

РОССИЙСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
НЕФТИ И ГАЗА им. И.М.Губкина

С.Г.Серебряков

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ, АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Дидактические единицы ДЕ5-ДЕ7

**Учебное пособие для подготовки к интернет-экзамену
под редакцией проф. А.И.Черноуцана**

Москва 2013

Содержание

I. Основы квантовой физики (дидактические единицы 5,6 – ДЕ5, ДЕ6)	3
1. Законы теплового излучения (ДЕ5)	3
2. Внешний фотоэффект(ДЕ5)	5
3. Дуализм свойств электромагнитного излучения (ДЕ5)	8
4. Эффект Комптона(ДЕ5)	8
5. Теория Бора для атома водорода и водородоподобного иона (ДЕ6)	10
II. Элементы квантовой механики (дидактическая единица 6)	13
6. Волны де Бройля (ДЕ6)	13
7. Соотношения неопределенностей Гейзенберга (ДЕ6)	15
8. Волновая функция. Уравнение Шредингера (ДЕ6)	16
9. Решение уравнения Шредингера для движения частицы в одномерной бесконечной потенциальной яме (ДЕ6)	18
10. Уравнение Шредингера для гармонического осциллятора (ДЕ6)	19
III. Основы атомной физики (дидактическая единица 6)	20
11. Уравнение Шредингера для атома водорода (ДЕ6)	20
12. Квантование момента импульса. Квантовые числа (ДЕ6)	21
13. Спин и магнитный момент электрона (ДЕ6)	23
14. Принцип Паули (ДЕ6)	24
IV. Элементы ядерной физики (дидактическая единица 7)	26
15. Свойства атомных ядер (ДЕ7)	26
16. Ядерные силы (ДЕ7)	29
17. Закон радиоактивного распада (ДЕ7)	30
18. Альфа –распад (ДЕ7)	32
19. Бета – распад (ДЕ7)	33
20. Гамма – излучение (ДЕ7)	35
21. Ядерные реакции (ДЕ7)	36
22. Элементарные частицы (ДЕ7)	37
23. Литература	43

1. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

1. Законы теплового излучения

Тепловое излучение – излучение телом электромагнитных волн за счет его внутренней энергии, которое происходит при переходе атома с одного энергетического уровня на другой в результате теплового движения и наблюдается при любой температуре. Излучение имеет сплошной спектр (непрерывный ряд длин волн) с максимумом интенсивности при определенной длине волны, зависящей от температуры, и при термодинамическом равновесии само является равновесным.

Основные характеристики теплового излучения.

Поток (мощность) излучения Φ - отношение энергии излучения W ко времени t , за которое оно произошло:

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad \text{или} \quad \Phi = \frac{dW}{dt}.$$

Энергетическая светимость (R) тела — поток энергии электромагнитных волн, испускаемый единицей площади поверхности излучающего тела во всем диапазоне длин волн по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π).

$$R = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Ее размерность - $[R] = \text{Вт/м}^2$. Энергетическая светимость зависит от температуры тела. Мощность излучения всего тела определяется выражением $P = \Phi = RS$, где R - энергетическая светимость тела, S — площадь его поверхности.

Величина $r_\lambda = \frac{dR}{d\lambda}$ называется **излучательной способностью** (спектральной плотностью энергетической светимости). Можно ввести излучательную способность для интервала частот от ν до $\nu + d\nu$ или от ω до $\omega + d\omega$

$$r_\omega = \frac{dR}{d\omega}, \quad r_\nu = \frac{dR}{d\nu}$$

Энергетическую светимость можно выразить через излучательную способность тела:

$$R = \int_0^\infty r_\nu d\nu = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \int_0^\infty r_\omega d\omega.$$

Поглощательная способность тела – отношение потока энергии излучения $\Phi_{\text{погл}}$ в интервале частот от ω до $\omega+d\omega$, или в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, поглощенного единицей площади поверхности тела за единицу времени, к падающему потоку $\Phi_{\text{пад}}$:

$$a_{\omega} = \frac{\Phi_{\text{погл}\omega}}{\Phi_{\text{пад}\omega}}, a_{\lambda} = \frac{\Phi_{\text{погл}\lambda}}{\Phi_{\text{пад}\lambda}},$$

Абсолютно черное тело (АЧТ) - тело, поглощательная способность которого равна единице для всех длин волн или частот: $a_{\lambda} = a_{\omega} \equiv 1$. Серое тело - тело, для которого поглощательная способность меньше единицы и постоянна для всех длин волн (частот) $a_{\lambda} = a_{\nu} = a < 1$.

Закон Кирхгофа.

Отношение излучательной способности любого тела к его поглощательной способности равно излучательной способности АЧТ r_{λ}^* и является универсальной функцией длины волны и температуры:

$$\frac{r_{\lambda}}{a_{\lambda}} = f(\lambda, T) = r_{\lambda}^*$$

При одной и той же температуре АЧТ обладает наибольшей излучательной способностью и энергетической светимостью. Для серых тел энергетическая светимость $R' = a R^*$.

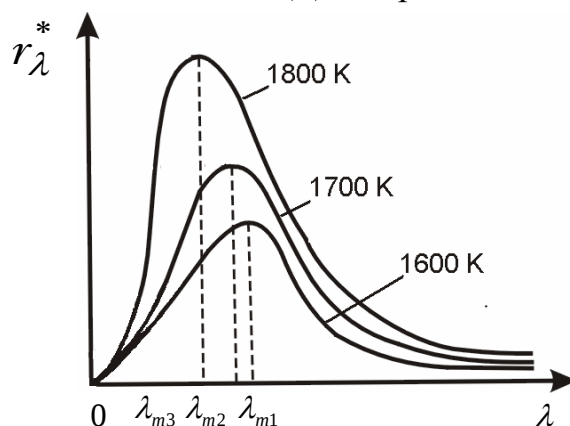


Рис.1 Зависимость излучательной способности АЧТ от длины волны при 1600K, 1700K и 1800K.

Излучательная способность АЧТ возрастает с повышением температуры, а ее максимум смещается в область более коротких волн. Площадь под кривой

равна энергетической светимости АЧТ R^* .

Закон Стефана–Больцмана: энергетическая светимость АЧТ R^* пропорциональна четвертой степени его температуры

$$R^* = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ - постоянная Стефана-Больцмана. Для серого тела $R' = a\sigma T^4$, где a – поглощательная способность серого тела.

Закон смещения Вина: выражает зависимость положения максимума функции r_λ^* от температуры:

$$\lambda_m T = b,$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина, λ_m – длина волны, на которую приходится максимум излучательной способности АЧТ. Закон выполняется и для серых тел.

Функцию излучательной способности АЧТ, согласующуюся с опытными данными, удалось получить М. Планку, предположившему, что электромагнитная энергия излучается АЧТ порциями (квантами), величина которых пропорциональна частоте излучения $E = h\nu$, где $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка, ν – частота излучения.

Формула Планка имеет вид:

$$r_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad r_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{h\omega/kT} - 1}, \quad r_\lambda = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{h\lambda/kT} - 1},$$

где $r_\lambda, r_\nu, r_\omega$ – излучательные способности АЧТ, λ – длина волны, ν – частота, ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, $\hbar = h/2\pi$ ($\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$).

2. Внешний фотоэффект

Внешний фотоэлектрический эффект - испускание электронов из вещества (металлов) под действием света (излучения). Если электроны вылетают за пределы металла, то фотоэффект называют **внешним**. Вылетающие с поверхности металла электроны называют фотоэлектронами, а регистрируемый в цепи ток – фототоком.

Классическая теория не смогла объяснить законы фотоэффекта. Это удалось

сделать А. Эйнштейну, предположившему, что свободный электрон в металле поглощает квант света $h\nu$. Полученная электроном энергия затрачивается на работу выхода $A_{\text{вых}}$ из металла, которую он совершает против сил притяжения со стороны положительного заряда ионов кристаллической решетки из металла, и на кинетическую энергию. Закон сохранения энергии для фотоэффекта (формула Эйнштейна) имеет вид:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2},$$

где $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона из вещества, $\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = T_{\text{макс}}$ – максимальная кинетическая энергия электрона, $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ – энергия поглощенного кванта, h – постоянная Планка, m – масса электрона.

Если электрон поглощает квант света не у самой поверхности, а на некоторой глубине, то часть его кинетической энергии может быть потеряна в результате случайных столкновений в металле. Кинетическая энергия электрона будет максимальной, если электрон избежит этих столкновений.

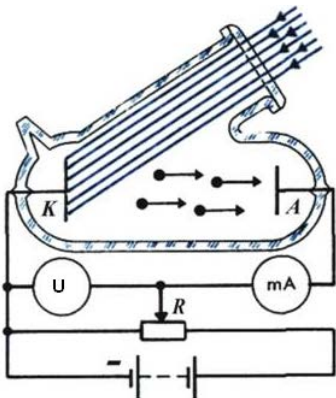


Рис.2

На рисунке 2 показана установка по изучению фотоэффекта. На катод фотоэлемента падает поток фотонов, которые поглощаются свободными электронами металла. Вылетающие электроны под действием анодного напряжения направляются к аноду. Графики зависимости фототока I от анодного напряжения U (вольтамперные характеристики) представлены на рисунке 3

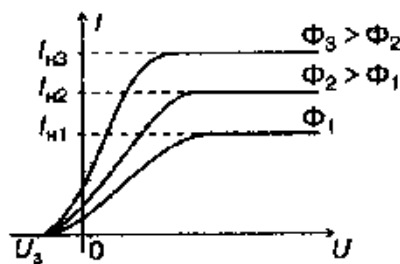


Рис. 3. Вольтамперные характеристики фотоэлемента для одной частоты падающего излучения и разных световых потоков .

Электроны вылетают из катода с различными по величине скоростями и при $U = 0$ лишь часть испущенных электронов достигает анода. При некотором положительном напряжении ($U > 0$) фототок достигает насыщения - все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Чем больше световой поток Φ , тем больше квантов света поглощается электронами в единицу времени, тем больше электронов вылетает из металла, увеличивая ток насыщения $I_n = k \cdot \Phi$. Для прекращения фототока необходимо приложить отрицательное напряжение U_3 , называемое **задерживающим**. В этом случае выполняется условие $T_{\text{макс}} = \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = eU_3$ (e — заряд электрона, m — его масса, U_3 — задерживающее напряжение) и ни одному из электронов не удастся преодолеть задерживающее электрическое поле и достичь анода. Тогда уравнение Эйнштейна можно записать в виде:

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3.$$

Внешний фотоэффект считается состоявшимся, если электрон выходит из металла с нулевой скоростью. Максимальная длина волны λ падающего кванта или минимальная частота ν_0 , ω_0 , при которой это происходит, называется красной границей фотоэффекта.

$$h\nu_{\text{кр}} = \hbar\omega_{\text{кр}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}} = A_{\text{вых}}$$

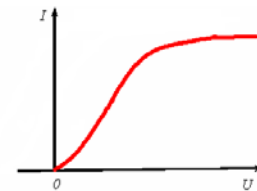


Рис.4

Вольтамперная характеристика в этом случае начинается при $U=0$ (Рис.4)

Из уравнения Эйнштейна следует $T_{\text{макс}} = \hbar(\omega - \omega_{\text{кр}}) = h(\nu - \nu_{\text{кр}})$.

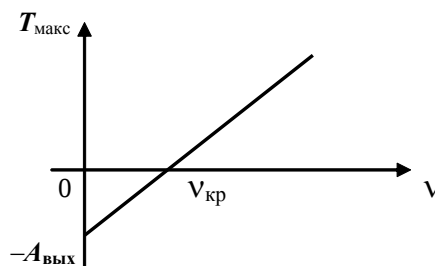


Рис.5 Зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света.

3. Дуализм свойств электромагнитного излучения.

В одних явлениях (интерференция, дифракция и др.) свет проявляет свои волновые свойства, а при тепловом излучении и в фотоэффекте свет ведет себя как поток частиц (названных фотонами) с энергией: $E = h\nu = \hbar\omega = hc/\lambda$, где $h, \hbar$ – постоянные Планка, ω – циклическая частота электромагнитного излучения, ν – частота электромагнитного излучения, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны электромагнитного излучения.

Фотон имеет нулевую массу покоя, движется со скоростью света и его импульс p равен:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} \text{ или } p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k,$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, E – энергия фотона, направление импульса фотона $\vec{p}$ совпадает с направлением волнового вектора $\vec{k}$: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

Давление света

Давление, создаваемое потоком фотонов падающих нормально на освещаемую поверхность, равно:

$$p_{(\text{давление})} = \frac{F}{S} = \frac{\Delta p}{S\Delta t} = (1 + \rho)nh\nu = (1 + \rho)w,$$

Где ρ – коэффициент отражения, $nh\nu$ – энергия фотонов в единичном объеме падающего светового потока, то есть плотность энергии w .

4. Эффект Комптона.

При рассеянии рентгеновского излучения различными веществами наряду с исходной длиной волны λ появляется смещенная линия с длиной волны $\lambda' > \lambda$ (Рис.6).

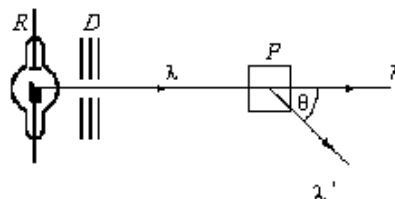


Рис.6 Схема установки по изучению эффекта Комптона

Это изменение длины волны, не зависящее от длины волны и от природы

рассеивающего вещества, называется комптоновским смещением и определяется

$$\text{формулой: } \Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

где m – масса электрона или другой заряженной частицы, $\lambda_c = \frac{h}{mc}$ – комптоновская

длина волны этой частицы, λ и λ' – длины волн падающего и рассеянного излучения;

θ – угол рассеяния. Для электрона $\lambda_c = 2,42 \text{ нм}$.

В эффекте Комптона происходит упругое столкновение рентгеновского кванта с покоящимся электроном, слабо связанным с атомом. Процесс напоминает удар двух бильярдных шаров, когда один шар (рентгеновский квант) налетает на покоящийся шар (электрон) и в результате абсолютно упругого удара шары (рассеянный квант и электрон) разлетаются под некоторым углом. Налетающий квант с энергией

$$E_\phi = \frac{hc}{\lambda} \text{ передает часть своей энергии электрону, поэтому рассеянный квант имеет}$$

меньшую энергию и, следовательно, большую длину волны.

Законы сохранения энергии в эффекте Комптона.

Закон сохранения импульса имеет вид: $\hbar\vec{k} = \vec{p}_e + \hbar\vec{k}'$,

где $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ – волновые векторы падающего и рассеянного фотонов (модуль волнового вектора равен $k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Графическая иллюстрация закона сохранения импульса

приведена на Рис. 7.

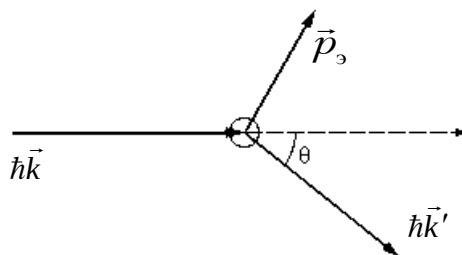


Рис.7 Графическая иллюстрация закона сохранения импульса в эффекте Комптона

Закон сохранения энергии записывается в виде:

$$\frac{hc}{\lambda} + mc^2 = \frac{hc}{\lambda'} + c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2}$$

(используется релятивистская формула, т.к. энергия падающего кванта сравнима в энергией покоя электрона). Здесь h – постоянная Планка, c – скорость света, m –

масса электрона, $\vec{p}_e$ – импульс электрона, λ и λ' – длины падающей и рассеянной волн.

Эффект Комптона не может происходить под действием квантов видимого света (с длинами волн 400 – 700 нм), поскольку их энергия составляет 3 – 1,8 эВ соответственно, что на 5 порядков меньше энергии покоя электрона – 511000 эВ.

Кинетическая энергия электрона отдачи: $T = E_\phi - E'_\phi$, где $E_\phi = hc/\lambda$ – энергия падающего фотона и $E'_\phi = hc/\lambda'$ – энергия рассеянного фотона.

5. Теория Бора для атома водорода.

Закономерности атомных спектров

Изучение излучения атомов различных элементов показало, что они состоят из отдельных спектральных линий, расположенных в определенном порядке. В спектре простейшего атома – водорода было обнаружено, что длина волны, частота и циклическая частота спектральных линий определяются обобщенными формулами Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda} = R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \nu = R_\nu \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \omega = R_\omega \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где $R_\lambda = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$, $R_\nu = cR_\lambda = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $R_\omega = 2\pi R_\nu = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$; – постоянные Ридберга, λ, ν, ω – длина волны, частота и циклическая частота спектральных линий в спектре атома водорода, соответственно.

Спектральные линии с одинаковым числом n ($n = 1, 2, 3, \dots$) и различными m ($m = n + 1, n + 2, \dots$) образуют спектральную серию, носящую имя исследователя, который обнаружил ее в спектре атома водорода (таблица 1).

Таблица 1. Спектральные серии атома водорода.

Значение n	Наименование серии	Значение m
1	Серия Лаймана в ультрафиолетовой области спектра	2, 3, 4, ...
2	Серия Бальмера в видимой области спектра	3, 4, 5, ...
3	Серия Пашена в инфракрасной области спектра	4, 5, 6, ...
4	Серия Брэкетта в инфракрасной области спектра	5, 6, 7, ...

Спектр поглощения атома водорода при нормальных условиях содержит только одну серию – серию Лаймана.

Ядерная модель атома.

Экспериментально установив, что в атоме (размером $\sim 10^{-10}$ м) имеется ядро (размером $\sim 10^{-15}$ м), в котором сосредоточена вся масса атома (99,4%), Резерфорд предложил планетарную модель строения атома. Вокруг ядра с зарядом Ze (Z – порядковый номер элемента в системе Д.И. Менделеева, e – заряд электрона) под действием сил электростатического притяжения по круговым (или эллиптическим) орбитам движутся электроны (подобно тому, как планеты обращаются вокруг Солнца под действием сил гравитационного притяжения), образуя электронную оболочку атома. Однако, такая модель оказалась несостоятельной. Движение электрона по замкнутой орбите происходит с нормальным ускорением, поэтому он будет излучать электромагнитные волны, терять свою энергию и через короткое время упадет на ядро и атом перестанет существовать.

Выход из сложившейся ситуации предложил Нильс Бор, который дополнил модель атома Резерфорда двумя постулатами.

Постулаты Бора

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний):

В атоме существуют стационарные орбиты (состояния), находясь на которых электрон не излучает электромагнитные волны. Для круговых стационарных орбит выполняется **условие (правило) квантования**:

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где L_n – момент импульса электрона на n -ой орбите, n – главное квантовое число,

m – масса электрона, v_n – скорость электрона на n -ой орбите радиусом r_n , $\hbar = \frac{h}{2\pi} =$

$1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Второй постулат Бора (правило частот).

При переходе из одного стационарного состояния в другое атом испускает или поглощает фотон, энергия которого определяется выражением $\hbar\omega = h\nu = |E_2 - E_1|$ (правило частот). Переход из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией сопровождается *излучением* фотона. Обратный процесс возможен только при *поглощении* фотона.

Набор возможных дискретных частот $\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$ квантовых переходов определяет линейчатый (состоящий из отдельных линий) спектр излучения атома водорода.

Добавив к уравнению первого постулата Бора второй закон Ньютона для электрона в атоме водорода, получим систему из двух уравнений,

$$mv_n r_n = n\hbar$$

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

решая которую можно найти радиусы орбит электронов и их линейные и угловые скорости на орбите с номером n .

Радиусы разрешенных круговых орбит для электрона в атоме водорода:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} n^2 = r_1 n^2,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер орбиты, ϵ_0 – электрическая постоянная, m и e – масса и заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка. Состояние атома с $n = 1$ называется основным. Радиус первой орбиты электрона называется боровским радиусом, обозначается a :

$$r_1 = a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 53 \text{ пм} = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ м} \text{ и является единицей длины в атомной физике.}$$

Полная энергия электрона на орбите с номером n в атоме водорода складывается из его кинетической и потенциальной энергий в электростатическом поле ядра:

$$T = \frac{mv_n^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = \frac{1}{2} |E_{\text{пот}}|,$$

$$E_{\text{пот}} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{me^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} n^2$$

Полная энергия электрона равна

$$E = T + E_{\text{пот}} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}.$$

Состояние с номером $n = 1$ и энергией $E_1 = -13,6 \text{ эВ}$ – называется **основным**, остальные значения соответствуют возбужденным состояниям. Полная энергия электрона, являющаяся отрицательной величиной, соответствует ограниченному движению электрона в пространстве по стационарной орбите. Минимальная энергия электрона в атоме водорода $E_1 = -13,6 \text{ эВ}$ при $n = 1$.

При увеличении номера орбиты n энергия электрона возрастает и при $n \rightarrow \infty$ становится равной нулю. Если энергия электрона $E \geq 0$, то его движение является неограниченным, т.е. он оторвался от ядра атома водорода и произошла ионизация атома. Минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из атома (водородоподобного иона) называется **энергией ионизации** E_i :

$$E_i = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} = 2,16 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 13,6 \text{ эВ}.$$

Энергия связи $E_{\text{связи}}$ данного состояния – энергия, необходимая для удаления электрона из атома водорода, находящегося в данном возбужденном состоянии.

II. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

6. Волны де Бройля.

В одних явлениях (интерференция, дифракция, дисперсия и т.д.) свет проявляет волновые свойства, а в других (фотоэффект, эффект Комптона и др.) ведет себя как поток частиц – фотонов. Луи де Бройль предположил, что такой дуализм присущ всем микрочастицам – электронам, протонам, атомам и т.д., т.е. они, наряду с корпускулярными, обладают также и волновыми свойствами. Волны, связанные со свободно движущимися частицами, получили название волн де Бройля. Наиболее наглядными экспериментами по выявлению волновых свойств электронов явились опыты Дж.П.Томсона по рассеянию электронов на золотой фольге (Рис.8)

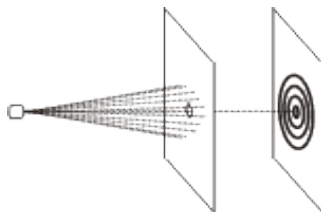


Рис.8 Схема опытов Дж.П.Томсона по рассеянию электронов

На фотографии (Рис.9 слева) была получена дифракционная картина, напоминающая дифракцию рентгеновских лучей на оксиде циркония (Рис.10 справа).

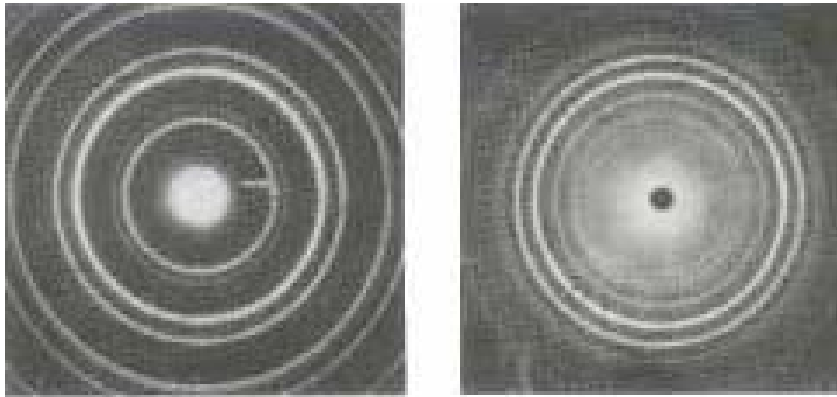


Рис.9 Дифракционная картина от пучка электронов на золотой фольге (слева) и рентгеновских лучей на оксиде циркония (справа)

Для определения длины волны, частоты и циклической частоты микрочастицы де Бройль использовал соотношения для энергии и импульса фотона:

$$E = h\nu = \hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} \text{ и } \vec{p} = \hbar\vec{k},$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число, а $\vec{k}$ - волновой вектор, $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ ($\vec{n}$ - единичный вектор

в направлении распространения волны); $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - постоянная Планка. Длина волны

де Бройля определяется выражением

$$\lambda_B = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p}$$

как для релятивистских, так и для нерелятивистских частиц с импульсом p .

В релятивистском случае выразив импульс частицы p через ее полную энергию с помощью соотношения $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$, найдем, что

$$\lambda_B = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{E^2 - m^2 c^4}}.$$

Зависимость длины волны де Бройля заряженной частицы, прошедшей ускоряющую разность потенциалов U , имеет вид:

$$\lambda_{\text{Б}} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2qmU}},$$

где m – масса частицы; q – заряд частицы.

7. Соотношения неопределенностей Гейзенберга.

Поскольку микрочастица является волной, определить траекторию ее движения, т.е. одновременно задать ее положение и импульс, невозможно. Неопределенность движения микрочастицы ограничивается соотношениями:

$$\begin{aligned}\Delta p_x \cdot \Delta x &\geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq \frac{\hbar}{2}.\end{aligned}$$

Здесь $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ – неопределенности координат x, y, z ; $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$ – неопределенности проекций импульса частицы на координатные оси; $\hbar$ – постоянная Планка. Эти соотношения носят название соотношений неопределенностей Гейзенберга. Чем меньше неопределенность одной из величин (x, y, z или p_x, p_y, p_z), тем больше неопределенность другой. Эти соотношения ограничивают точность **одновременного** измерения координат и соответствующих проекций импульса частицы.

Соотношение неопределенностей существует и для энергии и времени:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2},$$

где ΔE – неопределенность энергии некоторого состояния системы; Δt – промежуток времени, в течение которого оно существует. Чем короче время существования состояния системы, тем больше неопределенность энергии этого состояния, поэтому энергетические уровни имеют некоторую ширину. «Размытость» уровней приводит к неопределенности энергии излучаемого фотона (ΔE) и его частоты ($\Delta \nu$) при переходе системы с одного уровня на другой: $\Delta E = \Delta(h\nu) = h\Delta\nu = \Delta(\hbar\omega) = \hbar\Delta\omega$. Это проявляется в естественной ширине наблюдаемых спектральных линий.

В расчетах вместо точной формулировки соотношений неопределенностей используют приближенный вариант записи: $\Delta p_x \cdot \Delta x \sim \hbar$ и $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$, который

позволяет получать оценки по порядку величины. Для оценок наименьших возможных значений физических величин (например, энергии) обычно полагают, что $\Delta x \sim L$ (размер системы) и $\Delta p_x \sim p_x$.

8. Волновая функция. Уравнение Шредингера

Де Бройль связал со свободно движущейся микрочастицей плоскую волну с циклической частотой ω и длиной λ , распространяющуюся в положительном направлении оси x , описываемую волновой функцией (пси-функцией)

$$\Psi = Ae^{i(kx - \omega t)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(px - Et)},$$

где ω и λ выражены через энергию и импульс микрочастицы $\omega = \frac{E}{\hbar}, k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}$,

$i = \sqrt{-1}$ - мнимая единица.

В квантовой механике невозможно точно определить положение микрочастицы в пространстве. Возможно лишь определение вероятности нахождения микрочастицы в некоторой области пространства. Другого способа описания движения объектов в микромире не существует. Поэтому для описания состояния частицы при таком вероятностном подходе используют не уравнение движения $\vec{r}(t)$, а комплексную волновую функцию $\Psi(\vec{r}, t)$.

Вероятность dP обнаружения микрочастицы в некоторой точке бесконечно малого объема dV определяется соотношением

$$dP = |\Psi(x, y, z)|^2 dV,$$

а в конечном объеме

$$P = \int_V |\Psi(x, y, z)|^2 dV$$

Плотностью вероятности ρ называют производную от вероятности по объему

$$\rho = \frac{dP}{dV} = |\Psi|^2$$

Пси-функцию локализованного состояния выбирают так, чтобы она удовлетворяла условию нормировки $\int_V |\Psi|^2 dV = 1$, где интеграл берется по всему пространству, где находится частица или по той области, в которой Ψ отлична от нуля.

Условие нормировки означает, что во всей области, где $\Psi \neq 0$, частица находится с вероятностью равной 1.

Если известна волновая функция $\Psi(\vec{r}, t)$, то с ее помощью можно вычислить средние значения физических величин, характеризующих микрочастицу. Среднее значение координаты x частицы $\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x |\Psi|^2 dV = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^* x \Psi dV$,

а среднее значение любой функции координат $f(r)$

$$\langle f(r) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(r) |\Psi(r)|^2 dV = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^* f(r) \Psi dV,$$

где интегрирование ведется по всему пространству или интересующей нас области.

Уравнение Шредингера - основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, играющее такую же роль, как второй закон Ньютона в нерелятивистской механике. Уравнение Шредингера имеет следующий вид:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U \Psi,$$

где m - масса частицы, Δ - оператор Лапласа $\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$; $\hbar$ - постоянная Планка; $U(x, y, z, t)$ - потенциальная энергия силового поля, в котором движется частица. Если силовое поле стационарно, то функция U не зависит явно от t . В этом случае решение уравнения Шредингера представляет собой произведение двух сомножителей, один из которых зависит только от координат, а второй от времени.

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-\frac{iEt}{\hbar}},$$

где E - энергия микрочастицы. Подставляя эту функцию в уравнение Шредингера, получим уравнение Шредингера для стационарных состояний:

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

Пси-функция $\Psi(\vec{r})$ должна удовлетворять стандартным условиям: быть конечной, однозначной и непрерывной (за исключением, быть может, особых точек) и иметь непрерывную и конечную производную. Решения уравнения Шредингера, удовлетворяющие этим условиям, оказываются возможными лишь при некоторых

значениях энергии E_n . Их называют собственными значениями, а решениями уравнения Шредингера $\Psi_n(\vec{r})$, при этих значениях энергии, - собственными функциями.

9. Решение уравнения Шредингера для движения частицы в одномерной бесконечной потенциальной яме.

Функция $U = \infty$ при $x < 0$ и $x > \ell$; $U = 0$ при $0 \leq x \leq \ell$ (Рис.10).

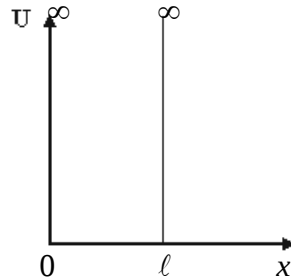


Рис.10 Бесконечно глубокая одномерная прямоугольная потенциальная яма

Уравнение Шредингера в этом случае имеет вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi = 0,$$

где m - масса частицы, E - ее энергия. Введем обозначение $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$, тогда

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = 0$$

Движение при $x < 0$ и $x > \ell$ движение невозможно ($E < \infty$), поэтому в этих областях $\Psi(x) = 0$. В силу непрерывности волновой функции $\Psi(0) = \Psi(\ell) = 0$. Решение уравнения имеет вид

$$\Psi(x) = A \sin(kx + \alpha)$$

и должно удовлетворять граничному условию $\Psi(0) = A \sin(\alpha) = 0$, откуда $\alpha = 0$. Второе граничное условие

$$\Psi(\ell) = A \sin(k\ell) = 0$$

выполняется при $k\ell = \pi n$. Это означает, что уравнение Шредингера имеет решения только для значений энергии, удовлетворяющих условию

$$E_n = \frac{k_n^2 \hbar^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Соответствующие E_n собственные волновые функции частицы имеют вид:

$$\Psi_n(x) = A \sin(k_n x) = A \sin\left(\frac{\pi n x}{\ell}\right),$$

$n = 1, 2, 3, \dots$, $0 < x < \ell$. Для определения A необходимо воспользоваться условием нормировки,

$$\int_0^{\ell} \Psi^2(x) dx = \int_0^{\ell} A^2 \sin^2 \frac{\pi n x}{\ell} dx = \ell,$$

откуда окончательно $\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{\pi n x}{\ell}$.

Графики волновых функций нескольких состояний показаны на Рис.11 пунктирными линиями, а функции плотности вероятности – сплошными.

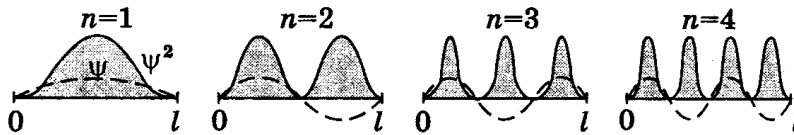


Рис.11 Графики волновых функций и функций плотности вероятности

Плотность вероятности нахождения частицы на единице длины в том или ином месте внутри одномерной прямоугольной потенциальной ямы равна:

$$\rho = \frac{dP}{dx} = |\Psi_n(x)|^2 = \frac{2}{\ell} \sin^2\left(\frac{\pi n}{\ell} x\right).$$

Вероятность ΔP обнаружить частицу в интервале $x_1 < x < x_2$ потенциальной ямы определяется интегралом

$$\Delta P = \int_{x_1}^{x_2} |\Psi_n(x)|^2 dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{2}{\ell} \sin^2 \frac{\pi n x}{\ell} dx,$$

10. Уравнение Шредингера для гармонического осциллятора

Гармонический осциллятор представляет собой частицу массой m , совершающую одномерное колебательное движение под действием квазиупругой силы

$F = -kx$ с потенциальной энергией

$$U(x) = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega^2 x^2}{2},$$

где $\omega^2 = \frac{k}{m}$. Уравнение Шредингера для гармонического осциллятора имеет вид:

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

Оно имеет решения при собственных значениях энергии

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad E_0 = \frac{\hbar\omega}{2} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Энергетические уровни E_n являются эвидистантными, т. е. находящимися на одинаковом расстоянии $\hbar\omega$ друг от друга и с точностью до слагаемого $\frac{\hbar\omega}{2}$ совпадают с формулой Планка для квантов энергии излучения АЧТ $E_n = n\hbar\omega$. При $n = 0$

$E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}$ - **энергия нулевых колебаний** - наименьшая энергия, которой должен обладать линейный гармонический осциллятор в основном энергетическом состоянии. Таким образом, энергия гармонического осциллятора в принципе не может обращаться в нуль, что следует из соотношения неопределенностей Гейзенберга

III. ОСНОВЫ АТОМНОЙ ФИЗИКИ

11. Уравнение Шредингера для атома водорода

Уравнение Шредингера для движения электрона в атоме водорода записывается в виде

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0,$$

где $U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ - функция, соответствующая потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром, r - расстояние между электроном и ядром, e - заряд электрона. В сферической системе координат r, θ, φ уравнение имеет вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0.$$

Оно имеет решение при собственных значениях энергии электрона:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

где $n=1,2,3,\dots$ —главное квантовое число. Собственные функции этого уравнения Шредингера можно представить в виде произведения двух функций

$$\Psi_{n\ell m}(r, \theta, \varphi) = R_{n\ell}(r) \cdot Y_{\ell m}(\theta, \varphi),$$

где $R_{n\ell}(r)$ - радиальная часть волновой функции, зависящая только от r , задается квантовыми числами n и ℓ , а $Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$ - угловая часть волновой функции задается квантовыми числами ℓ и m , определяющими момент импульса электрона.

12. Квантование момента импульса. Квантовые числа. Орбитальный магнитный момент электрона

В квантовой механики невозможно полностью задать вектор момента импульса L , т.е. определить его проекции на оси координат. Возможно лишь определение модуля вектора и его проекции на одну из осей (обычно ось z). Модуль орбитального момента импульса принимает значения:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)},$$

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

Различные состояния электрона в атоме обозначаются малыми буквами латинского алфавита (таблица 2).

Таблица 2

Значение орбитального квантового числа ℓ	0	1	2	3	4
Символ соответствующего состояния электронов	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>

Далее символы идут по алфавиту. Принято говорить об *s* - состояниях (или *s* - электронах), *p* - состояниях (или *p* - электронах) и т.д. Проекция вектора орбитального момента импульса на заданное направление (ось Z):

$$L_z = m\hbar,$$

где m – магнитное квантовое число, ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$).

Собственные волновые функции уравнения Шредингера для движения электрона в атоме водорода зависят от трех квантовых чисел, имеющих следующий смысл:

Главное квантовое число $n = 1, 2, 3, \dots$ определяет уровни энергии электрона в атоме водорода.

Орбитальное квантовое число ℓ , которое при данном n может принимать значения $0, 1, 2, 3, \dots, n-1$, задает модуль орбитального момента импульса L электрона относительно ядра.

Магнитное квантовое число m , которое при данном ℓ принимает $2\ell + 1$ значений $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$, определяет проекции орбитального момента импульса электрона на некоторое произвольно выбранное направление Z .

При переходе электрона с одного энергетического уровня на другой происходит излучения спектральных линий различных серий атома водорода. Орбитальное квантовое число не может при этом меняться произвольно, оно подчиняется правилам отбора $\Delta \ell = \pm 1$. Это является следствием закона сохранения момента импульса: фотон обладает собственным моментом импульса (спином), равным единице и при его излучении или поглощении момент импульса атома меняется на единицу.

Схема энергетических уровней и переходов электрона в атоме водорода, приводящих к излучению спектральных линий соответствующих серий представлены на Рис.12.

Переходы, приводящие к возникновению серии Лаймана, можно записать в виде: $n \cdot p \rightarrow 1 \cdot s$ ($n = 2, 3, \dots$);

Серии Бальмера соответствуют переходы

$n \cdot p \rightarrow 2 \cdot s$, $n \cdot s \rightarrow 2 \cdot p$, $n \cdot d \rightarrow 2 \cdot p$ ($n = 3, 4, \dots$).

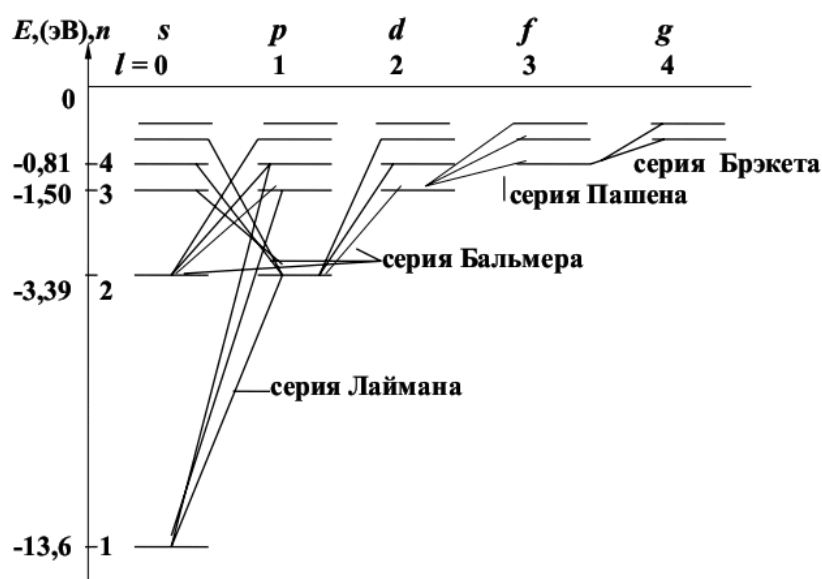


Рис.12

С механическим моментом электрона L связан магнитный момент μ . Отношение магнитного момента к механическому называется гиромагнитным отношением. В классической физике оно равно

$$\frac{\mu_\ell}{L} = -\frac{e}{2m_e},$$

причем, векторы магнитного и механического моментов направлены в противоположные стороны. Для магнитного момента получим:

$$\mu_\ell = \frac{e}{2m_e} L_\ell = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)}, \ell = 0, 1, 2, \dots,$$

где μ_B – магнетон Бора: $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$, а для проекции магнитного момента на произвольную ось Z :

$$\mu_z = \mu_B m, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$$

13. Спин и магнитный момент электрона

Для механического L_s и магнитного μ_s собственных моментов электрона должно выполняться гиромагнитное отношение, однако, экспериментально было установлено, что это отношение в два раза больше $\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m_e}$, поэтому представление об электроны как о вращающемся шарике оказывается несостоятельным. Существование спина и его свойства вытекают из релятивистского уравнения квантовой механики (аналога нерелятивистского уравнения Шредингера).

Величина собственного момента импульса микрочастицы определяется в квантовой механике с помощью **спинового квантового числа** s , называемого «спином», которое принимает целые $0, 1, 2, \dots$ или полуцелые $1/2, 3/2$ и т.д. значения. Спин электрона, протона, нейтрона $s = 1/2$, а спин фотона $s = 1$.

Как и орбитальный момент, собственный механический момент импульса микрочастицы L_s определяется модулем

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}.$$

и проекцией $(L_s)_z$ на ось z

$$(L_s)_z = \pm \hbar m_s,$$

где m_s - проекция спина на ось Z , принимающая $2s + 1$ значений $-s, -s + 1, \dots, 0, 1, \dots, s$

Для электрона m_s может принимать только два значения $(\pm 1/2)$. Таким образом, электрон в атоме водорода характеризуется четырьмя квантовыми числами n, l, m и m_s (Таблица 3).

Таблица 3

Собственные значения орбитального и спинового моментов и их проекции на ось Z .

$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$	$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$
$L_z = \hbar m$	$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$
$L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$	$s = 1/2$
$L_{sz} = \hbar m_s$	$m_s = \pm 1/2$

Гиромагнитное отношение для спина электрона равно $-e/m$, поэтому спин-овый магнитный момент и его проекция на произвольную ось Z равны:

$$\mu_s = -2\mu_B\sqrt{s(s+1)}, \quad \mu_{sz} = -\frac{e\hbar}{m_e}\left(\pm\frac{1}{2}\right) = \mp\mu_B, \quad \text{при } s = \frac{1}{2} \quad m_s = +\frac{1}{2} \text{ и } -\frac{1}{2}.$$

14. Принцип Паули.

В атоме не могут находиться два электрона с четырьмя одинаковыми квантовыми числами n, ℓ, m, m_s . В атоме при данном n может находиться не более $2n^2$ электронов:

Таблица 4

$n = 1$	$\ell = 0$	$m = 0$	$m_s = \pm 1/2$
$n = 2$	$\ell = 0$	$m = 0$	$m_s = \pm 1/2$
	$\ell = 1$	$m = -1, 0, +1$	$m_s = \pm 1/2$
$n = 3$	$\ell = 0$	$m = 0$	$m_s = \pm 1/2$
	$\ell = 1$	$m = -1, 0, +1$	$m_s = \pm 1/2$
	$\ell = 2$	$m = -2, -1, 0, +1, +2$	$m_s = \pm 1/2$

По мере увеличения порядкового номера z атома в соответствии с принципом Паули происходит последовательное строго определенное заполнение электронных уровней атома. Число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел n, ℓ, m, m_s $N(n, \ell, m, m_s) = 0$ или 1 .

Максимальное число электронов $N(n, \ell, m)$, находящихся в состояниях, определяемых набором трех квантовых чисел n, ℓ, m : $N(n, \ell, m) = 2$

Максимальное число электронов $N(n, \ell)$, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами n, ℓ : $N(n, \ell) = 2(2\ell + 1)$.

Максимальное число электронов $N(n)$, находящееся в состояниях, определяемых данным главным квантовым числом n (таблица 5):

$$N(n) = \sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2.$$

Таблица 5

Значение орбитального квантового числа ℓ	0	1	2	3	4
Символ соответствующего состояния электронов	s	p	d	F	g
Максимальное число электронов	2	6	10	14	18

Электроны атома с одинаковыми квантовыми числами n , образуют оболочку.

В соответствии со значением n оболочки обозначают большими буквами латинского алфавита следующим образом (таблица 6):

Таблица 6

Значение n	1	2	3	4	5	6
Оболочка	K	L	M	N	O	P

Оболочки подразделяют на подоболочки, отличающиеся квантовым числом ℓ .

Подоболочки обозначают $1s; 2s, 2p; 3s, 3p, 3d; \dots$, где цифра означает квантовое число n , т.е. принадлежность к соответствующей оболочке:

$$K(n = 1), L(n = 2), M(n = 3), \dots$$

Возможные состояния электронов в атоме и их распределение по оболочкам и подоболочкам показаны в таблице 7, в которой вместо обозначений $m_s = +\frac{1}{2}$ и

$m_s = -\frac{1}{2}$ использованы для наглядности знаки $\uparrow$ и $\downarrow$.

Таблица 7

Оболочка	K	L				M								
Подоболочка (n, ℓ)	1s	2s	2p			3s	3p			3d				
m	0	0	+1	0	-1	0	+1	0	-1	+2	+1	0	-1	-2
m_s	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$
Число электронов	2	2	6			2	6			10				

Распределение электронов по оболочкам и подоболочкам называют электронной конфигурацией. Она записывается следующим образом: число слева обозначает главное квантовое число или номер оболочки, латинская буква – значение орбитального квантового числа или подоболочку, а верхний индекс справа – число электронов в подоболочке (например, обозначению $2p$ отвечает электрон с $n = 2$ и $\ell = 1$; $2p^2$ означает, что таких электронов в атоме 2, и т.д.). Символическое обозначение электронной конфигурации одного из атомов $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ означает, что в нем имеются два $1s$ –электрона, два $2s$ –, шесть $2p$ –электронов и один $3s$ –электрон.

Принцип Паули лежит в основе построения периодической системы элементов Менделеева. Поскольку любая система, в том числе атом, стремится занять состояние с наименьшей энергией, то электроны последовательно заполняют K , L и M оболочки, начиная с $Z = 1$ (водород) до $Z = 18$ (аргон). Состояние $n = 4$, $\ell = 0$ имеет меньшую энергию, чем состояние $n = 3$, $\ell = 2$, поэтому девятнадцатый электрон (в калии) занимает место в $4s$ подоболочке N оболочки, а не место в $3d$ подоболочке M оболочки и происходит «нарушение» принципа Паули. Подобные нарушения встречаются и при дальнейшем заполнении электронами энергетических уровней элементов периодической системы.

IX. ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

15. Свойства атомных ядер

Ядро атома состоит из Z (порядковый номер элемента в таблице Менделеева) протонов и N нейтронов. Число нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре равно ма

своему числу A . Число нейтронов: $N = A - Z$.

Протон(p) – заряженная частица с зарядом $q_p = +e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и массой

$$m_p = 938,26 \text{ МэВ} = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00759 \text{ а.е.м.}$$

В ядерной физике массу принято выражать в мегаэлектрон вольтах, используя соотношение $E = mc^2$, $1 \text{ а.е.м.} = 1/12 m_{12\text{C}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Спин протона $1/2$, его магнитный

момент $\mu_p = 2,79 \frac{e\hbar}{2m_p} = 2,79 \mu_{\text{я}}$, где $\mu_{\text{я}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$ – ядерный магнетон.

Нейтрон (n) заряда не имеет ($q_n = 0$), его масса $m_n = 939,6 \text{ МэВ} = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00898 \text{ а.е.м.}$, спин $s_n = 1/2$, магнитный момент $\mu_n = -1,91 \mu_{\text{я}}$. В свободном состоянии нейтрон распадается с периодом полураспада 12 минут

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + \tilde{\nu}, \text{ где } \tilde{\nu} - \text{антинейтрино}$$

Для обозначения ядер применяют символ: ${}_Z^AX$. Радиус ядра: $R = R_0 A^{1/3}$, где $R_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-15} \text{ м}$; A – массовое число (число нуклонов в ядре).

Ядра с одинаковым Z и разными A называются изотопами (например, изотопы водорода ${}_1^1\text{H}$, ${}_1^2\text{H}$, ${}_1^3\text{H}$). Ядра с одинаковым A и разными Z называются изобарами (например, ${}_{18}^{40}\text{Ar}$ и ${}_{20}^{40}\text{Ca}$). В природе встречаются элементы с $Z = 1 \div 92$ (кроме технеция $Z = 43$ и прометия $Z = 61$), плутоний $Z = 94$ после его получения был обнаружен в природе, элементы с большим Z получены искусственно.

Масса ядра. Масса устойчивых ядер меньше суммы масс входящих в их состав протонов и нейтронов.

$$m_{\text{я}} < Zm_p + (A - Z)m_n$$

Дефект массы Δm атомного ядра есть разность между суммой масс свободных протонов и нейтронов и массой образовавшегося из них ядра: $\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{\text{я}}$, где Z – зарядовое число (число протонов в ядре); A – массовое число m_p и m_n – массы протона и нейтрона, $m_{\text{я}}$ – масса ядра.

Энергия связи нуклонов в ядре:

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] \cdot c^2,$$

Энергия связи равна работе, необходимой для разделения ядра на протоны и нейтроны и удаление их на расстояние, на котором они не взаимодействуют.

Удельная энергия связи (энергия связи, отнесенная к одному нуклону), $E_{\text{связи}} / A$. График зависимости удельной энергии связи от массового числа A представлен на Рис.13.

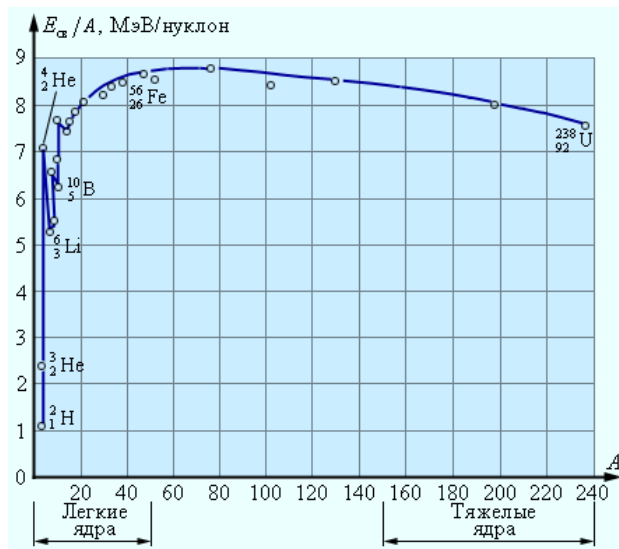


Рис.13 Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа

Наибольшая энергия 8,7 МэВ/нуклон наблюдается у ядер с массовыми числами 50-60. Затем с ростом A энергия уменьшается до 7,6 МэВ/нуклон у урана. Такая зависимость удельной энергии связи означает, что энергетически выгодными являются два процесса: деление тяжелых ядер на несколько более легких и синтез легких ядер в одно ядро. При облучении урана-235 нейтронами происходит реакция деления с образованием устойчивых ядер с удельной энергией связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. В результате реакции выделяется энергия $(8,5-7,6) \times 235 \sim 200$ Мэв. В реакции синтеза $^2_1\text{H} + ^3_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + n$ выделяется 17,6 Мэв.

Спин ядра. Спины всех нуклонов ($s = 1/2$) и их орбитальные моменты, складываясь, образуют спин ядра I , который будет целым у четного числа нуклонов и полуцелым у нечетного. Спины ядер не превышают нескольких единиц, что говорит о том, спины отдельных нуклонов складываются параллельно и антипараллельно.

$I = 0$ у четно-четных ядер (с четным числом как протонов, так и нейтронов).

Устойчивость ядер определяется их энергией связи относительно возможного процесса распада. Если энергия связи для этого процесса $E_{\text{связи}} > 0$, то ядро

устойчиво, если $E_{\text{связи}} \leq 0$, то ядро неустойчиво. С увеличением порядкового номера ядра в таблице Менделеева, т.е. с ростом числа протонов, число нейтронов также увеличивается (Рис.15). Сначала этот рост до массового числа $A \approx 50$ происходит линейно, а затем с увеличением порядкового номера Z число нейтронов растет быстрее, чем число протонов. Качественно это можно объяснить тем, что в устойчивых ядрах кулоновское отталкивание протонов уравнивается ядерными силами притяжения со стороны нейтронов.

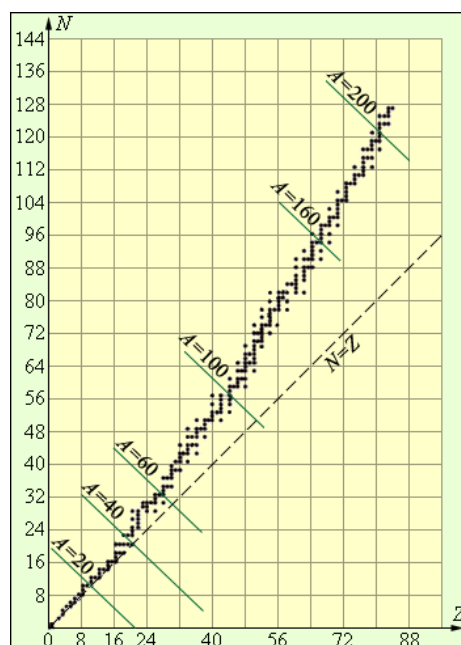


Рис.14 Зависимость числа нейтронов в ядре от числа протонов

16. Ядерные силы

Огромная энергия связи нуклонов в ядре является следствием действия ядерных сил, которые удерживают их на расстояниях порядка 10^{-15} м, несмотря на сильное кулоновское отталкивание. Эти силы обладают следующими свойствами:

1. Ядерные силы (притяжения) являются короткодействующими, радиус их действия около 10^{-15} м. На меньших расстояниях притяжение нуклонов сменяется отталкиванием.
2. Сильное (ядерное) взаимодействие нуклонов не зависит от их заряда.
3. У ядерных сил наблюдается насыщение, говорящее о том, что каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом (соседних) нуклонов.

4. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов. Например, устойчивое ядро тяжелого водорода, дейтерия, является устойчивым, только если спины входящих в него нейтрона и протона антипараллельны.

5. Ядерные силы не являются центральными, т.е. направленными вдоль прямой, соединяющей два нуклона. Это подтверждает, в частности, их зависимость от ориентации спинов нуклонов.

Радиоактивность

Радиоактивность – самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов химических элементов в изотопы других элементов с испусканием элементарных частиц или ядер. Исследования показали, что в процессе распада урана образуется 3 вида лучей (частиц): α , β и γ . α - и β -частицы отклоняются в магнитном поле в разные стороны, а γ - лучи не меняют направление своего распространения в магнитном поле (Рис.15). и представляют собой электромагнитное излучение с очень короткой длиной волны $\lambda \approx 10^{-13} \div 10^{-10} \text{ м}$

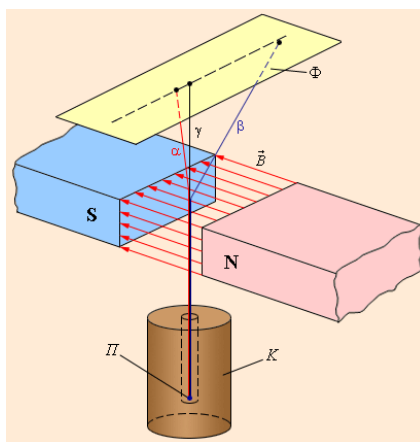


Рис.15 Схема опыта по обнаружению α -, β - и γ -излучений. К – свинцовый контейнер, П – радиоактивный препарат, Ф – фотопластинка, $\vec{B}$ индукция магнитного поля.

17. Закон радиоактивного распада

Число ядер dN , распавшихся в среднем за промежуток времени от t до $t + dt$ пропорционально числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t и времени dt

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

где λ – **постоянная радиоактивного распада**. Знак – означает, что число нераспавшихся ядер убывает. Интегрируя, получим закон радиоактивного распада:

$$N_{\text{нр}} = N_0 e^{-\lambda t},$$

здесь $N_{\text{нр}}$ – число нераспавшихся ядер в момент времени t ; N_0 – начальное число нераспавшихся ядер. Число ядер, распавшихся за время t :

$$N_p = N_0 - N_{\text{нр}} = N_0 (1 - e^{-\lambda t}).$$

Время, за которое распадается половина первоначального количества ядер, называется **периодом полураспада** T . $N_0 e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} N_0$, откуда $T = \frac{\ln 2}{\lambda}$. T варьируется от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

Зависимость числа (в процентах) распавшихся и нераспавшихся ядер от времени, выраженном в периодах полураспада T , изображены на Рис.16

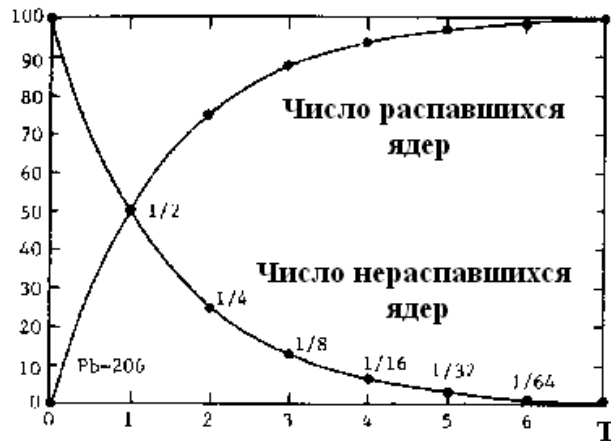


Рис.16 Зависимость числа (в процентах) распавшихся и нераспавшихся ядер (в процентах) от времени, выраженном в периодах полураспада T

Среднее время жизни радиоактивного ядра τ . Суммарное время жизни dN ядер равно $t dN$, где $dN = \lambda N(t) dt$ - число распавшихся за время dt ядер, t - время жизни каждого ядра. Проинтегрировав это выражение и разделив результат на N_0 , получим $\tau = \frac{1}{\lambda}$

Активностью радиоактивного препарата называют скорость распада (число распадов в единицу времени): $A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$. Изменение активности радиоактивного вещества со временем подчиняется закону радиоактивного распада: $A = A_0 e^{-\lambda t}$,

где $A_0 = \lambda N_0$ - активность изотопа в начальный момент времени $t = 0$. Активность измеряется в беккерелях. Один беккерель определяется как активность такого количества вещества, в котором, в среднем, за одну секунду происходит один распад. Используется так же внесистемная единица активность кюри (Ки):

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{распадов}}{\text{с}} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} - \text{число распавшихся в секунду ядер, содержащихся в 1 г радия.}$$

Удельная активность a радиоактивного источника есть величина, равная отношению его активности A к массе m этого источника: $a = \frac{A}{m}$

18. Альфа –распад

Альфа–распад представляет собой самопроизвольный распад материнского ядра ${}^A_Z X$, в результате которого испускается альфа–частица (ядро атома гелия) и образуется дочернее ядро с массовым числом на 4 единицы меньше и порядковым номером на 2 единицы меньше ${}^A_Z X \rightarrow {}^4_2 \text{He} + {}^{A-4}_{Z-2} Y$, где ${}^A_Z X$ - начальное или материнское ядро, ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ - конечное или дочернее ядро. Примером α – распада:



α – распад обычно сопровождается испусканием γ - лучей. Ядро претерпевает α – распад, если его энергия связи относительно этого процесса отрицательна (масса материнского ядра m_x больше масс α –частицы m_{He} и дочернего ядра m_Y):

$$m_x c^2 > (m_{\text{He}} + m_Y) c^2$$

Энергия вылетающей α –частицы составляет несколько МэВ, которая при пролете в воздухе расходуется на ионизацию атомов. Длина пробега составляет несколько см в воздухе и порядка 10^{-2} мм в твердом теле (лист бумаги полностью задерживает α –частицы).

α –частица возникает в ядре в момент распада и должна преодолеть потенциальный барьер (Рис.17), внутренняя сторона которого обусловлена ядерными силами, а внешняя кулоновским отталкиванием α –частицы и дочернего ядра. Кинетическая энергия α –частицы оказывается меньше высоты барьера, поэтому проникнове-

ние в область за барьером объясняется туннельным эффектом. Он заключается в том, что решение уравнения Шредингера для движения α – частицы в поле ядра дает отличную от нуля вероятность ее нахождения за потенциальным барьером – области, которая запрещена для движения частицы в классической физике.

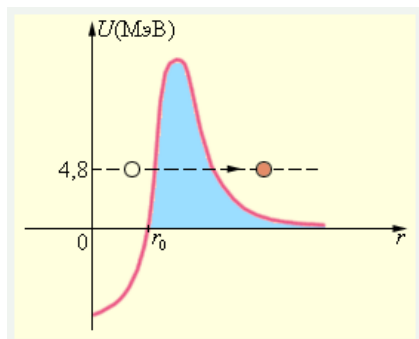
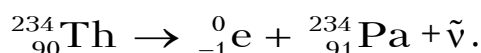


Рис.17 Схема туннельного эффекта при α – распаде

19. Бета–распад

Бета–распад – процесс превращения нестабильного ядра в ядро-изобару с порядковым номером, отличным от исходного на $\Delta Z = \pm 1$, сопровождаемый испусканием электрона (β^- -распад), или позитрона (β^+ -распад). Одновременно ядро испускает нейтрино ν или антинейтрино $\bar{\nu}$. К β -распадам относят также электронный захват – захват электрона ядром с испусканием нейтрино.

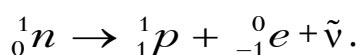
β^- -распад происходит по схеме ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + {}^0_{-1} e + \bar{\nu}$, например,



Ядро претерпевает β^- – распад, если его энергия связи относительно этого распада отрицательна (масса материнского ядра m_X больше масс дочернего ядра m_Y и электрона m_e):

$$m_X c^2 > (m_e + m_Y) c^2$$

Простейший β^- -распад – распад свободного нейтрона:



В этом процессе внутри ядра рождается электрон и антинейтрино. β^- -распад может сопровождаться подобно α – распаду γ – излучением при переходе дочернего ядра из возбужденного состояния в основное. Распределение электронов по энергиям (энергетический спектр) имеет вид (Рис.18)

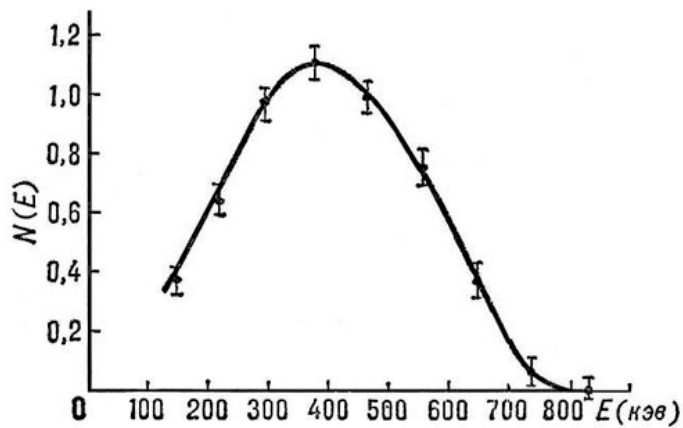


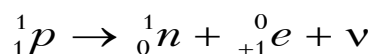
Рис.18 Энергетический спектр электронов, рождающихся при β^- -распаде. E – энергия электрона, $N(E)$ – число электронов с энергией E .

Предполагалось, что при β^- -распаде электроны должны вылетать с одной кинетической энергией соответствующей разности энергии материнского ядра и дочернего ядра вместе с электроном $E_{\text{связи}} = (m_X - m_Y - m_e) c^2$ (максимальная кинетическая энергия электронов 800 кэВ на рисунке), однако, оказалось, что электроны вылетают с меньшей энергией, чем та, которую определяет закон сохранения энергии. Объяснить непрерывный спектр удалось, предположив, что вместе с электроном рождается еще одна частица, названная нейтрино (по-итальянски, «нейтрончик»). Энергия связи, освобождаемая при распаде, распределяется между электроном и нейтрино каждый раз по-разному. Это позволило понять, почему при β^- -распаде, как казалось, не выполнялся закон сохранения спина. При распаде нейтрона на протон и электрон ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e$ начальный спин $\frac{1}{2}$ не равен сумме спинов справа (целое число). При учете спина нейтрино $\frac{1}{2}$ закон сохранения спина выполняется.

β^+ -распад происходит по схеме ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_{+1}^0e + \nu$, например,



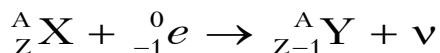
Частица ${}_{+1}^0e$, аналогичная электрону, но с противоположным по знаку электрическим зарядом, получила название позитрон. Процесс β^+ -распада протекает так, как если бы протон в ядре превратился в нейтрон (свободный протон – стабилен):



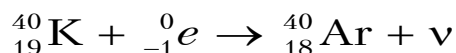
β^+ – распад происходит в случае, если энергия связи ядра относительно этого распада отрицательна (масса материнского ядра m_X больше масс дочернего ядра m_Y и позитрона m_{+e}):

$$m_X c^2 > m_Y + m_{+e}$$

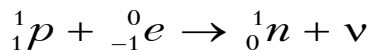
Электронный захват происходит по следующей схеме



Ядро поглощает K , реже L , M электрон, например,



Процесс эквивалентен преобразованию в ядре протона в нейтрон



Электронный захват возможен, если сумма энергий материнского ядра m_X и электрона m_e больше энергии дочернего ядра m_Y ($m_X + m_e)c^2 > m_Y c^2$)

20. Гамма- излучение.

γ -излучение не является самостоятельным видом радиоактивности, а лишь сопровождает α - и β -распады, а также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ -спектр является линейчатым (дискретным).

γ -квант испускается дочерним (а не материнским) ядром, которое образуется в возбужденном состоянии. За время жизни этого состояния (10^{-13} - 10^{-14} с) ядро переходит в основное состояние с испусканием γ -кванта. Переходя в основное состояние, возбужденное ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому γ -излучение одного и того же радиоактивного изотопа может содержать несколько групп γ -квантов с разной энергией.

γ -излучение большинства ядер является столь коротковолновым (с длиной волны $< 5 \cdot 10^{-3}$ нм), что его волновые свойства проявляются очень слабо и на первый план выступают корпускулярные свойства. Поэтому γ -излучение рассматривают как поток γ -квантов с энергией в диапазоне от ~ 1 кэВ до десятков МэВ. При

взаимодействии γ -излучения с веществом в зависимости от его энергии происходят следующие процессы.

21. Ядерные реакции

Символическая запись ядерной реакции: ${}_Z^AX + a \rightarrow {}_{Z'}^{A'}Y + b$ или ${}_Z^AX(a,b){}_{Z'}^{A'}Y$, где ${}_Z^AX$ и ${}_{Z'}^{A'}Y$ – исходное и конечное ядра соответственно с зарядовыми числами Z и Z' и массовыми числами A и A' ; a и b – соответственно бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

Для обозначения частиц приняты следующие символы: p – протон, n – нейтрон, d – дейтон, t – тритон, α – альфа-частица, γ – гамма-квант.

В ядерных реакциях выполняются следующие законы сохранения:

А) числа нуклонов $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$;

Б) заряда $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$;

В) полной релятивистской энергии $E_1 + E_2 = E_3 + E_4$;

Г) импульса $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4$.

Д) законы сохранения барионного и лептонного зарядов (смотри раздел элементарные частицы)

Если общее число ядер и частиц, образовавшихся в результате реакции, больше двух, то запись соответственно дополняется. Энергия ядерной реакции $Q = c^2 [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)]$, где m_1 и m_2 – массы покоя ядра-мишени и бомбардирующей частицы; $(m_3 + m_4)$ – сумма масс покоя ядер продуктов реакции.

Если $(m_1 + m_2) > (m_3 + m_4)$, то энергия освобождается, энергетический эффект положителен, реакция экзотермическая.

Если $(m_1 + m_2) < (m_3 + m_4)$, то энергия поглощается, энергетический эффект отрицателен, реакция эндотермическая.

Энергия ядерной реакции представляется также в виде: $Q = (T_1 + T_2) - (T_3 + T_4)$, где T_1, T_2, T_3 и T_4 – соответственно кинетические энергии ядра-мишени, бомбардирующей частицы, испускаемой частицы и ядра продукта реакции.

22. Элементарные частицы

Элементарными частицами условно называют большую группу микрочастиц, не являющихся атомами или атомными ядрами (за исключением протона - ядра атома водорода). В настоящее время известно около 400 таких частиц. Истинно элементарными, т.е. такими, которые нельзя составить ни из каких других известных частиц, являются электрон, мюон, тау-лептон, все виды нейтрино, фотоны и кварки.

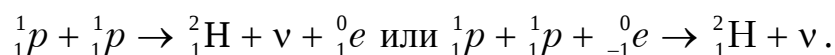
Фундаментальные взаимодействия

Между элементарными частицами существуют четыре фундаментальных взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное, которые отличаются радиусом действия, интенсивностью и временем протекания процессов.

Сильное взаимодействие удерживает нуклоны в ядре, имеет радиус действия 10^{-15} м и характеризуется временем протекания вызванных им процессов 10^{-23} с.

Электромагнитное взаимодействие, лежащее в основе образования атомов и молекул и химических реакций, имеет неограниченный (бесконечный) радиус действия, константу взаимодействия порядка 10^{-2} и характерное время протекания процессов 10^{-16} с.

Слабое взаимодействие проявляется в β - распадах и реакциях синтеза, протекающих на Солнце и в звездах. Оно имеет радиус действия 10^{-18} с, константу взаимодействия порядка 10^{-6} и характерное время протекания процессов 10^{-10} с. Несмотря на малую величину слабое взаимодействие лежит в основе энергетики Солнца и звезд (если его «выключить, то они погаснут»), делая возможным процесс слияния двух протонов с образованием дейтона ${}^2_1\text{H}$



Гравитационное взаимодействие играет существенную роль в макром мире, определяющую образование и движение планет, звезд, галактик. Константа его взаимодействия порядка 10^{-39} , радиус действия, как и у электромагнитного взаимодействия, неограничен.

Каждое взаимодействие характеризуется определенной константой. В **естественной системе единиц**, где за единицу массы принимается масса электрона m_e ,

за единицу длины комптоновская длина волны $\lambda_c = \hbar/m_e c$, а за единицу энергии энергия покоя электрона $E_0 = m_e c^2$, электромагнитное взаимодействие двух электронов на единичном расстоянии (равном комптоновской длине волны) равно (в единицах энергии покоя электрона)

$$\frac{e^2/(\hbar/m_e c)}{m_e c^2} = \frac{e^2}{\hbar c} = \alpha .$$

Полученную величину, равную $1/137 \approx 10^{-2}$, называют константой электромагнитного взаимодействия. Она представляет собой квадрат элементарного заряда, выраженного в естественных единицах. Аналогичным образом определяется порядок констант сильного и слабого взаимодействия, равных 10 и 10^{-14} . Точные значения констант сильного и слабого взаимодействия не известны. Константа гравитационного взаимодействия имеет порядок 10^{-39} .

Любое фундаментальное взаимодействие возникает при обмене частицами-**переносчиками взаимодействия**, которые имеют спин равный единице и называются **фундаментальными векторными бозонами**. Характер происходящих при этом процессов можно проиллюстрировать на примере возникновения электромагнитного взаимодействия двух электронов. Один из электронов испускает фотон и получает импульс в направлении противоположном вылету фотона (как пушка при вылете снаряда). Вылетевший фотон поглощается вторым электроном, который получает импульс, равный импульсу фотона. В результате электроны получают импульсы в противоположных направлениях, что соответствует их электростатическому отталкиванию. Энергия фотона лежит в пределах неопределенности энергии электрона (соотношение Гейзенберга), поэтому закон сохранения энергии для этого процесса, называемого виртуальным, выполняется.

Переносчиками сильного взаимодействия являются безмассовые **глюоны** (от английского glue - клей), которые могут испускаться кварками или самими глюонами.

Слабое взаимодействие переносят тяжелые промежуточные бозоны W^+ , W^- и Z , массы которых составляют около 100 ГэВ ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$).

Классификация элементарных частиц

Все элементарные частицы в настоящее время принято делить на лептоны и адроны. Лептоны (от греческого лептос – легкий) – фермионы, не участвующие в сильном взаимодействии. Адроны (от греческого хадрос — крупный, массивный) – сильновзаимодействующие частицы, включающие в себя барионы – частицы с полуцелым спином (фермионы) с массой не меньше массы протона, барионные резонансы (барионы со средним временем жизни $\sim 10^{-23}$ с) и мезоны – частицы с целым спином (бозоны) и мезонные резонансы. Отдельную группу частиц составляют переносчики взаимодействий – фундаментальные векторные бозоны. Все адроны состоят из кварков (барионы из нечетного числа, мезоны – из четного)

Все барионы, кроме протона, нестабильны и путём последовательных распадов превращаются в протон и лёгкие частицы. Барионы участвуют во всех известных взаимодействиях: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном.

Первоначально термин «мезон» имел смысл «средний по массе», поэтому в этот разряд попали и мюоны, которые назывались μ -мезонами. Позднее было установлено, что мюоны не участвуют в сильном взаимодействии, а относятся, как и электрон, к классу лептонов, поэтому название μ -мезон является неправильным.

Частицы и античастицы

При β^+ – распаде радиоактивного ядра образуется дочернее ядро и вылетают позитрон и антинейтрино. Позитрон отличается от электрона только знаком электрического заряда и направлением собственного магнитного момента. Позитрон был первой открытой античастицей. Позитрон является стабильной частицей и может в пустом пространстве существовать бесконечно долго. Однако при столкновении электрона и позитрона происходит их аннигиляция (от латинского *annihilatio* – уничтожение, исчезновение), и вместо них рождаются два γ -кванта

$${}^0_1e + {}^0_{-1}e \rightarrow 2\gamma.$$

Возможен и обратный эффект – образование электрон-позитронной пары при взаимодействии двух фотонов, суммарная энергия которых должна быть не меньше удвоенной энергии покоя электрона $E_\gamma = 2m_e c^2$ (1,022 МэВ). Этот процесс проис-

ходит в поле ядра или других частиц. Возможность аннигиляции присуща всем частицам и античастицам. Античастицы и античастицы обладают рядом одинаковых характеристик: массой, спином, временем жизни и т.д. и противоположными знаками у электрических зарядов, магнитных моментов, барионных и лептонных зарядов и др. Схемы распада частиц и античастиц являются зарядово-сопряженными, например,

$$\begin{aligned} {}^1_0n &\rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \tilde{\nu} \\ {}^1_0\tilde{n} &\rightarrow {}^1_{-1}\tilde{p} + {}^0_1e + \nu \end{aligned}$$

У истинно нейтральных частиц (γ , π^0 , η^0) частица и античастица тождественны.

Основные характеристики элементарных частиц

Главными характеристиками элементарных частиц являются масса – m , время жизни – τ , электрический заряд – q , спин – s , барионное и лептонное числа (заряды) – (B, L) .

Масса определяет энергию покоя частицы. Нулевую массу покоя имеет фотон. Масса покоя нейтрино, мала, но точно пока не определена. Протон обладает минимальной массой среди барионов ($m_p = 1.672 \cdot 10^{-27}$ кг).

Время жизни. Электрон, протон, фотон и нейтрино - стабильные частицы. Время жизни свободного нейтрона порядка 900 секунд. Большинство элементарных частиц нестабильны, их **времена жизни** колеблются в пределах от нескольких микросекунд до 10^{-23} с.

Электрический заряд. Электрические заряды всех изученных элементарных частиц (кроме кварков) являются целыми кратными фундаментального заряда $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл (e - элементарный заряд, численно равный заряду электрона, или протона). Суммарный электрический заряд изолированной системы сохраняется.

Кроме закона сохранения электрического заряда, в микромире большую роль играют законы сохранения **барионного** и **лептонного** зарядов, которые (наряду с законами сохранения энергии, импульса и момента импульса) определяют возможные превращения элементарных частиц.

Барионное (B) и лептонное (L) числа (заряды) характеризуют принадлежность частицы к классу барионов или лептонов. У барионов нет лептонного заряда ($L=0$), для барионов $B=1$, для античастиц $B=-1$. У лептонов отсутствует барионный заряд, а их лептонный заряд равен $L=1$ - для частиц (электрон, нейтрино) и соответственно $L=-1$ - для античастиц (позитрон, антинейтрино). Строго говоря, $L=L_e+L_\mu+L_\tau$, где L_e, L_μ, L_τ - лептонные числа, связанные с различными видами лептонов. Во всех взаимопревращениях элементарных частиц выполняются законы сохранения электрического, барионного и лептонного зарядов.

Лептоны.

Лептоны – фермионы, не участвующие в сильных взаимодействиях. Известны три пары лептонов: электрон ${}_{-1}^0e$ и электронное нейтрино ν_e , мюон μ^- и мюонное нейтрино ν_μ , тау-лептон τ^- и тау-нейтрино ν_τ . Спин лептонов равен 1/2. Окончательно не установлено, являются ли нейтрино истинно нейтральными частицами или у них есть античастицы. У лептонов не обнаружено какой-либо структуры, поэтому они являются фундаментальными частицами. Масса мюона и тау-лептона равны 106 МэВ и 1784 МэВ. Время жизни мюона $2 \cdot 10^{-6}$ с, а тау-лептона $5 \cdot 10^{-13}$ с. Масса каждого типа нейтрино много меньше массы соответствующего заряженного лептона. Современные экспериментальные оценки масс нейтрино следующие:

$$m(\nu_e) < 10 \text{ эВ}, m(\nu_\mu) < 0.17 \text{ МэВ}, m(\nu_\tau) < 18 \text{ МэВ}.$$

Адроны, кварки и глюоны

К классу адронов принадлежит более 400 частиц. Все они имеют кварковую структуру. Существует шесть разновидностей кварков, называемых «ароматами» (от английского - flavours): **u, d, s, c, b и t** (обозначения кварков связаны с их английскими названиями *up* – верхний, *down* – нижний, *strange* – странный, *charm* – очарованный, *bottom* и *top*). Все кварки имеют спин, равный 1/2, т.е. являются фермионами. Их массы равны $m_u \approx 5$ МэВ, $m_d \approx 7$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ, $m_c \approx 1,3$ ГэВ, $m_b \approx 5$ ГэВ, $m_t \approx 160$ ГэВ. Кварки u, c и t , называемые верхними, имеют электрический заряд $+2/3$, а кварки d, s и b , называемые нижними – заряд $-1/3$.

Все барионы состоят из трех кварков и являются фермионами, мезоны состоят из кварка и антикварка и являются бозонами. Протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка ($p = uud$), а нейтрон из двух d -кварков и одного u -кварка ($n = ddu$). π^+ мезон состоит из u и $\bar{d}$ кварков, $\pi^+ = u\bar{d}$, а $\pi^- = d\bar{u}$. π^+ и π^- мезоны являются античастицами. π^0 мезон является квантовой суперпозицией двух состояний $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. В таблице 8 приведены основные характеристики, в том числе кварковый состав некоторых барионов и барионных резонансов.

Таблица 8. Некоторые барионы и барионные резонансы ($L = 0, B = 1$)

Частица	Кварковый состав	Масса, МэВ	Спин	Время жизни, (ширина, МэВ) с
P	uud	938,27	1/2	$>5 \cdot 10^{32}$ лет
N	udd	939,57	1/2	889
Λ	uds	1115,6	1/2	$2,63 \cdot 10^{-10}$
Σ^+	uus	1189,4	1/2	$0,799 \cdot 10^{-10}$
Σ^0	uds	1192,5	1/2	$7,4 \cdot 10^{-20}$
Σ^-	dds	1197,4	1/2	$1,48 \cdot 10^{-10}$
Ξ^0	uss	1314,9	1/2	$2,90 \cdot 10^{-10}$
Ξ^-	dss	1321,3	1/2	$1,64 \cdot 10^{-10}$
Δ^-	ddd	1232	3/2	(115)
Δ^0	udd			
Δ^+	uud			
Δ^{++}	uuu			
Ω^-	sss	1672,4	3/2	$0,82 \cdot 10^{-10}$
Λ_c^+	udc	2285	1/2	$1,9 \cdot 10^{-13}$
Σ_c^0	ddc	2453	1/2	?
Ξ_c^0	dsc	2469	1/2	10^{-13}
Ω_c^0	ssc	2706	1/2	?
Λ_b^0	udb	5620	1/2	$1,0 \cdot 10^{-12}$

Сумма масс входящих в состав адронов кварков намного меньше массы соответствующего адрона. Это происходит потому, что кварки, входящие в состав адронов, окружены «шубой» из глюонов. Как видно из таблицы, некоторые барионы состоят из трех одинаковых кварков и имеют спин 3/2. Кварки, обладая спином $\frac{1}{2}$, являются фермионами, поэтому нахождение сразу трех фермионов в одинаковом состоянии противоречит принципу Паули. Оказалось, что у кварков имеется еще одно квантовое число, названное цветом, которое может принимать три значения –

R (red – красный), G (green – зеленый), B (blue – синий). Поэтому данному аромату соответствуют три кварка с разными цветами R , G , B и три антикварка с цветами $\bar{R}$ (антикрасный), $\bar{G}$ (антизеленый) и $\bar{B}$ (антисиний). Всего существует 18 кварков и 18 антикварков. Смесь всех трех цветов считается белой, пара кварк-антикварк обладает «скрытым» цветом.

Цветовой заряд кварка создает глюонное поле по аналогии с электрическим зарядом, создающим электромагнитное поле. Его кванты - глюоны осуществляют сильное взаимодействие (в случае электромагнитного поля эту роль играют фотоны). И глюоны и фотоны имеют нулевую массу покоя. Фотоны электрически нейтральны и не могут испускать фотоны. У глюонов есть цветовой заряд, и поэтому они сами могут испускать и поглощать глюоны, участвуя таким образом в сильных взаимодействиях. Каждый глюон обладает двумя цветовыми зарядами (цветом и антицветом). Существует 8 разных глюонов: 6 – явноокрашенных ($g_{R\bar{G}}, g_{R\bar{B}}, g_{G\bar{R}}, g_{G\bar{B}}, g_{B\bar{R}}, g_{B\bar{G}}$) и два со скрытым цветом.

Свободные кварки получить не удалось. Это явление получило название «конфайнмент» (от английского confinement - пленение, тюремное заключение) и объясняется сильным взаимодействием цветовых зарядов. На расстояниях больших 10^{-15} м это взаимодействие становится настолько сильным, что на большие расстояния ни сами заряды (глюоны), ни кварки вырваться не могут. Поэтому в свободном виде могут существовать только такие комбинации цветовых зарядов, у которых суммарный цветовой заряд равен нулю.

23. Литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики. – М: Изд.центр "Академия", 2008, - 560 с.
2. А.И.Черноуцан. Краткий курс физики. - М.: Физматлит, 2002. - 320 с.