояние,
- $l = 1$ – P состояние,
- $l = 2$ – d состояние,
- $l = 3$ – f состояние.

Магнитное квантовое число m_l характеризует проекцию вектора момента импульса на выбранное направление z : L_{lz} , и может принимать $2l + 1$ значений:

$$L_{lz} = \hbar m_l,$$

где $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, +2, \dots, (l-1), l$.

Все вышесказанное можно представить таблицей 2.

Таблица 2

Орбитальное квантовое число l	Магнитное квантовое число m_l	Число орбиталей с данным значением l
l	m_l	$2l + 1$
0 (s)	0	1
1 (p)	-1, 0, +1	3
2 (d)	-2, -1, 0, +1, +2	5
3 (f)	-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3	7

Электрон при своем движении размазан по объему.

Вероятность его нахождения в разных точках $\sim |\psi_{l,n,m_l}|^2$.

Числа n , l определяют размер и форму электронного облака, а число m_l – характеризует ориентацию облака в пространстве (рис. 1.18).

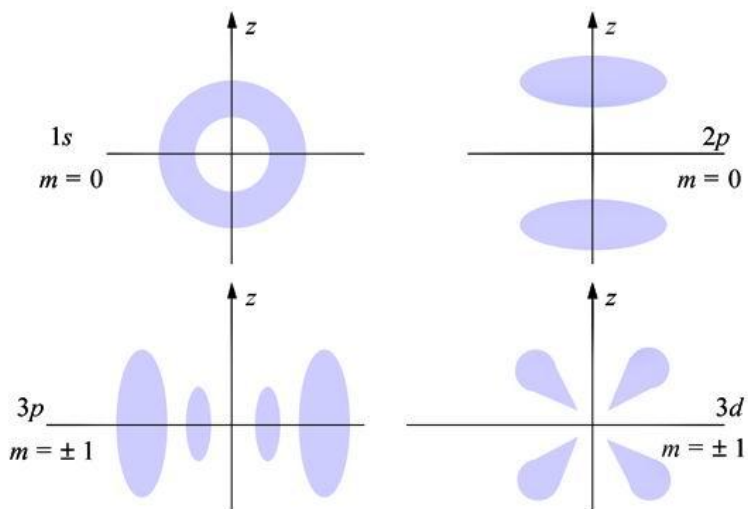


Рис. 1.18. Различные ориентации электронных облаков в атоме

Радиальная плотность вероятности $\rho_r = 4\pi r^2 |\psi|^2 dr$ – вероятность того, что электрон обнаружен на расстоянии от ядра между r и $r + dr$; ρ_r – плотность электронного облака.

Одному значению энергии E_n соответствует не одно, а несколько состояний. Состояния с одинаковым значением энергии называются вырожденными. Число различных состояний с каким-либо значением энергии называется кратностью вырождения этого энергетического уровня.

Вычислим кратность вырождения для уровней водорода, исходя из возможных значений l и m_l . Каждому из n значений квантового числа l соответствует $(2l + 1)$ значений m_l , тогда число различных состояний, соответствующих данному n , равно:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2. \quad (1.49)$$

1.11. Спин электрона

Исследование тонкого строения спектров щелочных металлов показало, что каждая линия представляет собой дублет, триплет или более сложный мультиплет. Расщепление спектральных линий очевидно обусловлено расщеплением энергетических уровней.

Расщепление наблюдалось даже в том случае, когда момент импульса равен нулю, например в атомах водорода в S -состоянии.

Для описания тонкой структуры энергетических уровней Уленбек и Гаудсмит в 1925 году предложили гипотезу о спине электрона. Сущность этой гипотезы в том, что у электрона есть не только механический и магнитный моменты, связанные с перемещением этой частицы как целого, но есть еще также собственный механический момент импульса L_S , его называют спином (to spin – вращаться). Соответствующий ему магнитный момент называется спиновым магнитным моментом.

Спин равен:

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)}, \quad (1.50)$$

где S – квантовое (спиновое) число.

Проекция L_{Sz} так же, как и орбитальный момент импульса, квантуется:

$$L_{Sz} = m_S \hbar.$$

Вектор \vec{L}_S может принимать $(2S + 1)$ ориентаций.

В опытах (Штерна и Герлаха) наблюдалось две ориентации:

$$2S + 1 = 2, \text{ тогда: } S = \frac{1}{2}. \quad (1.51)$$

Проекция спина L_{Sz} может принимать два значения $m_S = \pm \frac{1}{2}$. Тогда электрон в атоме характеризуется набором 4-х квантовых чисел: n, l, m_l, m_s .

Распределение электронов в атоме подчиняется принципу Паули, согласно которому в одном и том же состоянии не может быть более одного электрона с одинаковым набором квантовых чисел.

Тогда электронов в состоянии с энергией E_n может быть не более чем $2n^2$ (2 – два значения спина). Кратность вырождения электрона в атоме равна $2n^2$.

Итак, основное взаимодействие между электроном атома и ядром есть электростатическое взаимодействие, характеризующееся орбитальным механическим и магнитным моментами. У электрона есть еще спиновый механический момент, ему соответствует собственный магнитный момент.

Рассмотрим взаимодействие орбитального магнитного момента и собственного магнитного момента. Эти два момента могут взаимодействовать как два тока или две магнитные стрелки.

Полный момент, параллельная, антипараллельная ориентация имеют вид:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{S}, \quad (1.52)$$

$$j = l + S, \quad (1.53)$$

$$j = l - S, \quad (1.54)$$

где (1.52) – полный момент в векторном виде (общий случай), (1.53) – параллельная ориентация, (1.54) – антипараллельная ориентация.

Эти формулы справедливы для механических моментов: орбитального \vec{l} и спинового \vec{S} . А с механическими моментами связаны магнитные.

Энергия этого взаимодействия, называемого спин-орбитальным взаимодействием, зависит от взаимной ориентации орбитального и собственного моментов. Состояния с различным \vec{j} должны обладать различной энергией. Собственный магнитный момент электрона может ориентироваться либо вдоль орбитального момента, либо противоположно. В первом случае потенциальная энергия взаимодействия электрона и ядра уменьшается, во втором – увеличивается. Энергетический уровень расщепляется на два.

Расщепление уровней происходит в результате спин-орбитального взаимодействия.

Спин-орбитальное взаимодействие объясняет мультиплетность спектров излучения атомов.

РАЗДЕЛ 2. ЗАДАЧИ ПО ТЕМЕ «ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ»

2.1. Волна де Бройля

Примеры решения задач

Задача П.1.

Найти волну де Бройля для электрона, обладающего кинетической энергией $T = 100$ эВ.

Решение. Как видно из формулы де Бройля $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$, где

λ – длина волны, соответствующая частице с импульсом p .

Чтобы выразить импульс частицы через её кинетическую энергию, нужно выяснить, классической или релятивистской является частица.

Так как $T \ll m_0c^2$, где $m_0c^2 = 0,51$ МэВ – энергия покоя электрона, то в данном случае электрон является классической частицей. Значит, его импульс и кинетическая энергия связаны соотношением:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2v^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}.$$

Отсюда $p = \sqrt{2mT}$. Подставим это выражение для импульса в формулу де Бройля: $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}}$.

Выразим данные в системе СИ:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж с}, \quad m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}, \quad T = 100 \text{ эВ} = 10^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

$$\text{Тогда } \lambda = 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,23 \text{ \AA}.$$

Ответ: $\lambda = 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,23 \text{ \AA}$.

Задача П.2.

Электрон движется со скоростью 200 Мм/с. Определить длину волны де Бройля, учитывая изменение массы электрона в зависимости от скорости.

Решение. Воспользуемся релятивистским выражением для импульса электрона, поскольку скорость электрона имеет тот же порядок величины, что и скорость света. Тогда для длины волны де Бройля получим следующее выражение:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, \text{ где } m_0 - \text{ масса покоя электрона, } c -$$

скорость света. Подставляя в это выражение численные значения констант и скорости электрона, получаем для длины волны де Бройля значение $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-12}$ м.

Ответ: $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-12}$ м.

Задача П.3.

Какую энергию ΔE необходимо сообщить нерелятивистскому электрону, чтобы его дебройлевская длина волны λ уменьшилась в n раз?

Решение. Обозначим конечную дебройлевскую длину волны как λ' . Имея виду, что согласно формулы де Бройля $\lambda = \frac{h}{p}$ длина

волны λ пропорциональна $\frac{1}{p}$ и следовательно пропорциональна

$\frac{1}{\sqrt{K}}$ (где K – первоначальная кинетическая энергия электрона),

запишем:

$$n = \frac{\lambda}{\lambda'} = \sqrt{\frac{K + \Delta E}{K}}.$$

Отсюда $\Delta E = K(n^2 - 1) = \frac{2\pi^2\hbar^2}{m\lambda^2}(n^2 - 1)$, где m – масса электрона.

Ответ: $\Delta E = \frac{2\pi^2\hbar^2}{m\lambda^2}(n^2 - 1)$.

Задача П.4.

Параллельный пучок нерелятивистских электронов, ускоренных разностью потенциалов U , падает нормально на диафрагму с двумя узкими щелями, расстояние между которыми d . Определить расстояние между соседними максимумами интерференционной картины на экране, расположенном на расстоянии l от щелей.

Решение. Из волновой оптики известно, что искомое расстояние Δx (ширина интерференционной полосы) определяется формулой

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d}.$$

Подставив сюда вместо λ выражение для дебройлевской длины волны, получим:

$$\Delta x = \frac{2\pi\hbar l}{d\sqrt{2meU}},$$

где учтено, что кинетическая энергия электронов равна eU .

Ответ: $\Delta x = \frac{2\pi\hbar l}{d\sqrt{2meU}}$.

Задачи для самостоятельного решения

Задача С.1.

Какую энергию ΔE необходимо сообщить электрону с кинетической энергией 15 эВ, чтобы его дебройлевская длина волны λ уменьшилась в 3 раза?

Ответ: 120 эВ.

Задача С.2.

Найти дебройлевскую длину волны протонов, если в однородном магнитном поле с индукцией B радиус кривизны их траектории – окружности – равен R .

Ответ: $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{Re B}$.

Задача С.3.

При каком значении кинетической энергии K дебройлевская длина волны λ релятивистского электрона равна его комптоновской длине волны λ_C ?

Указание: воспользоваться соотношением из релятивистской динамики: $pc = \sqrt{K(K + 2mc^2)}$.

Ответ: $K = (\sqrt{2} - 1)mc^2$.

2.2. Соотношение неопределённостей Гейзенберга

Примеры решения задач

Задача П.1.

Электрон с кинетической энергией $T = 4$ эВ локализован в области размером $l = 1$ мкм. Оценить с помощью соотношения неопределённостей относительную неопределённость его скорости.

Решение. Положим в формуле $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$, $\Delta x \approx l$, $\Delta p_x \approx m\Delta v$. Тогда получаем для неопределённости модуля скорости электрона формулу

$$\Delta v \geq \frac{\hbar}{ml}, \text{ где } m - \text{масса электрона.}$$

Учитывая, что по условию задачи кинетическая энергия электрона намного меньше энергии покоя электрона (то есть в данном случае электрон – классическая частица), находим

$v = \sqrt{\frac{2T}{m}}$. Таким образом, для оценки относительной неопределённости модуля скорости электрона получаем оценку

$$\frac{\Delta v}{v} \approx \frac{\hbar}{l\sqrt{2Tm}}.$$

Подставляя численные значения, находим $\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-4}$.

Ответ: $\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-4}$.

Задача П.2.

След пучка электронов на экране электронно-лучевой трубки имеет диаметр $d \approx 0,5$ мм. Расстояние от электронной пушки до экрана $l \approx 20$ см, ускоряющее напряжение $U \approx 10$ кВ. Оценить с помощью соотношения неопределённостей неопределённость координаты электрона на экране.

Решение. Отметим, что при энергиях электронов ≈ 10 кэВ можно использовать нерелятивистское приближение. В этом случае импульс падающих на экран электронов определяется выражением

$$p = \sqrt{2meU},$$

где m , e – масса и заряд электрона соответственно. Учитывая, что отношение $d/(2l)$ определяет угловые размеры $\Delta\varphi$ пучка падающих на экран электронов, для неопределённости проекции импульса электрона на ось, параллельную экрану (обозначим эту ось как x), получаем оценку

$$\Delta p_x \approx p\Delta\varphi = p\frac{d}{2l}.$$

Для неопределённости x – координаты электрона Δx на экране с помощью вышеприведённых формул и соотношения неопределённостей $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ получаем выражение

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{\Delta p_x} \approx \frac{2\hbar l}{d\sqrt{2meU}} \approx 0,04 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

Заметим, что ответ по порядку величины совпадает с ответом к задаче П4 пункта 2.1 предыдущего параграфа.

Ответ: $\Delta x \approx 0,04 \cdot 10^{-8} \text{ м}$.

Задача П.3.

Внутри сферической полости радиуса R находится в состоянии с минимальной энергией частица массы m . Используя соотношение неопределённостей, определить давление P , оказываемое частицей на стенки ямы.

Решение. Полагаем, что неопределённость частицы по координате $\Delta x \approx R$, а по импульсу $\Delta p \approx p$. Соотношение неопределённостей запишем в виде примерного равенства

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar, \quad R \cdot p \approx \hbar, \quad p \approx \frac{\hbar}{R}.$$

Отсюда получим $E \approx \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2mR^2}$.

Пусть сфера медленно расширяется так, что её радиус получает приращение dR . Сила давления при этом совершает элементарную работу $dA = P \cdot dV = P \cdot 4\pi R^2 dR$.

Эта работа совершается за счёт убыли энергии частицы:

$$dA = -dE = -d\left(\frac{\hbar^2}{2mR^2}\right) = 2\frac{\hbar^2 dR}{2mR^3} = \frac{\hbar^2}{mR^3} dR = P \cdot 4\pi R^2 dR$$

Откуда получим

$$P \approx \frac{\hbar^2}{4\pi m R^5}.$$

Ответ: $P \approx \frac{\hbar^2}{4\pi m R^5}$.

Задачи для самостоятельного решения

Задача С.1.

Параллельный пучок электронов падает нормально на диафрагму с узкой прямоугольной щелью, ширина которой $a \approx 2$ мкм. Определить скорость электронов, (считая её одинаковой для всех частиц), если известно, что на экране,

отстоящем от щели на расстоянии $l = 50$ см, ширина центрального дифракционного максимума $b = 80$ мкм.

Указание: воспользоваться тем обстоятельством, что дифракционная картина, возникающая при прохождении через узкую щель параллельного пучка электронов, вполне соответствует дифракционной картине, полученной от той же щели при освещении её параллельным пучком монохроматического света, длина волны которого равна длине волны де Бройля для электрона.

Ответ: $v = 4,5 \cdot 10^6$ м/с.

Задача С.2.

Средняя кинетическая энергия электрона в невозбуждённом атоме водорода равна 13,6 эВ. Исходя из соотношения неопределённостей, найти наименьшую неточность, с которой можно вычислить координату электрона в атоме.

Ответ: $\Delta x \geq 10^{-10}$ м.

Задача С.3.

Зная время жизни атома в возбуждённом состоянии, $\Delta t \approx 10^{-8}$ с и длину волны излучаемого фотона $\lambda = 0,6$ мкм, оценить относительную ширину $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ спектральной линии.

Ответ: $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 3 \cdot 10^{-8}$.

Задача С.4.

Среднее время жизни атома в возбуждённом состоянии $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. При переходе в основное состояние атом излучает фотон с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Оцените:

- энергию кванта $\hbar\omega$ (эВ);
- ширину излучения линии $\hbar\Delta\omega$ (эВ);
- ширину линии $\Delta\lambda$ (мкм);
- относительную ширину линии.

Ответы: а) 2 эВ; б) $0,6 \cdot 10^{-7}$ эВ; в) $0,5 \cdot 10^{-7}$ мкм; г) 10^{-7} .

2.3. Простейшие случаи движения микрочастиц

Примеры решения задач

Задача П.1.

Частица находится в основном состоянии ($n = 1$) в одномерном потенциальном ящике шириной l с абсолютно непроницаемыми стенками ($0 < x < l$). Найти вероятность пребывания частицы в областях: $0 < x < l/3$ и $l/3 < x < 2l/3$.

Решение. Вероятность dP пребывания частицы в интервале dx выразим через плотность вероятности $|\psi(x)|^2$:

$$dP = |\psi(x)|^2 dx.$$

Отсюда вероятность найти частицу в области $0 < x < l/3$ выразится интегралом

$$P_1 = \int_0^{l/3} |\psi(x)|^2 dx.$$

Собственная волновая функция частицы, находящейся в бесконечно глубоком одномерном потенциальном ящике шириной l имеет вид:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{\pi nx}{l}\right), \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots$$

Положив в этом соотношении $n = 1$ (основное состояние по условию), получим для собственной волновой функции:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right).$$

Тогда

$$P_1 = \frac{2}{l} \int_0^{l/3} \sin^2\left(\frac{\pi x}{l}\right) dx.$$

Используя соотношение $\sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos 2\alpha}{2}$, вычислим интеграл

$$P_1 = \frac{1}{l} \left[\int_0^{l/3} dx - \int_0^{l/3} \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right) dx \right] = \frac{1}{l} \left[\frac{l}{3} - \frac{l}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{3}\right) \right] =$$

$$= \frac{1}{3} - \frac{\sqrt{3}}{4\pi} = 0,195.$$

Вероятность пребывания частицы в области $l/3 < x < 2l/3$ (то есть в средней трети ящика) можно вычислить тем же способом, каким была найдена вероятность P_1 . Но можно поступить проще.

Если сложить вероятности P_1 , P_2 , P_3 пребывания частицы соответственно в первой, второй и третьих частях ящика, то получим вероятность пребывания частицы во всём ящике, которая равна единице, как вероятность достоверного события. Учитывая при этом, что в силу симметрии ящика $P_1 = P_3$, получим

$$P_2 = 1 - 2P_1 = 0,61.$$

Ответ: $P_2 = 0,61$.

Задача П.2.

Пучок электронов с энергией $W = 25$ эВ встречает на своём пути потенциальный барьер высотой $U = 9$ эВ. Определить коэффициент отражения R и коэффициент пропускания D волн де Бройля для данного барьера.

Решение. В силу неравенства $U < W$ данный потенциальный барьер является низким. Поэтому для вычисления коэффициента

отражения R воспользуемся формулой $R = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2}$, где k_1 и

k_2 – значения волнового числа в областях 1 и 2 (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Чтобы найти входящие в неё волновые числа k_1 и k_2 ,

выразим длины волн де Бройля, соответствующие областям 1, 2, через импульсы электрона, а импульсы – через его кинетические энергии. При этом учтём, что в области 1 кинетическая энергия равна полной энергии W (так как $U = 0$), а в области 2 она, согласно закону сохранения энергии, равна $W - U$. Тогда получим

$$\lambda_1 = \frac{h}{p_1} = \frac{h}{\sqrt{2mW}},$$

$$\lambda_2 = \frac{h}{p_2} = \frac{h}{\sqrt{2m(W-U)}},$$

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi\sqrt{2mW}}{h},$$

$$k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi\sqrt{2m(W-U)}}{h}.$$

Подставив эти значения в формулу для вычисления коэффициента отражения R и произведя сокращение, получим

$$R = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2} = \left(\frac{\sqrt{W} - \sqrt{W-U}}{\sqrt{W} + \sqrt{W-U}} \right)^2 = \left(\frac{5-4}{5+4} \right)^2 = \frac{1}{81}.$$

Чтобы найти коэффициент пропускания D , выясним смысл коэффициентов R , D с корпускулярной точки зрения. Пусть за некоторый промежуток времени к барьеру подлетело n электронов. Из них n' электронов отразилось от барьера, а n'' электронов прошло через барьер. Тогда

$$R = \frac{n'}{n}; \quad D = \frac{n''}{n}.$$

Так как $n' + n'' = n$, то $R + D = 1$.

Отсюда находим $D = 1 - R = 1 - 1/81 = 80/81$.

Ответ: $D = 80/81$.

Задача П.3.

Пучок электронов с энергией $W = 25$ эВ встречает на своём пути потенциальный барьер высотой $U = 26$ эВ. Определить относительную плотность вероятности η пребывания электрона в области 2 на расстоянии $x = 1 \text{ \AA}$ от границы областей 1,2 (то есть отношение плотности вероятности пребывания электрона в точке $x = 1 \text{ \AA}$ к плотности вероятности его пребывания на границе областей при $x = 0$).

Решение. Здесь дан высокий ($U > W$) потенциальный барьер бесконечной ширины. Несмотря на то, что в этом случае коэффициент отражения $R = 1$, то есть все падающие на барьер

электроны отражаются, существует вероятность обнаружить электрон и в области 2, за барьером. Чтобы найти эту вероятность, нужно решить уравнение Шредингера. В данном случае одномерной задачи оно запишется с учётом неравенства $U > W$ так:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2}(U - W)\psi = 0.$$

Решение этого уравнения даётся формулой

$$\psi(x) = Ce^{kx} + De^{-kx}.$$

Из неё следует: если $x \rightarrow \infty$, то $\psi \rightarrow \infty$. Но волновая функция по своему физическому смыслу должна оставаться конечной при всех значениях x . Следовательно $C = 0$. Поэтому

$$\psi(x) = De^{-kx} = De^{-\sqrt{2m(U-W)} \cdot x / \hbar}.$$

Значит, плотность вероятности пребывания частицы в точке x равна

$$|\psi(x)|^2 = D^2 e^{-2\sqrt{2m(U-W)}x / \hbar}.$$

Отсюда относительная плотность вероятности

$$\eta = \frac{|\psi(x)|^2}{|\psi(0)|^2} = e^{-2\sqrt{2m(U-W)}x / \hbar}.$$

Выразим числовые значения величин, входящих в формулу, в единицах СИ: $\hbar = 1,06 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $U - W = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, $x = 10^{-10}$ м. Произведя вычисление, получим $\eta = 0,3$.

Ответ: $\eta = 0,3$.

Задачи для самостоятельного решения

Задача С.1.

Электрон находится в одномерной прямоугольной «потенциальной» яме шириной l с бесконечно высокими «стенками». Определить вероятность обнаружения электрона в средней трети «ямы», если электрон находится в возбуждённом состоянии ($n = 3$). Поясните физический смысл полученного

результата, изобразив графически плотность вероятности обнаружения электрона в данном состоянии.

Ответ: $1/3$.

Задача С.2.

Протон с энергией $E = 5$ эВ движется в положительном направлении оси x , встречая на своём пути прямоугольный потенциальный барьер высотой $U = 10$ эВ и шириной $l = 0,1$ нм. Определить вероятность прохождения протоном этого барьера. Во сколько раз надо сузить барьер, чтобы вероятность прохождения его протоном была такой же, как для электрона при вышеприведённых условиях.

Ответ: $1,67 \cdot 10^{-43}$; $l/l' = 42,8$.

Задача С.3.

Частица с энергией $E = 50$ эВ, двигаясь в положительном направлении оси x , встречает на своём пути бесконечно широкий прямоугольный потенциальный барьер высотой $U = 20$ эВ. Определить вероятность отражения частицы от этого барьера.

Ответ: $0,016$.

РАЗДЕЛ 3. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

3.1. Состав и характеристика ядра

Ядро состоит из частиц двух типов: протонов и нейтронов.

Протоны и нейтроны объединяют общим названием *нуклонов*.

Протон представляет собой ядро простейшего атома – атома водорода. Он имеет положительный заряд $q_p = +e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и массу $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг. Отметим, что масса протона $m_p = 1836 m_e = 938$ МэВ.

Нейтрон электрически нейтрален $q_n = 0$, а его масса равна $m_n = 1,6750 \cdot 10^{-27}$ кг. $m_n = 935,55$ МэВ $\approx m_p$.

В свободном состоянии нейтрон нестабилен и самопроизвольно распадается, превращаясь в протон и испуская электрон и ещё одну частицу, нейтрино: $n \rightarrow p + e + \nu$. Период полураспада (время, за которое распадается половина первоначального количества нейтронов) равно примерно 12 минутам.

Основными величинами, характеризующими атомное ядро, являются зарядовое Z и массовое A числа. *Зарядовое число* Z равно количеству протонов в ядре и определяют заряд ядра. Число Z определяет положение химического элемента в таблице Менделеева, его называют атомным номером.

Массовое число A определяет число нуклонов в ядре. Число нейтронов в ядре: $N = A - Z$.

Для обозначения ядер применяют символ: ${}_Z X^A$ или ${}^A_Z X$, где под X подразумевается химический символ данного элемента. Например, ${}^{15}_7\text{N}$ означает ядро атома азота, содержащее 7 протонов и 8 нейтронов, то есть всего 15 нуклонов.

В ядрах одного и того же химического элемента число нейтронов может быть различным, а число протонов всегда одно и то же. Ядра, содержащие одинаковое число протонов, но различное число нейтронов, называют *изотопами*.

Обычно элементы имеют по несколько изотопов, например:

Водород:	Кислород:
${}_1\text{H}^1$ – протий	${}_8\text{O}^{16}$
${}_1\text{H}^2$ – дейтерий	${}_8\text{O}^{17}$
${}_1\text{H}^3$ – тритий	${}_8\text{O}^{18}$

3.2. Масса и энергия связи ядер

Масса ядра $m_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в него частиц. Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется энергия связи нуклонов друг с другом:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{св}} &= c^2 [Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}}] = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] = \\
 &= c^2 [Zm_p + Zm_e + (A - Z)m_n - (m_{\text{я}} + Zm_e)] = \\
 &= c^2 \left[Zm_{{}_1\text{H}^1} + (A - Z)m_n - m_a \right],
 \end{aligned}$$

где $m_a = m_{\text{я}} + Zm_e$ – масса данного атома (изотопа).

Энергия связи нуклонов в ядре равна работе, которую нужно совершить, чтобы разделить ядро на нуклоны, и удалить их на такие расстояния, где они практически не взаимодействуют друг с другом.

Величина

$$\Delta = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}} = Zm_{{}_1\text{H}^1} + (A - Z)m_n - m_a$$

называется **дефектом массы ядра**.

$$\Delta = \frac{E_{\text{св}}}{c^2}.$$

Удельной энергией связи в ядре называют энергию связи, приходящуюся на один нуклон:

$$E_{\text{св}}/A.$$

Для гелия ${}^4_2\text{He}$: $E_{\text{св}} / A = 7,4$ МэВ/нуклон.

Для сравнения укажем, что энергия связи валентных электронов в атоме в 10^6 раз меньше (~ 10 эВ).

Зависимость удельной энергии связи $E_{\text{св}}/A$ от массового числа показана на рис. 3.1

Как видно из графика, удельная энергия связи нуклонов у разных атомных ядер неодинакова. Для легких ядер удельная энергия связи сначала круто возрастает от 1,1 МэВ/нуклон у дейтерия ${}^2_1\text{H}$ до 7,1 МэВ/нуклон у гелия ${}^4_2\text{He}$. Затем, претерпев ряд скачков, удельная энергия медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ/нуклон у элементов с массовым числом $A = 50-60$, а потом сравнительно медленно уменьшается у тяжелых элементов. Например, у урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ она составляет 7,6 МэВ/нуклон.

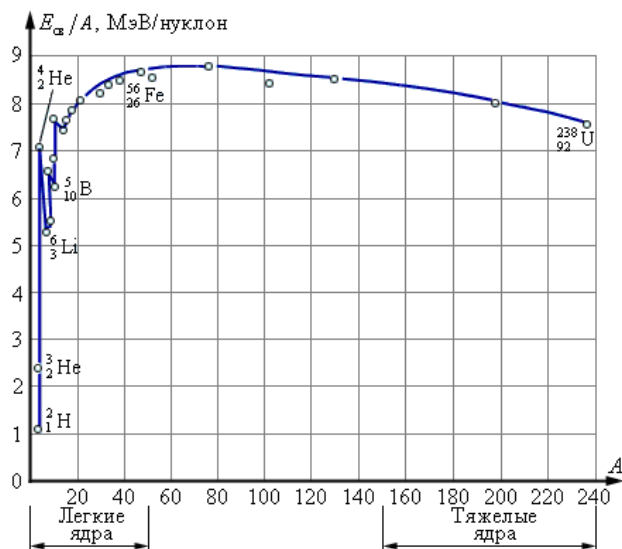


Рис. 3.1 Зависимость удельной энергии от массового числа A

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется увеличением энергии кулоновского отталкивания протонов. В тяжелых ядрах связь

между нуклонами ослабевает, а сами ядра становятся менее прочными.

3.3. Изменение энергии при ядерной реакции

Ядерными реакциями называются превращения атомных ядер, вызванные их взаимодействием с различными частицами или друг с другом. Как правило, взаимодействие реагирующих частиц или ядер возникает благодаря действию ядерных сил при сближении частиц до расстояний $\sim 10^{-15}$ м.

К ядерным реакциям относятся реакции деления, синтеза, взаимодействия ядер с лёгкими частицами и др. Все виды радиоактивности также можно рассматривать как ядерные реакции. При протекании любой ядерной реакции выполняются все фундаментальные законы сохранения (энергии, импульса, заряда и др.).

Ядерные реакции могут сопровождаться как поглощением, так и выделением энергии. Энергия, выделяющаяся в результате реакции (*тепловой эффект реакции*)

$$\Delta E = c^2(\sum m_1 - \sum m_2),$$

где $\sum m_1$ – сумма масс частиц изотопов до реакции,

$\sum m_2$ – сумма масс частиц изотопов после реакции.

Если $\sum m_1 > \sum m_2$ – реакция идет с выделением энергии (*экзотермическая реакция*), а если $\sum m_1 < \sum m_2$ – реакция идет с поглощением энергии (*эндотермическая реакция*).

Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц. Эндотермическая реакция может идти только тогда, когда энергия сталкивающихся частиц превосходит некоторое минимальное значение (*порог реакции*).

3.4. Радиоактивность

Радиоактивность – самопроизвольное превращение одних атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием элементарных частиц.

Явление радиоактивности было открыто в 1896 году французским физиком А. Беккерелем, который обнаружил, что соли урана испускают неизвестное излучение, способное проникать через непрозрачные для света преграды и вызывать почернение фотоэмульсии. Через два года французские физики М. и П. Кюри обнаружили радиоактивность тория и открыли два новых радиоактивных элемента – полоний ${}_{84}^{210}\text{Po}$ и радий ${}_{88}^{226}\text{Ra}$.

В последующие годы исследованием природы радиоактивных излучений занимались многие физики, в том числе Э. Резерфорд и его ученики. Было выяснено, что радиоактивные ядра могут испускать частицы трех видов: положительно и отрицательно заряженные и нейтральные. Эти три вида излучений были названы α -, β - и γ -излучениями. На рис. 3.2 изображена схема эксперимента, позволяющая обнаружить сложный состав радиоактивного излучения. В магнитном поле α - и β -лучи испытывают отклонения в противоположные стороны, причем β -лучи отклоняются значительно больше. γ -лучи в магнитном поле вообще не отклоняются.

Эти три вида радиоактивных излучений сильно отличаются друг от друга по способности ионизировать атомы вещества и, следовательно, по проникающей способности. Наименьшей проникающей способностью обладает α -излучение. В воздухе при нормальных условиях α -лучи проходят путь в несколько сантиметров. β -лучи гораздо меньше поглощаются веществом. Они способны пройти через слой алюминия толщиной в несколько миллиметров. Наибольшей проникающей способностью обладают γ -лучи, способные проходить через слой свинца толщиной 5–10 см.

Во втором десятилетии XX века после открытия Э. Резерфордом ядерного строения атомов было твердо установлено, что радиоактивность – это свойство атомных ядер. Исследования показали, что α -лучи представляют поток α -частиц – ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, β -лучи – это поток электронов, γ -лучи представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и

вследствие этого – ярко выраженными корпускулярными свойствами, т. е. является потоком частиц – γ -квантов.

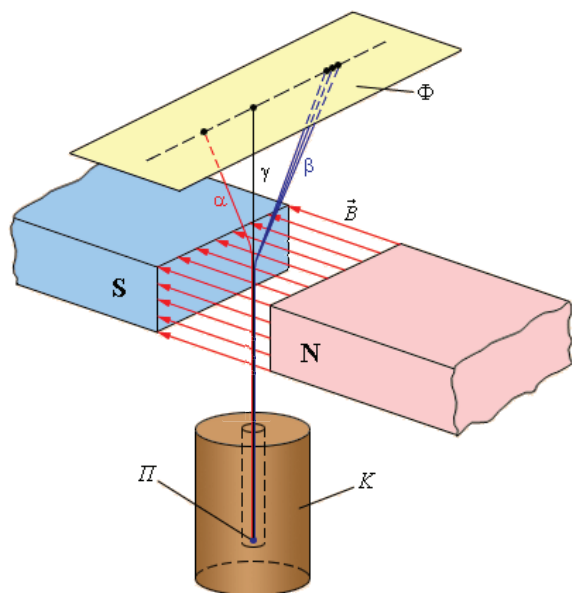


Рис. 3.2. Схема опыта по обнаружению α -, β - и γ -излучений.
 K – свинцовый контейнер, Π – радиоактивный препарат,
 Φ – фотопластинка, \vec{B} – магнитное поле.

Радиоактивность ядер в природных условиях называется естественной. Радиоактивность ядер, полученных посредством ядерной реакции, называется искусственной.

Оба вида радиоактивности подчиняются одному **закону радиоактивного превращения.**

Выведем его. Количество ядер dN , распавшихся за малый промежуток времени dt , пропорционально как числу имеющихся ядер N , так и самому промежутку времени dt :

$$dN = -\lambda N dt,$$

где λ – *постоянная распада.*

Знак “–” взят, чтобы dN можно было рассматривать как приращение числа нераспавшихся ядер N .

Имеем:

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

Интегрируем:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt.$$

Получаем:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

Окончательно:

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

Здесь: N_0 – количество нераспавшихся ядер в момент времени $t = 0$, а N – количество нераспавшихся ядер в момент времени t .

Число нераспавшихся ядер убывает экспоненциально со временем.

Количество ядер ΔN , распавшихся за время t , равно:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}).$$

Время, за которое распадается половина первоначального количества ядер, называется *периодом полураспада* T .

При $t = T$ имеем:

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{2} N_0, \\ \frac{1}{2} N_0 &= N_0 e^{-\lambda T}, \\ \frac{1}{2} &= e^{-\lambda T}, \\ T &= \frac{\ln 2}{\lambda}, \\ \lambda &= \frac{\ln 2}{T}. \end{aligned}$$

Число ядер, распадающихся в единицу времени, называется *активностью радиоактивного элемента*:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \frac{\ln 2}{T} N.$$

Единица измерения радиоактивности – распад/с.

$$3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/с} = 1 \text{ Кюри} = 1 \text{ Ку}$$

Рисунок 3.3 иллюстрирует закон радиоактивного распада.

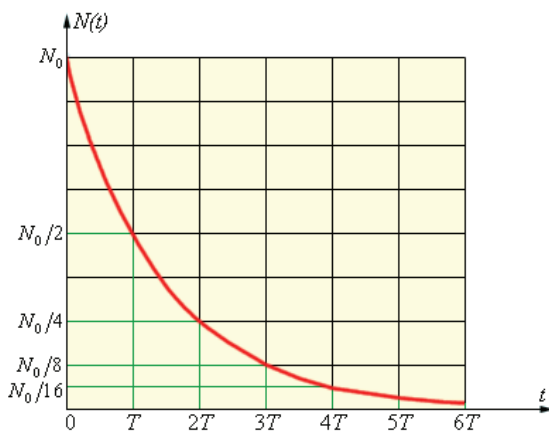
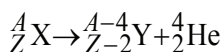


Рис. 3.3. Закон радиоактивного распада.

Рассмотрим **виды радиоактивного распада**.

1. *Альфа-распад* – превращения атомных ядер, происходящих с испусканием α -частиц.

α -распад является свойством тяжелых ядер с $A > 200$ и $Z > 2$. Внутри таких ядер вследствие движения и взаимодействия нуклонов происходит обновление α -частицы – системы из двух протонов и двух нейтронов. На такую систему ядерные силы притяжения действуют слабее, так как внутри нее они уже насыщены, а кулоновские силы отталкивания – сильнее, чем на отдельные протоны и при определенных условиях α -частица может покинуть ядро:



Каждый α -распад уменьшает массовое число материнского ядра на 4 единицы, а зарядовое – на две, то есть дочернее ядро

оказывается в периодической системе Менделеева на две клетки леве материнского.

Зная массы покоя материнского и дочернего ядер и α -частицы, можно определить энергию α -распада. Эта энергия делится между дочерним ядром и α -частицей обратно пропорционально их массам. В зависимости от рода ядер, энергия α -частиц составляет от 4 до 8,8 МэВ, что соответствует скоростям от $1,4 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^7$ м/с.

Дочернее ядро в момент возникновения может находиться как в нормальном, так и в возбужденном состоянии. Максимальной скорости α -частицы соответствует случай, когда дочернее ядро находится в нормальном состоянии. Переход дочернего ядра из возбужденного состояния в нормальное состояние сопровождается испусканием γ -кванта определенной энергии. Поскольку энергетические уровни дочернего ядра квантованы, α -частицы, возникающие при распаде, имеют определенные значения скоростей, а значит, и энергий. Изучая энергетический спектр α -частиц, можно получить представление об энергетических уровнях дочернего ядра. Снятие возбуждения у дочернего ядра может происходить и без вылета γ -кванта: в этом случае энергия возбуждения передается одному из электронов K -, L - или M -оболочки атома, в результате чего электрон покидает атом. Это явление называется *внутренней конверсией*. На вакантное место переходят электроны с более дальних от ядра оболочек, в результате чего возникает характеристическое рентгеновское излучение.

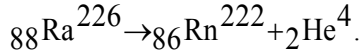
Эксперименты показали, что для того, чтобы покинуть ядро, α -частица должна преодолеть потенциальный барьер, высота которого больше энергии самой α -частицы. Таким образом, с точки зрения классической физики α -распад необъясним.

Квантовая механика рассматривает α -распад как результат прохождения α -частицы *сквозь* потенциальный барьер, то есть как результат туннельного эффекта.

Примером α -распада может служить распад изотопа урана, протекающий с образованием тория:



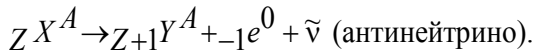
Приведём ещё один пример альфа-распада: распад радия, протекающий с образованием радона:



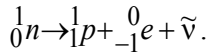
2. *Бета-распад.* Так называют самопроизвольный процесс, в котором исходное ядро превращается в другое ядро с тем же массовым числом A , но с зарядовым числом Z , отличающимся от исходного на $+1$ или -1 . Это связано с тем, что β -распад сопровождается испусканием электрона (позитрона) или его захватом из оболочки атома.

Различают три разновидности бета-распада:

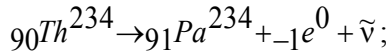
2.1. *Электронный β^- -распад:*



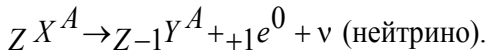
Электронный β^- -распад представляет собой превращение одного из нейтронов ядра в протон с испусканием электрона и антинейтрино:



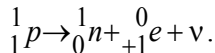
Примером β^- -распада может служить превращение тория в протактиний:



2.2. *Позитронный β^+ -распад:*

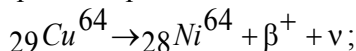


Позитронный β^+ -распад представляет собой превращение одного из протонов ядра в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино:

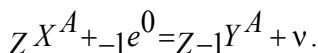


Позитрон – частица с зарядом $+e$ и массой, равной массе электрона.

Пример позитронного распада:

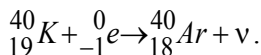


2.3. *Электронный захват (K -захват),* в котором ядро захватывает один из электронов электронной оболочки атома.



Поскольку электрон с К-оболочки ушёл, его место занимает электрон с более высокой оболочки. При этом высвечиваются γ -лучи. К-захват сопровождается γ -излучением.

Примером электронного захвата может служить превращение калия в аргон:



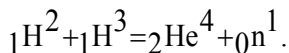
3. *Гамма-распад.* Гамма-распад представляет собой испускание фотонов очень высокой энергии. Распад ядра с испусканием γ -излучения во многом напоминает испускание фотонов возбужденными атомами. Подобно атому, ядро может находиться в возбуждённом состоянии. При переходе в состояние с более низкой энергией, или основное состояние, ядро испускает фотон. Разрешённые энергетические уровни ядра разнесены значительно сильнее, чем энергетические уровни атома: расстояние между соседними уровнями в ядре имеет порядок 10^3 или 10^6 эВ по сравнению с несколькими электрон-вольтами в случае энергетических уровней атома. Следовательно, энергии испускаемых фотонов могут изменяться от нескольких кэВ до нескольких МэВ. Отвечающее данному распаду γ -излучение всегда имеет одну и ту же энергию. Так как γ -излучение не несёт заряда, то при γ -распаде не происходит превращения одного химического элемента в другой.

3.5. Ядерные реакции деления и синтеза

Ядра, расположенные в начале и в конце периодической системы Менделеева, имеют меньшие удельные энергии связи $E_{\text{св}}/A$, чем находящиеся в середине (с $A = 50 - 60$). Таким образом, если ядра урана с энергией $E_{\text{св}}/A = 7,6$ МэВ/нуклон разбить на два ядра с $A \sim 120$, имеющие $E_{\text{св}}/A = 8,5$ МэВ/нуклон, то высвободится энергия $0,9$ МэВ/нуклон или свыше 200 МэВ на одно разбитое ядро урана. Этот способ извлечения энергии используется в урановых ядерных реакторах.

С другой стороны, если соединить легкие ядра с малой удельной энергией связи $E_{св}/A$ в более тяжелое ядро с большим значением $E_{св}/A$, то выделится энергия.

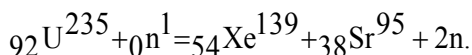
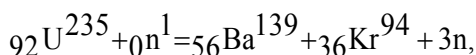
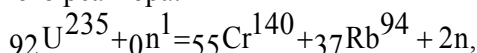
Так:



Удельная энергия связи гелия ${}_2\text{He}^4$ составляет 7,4 МэВ/нуклон, дейтерия ${}_1\text{H}^2$ – 1,1 МэВ/нуклон, трития ${}_1\text{H}^3$ – 2,8 МэВ/нуклон.

Тогда при реакции синтеза дейтерия и трития выделится $7,4 - (1,1 + 2,8) = 3,5$ МэВ/нуклон. Этот способ извлечения ядерной энергии используется в водородных бомбах.

Рассмотрим реакции деления ${}_{92}\text{U}^{235}$, на которых основана работа ядерного реактора:

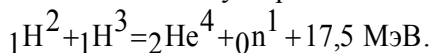


Надо подчеркнуть, что при делении ${}_{92}\text{U}^{235}$ образуются новые нейтроны, которые вызывают новые акты деления.

Усредненное по всем каналам распада число новых нейтронов называется коэффициентом размножения k . При $k > 1$ протекает цепная ядерная реакция.

Реакция синтеза.

Одну из реакций синтеза мы уже рассчитали:



В реакции участвуют 5 нуклонов:

$$3,5 \text{ МэВ/нуклон} \times 5 = 17,5 \text{ МэВ}.$$

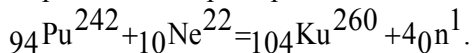
Эта реакция течет на Солнце или в термоядерной бомбе. Для её осуществления нужна активация – очень высокая температура ($10^7 \text{ К} - 10^8 \text{ К}$). Эта температура создается в бомбе с помощью цепной ядерной реакции на уране или плутонии.

Если удастся осуществить управляемую термоядерную реакцию, человечество получит неисчерпаемый источник

энергии. Для этого надо научиться создавать и поддерживать в некотором объеме температуру $10^7 - 10^8$ К. При этой температуре вещество представляет плазму. Сейчас ведутся работы по овладению термоядерной плазмой.

Реакцию ядерного синтеза используют при получении новых элементов. Так, в 1964 г. в Дубне был получен элемент Курчатовий.

При этом проходила ядерная реакция синтеза:



РАЗДЕЛ 4.

ЗАДАЧИ ПО ТЕМЕ «ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ»

Примеры решения задач

Задача П.1.

Сколько атомов полония распадается за сутки из одного миллиона атомов?

Решение. Из закона радиоактивного распада следует, что число распавшихся атомов определяется выражением:

$$\Delta N = N_0(1 - e^{-\lambda t}),$$

где N_0 – первоначальное количество атомов, λ – постоянная радиоактивного распада, равная $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$. Период полураспада

для полония составляет $T_{1/2} = 138$ суток. Поскольку период полураспада $T_{1/2}$ значительно больше времени распада $t = 1$ сутки, то экспоненту в законе радиоактивного распада можно разложить в ряд по малому параметру $\frac{t}{T_{1/2}}$ и использовать для вычислений

получившееся выражение: $\Delta N = N_0 \lambda t = N_0 \ln 2 \left(\frac{t}{T_{1/2}} \right)$. Подставляя

сюда известные числовые значения, получаем $\Delta N = 5000$.

Ответ: $\Delta N = 5000$.

Задача П.2.

Найти количество полония Po_{84}^{210} , активность которого равна $A_0 = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Решение. Поскольку под активностью понимают количество распадов в единицу времени, выражение для $A(t)$ можно получить, продифференцировав $N(t)$ (количество нераспавшихся атомов), определяемое законом радиоактивного распада:

$$A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t},$$

где начальную активность находим по формуле:

$$A_0 = N_0 \lambda = \frac{m}{\mu} N_A \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Здесь μ – молярная масса вещества, N_A – число Авогадро.

Из последнего выражения для массы получаем следующую формулу:

$$m = \frac{A_0 \mu T_{1/2}}{N_A \ln 2}.$$

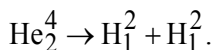
Массу полония m найдём, подставив в формулу числа Авогадро $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹, молярную массу полония $\mu = 0,21$ кг/моль, период его полураспада $T_{1/2} = 138$ суток, а также $A_0 = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. Масса полония $m = 2,2 \cdot 10^{-7}$ кг.

Ответ: $m = 2,2 \cdot 10^{-7}$ кг.

Задача П.3.

Какую наименьшую энергию связи нужно затратить, чтобы разделить ядро He_2^4 на две одинаковые части?

Решение. Согласно условию задачи ядро гелия распадается на две одинаковые части:



Выражение для энергии связи в этом случае имеет вид:

$$E_{\text{св}} = c^2 \Delta m = c^2 (2m_1 - m_0),$$

где m_1 – масса ядра дейтерия H_1^2 , а m_0 – масса ядра гелия He_2^4 .

Численное значение $E_{\text{св}}$ можно получить наиболее просто, если квадрат скорости света выразить в нестандартных единицах по формуле Эйнштейна, связывающей массу и полную энергию тела:

$$c^2 = 931,42 \text{ МэВ/а.е.м.}$$

Тогда можно воспользоваться табличными значениями масс ядер, взятых в атомных единицах массы: для дейтерия $m_1 = 2,014$ а.е.м., для гелия $m_0 = 4,003$ а.е.м. После вычислений по

приведённой выше формуле получим значение энергии связи:
 $E_{\text{св}} = 23,85 \text{ МэВ}$.

Ответ: $E_{\text{св}} = 23,85 \text{ МэВ}$.

Задача П.4.

Какой изотоп образуется из ядра тория Th_{90}^{232} после четырёх α -распадов и двух β -распадов?

Решение. При распаде выполняются законы сохранения электрического заряда Z и массового числа A .

Поскольку α -частица – это ядро He_2^4 , а под β -распадом понимается распад с испусканием электронов, то заряд ядра Z уменьшится на 6 [$4 \cdot 2 + 2 \cdot (-1) = 6$], а массовое число ядра A уменьшится на 16 [$4 \cdot 4 = 16$] (массой электрона пренебрегаем).

Поэтому образовавшийся изотоп будет иметь заряд $Z = 90 - 6 = 84$ и массовое число $A = 232 - 16 = 216$, то есть это будет ядро Po_{84}^{216} .

Ответ: Po_{84}^{216} .

Задача П.5.

Атомное ядро, поглотившее γ -фотон с длиной волны $\lambda = 0,47 \text{ пм}$, пришло в возбуждённое состояние и распалось на отдельные нуклоны, разлетевшиеся в разные стороны. Суммарная кинетическая энергия нуклонов $T = 0,4 \text{ МэВ}$. Определить энергию связи ядра $E_{\text{св}}$.

Решение. Запишем закон сохранения энергии применительно к нашему случаю:

$$m_{\text{я}}c^2 + E_{\text{ф}} = c^2 \Sigma m_i + T,$$

где $m_{\text{я}}$ – масса ядра до поглощения им фотона, $E_{\text{ф}}$ – энергия фотона, Σm_i – сумма масс нуклонов, на которые распалось ядро после поглощения фотона. Учитывая, что энергия связи ядра равна:

$$E_{\text{св}} = c^2 \Sigma (m_i - m_{\text{я}}) = c^2 \Delta m,$$

имеем:

$$E_{\text{св}} = h\nu - T,$$

где энергия фотона записана в виде: $E_{\text{ф}} = h\nu$.

При расчётах удобнее взять значение постоянной Планка $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ эВ·с. Тогда, учитывая, что $\nu = c/\lambda$, получим для энергии фотона значение $E_{\text{ф}} = 3$ МэВ. Соответственно для энергии связи имеем $E_{\text{св}} = 2,6$ МэВ.

Ответ: $E_{\text{св}} = 2,6$ МэВ.

Задачи для самостоятельного решения

Задача С.1.

Какой изотоп образуется из ${}^8_3\text{Li}$ после одного электронного β -распада и одного α -распада?

Ответ: изотоп гелия ${}^4_2\text{He}$.

Задача С.2.

Найти энергию связи ядер трития ${}^3_1\text{H}$ и гелия ${}^4_2\text{He}$. Какое из этих ядер более устойчиво? Масса атома водорода 1,00783 а.е.м., масса атома трития 3,01605 а.е.м., масса атома гелия 4,00260 а.е.м., масса нейтрона 1,00867 а.е.м.

Ответ: 8,495 МэВ; 28,318 МэВ. Более устойчиво ядро гелия.

Задача С.3.

Некоторый радиоактивный изотоп имеет период полураспада T . Какая часть ядер распалась за время $t = 3T$?

Ответ: $1 - 2^{-t/T} = 0,875$.

РАЗДЕЛ 5. ВИДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

5.1. Сильное взаимодействие

Этот вид взаимодействия обеспечивает связь в ядре. Оно имеет место между элементарными частицами класса адронов, к ним относятся мезоны и барионы, например протон, нейтрон, гиперон, каон, тяжелые мезоны. Их взаимодействие приводит к образованию атомных ядер. Радиус действия сил очень мал $\sim 10^{-13}$ см. Силы короткодействующие.

5.2. Электромагнитное взаимодействие

Это взаимодействие заряженных частиц приводит к образованию атомов и молекул и определяет процесс излучения и поглощения энергии атомами. Радиус действия неограничен ($r = \infty$). Электромагнитное взаимодействие обеспечивает течение и тех процессов, где одна частица превращается в другую, а также процессов, приводящих к образованию только одних фотонов, например рождение и аннигиляцию электронно-позитронных пар.

5.3. Слабое взаимодействие

Слабое взаимодействие между элементарными частицами ответственно за различные виды радиоактивного распада. Оно, как и сильное, короткодействующее.

5.4. Гравитационное взаимодействие

Это взаимодействие – универсальное, ему подвержены все частицы. Оно играет существенную роль в макромасштабах Вселенной – взаимодействие звезд, планет и т.д.

5.5. Элементарные частицы

Элементарные частицы подразделяют на классы:

1 – лептоны;

2 – мезоны;

3 – барионы;

4 – фотоны.

Изучение элементарных частиц на ускорителях привело к возникновению мысли, что они, возможно, сами состоят из кварков.

Кварк имеет дробный электрический заряд $+2/3$ или $-1/3$ (в единицах заряда электрона) e .

Обозначают кварк q .

Кварки различают по характеристикам, называемым иногда ароматом и цветом.

По аромату:

d – нижний (down), c – очарованный (charm),

u – верхний (up), s – странный (strange).

По цвету:

голубой,

красный,

зеленый.

Антикварки \bar{q} имеют заряды, противоположные зарядам кварков. Сильно взаимодействующие частицы, барионы (с полужелым спином) и мезоны, строятся из кварков по простому правилу: барион – qqq , мезоны – $q\bar{q}$. Рассмотрим таблицу кварков:

Таблица кварков

Кварки	Заряд	Антикварки	заряд
u, c	$+2/3$	\bar{u}, \bar{c}	$-2/3$
d, s	$-1/3$	\bar{d}, \bar{s}	$+1/3$

Нейтроны и протоны состоят из кварков:

$$\text{нейтрон: } {}_0n^1: udd: u \frac{2}{3} d \frac{-1}{3} d \frac{-1}{3},$$

$$\text{протон: } {}_1p^1: uud: d \frac{-1}{3} u \frac{2}{3} u \frac{2}{3}.$$

По самым современным представлениям протон имеет следующую структуру (рис. 5.1)

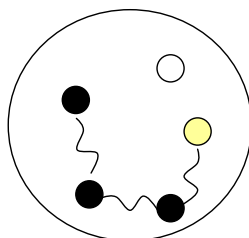


Рис. 5.1. Строение протона

Здесь приняты обозначения:

- — 3 “валентных кварка”,
- ● — пара кварк-антикварк,
- ⋈ — глюоны (квантовые частицы, переносчики сильного взаимодействия).

Лептоны:

$$e^-, \mu^-, \tau^- \quad (\text{заряд } -1);$$

$$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau \quad (\text{заряд } = 0).$$

Кварки и лептоны – фундаментальные фермионы.

В квантовой теории поля считается, что взаимодействие переносится квантами, т.е. каждая сила передается путем обмена квантами.

В сильном взаимодействии – глюонами (рис. 5.2).

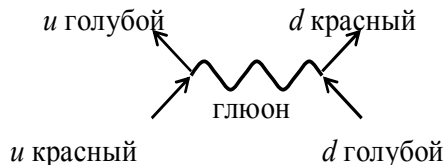


Рис. 5.2. Взаимодействие кварков

В электромагнитном взаимодействии - фотонами (рис. 5.3).

При взаимодействии двух электронов один электрон испускает фотон, другой поглощает его (см. рис. 5.3 слева).

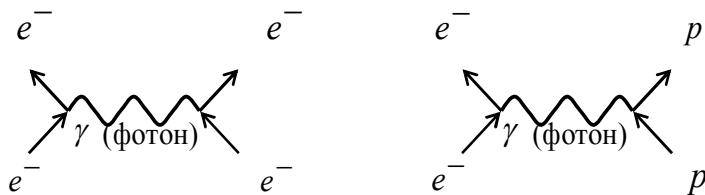


Рис. 5.3. Взаимодействие электронов (слева), электрона с протоном (справа)

На рис. 5.4 приведена схема слабого взаимодействия элементарных частиц, а на рис. 5.5 – предполагаемая в теории схема гравитационного взаимодействия.

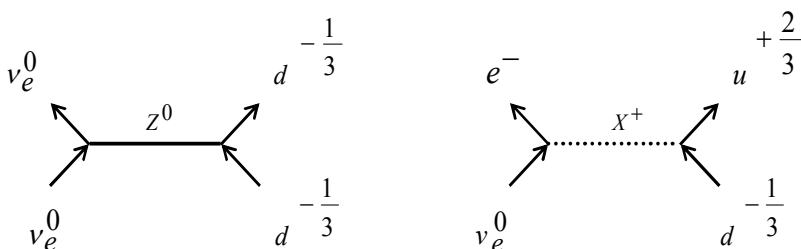


Рис. 5.4. Слабое взаимодействие между элементарными частицами

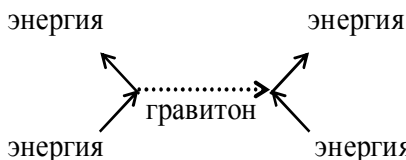


Рис. 5.5. Схема гравитационного взаимодействия

В теории элементарных частиц многое не ясно. Кварки в чистом виде пока не обнаружены. Естественно, что установление систематики элементарных частиц не решит фундаментальной проблемы всех законов микромира. Это понимание, очевидно, придет только тогда, когда будет создана новая физическая теория.

РАЗДЕЛ 6. КОНТРОЛЬНЫЕ ТЕСТЫ

6.1. Тест по квантовой механике

1. Гипотеза о существовании волновых свойств у движущихся частиц (электронов, протонов и др.) была высказана:
 - 1) Луи де Бройлем;
 - 2) Шредингером;
 - 3) Гейзенбергом;
 - 4) Борном;
 - 5) Эйнштейном.
2. Соотношение неопределенностей для координаты и импульса:
 - 1) $\Delta E \Delta \tau \geq \hbar$;
 - 2) $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$;
 - 3) $\Delta E \Delta x \geq \hbar$;
 - 4) $\Delta p_x \Delta \tau \geq \hbar$;
 - 5) $p_x x \geq \hbar$.
3. Соотношение неопределенностей для энергии и времени:
 - 1) $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$;
 - 2) $\Delta E \Delta x \geq \hbar$;
 - 3) $\Delta E \Delta \tau \geq \hbar$;
 - 4) $\Delta p_x \Delta \tau \geq \hbar$;
 - 5) $p_x x \geq \hbar$.
4. Уравнение Шредингера для стационарных состояний имеет вид:

$$1) \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t};$$

$$2) \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi n x}{l};$$

$$3) D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \cdot l};$$

$$4) \Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0;$$

$$5) E_n = -\frac{e^4}{2\hbar(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}.$$

5. Уравнение Шредингера для описания движения свободной частицы имеет вид:

$$1) \frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0, \text{ где } q^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0);$$

$$2) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$3) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0;$$

$$4) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$5) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

6. Уравнение Шредингера для квантового осциллятора имеет вид:

$$1) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$2) \frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0, \text{ где } q^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0);$$

$$3) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0;$$

$$4) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$5) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

7. Уравнение Шредингера для водородоподобного атома имеет вид:

$$1) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$2) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0;$$

$$3) \frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0, \text{ где } q^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0);$$

$$4) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$5) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

8. Уравнение Шредингера для частицы в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме:

$$1) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$2) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0;$$

$$3) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0;$$

$$4) \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0;$$

$$5) \nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

9. В уравнении Шредингера для стационарных состояний:

1) E – потенциальная энергия, U – полная энергия;

2) E – кинетическая энергия, U – потенциальная энергия;

3) E – полная энергия, U – кинетическая энергия;

4) E – полная энергия, U – потенциальная энергия;

- 2) Это γ -распад.
 3) Это не есть α -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это β -распад.
11. Рассмотрим превращение тория в протактиний
 ${}_{90}^{234}\text{Th} \rightarrow {}_{91}^{234}\text{Pa} + {}_{-1}^0e + \bar{\nu}$, где $\bar{\nu}$ – антинейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это γ -распад.
 3) Это β -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это не есть β -распад.
12. Рассмотрим превращение азота в углерод:
 ${}_{7}^{13}\text{N} \rightarrow {}_{6}^{13}\text{C} + {}_{+1}^0e + \nu$, где ν – нейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это β -распад.
 3) Это γ -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это не есть β -распад.
13. Рассмотрим превращение калия в аргон:
 ${}_{19}^{40}\text{K} + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_{18}^{40}\text{Ar} + \nu$, где ν – нейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это γ -распад.
 3) Это β -распад – электронный захват.
 4) Это β -распад – позитронный распад.
 5) Это не радиоактивный распад.
14. Ядро самопроизвольно испускает α -частицу и превращается в другое ядро с массовым числом, на 4 единицы меньшим, и с атомным номером, меньшим на 2 единицы.
 1) Это γ -распад.
 2) Это β -распад – электронный захват.
 3) Это β -распад – позитронный распад.
 4) Это α -распад.
 5) Это не радиоактивный распад.

13. Пусть положение электрона задано с погрешностью $\Delta x = 10^{-8}$ см (с точностью до размера атома). Найти неопределённость скорости электрона. Масса электрона $9 \cdot 10^{-28}$ г.
- 1) 10 см/с;
 - 2) 10^3 см/с;
 - 3) 10^8 см/с;
 - 4) 10^{20} см/с;
 - 5) 10^{15} см/с.
14. Рассчитать длину волны де Бройля для пылинки, считая, что её масса 1 мг и скорость 1 мкм/с.
- 1) $7 \cdot 10^{-10}$ см;
 - 2) $7 \cdot 10^{-5}$ см;
 - 3) $7 \cdot 10^{-3}$ см;
 - 4) $7 \cdot 10^{-20}$ см;
 - 5) $7 \cdot 10^{-30}$ см.
15. Свойства волн де Бройля:
- 1) групповая скорость не равна скорости частицы;
 - 2) фазовая скорость дебройлевских волн не зависит от частоты;
 - 3) дебройлевские волны не обладают дисперсией;
 - 4) групповая скорость не является принципиально наблюдаемой величиной;
 - 5) дебройлевские волны обладают дисперсией даже в вакууме.
16. Найти дебройлевскую длину волны электрона с кинетической энергией 150 эВ.
- 1) 10^{-10} м;
 - 2) 10^{-1} м;
 - 3) 10^{-20} м;
 - 4) 10^{-5} м;
 - 5) 10^{-30} м.
17. Среднее время жизни атома в возбуждённом состоянии $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. При переходе в основное состояние атом излучает фотон с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Оцените: энергию кванта $\hbar\omega$ в (эВ).
- 1) 1 эВ;
 - 2) 2 эВ;

- 3) 3 эВ;
 4) 4 эВ;
 5) 5 эВ.
18. Среднее время жизни атома в возбуждённом состоянии $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. При переходе в основное состояние атом излучает фотон с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Оцените: ширину линии излучения $\hbar\Delta\omega$ в (эВ). Для определения ширины линии воспользуйтесь соотношением неопределённостей для энергии и времени.
- 1) $0,6 \cdot 10^{-3}$ эВ;
 2) $0,6 \cdot 10^{-4}$ эВ;
 3) $0,6 \cdot 10^{-7}$ эВ;
 4) $0,6 \cdot 10^{-10}$ эВ;
 5) $0,6 \cdot 10^{-15}$ эВ.
19. Среднее время жизни атома в возбуждённом состоянии $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. При переходе в основное состояние атом излучает фотон с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Оцените: ширину линии $\Delta\lambda$ в (мкм). Воспользуйтесь соотношением неопределённостей для энергии и времени.
- 1) $0,5 \cdot 10^{-1}$ мкм;
 2) $0,5 \cdot 10^{-2}$ мкм;
 3) $0,5 \cdot 10^{-3}$ мкм;
 4) $0,5 \cdot 10^{-7}$ мкм;
 5) $0,5 \cdot 10^{-17}$ мкм.
20. Уравнение Шредингера является:
- 1) дифференциальным уравнением первого порядка;
 2) дифференциальным уравнением третьего порядка;
 3) линейным уравнением;
 4) квадратным уравнением;
 5) дифференциальным уравнением второго порядка.
21. Решением уравнения Шредингера является
- 1) волновая функция;
 2) квадрат модуля волновой функции;
 3) куб модуля волновой функции;
 4) четвёртая степень модуля волновой функции;
 5) пятая степень модуля волновой функции.

22. Электрон движется со скоростью 200 Мм/с. Определить длину волны де Бройля, учитывая изменение массы электрона в зависимости от скорости.

- 1) $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-1}$ м;
- 2) $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-12}$ м;
- 3) $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-2}$ м;
- 4) $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-18}$ м;
- 5) $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-22}$ м.

23. Какую энергию ΔE необходимо сообщить нерелятивистскому электрону, чтобы его дебройлевская длина волны λ уменьшилась в n раз?

- 1) $\Delta E = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m\lambda^2}$, где m – масса электрона;
- 2) $\Delta E = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m\lambda^2} n^2$, где m – масса электрона;
- 3) $\Delta E = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m\lambda^2} (n^2 - 1)$, где m – масса электрона;
- 4) $\Delta E = \frac{\hbar^2}{m\lambda} (n^2 - 1)$, где m – масса электрона;
- 5) $\Delta E = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m\lambda^4} (n^2 - 1)$, где m – масса электрона.

24. Дебройлевская длина волны λ нерелятивистского электрона связана с его кинетической энергией K :

- 1) λ пропорциональна \sqrt{K} ;
- 2) λ пропорциональна K ;
- 3) λ пропорциональна $\frac{1}{K}$;
- 4) λ пропорциональна $\frac{1}{\sqrt{K}}$;
- 5) λ пропорциональна $\frac{1}{K^2}$.

25. Для релятивистской частицы выражение для длины волны де Бройля имеет вид:

$$1) \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv};$$

$$2) \lambda = \frac{h}{v};$$

$$3) \lambda = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \frac{h}{mv}, \text{ где } c \text{ – скорость света};$$

$$4) \lambda = \frac{h}{m_0 v}, \text{ где } m_0 \text{ – масса покоя частицы};$$

$$5) \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, \text{ где } m_0 \text{ – масса покоя частицы, } c \text{ – скорость света.}$$

26. Для нерелятивистской частицы выражение для длины волны де Бройля имеет вид:

$$1) \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv};$$

$$2) \lambda = \frac{h}{v};$$

$$3) \lambda = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \frac{h}{mv}, \text{ где } c \text{ – скорость света};$$

$$4) \lambda = \frac{h}{m_0 v}, \text{ где } m_0 \text{ – масса покоя частицы};$$

$$5) \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, \text{ где } m_0 \text{ – масса покоя частицы, } c \text{ – скорость света.}$$

27. Электрон в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» шириной $l = 200$ пм с бесконечно высокими «стенками» находится в возбужденном состоянии ($n = 4$). Определить минимальную энергию электрона. Учсть, что собственные значения энергии электрона $E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$).
- 1) $15 \cdot 10^{-8}$ Дж;
 - 2) $1,5 \cdot 10^{-18}$ Дж;
 - 3) $1,5 \cdot 10^{-31}$ Дж;
 - 4) $1,5 \cdot 10^{-21}$ Дж;
 - 5) $152 \cdot 10^{-18}$ Дж.
28. Электрон находится в одномерном бесконечно глубоком потенциальном ящике шириной l . Определить наименьшую разность двух соседних энергетических уровней (в эВ) электрона при $l = 10$ см.
- 1) $1,1 \cdot 10^{-10}$ эВ;
 - 2) $1,1 \cdot 10^{-26}$ эВ;
 - 3) $1,1 \cdot 10^{-16}$ эВ;
 - 4) $25 \cdot 10^{-16}$ эВ;
 - 5) $1,1 \cdot 10^{-30}$ эВ.
29. Электрон с энергией 4,9 эВ движется в положительном направлении оси x . Высота потенциального барьера равна 5 эВ. При какой ширине барьера вероятность прохождения электрона через него будет равна 0,2?
- 1) $L = 5$ нм;
 - 2) $L = 95$ нм;
 - 3) $L = 10$ нм;
 - 4) $L = 0,495$ нм;
 - 5) $L = 1$ нм.
30. Вычислить коэффициент прозрачности потенциального барьера при $U_0 - W = 10$ эВ для электрона ($m \approx 10^{-30}$ кг) при $L = 10^{-10}$ м. Здесь W – энергия частицы, U_0 – высота потенциального барьера. L – ширина потенциального барьера.
- 1) $D \approx 4$;
 - 2) $D \approx 0,4$;

- 3) $D \approx 0,004;$;
- 4) $D \approx 0,0004;$;
- 5) $D \approx 0,04.$

6.2. Тест по ядерной физике

1. Символ ${}^15_7\text{N}$ означает ядро:
 - 1) атома азота, содержащее 7 протонов и 15 нейтронов;
 - 2) атома азота, содержащее 8 протонов и 7 нейтронов;
 - 3) атома азота, содержащее 7 протонов и 8 нейтронов;
 - 4) атома водорода, содержащее 7 протонов и 8 нейтронов;
 - 5) атома азота, содержащее 15 протонов и 8 нейтронов.
2. В ядрах одного химического элемента
 - 1) число протонов может быть различным, а число нейтронов всегда одно и то же;
 - 2) число нейтронов может быть различным, а число протонов всегда одно и то же;
 - 3) число нейтронов и число протонов всегда одно и то же;
 - 4) число нейтронов и число протонов может быть различным;
 - 5) число нейтронов равно числу протонов.
3. Ядерные силы представляют собой проявление
 - 1) сильного взаимодействия;
 - 2) гравитационного взаимодействия;
 - 3) слабого взаимодействия;
 - 4) электрического взаимодействия;
 - 5) магнитного взаимодействия.
4. Действие ядерных сил
 - 1) быстро спадает с расстоянием;
 - 2) не зависит от расстояния;
 - 3) медленно спадает с расстоянием;
 - 4) быстро увеличивается с расстоянием;
 - 5) медленно увеличивается с расстоянием.

5. Частицы, из которых состоит ядро,
 - 1) движутся по законам классической механики;
 - 2) движутся по законам ньютоновской механики;
 - 3) к ним не применим принцип неопределённости Гейзенберга;
 - 4) к ним применимо понятие траектории;
 - 5) движутся по законам квантовой механики.
6. α -лучи –
 - 1) тяжёлые частицы с малой проникающей способностью;
 - 2) лёгкие частицы с большой проникающей способностью;
 - 3) жёсткое электромагнитное излучение, возникающее при переходе ядра из возбуждённого состояния в основное;
 - 4) электроны;
 - 5) фотоны очень высокой энергии.
7. β -лучи –
 - 1) тяжёлые частицы с малой проникающей способностью;
 - 2) лёгкие частицы с большой проникающей способностью;
 - 3) жёсткое электромагнитное излучение, возникающее при переходе ядра из возбуждённого состояния в основное;
 - 4) ядра гелия;
 - 5) фотоны очень высокой энергии.
8. γ -лучи –
 - 1) тяжёлые частицы с малой проникающей способностью;
 - 2) лёгкие частицы с большой проникающей способностью;
 - 3) фотоны очень высокой энергии;
 - 4) электроны;
 - 5) ядра гелия.
9. При радиоактивном распаде число ядер
 - 1) возрастает по экспоненциальному закону;
 - 2) убывает по гармоническому закону;
 - 3) возрастает по гармоническому закону;
 - 4) убывает по экспоненциальному закону;
 - 5) убывает по линейному закону.
10. Рассмотрим распад изотопа урана, протекающий с образованием тория: ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{234}\text{Th} + {}_2^4\text{He}$.
 - 1) Это α -распад.

- 2) Это γ -распад.
 3) Это не есть α -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это β -распад.
11. Рассмотрим превращение тория в протактиний
 ${}_{90}^{234}\text{Th} \rightarrow {}_{91}^{234}\text{Pa} + {}_{-1}^0e + \bar{\nu}$, где $\bar{\nu}$ – антинейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это γ -распад.
 3) Это β -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это не есть β -распад.
12. Рассмотрим превращение азота в углерод:
 ${}_{7}^{13}\text{N} \rightarrow {}_{6}^{13}\text{C} + {}_{+1}^0e + \nu$, где ν – нейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это β -распад.
 3) Это γ -распад.
 4) Это не радиоактивный распад.
 5) Это не есть β -распад.
13. Рассмотрим превращение калия в аргон:
 ${}_{19}^{40}\text{K} + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_{18}^{40}\text{Ar} + \nu$, где ν – нейтрино.
 1) Это α -распад.
 2) Это γ -распад.
 3) Это β -распад – электронный захват.
 4) Это β -распад – позитронный распад.
 5) Это не радиоактивный распад.
14. Ядро самопроизвольно испускает α -частицу и превращается в другое ядро с массовым числом, на 4 единицы меньшим, и с атомным номером, меньшим на 2 единицы.
 1) Это γ -распад.
 2) Это β -распад – электронный захват.
 3) Это β -распад – позитронный распад.
 4) Это α -распад.
 5) Это не радиоактивный распад.

15. Распад, при котором из ядра вылетает электрон и антинейтрино и образуется ядро с тем же массовым числом, но с увеличенным на единицу атомным номером:
- 1) это α -распад;
 - 2) это не радиоактивный распад;
 - 3) это γ -распад;
 - 4) это β -распад – позитронный распад;
 - 5) это β -распад – электронный распад.
16. Ядро какого изотопа образовалось в результате столкновений α -частицы с ядром бериллия ${}^9_4\text{Be}$, если кроме этого ядра продуктом реакции был один нейтрон?
- 1) ${}^{12}_6\text{C}$;
 - 2) ${}^{13}_6\text{C}$;
 - 3) ${}^{10}_6\text{C}$;
 - 4) ${}^8_4\text{Be}$;
 - 5) ${}^8_3\text{Li}$.
17. Выберите правильное утверждение:
- 1) радиоактивный распад зависит от внешних условий – температуры, давления, химических взаимодействий;
 - 2) радиоактивный распад не зависит от внешних условий – температуры, давления, химических взаимодействий;
 - 3) радиоактивный распад зависит от температуры;
 - 4) радиоактивный распад зависит от давления;
 - 5) радиоактивный распад зависит от химических взаимодействий.
18. Определить неизвестный продукт X ядерной реакции:
- $${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow X + {}^1_0\text{n}.$$
- 1) ${}^2_1\text{H}$;
 - 2) ${}^4_2\text{He}$;
 - 3) ${}^3_2\text{He}$;
 - 4) ${}^3_1\text{H}$;

5) ${}^5_2\text{He}$.

19. Определите энергетический выход ΔE ядерной реакции:



Относительные атомные массы изотопов:
 $m({}^1_1\text{H}) = 1,00783$ а.е.м., $m({}^2_1\text{H}) = 2,0141$ а.е.м., $m({}^3_1\text{H}) = 3,01605$ а.е.м. Учтите, что 1 а.е.м. соответствует 931,5 МэВ.

1) 1 МэВ;

2) 2 МэВ;

3) 3 МэВ;

4) 4 МэВ;

5) 5 МэВ.

20. Вычислить число атомов радона, распавшихся в течение первых суток, если первоначальная масса радона $m_0 = 1$ г.

1) $4,35 \cdot 10^{30}$;

2) $4,35 \cdot 10^{10}$;

3) $4,35 \cdot 10^5$;

4) $4,35 \cdot 10^{40}$;

5) $4,35 \cdot 10^{20}$.

21. Вычислить постоянную распада радона λ .

1) $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$;

2) $2,1 \cdot 10^{-8} \text{ c}^{-1}$;

3) $2,1 \cdot 10^{-10} \text{ c}^{-1}$;

4) $2,1 \cdot 10^{-12} \text{ c}^{-1}$;

5) $2,1 \cdot 10^{-14} \text{ c}^{-1}$.

22. Ядро ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ поглотило нейтрон ${}_0^1n$. В результате образовалось ядро:

1) ${}^{207}_{83}\text{Bi}$;

2) ${}^{208}_{82}\text{Pb}$;

3) ${}^{206}_{82}\text{Pb}$;

4) ${}^{207}_{82}\text{Pb}$;

5) ${}^{207}_{82}\text{Bi}$.

23. Как изменяется полная энергия системы, состоящей из нескольких свободных покоящихся протонов и нейтронов, в результате их соединения в атомное ядро?
- 1) Увеличивается;
 - 2) не изменяется;
 - 3) уменьшается;
 - 4) увеличивается, если образуется радиоактивное ядро; уменьшается, если образуется стабильное ядро;
 - 5) уменьшается, если образуется радиоактивное ядро; увеличивается, если образуется стабильное ядро.
24. Как изменится полная энергия системы, состоящей из одного свободного протона и одного свободного нейтрона, в результате их соединения в атомное ядро дейтерия?
- 1) Увеличится;
 - 2) не изменится;
 - 3) увеличится или уменьшится в зависимости от начального расстояния между протоном и нейтроном;
 - 4) уменьшится;
 - 5) намного увеличится.
25. Установлено, что при бомбардировке изотопа алюминия ${}_{13}^{27}\text{Al}$ α -частицами получают протон ${}_{1}^1\text{H}$ и ядра какого-то элемента ${}_{m}^n\text{Y}$. Определить, что это за элемент.
- 1) ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{16}^{32}\text{S}$;
 - 2) ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{17}^{35}\text{Cl}$;
 - 3) ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{12}^{24}\text{Mg}$;
 - 4) ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{22}^{11}\text{Na}$;
 - 5) ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{14}^{30}\text{Si}$.
26. Протактиний ${}_{91}^{231}\text{Pa}$ α -радиоактивен. С помощью правил «сдвига» и таблицы Менделеева определить, какой элемент получится с помощью этого распада.
- 1) ${}_{89}^{227}\text{Ac}$ – актиний;

- 2) ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ – радий;
 - 3) ${}_{92}^{238}\text{U}$ – уран;
 - 4) ${}_{93}^{237}\text{Np}$ – нептуний;
 - 5) ${}_{94}^{244}\text{Pu}$ – плутоний.
27. Известно, что при одном делении ядра изотопа урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ освобождается 200 МэВ энергии. Какое количество энергии можно получить при делении урана массой 1 г?
- 1) $W \approx 5,1 \cdot 10^{25}$ МэВ;
 - 2) $W \approx 5,1 \cdot 10^{23}$ МэВ;
 - 3) $W \approx 5,1 \cdot 10^{30}$ МэВ;
 - 4) $W \approx 5,1 \cdot 10^{20}$ МэВ;
 - 5) $W \approx 5,1 \cdot 10^{40}$ МэВ.
28. Период полураспада радиоактивного ядра
- 1) $T = 1/\lambda$, где λ – постоянная радиоактивного распада;
 - 2) $T = 2(\ln 2)/\lambda$, где λ – постоянная радиоактивного распада;
 - 3) $T = \ln 2/\lambda$, где λ – постоянная радиоактивного распада;
 - 4) $T = 2/\lambda$, где λ – постоянная радиоактивного распада;
 - 5) $T = \ln 3/\lambda$, где λ – постоянная радиоактивного распада.
29. В какой элемент превращается изотоп урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ после трех α -распадов и двух β^- -распадов?
- 1) ${}_{89}^{227}\text{Ac}$;
 - 2) ${}_{86}^{222}\text{Rn}$;
 - 3) ${}_{93}^{237}\text{Np}$;
 - 4) ${}_{88}^{226}\text{Ra}$;
 - 5) ${}_{94}^{244}\text{Pu}$.
30. Вычислить удельную энергию связи ядра магния ${}_{12}^{24}\text{Mg}$. Масса атома магния $m_{\text{Mg}} = 23,98504$ а.е.м.
- 1) 82,1 МэВ;
 - 2) 821 МэВ;

- 3) 8,21 эВ;
- 4) 8210 МэВ;
- 5) 8,21 МэВ.

Ответы к тестам

ОТВЕТЫ НА ТЕСТ ПО КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

1) 1; 2) 2; 3) 3; 4) 4; 5) 5; 6) 1; 7) 2; 8) 3; 9) 4; 10) 5; 11) 1; 12) 2; 13) 3; 14) 4; 15) 5; 16) 1; 17) 2; 18) 3; 19) 4; 20) 5; 21) 1; 22) 2; 23) 3; 24) 4; 25) 5; 26) 1; 27) 2; 28) 3; 29) 4; 30) 5.

ОТВЕТЫ НА ТЕСТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

1) 3; 2) 2; 3) 1; 4) 1; 5) 5; 6) 1; 7) 2; 8) 3; 9) 4; 10) 1; 11) 3; 12) 2; 13) 3; 14) 4; 15) 5; 16) 1; 17) 2; 18) 2; 19) 4; 20) 5; 21) 1; 22) 2; 23) 3; 24) 4; 25) 5; 26) 1; 27) 2; 28) 3; 29) 4; 30) 5.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Наука, 1974.
2. Тарасов Л.В. Основы квантовой механики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 1978.
3. Иродов И.Е. Физика макросистем. Основные законы, М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. – 200 с.
4. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике, изд. 2-е. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.
5. Решение задач по физике. Учебное пособие. Кириллов В.М., Давыдов В.А. и др. М.: Изд-во Эдиториал УРСС, 2000. – 224 с.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. М.: изд. Астрель, 2001.
7. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике, изд. 7-е, М.: Физматлит, 2001.
8. Берзин А.А., Морозов В.Г. Основы квантовой механики. Учеб. пособие. – М.: МИРЭА, 2006.