

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Физика»

А. А. Панков, П. А. Хило

ОПТИКА, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

по курсу «Физика» для студентов
дневной и заочной форм обучения

Гомель 2009

УДК 530(075.8)
ББК 22.3я73
П16

*Рекомендовано научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 4 от 30.03.2009 г.)*

Рецензент: зав. каф. «Высшая математика» ГГТУ им. П. О. Сухого
канд. физ.-мат. наук, доц. А. А. Бабич

Панков, А. А.
П16 Оптика, атомная и ядерная физика : конспект лекций по курсу «Физика» для студентов днев. и заоч. форм обучения / А. А. Панков, П. А. Хило. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2009. – 170 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://lib.gstu.local>. – Загл. с титул. экрана.

Приведены все необходимые сведения для решения задач и проведения лабораторных работ. Дано объяснение фундаментальных физических результатов и описание важнейших физических экспериментов.

Для студентов энергетического и машиностроительного факультетов дневной и заочной форм обучения.

УДК 530(075.8)
ББК 22.3я73

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2009



Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Физика»

А. А. Панков, П. А. Хило

**ОПТИКА,
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
по курсу «Физика»
для студентов дневной и заочной форм обучения**

Гомель 2009

УДК 530(075.8)
ББК 22.3я73
О-62

*Рекомендовано научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 3 от 30.03.2009 г.)*

Составители: *А. А. Панков, П. А. Хило*

Рецензент: зав. каф. «Высшая математика» ГГТУ им. П. О. Сухого
канд. техн. наук, доц. *А. А. Бабич*

Оптика, атомная и ядерная физика : конспект лекций по курсу «Физика» для студентов днев. и заоч. форм обучения / сост.: А. А. Панков, П. А. Хило. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2009. – 170 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://lib.gstu.local>. – Загл. с титул. экрана.

Курс лекций соответствует требованиям образовательных стандартов и типовых учебных планов по курсу «Физика» для студентов дневной и заочной форм обучения.

**УДК 530(075.8)
ББК 22.3я73**

© Панков А. А., Хило П. А., составление, 2009
© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2009

Предисловие

Курс лекций составлен на основе опыта чтения лекций авторами в ГГТУ имени П. О. Сухого для студентов машиностроительных и энергетических специальностей и написан в соответствии с требованиями Образовательных стандартов и типовых учебных планов специальностей. Данный курс лекций не заменяет учебника по физике, а является дополнением к нему и предназначен для систематизации знаний, полученных во время лекционных и лабораторно-практических занятий; написан в небольшом объеме, который достигнут с помощью тщательного отбора и лаконичного изложения материала. Математическая сторона излагаемого материала представлена в возможно простой форме, совместимой с достаточной строгостью изложения. Предполагается, что у студентов есть знание школьного курса математики, они умеют дифференцировать и интегрировать простейшие математические выражения, владеют экспоненциальной формой записи комплексных чисел и умеют решать простые дифференциальные уравнения. Только в ряде случаев, где изложение требует обращения к высшей математике, даются подробные математические выкладки и проводятся детальные расчеты. Чтобы облегчить чтение, лекции снабжены значительным количеством рисунков, графиков.

Авторы старались изложить основополагающие современные экспериментальные факты и их теоретическое обоснование, идеи и принципы, которые, прежде всего, должны помочь понять окружающий мир и мощь человеческого познания природы. Кроме того, и может быть это главное, эти знания должны послужить тем фундаментом который поможет будущему инженеру разбираться в постоянно возникающих новых технологиях, материалах, приборах и методах исследования.

Авторы надеются, что и преподаватели кафедры найдут в курсе лекций много полезного для своей работы, выделяя те элементы, которые принципиально важны, либо, напротив, опустив несущественные для конкретной специальности.

Тема 1

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Содержание: световая волна; когерентность и монохроматичность световых волн; время и длина когерентности; расчет интерференционной картины от двух когерентных источников; оптическая длина пути; интерференция света в тонких пленках.

Электромагнитные волны. Световая волна

Электромагнитная волна – это переменное электромагнитное поле, распространяющееся в пространстве с конечной скоростью.

Электромагнитные волны возникают в результате того, что переменное электрическое поле порождает переменное магнитное поле, которое, в свою очередь, порождает переменное электрическое поле. Их существование вытекает из уравнений Максвелла.

Поперечность электромагнитных волн

В электромагнитной волне колебания векторов напряженности \vec{E} переменного электрического поля и напряженности \vec{H} переменного магнитного поля взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору скорости \vec{v} распространения волны. Векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{v} образуют правовинтовую систему.

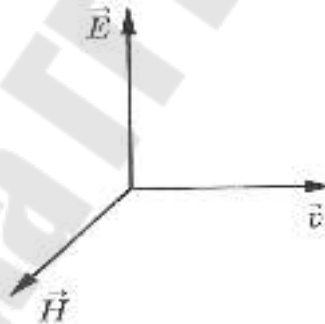


Рис. 1.1

Электромагнитная волна характеризуется векторами \vec{E} и \vec{H} . Поскольку практически все действия света связаны с вектором \vec{E} , его принято называть *световым вектором*. Модуль амплитуды светового вектора мы будем обозначать буквой A .

Плоская электромагнитная волна

В электромагнитной волне векторы \vec{E} и \vec{H} *всегда* колеблются в *одинаковых фазах* (см. рис.). Мгновенные значения \vec{E} и \vec{H} в любой точке связаны соотношением $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$ (ϵ_0 и μ_0 – соответственно, электрическая и магнитная постоянные).

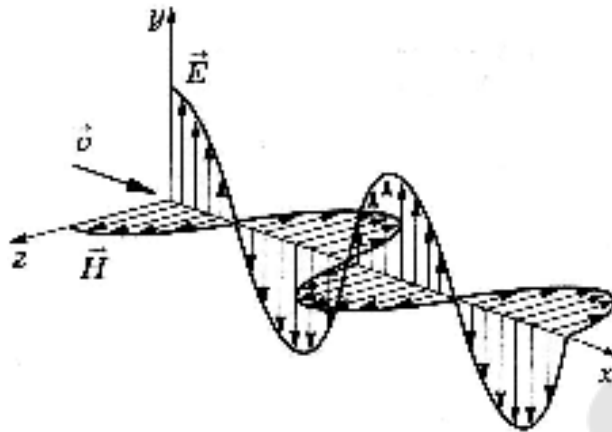


Рис.1.2

Диапазоны электромагнитных волн

Вид излучения	Длина волны, м	Некоторые возможные источники излучения
Радиоволны	$10^3 - 10^{-4}$	Колебательный контур Вибратор Герца Массовый излучатель Ламповый генератор
Световые волны: инфракрасное излучение видимый свет ультрафиолетовое излучение	$5 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-7}$ $8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$ $4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$	Лампы, лазеры
Рентгеновское излучение	$2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$	Трубки Рентгена
Гамма-излучение	$< 6 \cdot 10^{-12}$	Радиоактивный распад Ядерные процессы Космические процессы

Фазовая скорость электромагнитных волн

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{n}$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299792458 \approx 3 \cdot 10^8$ м/с скорость света в вакууме.

В вакууме: $v = c$; в среде: $v < c$

Показатель преломления n некоторой среды определяют как

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Показатель преломления n характеризует *оптическую плотность* среды. Среду с большим показателем преломления называют оптически более плотной.

Интенсивность волны

Световую волну характеризуют *интенсивностью* I – это модуль среднего по времени значения плотности потока энергии.

При распространении света в *однородной* среде интенсивность волны пропорциональна квадрату ее амплитуды: $I \sim E^2$.

Когерентность и монохроматичность световых волн. Время и длина когерентности

Когерентность – это согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Монохроматические волны – это неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты.

Волновой цуг – это прерывистое излучение света атомами и виде отдельных коротких импульсов продолжительностью $\tau \leq 10^{-8} \text{ с}$ и протяженностью в среднем порядка $l = \tau c \approx 3 \text{ м}$.

Пояснения: В свете, испускаемом обычными источниками – этот свет называют естественным – колебания светового вектора происходят поочередно в самых разных направлениях, перпендикулярных направлению распространения. Излучив, атом через некоторое время, придя в возбужденное состояние, излучает опять и т. д. Одновременно излучает множество атомов. Порожденные ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. Направления колебаний для каждого цуга ориентированы случайным образом. Поэтому в результирующей световой волне колебания светового вектора происходят в разных направлениях с равной вероятностью. Это надо понимать так, что при прохождении световой волны через некоторую точку колебания светового вектора быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Но в пре делах некоторого короткого времени мы имеем дело со световым вектором, направление колебаний которого сохраняется, затем направление колебаний меняется на другое и т. д. При этом модуль светового вектора остается неизменным. Условно это изображают как на рис. 1.3, где направление распространения волны перпендикулярно плоскости рисунка.

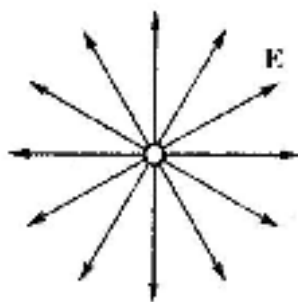


Рис. 1.3

Время когерентности – это средняя продолжительность одного цуга (обозначается как $\tau_{\text{ког}}$).

Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать времени высвечивания атома ($\tau_{\text{ког}} < \tau$).

Длина когерентности это расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность: $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$.

Когерентные свойства различных источников света

Источник света	Длина когерентности $l_{\text{ког}}$
Белый свет	~1,5 мкм
Спектральная лампа (300 К)	20 см
Кг-спектральная лампа (77 К)	80 см
Полупроводниковый лазер (GaAlAs)	150 м
He-Ne-лазер	2 км

Интенсивности максимумов и минимумов в случае интерференции света

Интерференция света – это явление пространственного перераспределения энергии светового излучения при суперпозиции когерентных электромагнитных волн.

Складываемые две монохроматические световые волны с $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ (векторы напряженностей электрического поля волн E_1 и E_2) в точке наблюдения совершают колебания вдоль одной прямой:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \text{ и } E_2 = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2).$$

Результирующее колебание:

$$E = E_1 + E_2 = A \cos(\omega t + \alpha).$$

Здесь A – амплитуда результирующего колебания в рассматриваемой точке:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \delta.$$

где $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$ есть *разность фаз*.

Интенсивность результирующей волны:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta.$$

1) если оба колебания не согласованы друг с другом, т. е. разность фаз δ как-то изменяется во времени, то такие колебания называют *некогерентными*.

В том случае, когда δ непрерывно изменяется, причем так, что принимает с равной вероятностью любые значения, среднее по времени значение

$$\langle \cos \delta \rangle = 0;$$

$$I = I_1 + I_2;$$

2) колебания (и волны) называют *когерентным*, если $\delta = \alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$ во времени.

Распределение интенсивности

В точках пространства, где

а) $\cos \delta > 0$, там $I > I_1 + I_2$ (конструктивная интерференция),

б) $\cos \delta < 0$, там $I < I_1 + I_2$ (деструктивная интерференция).

Пример: Если $I_1 = I_2$, то

$$I = 4I_1 \text{ в максимумах;}$$

$$I = 0 \text{ в минимумах;}$$

$$\text{для некогерентных волн: } I = 2I_1.$$

Таким образом, при суперпозиции когерентных волн происходит *перераспределение интенсивности* I в пространстве: в одних местах возникают максимумы, в других минимумы интенсивности.

Оптическая длина пути

Пусть в какой-то точке O , в которой фаза колебаний оказалось равной ωt , произошло разделение волны на две когерентные волны, а до точки P , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая – в среде с показателем преломления n_2 – путь s_2 (рис. 1.4).

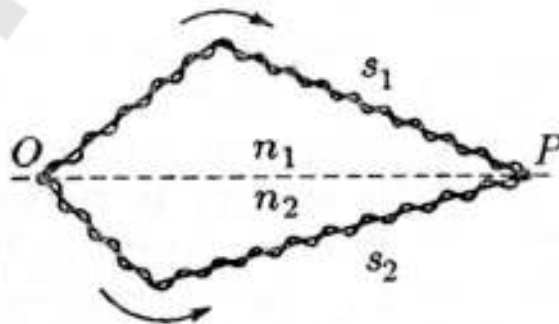


Рис. 1.4

Тогда в точке P первая волна возбуждит колебание

$$E_1 = A_1 \cos \omega(t - s_1 / v_1),$$

вторая волна

$$E_2 = A_2 \cos \omega(t - s_2 / v_2),$$

где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ – соответственно фазовая скорость первой и второй волн. Знак минус в аргументах гармонических функций перед s_1/v_1 и s_2/v_2 появляется из-за запаздывания фазы в точке P по сравнению с фазой в точке O .

Разность фаз колебаний в точке P :

$$\delta = \omega(s_2/v_2 - s_1/v_1) = (2\pi/\lambda_0)(s_2 n_2 - s_1 n_1) = (2\pi/\lambda_0)(L_2 - L_1) = (2\pi/\lambda_0)\Delta$$

Оптической длиной пути называют произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды:

$$L = s n$$

Оптическая разность хода Δ есть разность оптических длин проходимых волнами путей:

$$\Delta = L_2 - L_1$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad \text{если} \quad \cos \delta = 1 \quad \Rightarrow \quad \delta = \pm 2 m \pi \quad \Rightarrow \\ (2\pi/\lambda_0)\Delta = \pm 2 m \pi \Rightarrow$$

Условие интерференционных максимумов: $\Delta = \pm m \lambda_0$ – целое число длин волн;

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad \text{если} \quad \cos \delta = -1 \quad \Rightarrow \quad \delta = \pm(2 m + 1) \pi \quad \Rightarrow \\ (2\pi/\lambda_0)\Delta = \pm(2 m + 1) \pi \Rightarrow$$

Условие интерференционных минимумов: $\Delta = \pm(2 m + 1) \lambda_0 / 2$ – полуцелое число длин волн;

$m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок интерференционного максимума или минимума; λ_0 – длина волны в вакууме.

Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

а) получение когерентных пучков делением волнового фронта

Для наблюдения интерференции света от реальных (некогерентных) источников необходимо свет от одного и того же источника разделить на два пучка (или несколько пучков) и затем свести эти пучки вместе. Способов деления волны от первичного источника на две когерентные между собой волны два: 1) *деление волнового фронта* (метод Юнга, зеркала Френеля и т. д.) и 2) *деление амплитуды* (интерференция в тонких пленках). Метод получения когерентных пучков *делением волнового фронта* (он пригоден только для достаточно малых источников) заключается в том, что исходящий из источника пучок делится на два, а при наложении их друг на друга разность хода между интерферирующими лучами должна быть меньше длины когерентности.

Метод Юнга

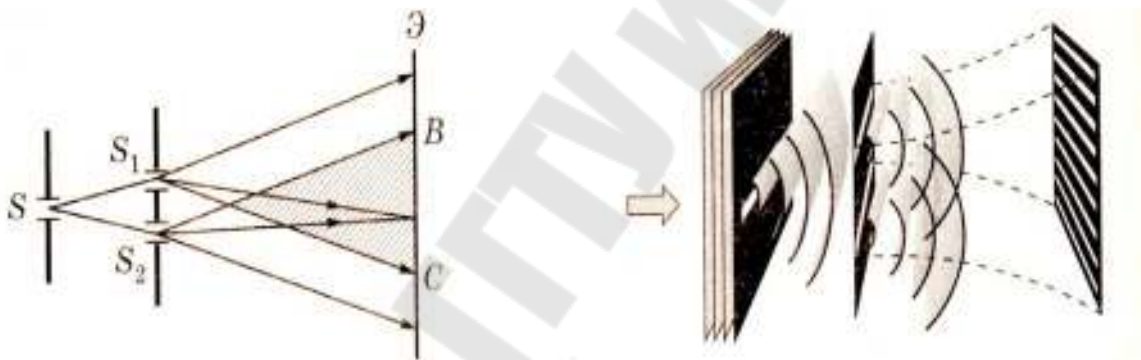


Рис. 1.5

Роль вторичных когерентных источников S_1 и S_2 играют две узкие щели, освещаемые одним источником малого углового размера S . В более поздних опытах свет пропускаться через узкую щель S , равноудаленную от двух других щелей. Интерференционная картина наблюдается в области перекрытия (тонированная область BC на левом рисунке) световых пучков, исходящих из S_1 и S_2 .

Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

Две узкие щели S_1 и S_2 расположены близко друг к другу и являются когерентными источниками – реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической системе. Результат интерференции – в некоторой точке P экрана, параллельного обоим щелям и расположенного от них на расстоянии l ($l \gg d$). Начало от-

счета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей. Интенсивность в любой точке экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода:

$$\Delta = s_2 - s_1.$$

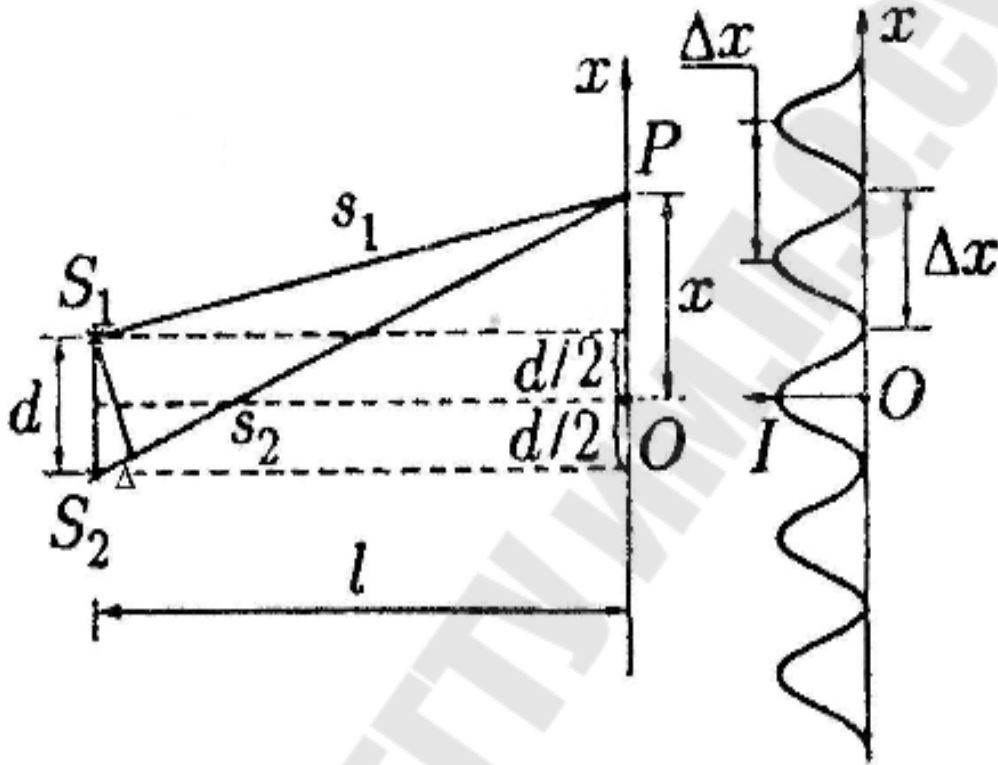


Рис. 1.6

Из рис. 1.6 получаем:

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2;$$

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd; \quad \Delta = s_2 - s_1 = 2xd / (s_2 + s_1)$$

$$l \gg d \Rightarrow s_1 + s_2 \approx 2l \Rightarrow \Delta = xd / l.$$

Из уравнений:

$$\Delta = xd / l,$$

$\Delta = \pm m \lambda_0$ – условие интерференционных максимумов,

$\Delta = \pm (2m + 1) \lambda_0 / 2$ – условие интерференционных минимумов,

($m = 0, 1, 2, \dots$; λ_0 – длина волны в вакууме)

находим:

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \text{ – положение максимумов интенсивности}$$

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad \text{— положение минимумов интенсивности}$$

Шириной интерференционной полосы называется расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами)

$$\Delta x = x_m - x_{m-1} = \frac{l}{d} \lambda_0$$

Ширина интерференционной полосы Δx увеличивается с уменьшением расстояния d между источниками. Для того, чтобы интерференционная картина четко наблюдалась, необходимо соблюдения условия $d \ll l$. Если

Источник света монохроматический, то на экране будет ряд чередующихся светлых и темных полос. При белом источнике света полосы на экране будут цветными, за исключением центральной, где для лучей любой длины волны разность хода равна нулю. Соседние с центральной белой полосой будут радужными, так как для каждой длины волны будет своя разность хода Δ .

При этом красные лучи удалены от центральной полосы на большее расстояние, чем фиолетовые, так как $\lambda_{кр} > \lambda_{ф}$.

Возникновение максимумов и минимумов интерференции с точки зрения волновой теории

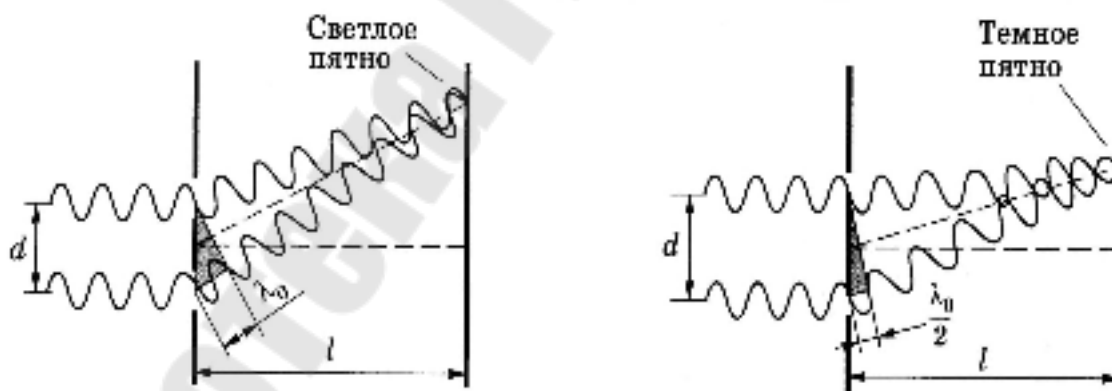


Рис. 1.7

Получение когерентных пучков делением амплитуды

Монохроматический свет от точечного источника S , падая на тонкую прозрачную плоскопараллельную пластинку (см. рис.1.8), отражается двумя поверхностями этой пластинки: верхней и нижней. В любую точку P , находящуюся с той же стороны пластинки, что и S , приходят два луча, которые дают интерференционную картину. На пластинке происходит деление амплитуды, поскольку фронты волн на ней сохраняются, меняя лишь направление своего движения.

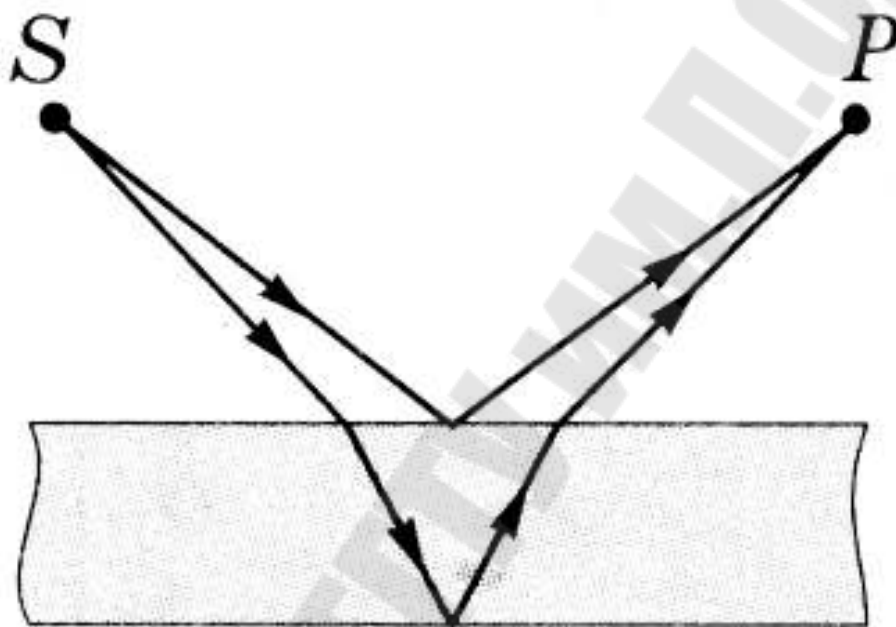


Рис. 1.8

Интерференция света в тонких пленках

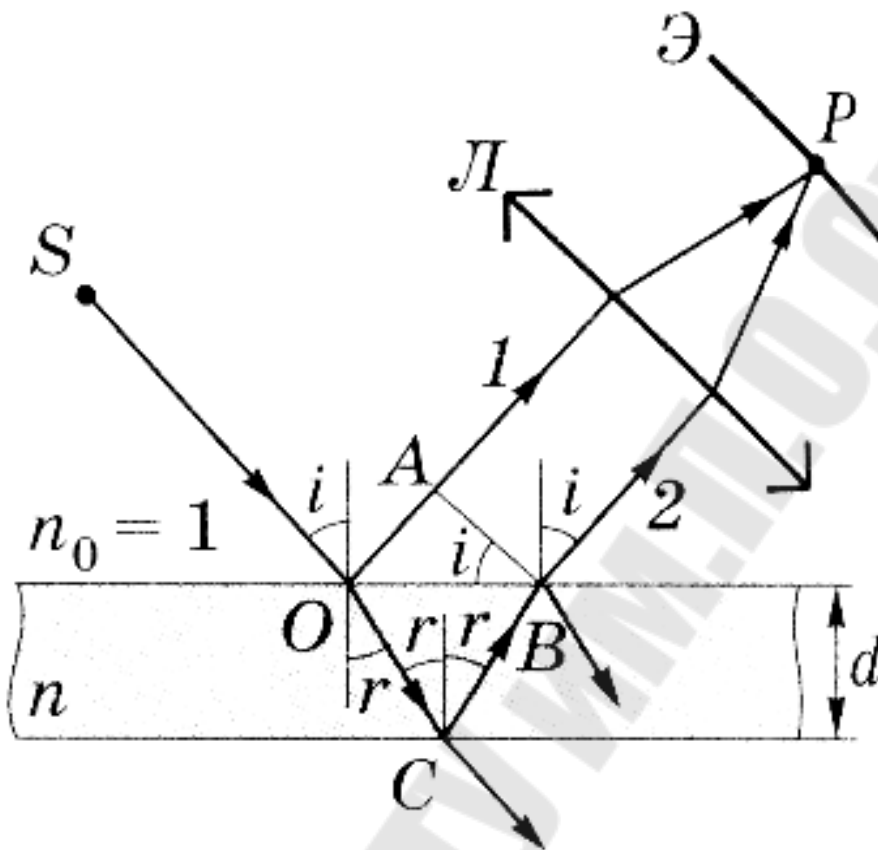


Рис. 1.9

Лучи 1 и 2, идущие от S к P (точка P на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы), порождены одним падающим лучом и после отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки параллельны друг другу. Если оптическая разность хода лучей 1 и 2 мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны, то они когерентны, а интерференционная картина определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода между интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB :

$$\Delta = n(OC + CB) - OA \pm \frac{\lambda_0}{2},$$

$$OC = CB = \frac{d}{\cos r}, \quad n(OC + CB) = \frac{2nd}{\cos r},$$

$$OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

Учитывая закон преломления света $\sin i / \sin r = n / n_0 = n$, получим

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos r} - 2d \operatorname{tgr} \sin i \pm \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2nd}{\cos r} - \frac{2d \sin r \sin i}{\cos r} \pm \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2nd}{\cos r} - \frac{2dn \sin^2 r}{\cos r} \pm \frac{\lambda_0}{2} =$$

$$= \frac{2nd}{\cos r} (1 - \sin^2 r) \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2nd \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow$$

$$\Delta = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

Здесь n – показатель преломления пленки; d – толщина плоскопараллельной пластинки; i – угол падения; r – угол преломления; λ_0 – длина волны в вакууме, член $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. При $n > n_0$ потеря полуволны в точке О и $\frac{\lambda_0}{2}$ будет иметь знак минус, при $n < n_0$ – в точке С и $\frac{\lambda_0}{2}$ надо брать с плюсом; m – порядок интерференции.

$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m \lambda_0$ условие интерференционного максимума.

$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ условие интерференционного минимума.

Примеры наблюдения интерференционных полос

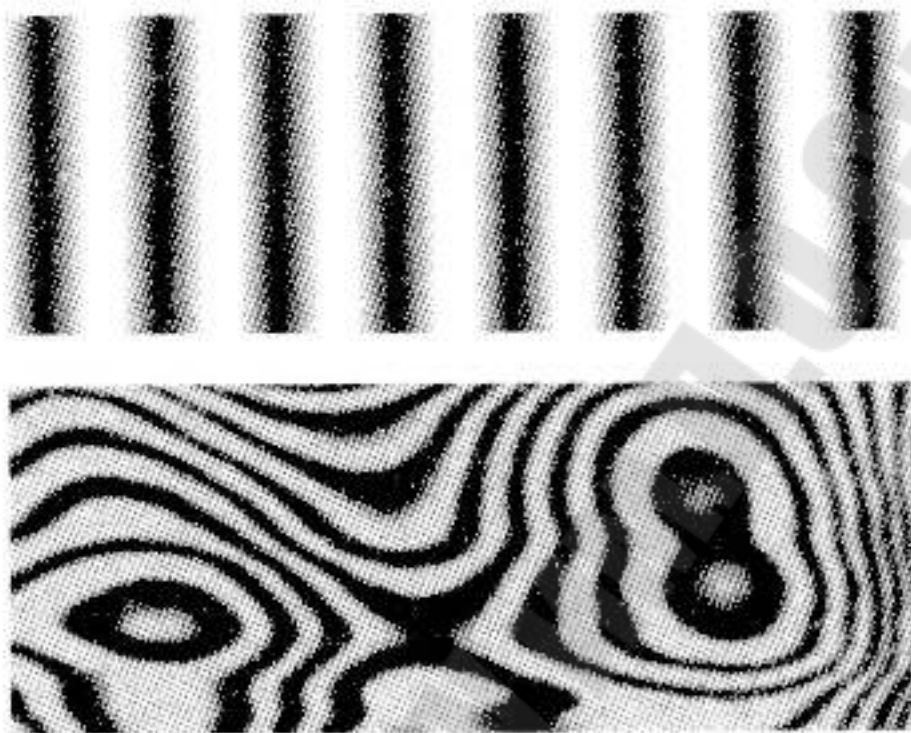


Рис.1.10

Интерференционные полосы, получающиеся при отражении света от двух стеклянных плоских поверхностей, ограничивающих тонкий воздушный клин (верхний рисунок);

интерференционная картина, полученная в свете, отраженном от двух поверхностей неоднородной по толщине пластины стекла (нижний рисунок).

Тема 2

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Содержание: дифракция света; принцип Гюйгенса-Френеля; метод зон Френеля; дифракция Френеля на круглом отверстии и диске.

Дифракция света

Явления, вызванные нарушением целостности волновой поверхности в среде с резкими неоднородностями, называют *дифракцией света*. Это явление свойственно всем волновым процессам.

Или

под *дифракцией света* понимают любое отклонение от прямолинейного распространения колебаний в среде с резкими неоднородностями (края экранов, отверстия и др.), что связано с отклонениями от законов геометрической оптики. Это приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Принцип Гюйгенса-Френеля

Световая волна, возбуждаемая источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками, на которые разбивается волновой фронт.

Таковыми источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве такой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей (или волновой фронт), поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, для определения в некоторой точке пространства результирующей интенсивности надо учесть интерференцию всех этих вторичных волн.

Метод зон Френеля

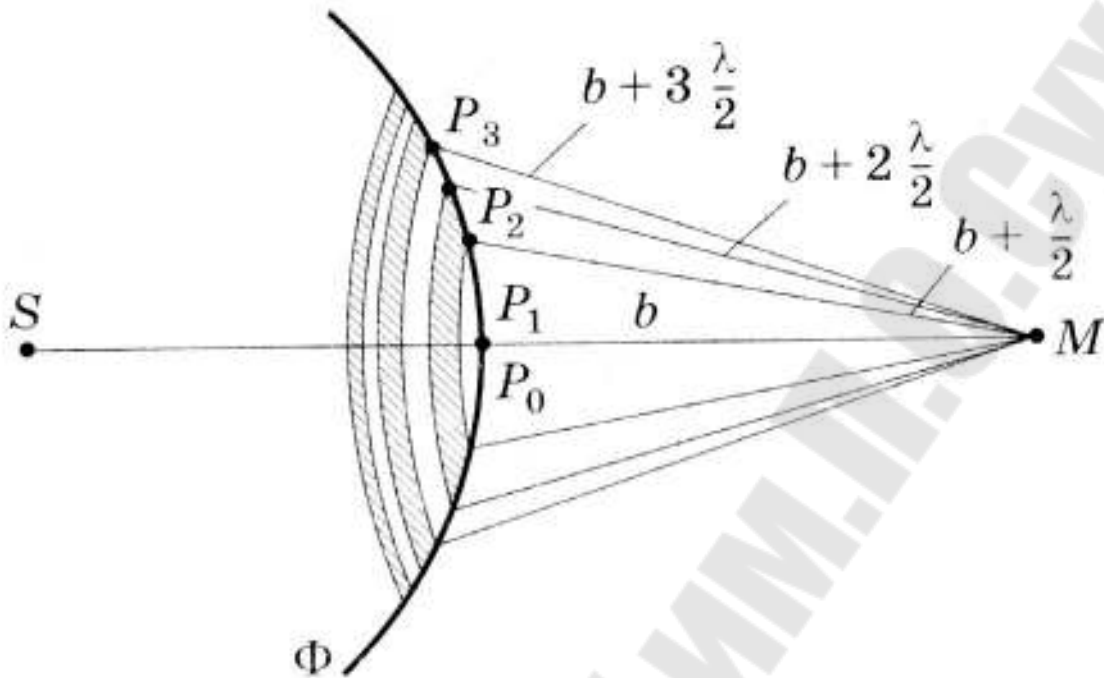


Рис. 2.1

Пусть сферический фронт волны Φ , распространяющийся от точечного источника света S , в некоторый момент времени находился на расстоянии

P_0M от произвольной точки наблюдения M (рис.2.1). Задача состоит в определении амплитуды A световой волны в произвольной точке M пространства, создаваемой источником света S . Во всех точках фронта волны, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, возникают элементарные сферические волны, которые распространяются по всем направлениям (вторичные волны) и через некоторое время достигают точки M . Амплитуда колебаний в этой точке определяется векторной суммой амплитуд всех вторичных волн. Для определения результирующей амплитуды всех волн Френель предложил метод разбиения фронта волны на кольцевые зоны, который впоследствии был назван *методом зон Френеля*. Итак, волновую поверхность Φ разбивают на кольцевые зоны такого размера, чтобы *расстояния от краев зоны до точки M отличались на $\lambda/2$* (рис. 2.1):

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2.$$

Колебания от соседних зон проходят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, поэтому в точку M они приходят в противоположной фазе и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Тогда амплитуда результирующего светового колебания в точке M можно представить в виде знакопеременного ряда

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

где A_1, A_2, \dots – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ... зонами.

Площади зон Френеля

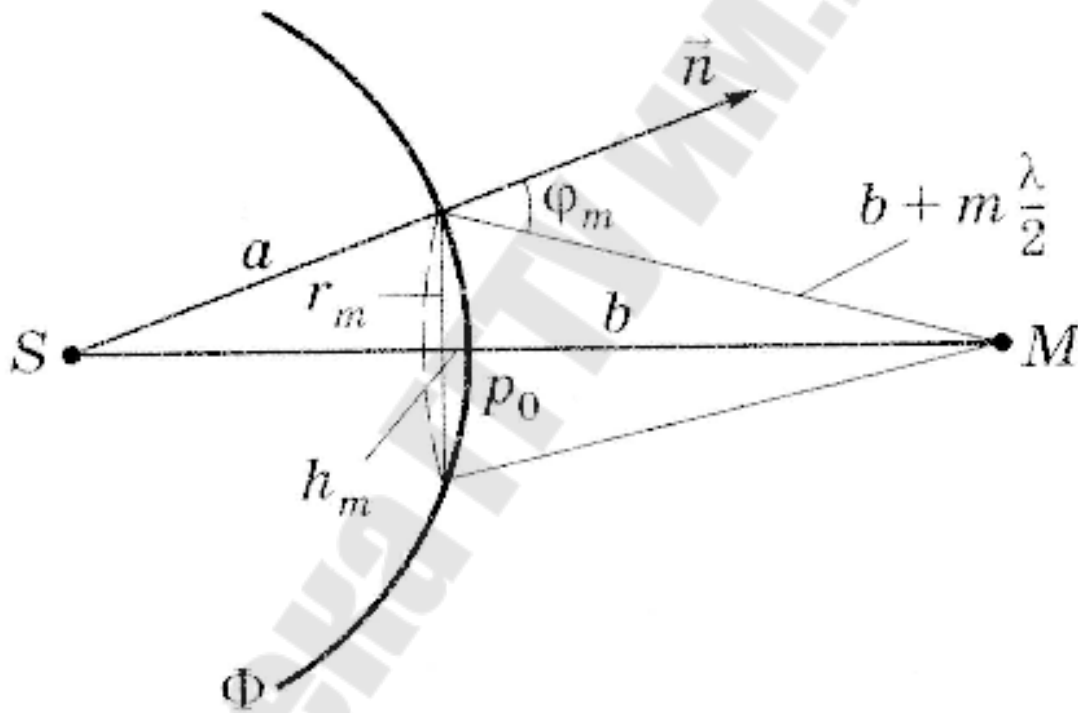


Рис. 2.2

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис.2.2). Площадь сегмента m -й зоны Френеля:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1},$$

где σ_{m-1} – площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m-1)$ -й зоны (см. рис.2.2). Из рис. 2.2 находим:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m \cdot \lambda / 2)^2 - (b + h_m)^2 \Rightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_m^2 = a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^2 \\ a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^2 = b^2 + 2bm \cdot \lambda / 2 + (m\lambda / 2)^2 - b^2 - 2bh_m + h_m^2 \end{array} \right\}.$$

$$\text{Из условия } a, b \gg \lambda \text{ и } h_m \ll a \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} r_m^2 \approx 2ah_m \\ 2ah_m \approx bm\lambda - 2bh_m \end{array} \right\}.$$

Окончательно получаем:

Высота сферического сегмента

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}$$

Площадь сферического сегмента

$$\sigma_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab\lambda m}{(a+b)}$$

Площадь m -й зоны Френеля

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\lambda \frac{mab}{a+b}}$$

Следует отметить, *первая зона* представляет собой *круг* радиусом r_1 , *вторая и последующие зоны* имеют форму *колец*. Из формулы для m -й зоны Френеля $\Delta\sigma_m$ следует, что площади зон Френеля являются равновеликими, так как они не зависят от числа m –номера зоны. Это значит, что они содержат одинаковое количество когерентных источников света.

Действие на точку M тем меньше, чем больше угол φ_m между нормалью \vec{n} и направлением на точку наблюдения M . Таким образом, действие зон постепенно убывает от центральной зоны (около P_0) к периферическим. Кроме того, с ростом m уменьшается интенсивность излучения в направлении точки M , так как увеличивается расстояние от зоны до точки наблюдения. Следовательно,

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$$

Амплитуду результирующего светового колебания в точке M запишем в виде

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

Вследствие монотонного убывания A_m можно приближенно считать, что

$$A_m = (A_{m-1} - A_{m+1}) / 2.$$

При этом условии выражения, заключенные в скобки в формуле для амплитуды A , равны нулю, тогда

$$A \approx \frac{A_1}{2}.$$

Таким образом, амплитуда результирующего колебания в точке M такая же, как если бы действовала только половина центральной зоны Френеля.

Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытой только центральную зону Френеля, амплитуда в точке M будет равна A_1 , т. е. в 2-а раза превзойдет амплитуду в случае, когда экран отсутствует. Соответственно интенсивность света в точке M будет в этом случае в 4-е раза больше, чем в отсутствие преград между точками S и M .

Дифракция на круглом отверстии

Схема дифракции на круглом отверстии:

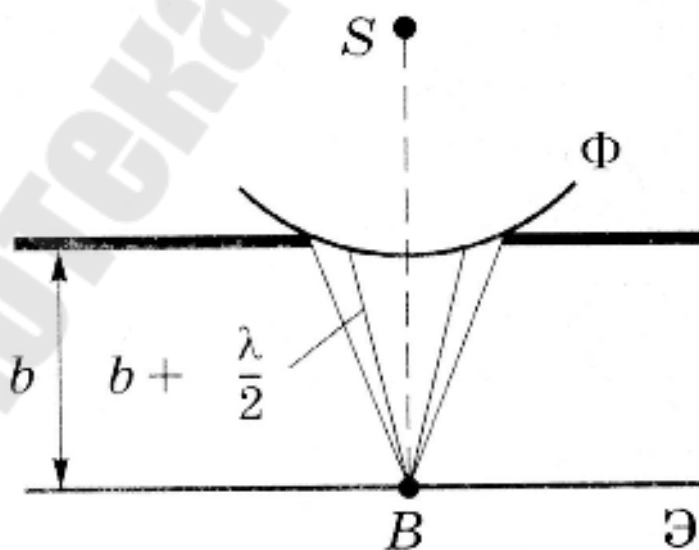


Рис. 2.3

На пути сферической волны от точечного источника S расположен экран с круглым отверстием. Дифракционная картина наблюдается в точке B экрана \mathcal{E} , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия. Экран параллелен отверстию.

Анализ результатов: вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся на открытой части волновой поверхности в плоскости отверстия. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке B всеми зонами,

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2},$$

где знак «плюс» соответствует нечетным m , «минус» – четным m .

Если отверстие открывает четное число зон Френеля, то в точке B наблюдается минимум (рисунок 2.4а), если нечетное, то максимум (рисунок 2.4б). Наименьшая интенсивность соответствует двум открытым зонам Френеля, например A_1 и A_2 , то результирующая амплитуда

$$A = A_1 - A_2 \approx 0$$

Максимальная интенсивность соответствует одной зоне Френеля (в данном случае $A = A_1$, т. е. интенсивность вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием).

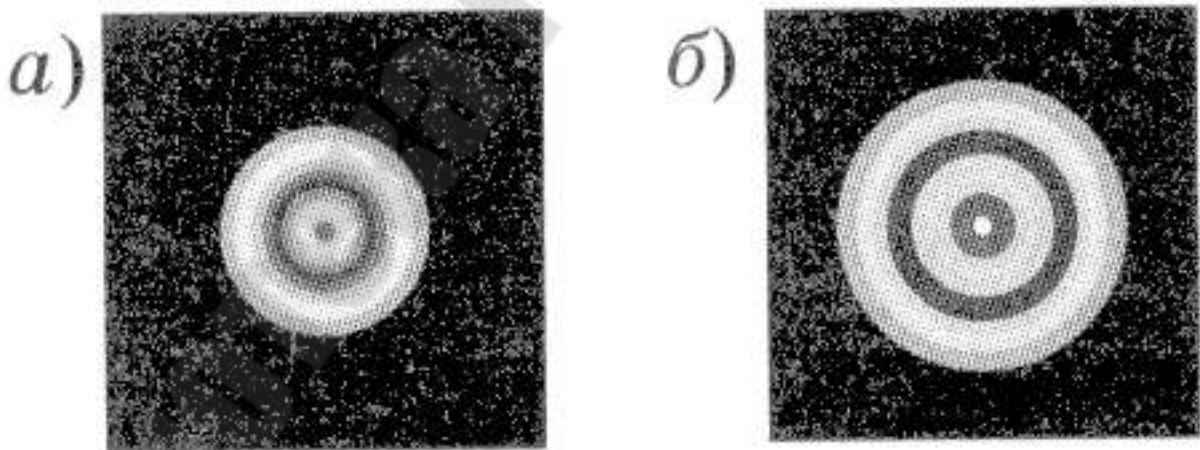


Рис. 2.4

При большом диаметре *отверстия* $A_m \ll \frac{A_1}{2}$, т. е. интенсивность такая же, как при полностью открытом волновом фронте.

Дифракция на круглом диске

Схема дифракции на круглом отверстии:

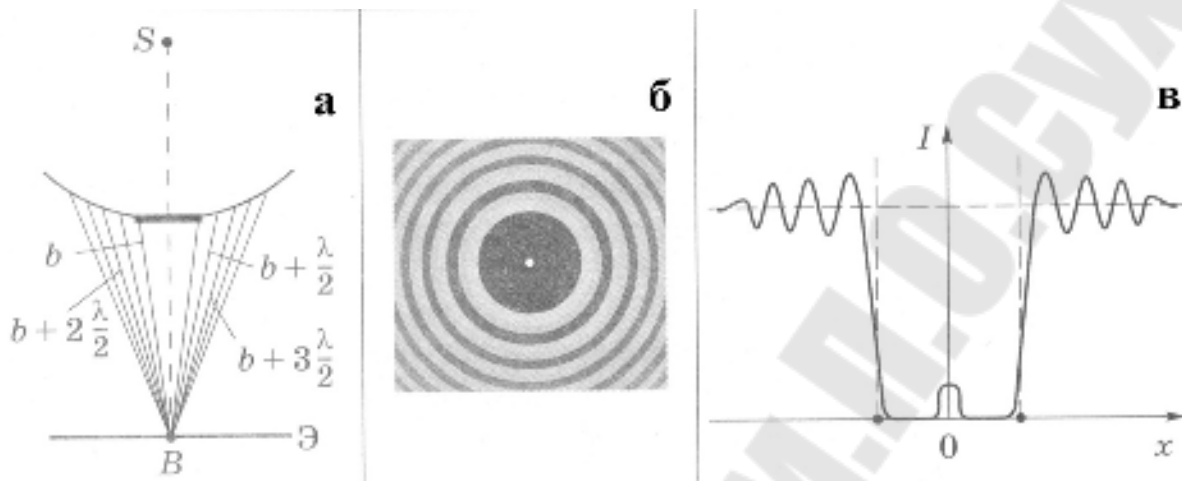


Рис. 2.5

На пути сферической волны от точечного источника S расположен круглый непрозрачный диск (рис.2.5а). Дифракционная картина наблюдается в точке B экрана \mathcal{E} , лежащей на линии, соединяющей S с центром диска. Экран параллелен диску.

Анализ результатов: закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить, начиная с краев диска. Если диск закрывает m зон Френеля, то амплитуда результирующего колебания в точке B равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{m+1}}{2},$$

т. е. равна половине амплитуды, обусловленной *первой открытой зоной Френеля*. Следовательно, в точке B всегда наблюдается, максимум – светлое пятно, называемое *пятном Пуассона* (рис.2.5б), яркость которого с увеличением размеров диска уменьшается, т.к. $A_m \ll A_1/2$. Кривая распределения интенсивности изображена на рис. 2.5, в.

Тема 3 ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

Содержание: дифракция Фраунгофера на одной и на многих щелях; дифракционная решетка и спектральное разложение; разрешающая способность оптических и спектральных приборов.

Дифракция Фраунгофера (или дифракция в параллельных лучах)

Данное явление наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. С практической точки зрения для этого точечный источник света достаточно поместить в фокусе собирающей линзы (рис.3.1), а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы Л (рис.3.1а), установленной за препятствием.

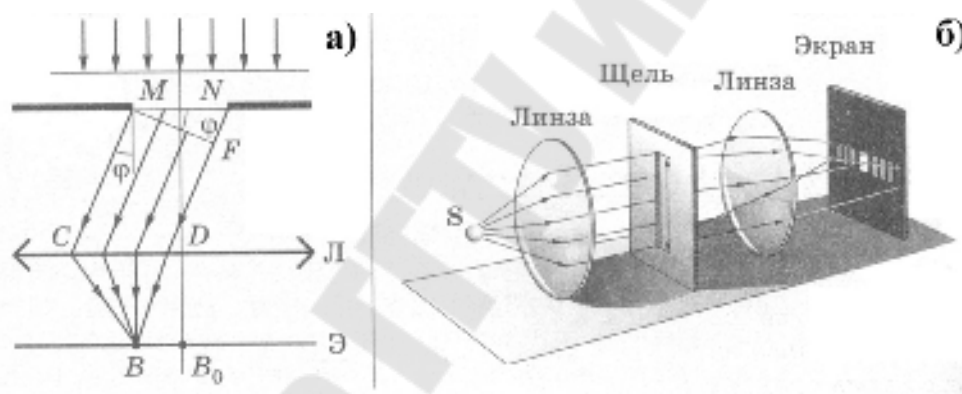


Рис. 3.1. Дифракция Фраунгофера на одной щели:
Л – линза; Э – экран

Плоская *монохроматическая* световая волна падает нормально плоскости щели шириной a . Параллельные пучки лучей, выходящие из щели в произвольном направлении под углом φ (φ – угол дифракции), собираются линзой Л в точке В на экране Э.

Построение зон Френеля

Открытую часть волновой поверхности MN в плоскости щели разбивают на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M и проведенных так, чтобы разность хода от их соответственных точек равнялась $\lambda/2$.

Так как световая волна является плоской, то все точки волнового фронта в плоскости щели колеблются в одинаковой фазе. Равны

также амплитуды волн в плоскости щели (зоны Френеля одинаковы по площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения). Следовательно, *колебания, возбуждаемые в точке В двумя соседними зонами, равны по амплитуде и противоположны по фазе.*

Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi .$$

Условие *дифракционного минимума* в точке B (число зон Френеля четное)

$$a \sin \varphi = \pm 2 m (\lambda / 2),$$

где ($m = 1, 2, 3, \dots$).

Условие *дифракционного максимума* в точке B (число зон Френеля нечетное)

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda / 2.$$

В направлении $\varphi = 0$ наблюдается *центральный интерференционный максимум*, т. к. колебания, вызываемые в точке B_0 всеми участками щели, происходят в одинаковой фазе.

Дифракционный спектр

Зависимость распределения интенсивности на экране от угла дифракции изображена на рис. 3.2. Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. С увеличением угла дифракции интенсивность побочных максимумов резко уменьшается. Относительная интенсивность максимумов относится как

$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0.047 : 0.017 : \dots$$

При освещении белым светом центральный максимум ($\varphi = 0$) имеет вид белой полосы, так как является общим для всех длин волн, в то время как боковые максимумы ($\varphi \neq 0$) радужно окрашены. Иными словами, каждой длине волны λ соответствует свой угол φ .

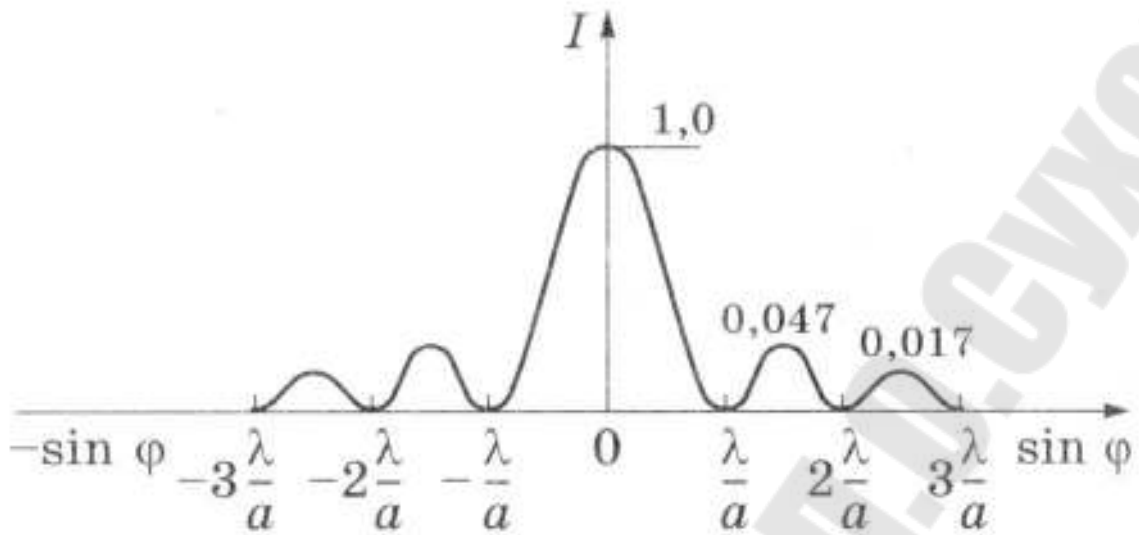


Рис. 3.2

Влияние ширины щели на дифракционную картину

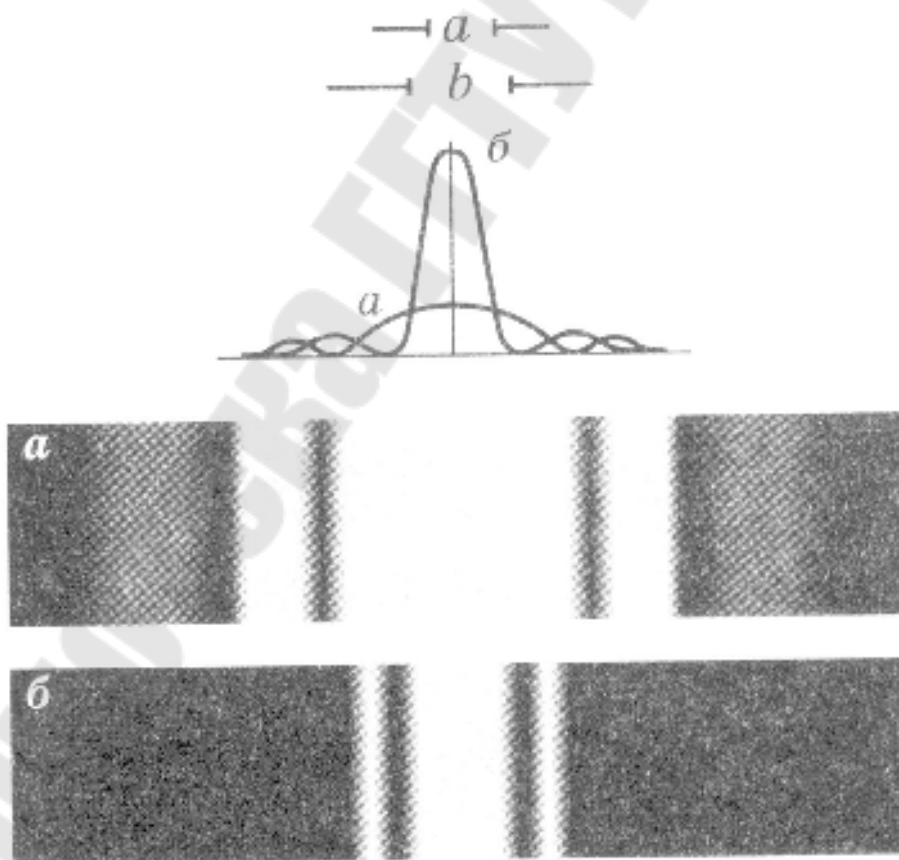


Рис. 3.3

С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется (рис. 3.3, а), с увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче (рис. 3.3, б).

При $a = \lambda$ центральный максимум расплывается в бесконечность и экран освещен равномерно. Действительно, в этом случае $\sin \varphi = 1$ и $\varphi = \pi/2$.

При $a \leq \lambda$ приближенный метод зон Френеля применять нельзя.

Дифракция Фраунгофера на двух щелях

Плоская монохроматическая световая волна падает нормально на экран с двумя одинаковыми щелями (MN и CD) шириной a , отстоящими друг от друга на расстоянии b . Введем обозначение: $d = a + b$.

На рис. 3.4 изображена схема дифракции на двух щелях и соответствующий дифракционный спектр.

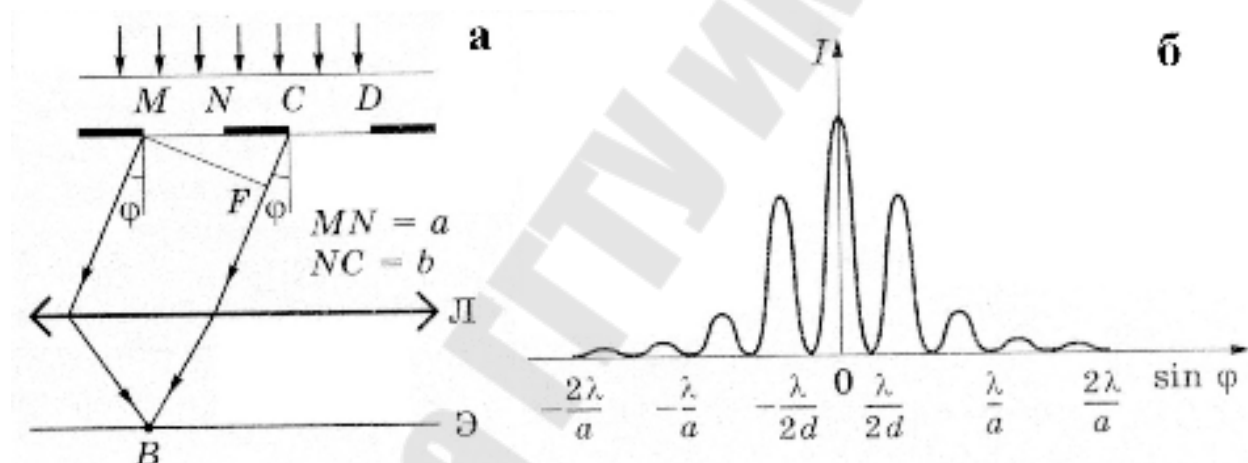


Рис. 3.4

1) В тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях. Следовательно, *прежние (главные) минимумы* интенсивности наблюдаются в направлениях

$$a \sin \varphi = \pm 2m(\lambda/2) = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

2) *Дополнительные минимумы* возникают вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в направлениях, определяемых условием $CF = MC \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \lambda/2, 3\lambda/2, \dots$

Таким образом, условие дополнительных минимумов

$$d \sin \varphi = \pm(2m+1)\lambda/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

3) Главные максимумы возникают в направлениях, в которых действие одной щели усиливает действие другой, т. е.

$$d \sin \varphi = \pm 2m(\lambda/2) = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Дифракционная картина

главные минимумы	$a \sin \varphi =$	λ	$2\lambda \dots$
дополнительные минимумы	$d \sin \varphi =$	$\frac{\lambda}{2}$	$\frac{3\lambda}{2}$ $\frac{5\lambda}{2} \dots$
главные максимумы	$d \sin \varphi = 0$	λ	$2\lambda \dots$

То есть между двумя главными максимумами располагается дополнительный минимум, а максимумы становятся более узкими, чем в случае одной щели (рис. 3.4, б). В случае N щелей число дополнительных минимумов, располагаемых между соседними главными максимумами, составляет $N - 1$.

Дифракционная решетка

Дифракционная решетка (одномерная) это система параллельных щелей (штрихов) равной толщины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Постоянной (или периодом) дифракционной решетки называется расстояние равное сумме ширины щели a и непрозрачного промежутка b между щелями,

$$d = a + b.$$

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Главные минимумы наблюдаются при условии, соответствующем одной щели

$$a \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Главные максимумы – при условии

$$d \sin \varphi = \pm n \lambda \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

Если какие-то значения φ одновременно удовлетворяют условиям главных максимумов и минимумов, то главные максимумы, отвечающие этим направлениям, не наблюдаются. Например, если $a = d/3$, то каждый третий главный максимум не наблюдается (рис 3.5, а).

Дополнительные минимумы: между двумя главными максимумами находится $N - 1$ дополнительных минимумов, где N есть число щелей дифракционной решетки.

Условие дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm m' \lambda / N \quad (m' \neq 0, N, 2N, \dots)$$

Имеют место также $N - 2$ дополнительных максимумов, интенсивность которых ничтожна по сравнению с главными максимумами (рис. 3.5, б).

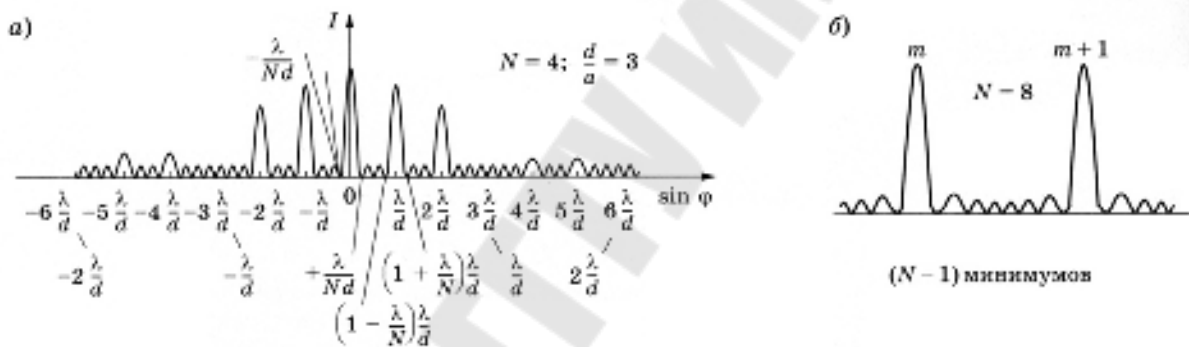


Рис. 3.5

Положение главных максимумов зависит от длины волны. Поэтому при нормальном падении на решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого обращена к центру дифракционной картины, красная – наружу. Поэтому дифракционная решетка используется в качестве диспергирующего элемента спектрального прибора, иными словами *дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор.*

Разрешающая способность оптических и спектральных приборов

Вследствие того, что свет имеет волновую природу, *создаваемое оптической системой изображение точечного источника не является точкой, а представляет собой светлое пятнышко, окруженное*

чередующимися темными и светлыми кольцами (в случае монохроматического света) или радужными кольцами (в случае белого света). Следовательно, принципиально неустранимое явление дифракции задает предел возможной **разрешающей способности оптических приборов** – способности оптических приборов давать раздельное изображение двух близких друг к другу точек предмета.

Разрешающая способность спектрального прибора (дифракционной решетки) R характеризует минимальную разность двух монохроматических волн λ_1 и λ_2 равной интенсивности, которые можно раздельно видеть в спектре:

$$R = \frac{\lambda_1}{|\lambda_1 - \lambda_2|}.$$

Согласно Рэлею, две спектральные линии считаются разрешенными, если главный максимум одной длины волны (λ_2) попадает на ближайший минимум второй линии (λ_1).

Из условий $d \sin \varphi_{\max} = m \lambda_2$, $d \sin \varphi_{\min} = m \lambda_1 + \lambda_1 / N$ и $\varphi_{\min} = \varphi_{\max} \Rightarrow$

$$m \lambda_2 = m \lambda_1 + \lambda_1 / N \text{ или } m(\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda_1 / N, \quad \lambda_1 / |\lambda_2 - \lambda_1| = m N.$$

Итак,

$$\boxed{R = m N},$$

т. е. разрешающая способность дифракционной решетки при заданном N увеличивается при переходе к спектрам высших порядков.

Тема 4 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Содержание: поляризация света; естественный и поляризованный свет; закон Малюса; поляризация света при отражении от диэлектрика; закон Брюстера; поляроиды и поляризационные призмы; применение поляризованного света.

Поляризация света – это совокупность явлений волновой оптики, в которых проявляется поперечность электромагнитных световых волн.

Поляризация возможна только у поперечных волн.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора \vec{E} каким-то образом упорядочены, называется *поляризованным светом*.

Свет со всевозможными равновероятными направлениями колебаний вектора \vec{E} (и, следовательно, \vec{H}) называется **естественным светом**.

В естественном свете колебания вектора \vec{E} в любой (фиксированной) точке среды совершаются в разных направлениях, быстро и беспорядочно сменяя друг друга. Условно это изображают, как показано на рис. 4.1 (направление распространения света перпендикулярно плоскости рисунка).

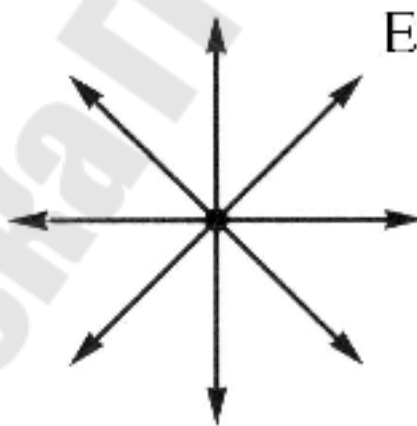


Рис. 4.1

Равномерное распределение векторов \vec{E} объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов \vec{E} – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов.

Частично поляризованный свет – это свет с преимуществен-

ным (но не исключительным!) направлением колебаний вектора \vec{E} (рис. 4.2, а).

Плоскополяризованный (линейно-поляризованный) свет – это свет, в котором вектор \vec{E} (следовательно, и \vec{H}) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 4.2, б). Фактически в этом случае колебания вектора \vec{E} происходят только в одной плоскости, проходящей через луч.

Плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , называют **плоскостью поляризации**

Эллиптически поляризованный свет – это свет, для которого вектор \vec{E} изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу (рис. 4.2, в).

Эллиптически поляризованный свет – наиболее общий тип поляризованного света.

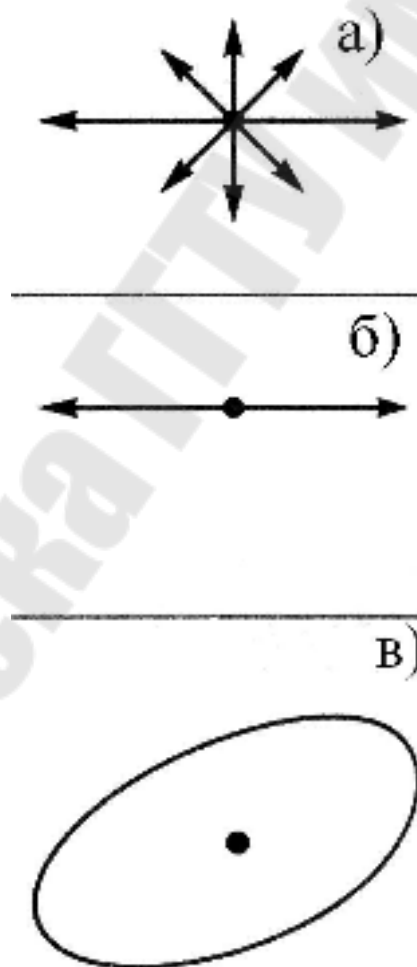


Рис. 4.2

В зависимости от направления вектора \vec{E} различают *правую* и *левую* эллиптические (или круговые) поляризации. Если смотреть *навстречу* распространения волны, и вектор \vec{E} при этом поворачивается *по* часовой стрелке, то поляризацию называют *правой*, в противном случае (если *против* часовой стрелки) – *левой*.

Получение и анализ плоскополяризованного света. Закон Малюса

Из естественного света можно получить плоскополяризованный с помощью приборов, называемых *поляризаторами* P (например, кристаллы, в частности турмалин). Эти приборы свободно пропускают колебания светового вектора, параллельные плоскости, которую мы будем называть *плоскостью пропускания поляризатора* или *главной плоскостью поляризатора*. Колебания же, перпендикулярные к этой плоскости, задерживаются полностью или частично. В первом случае поляризатор является *идеальным*.

Для анализа плоскополяризованного света используют те же поляризаторы; они здесь называются *анализаторами* (A).

Рассмотрим 3-й случай:

1. Главные плоскости P и A параллельны друг другу (рис. 4.3, *а*).
2. Плоскополяризованный свет проходит через анализатор (рис. 4.3, *б*).

Главные плоскости P и A перпендикулярны друг другу. Свет через анализатор не проходит.

3. Главные плоскости P и A ориентированы произвольно, α – угол между главными плоскостями поляризатора и анализатора (рис. 4.3, *в*).

(E_0 – амплитуда светового вектора луча, прошедшего сквозь поляризатор P ; E_{\parallel} и E_{\perp} – соответственно компоненты вектора \vec{E}_0 , параллельная и перпендикулярная главной плоскости анализатора). Естественный свет падает во всех случаях на поляризатор перпендикулярно.

Анализатор пропускает составляющую $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha$. Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, поэтому *интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через анализатор*, равна

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \alpha} \text{ – закон Малюса,}$$

где I_0 – интенсивность плоско поляризованного света, падающего на анализатор; I – интенсивность света, вышедшего из анализатора.

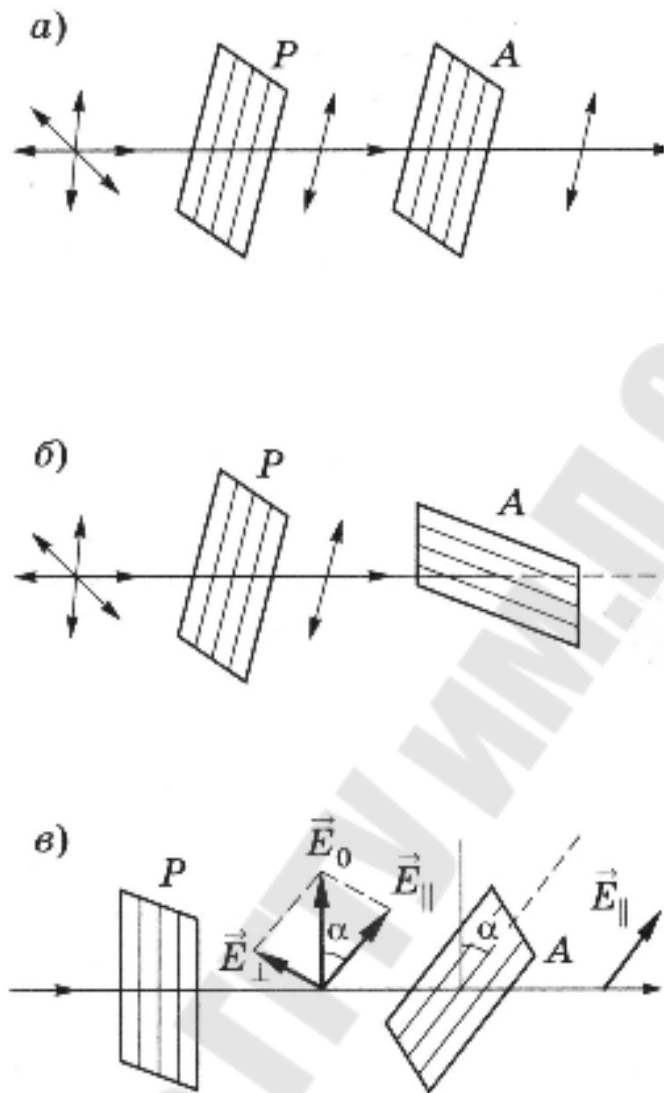


Рис. 4.3

Пример: если пропустить естественный свет через два поляризатора, плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет интенсивностью $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$, а из второго – свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, равна

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha.$$

Частично-поляризованный свет характеризуют *степенью поляризации* P , которую определяют как

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\text{пол}}}{I_0},$$

где $I_{\text{пол}}$ – интенсивность поляризованной составляющей; I_0 – полная интенсивность частично-поляризованного света: $I_0 = I_{\max} + I_{\min}$.

Для плоскополяризованного света ($I_{\text{пол}} = I_0$) степень поляризации $P=1$, для естественного света ($I_{\text{пол}} = 0$) $P=0$. Это два крайних случая.

Заметим, что для эллиптически-поляризованного света понятие «степень поляризации», а значит и приведенная выше формула, неприменимы.

Поляризация света при отражении от диэлектрика. Закон Брюстера

Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отличен от нуля, то отраженный и преломленный пучки оказываются частично-поляризованными. В отраженном свете преобладают колебания вектора \vec{E} , перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном свете – параллельные плоскости падения. Степень поляризации обеих волн (отраженной и преломленной) зависит от угла падения.

При угле падения естественного света на границу прозрачных изотропных диэлектриков, равном *углу Брюстера* $\theta_{\text{Бр}}$, определяемого соотношением

$$\text{tg } \theta_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

отраженный луч полностью поляризован (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения), преломленный же луч поляризован максимально, но не полностью. Данное соотношение называют *законом Брюстера*, а угол $\theta_{\text{Бр}}$ – *углом Брюстера* или *углом полной поляризации*.

Здесь $n_{21} = n_2 / n_1$ – отношение показателей преломления второй среды и первой (рис. 4.4) есть *относительный показатель преломления*. Точками и черточками на отраженном и преломленном лучах этого рисунка показаны направления колебаний вектора \vec{E} .

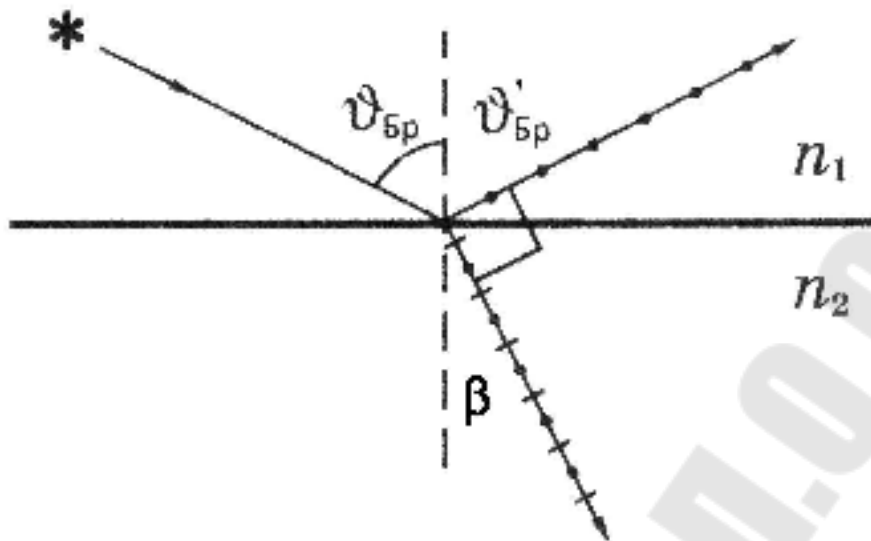


Рис. 4.4

Падение естественного света под углом Брюстера

При падении естественного света под углом Брюстера θ_{Br} отраженный и преломленный лучи *взаимноперпендикулярны*. Действительно,

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta_{Br} / \sin \beta &= n_2 / n_1 - \text{закон преломления света } (\beta - \text{угол преломления}) \\ \operatorname{tg} \theta_{Br} &= \sin \theta_{Br} / \cos \theta_{Br} = \sin \theta_{Br} / \sin(\pi/2 - \theta_{Br}) = n_2 / n_1 - \text{закон Брюстера} \end{aligned} \right\}$$

$$\Rightarrow \sin \beta = \sin(\pi/2 - \theta_{Br}) \Rightarrow \beta = \pi/2 - \theta_{Br}, \theta_{Br} = \theta'_{Br} - \text{закон отражения} \Rightarrow$$

$$\boxed{\theta'_{Br} + \beta = \frac{\pi}{2}}$$

Поляризаторы

Поляризаторы – приспособления для получения, обнаружения и анализа поляризованного света, а также для исследований и измерений, основанных на явлении поляризации. Их типичными представителями являются *поляризационные призмы* и *поляроиды*.

Поляризационные призмы делятся на два класса:

- 1) дающие один плоскополяризованный пучок лучей – *однолучевые поляризационные призмы*;
- 2) дающие два пучка лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, – *двулучевые поляризационные призмы*.

Двойным лучепреломлением называется способность некоторых веществ расщеплять падающий световой луч на два луча – обыкновенный и необыкновенный.

новенный (o) и необыкновенный (e), которые распространяются в различных направлениях с разной фазовой скоростью и поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

В то время как обыкновенный луч подчиняется обычному закону преломления, необыкновенный луч преломляется по иному закону (даже при угле падения равном нулю).

Поляризационные приспособления. Однолучевая поляризационная призма (призма Николя, или николю)

Из однолучевых поляризационных призм в качестве примера на рис. 4.5 приведена *призма Николя*, называемая просто *николем*. Она представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии AB канадским бальзамом с $n=1,55$. Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру CB , раздваивается на два луча: обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$).

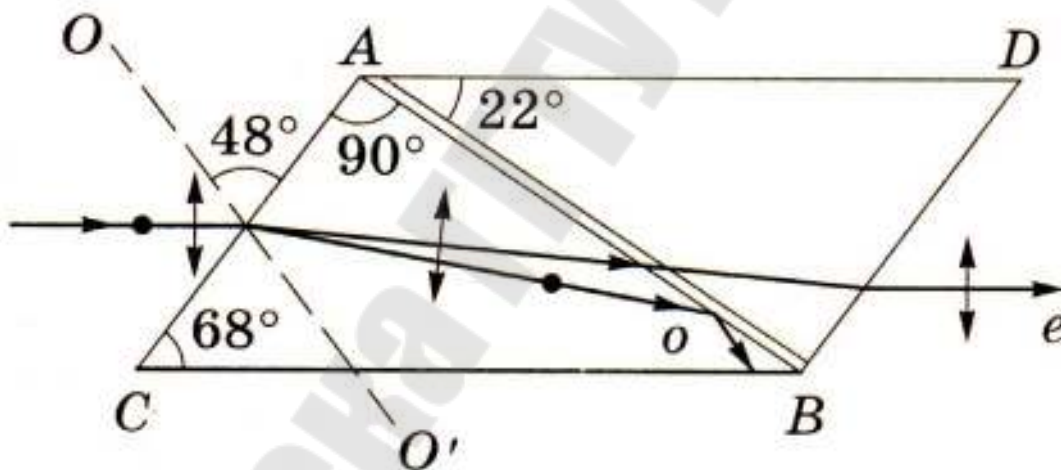


Рис. 4.5

Выделив один из двух преломленных лучей, можно получить поляризованный свет. Его энергия составляет не более 50% энергии падающего луча.

При соответствующем подборе угла падения, равного или больше предельного, обыкновенный луч (o -луч) испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной поверхностью CB . Необыкновенный луч (e -луч) выходит из кристалла параллельно па-

дающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на гранях AC и BD).

Двулучевая поляризационная призма (призма из исландского шпата и стекла)

Используется различие в показателях преломления o - и e -лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Обыкновенный луч преломляется дважды и сильно отклоняется. Необыкновенный луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n = n_e$) проходит призму без отклонения (рис. 4.6).

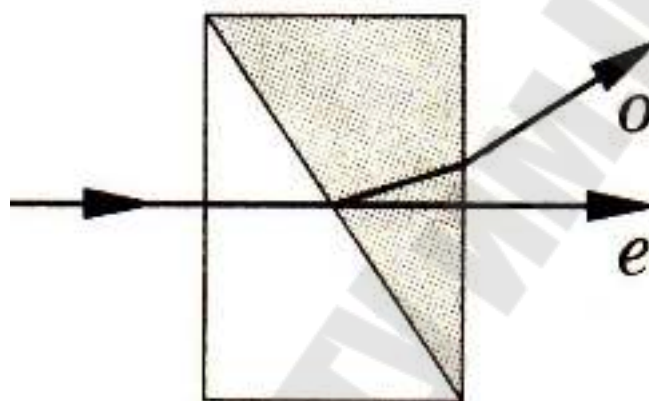


Рис. 4.6

Кристаллы турмалина

Поляризаторы, действие которых основано на явлении *дихроизма* – селективного поглощения света в зависимости от направления колебаний электрического вектора световой волны. Например, в турмалине при толщине 1 мм обыкновенный луч поглощается почти полностью.

Поляроиды

Для получения плоскополяризованного света применяются также *поляроиды* – это искусственные пленки, обладающие сильным дихроизмом.

На эти пленки наносятся, например, кристаллики герпатита – двоякопреломляющего вещества с сильно выраженным дихроизмом видимой области. Применяются для получения плоскополяризованного света. Так, при толщине порядка 0,1 мм такая пленка полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в тонком слое хорошим поляризатором (анализатором).

Тема 5 ДИСПЕРСИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

Содержание: дисперсия света; нормальная и аномальная дисперсии; электронная теория дисперсии света; поглощение света; закон Бугера.

Дисперсия света – это явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от длины волны (или частоты)

$$n = f(\lambda),$$

где λ – длина волны света в вакууме.

Так как фазовая скорость света $v = c/n$, то фазовая скорость оказывается зависящей от частоты ν или длины волны λ (n – показатель преломления среды; c – скорость света в вакууме).

Производную $dn/d\lambda$ называют *дисперсией вещества*.

Интервал длин волн, в котором $dn/d\lambda < 0$ (рис. 5.1, а), соответствует *нормальной дисперсии*.

Интервалы длин волн, где дисперсия вещества $dn/d\lambda > 0$, соответствуют *аномальной дисперсии* (рис. 5.1, б).

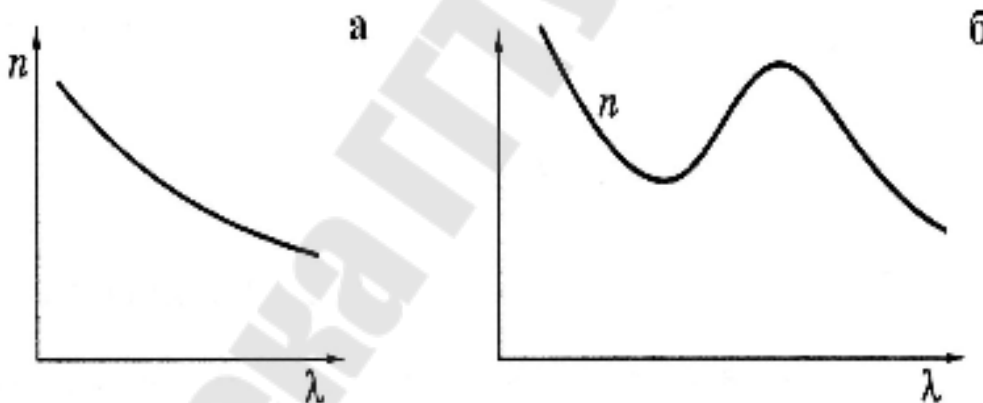


Рис. 5.1

Для прозрачных бесцветных веществ график зависимости $n(\lambda)$ в видимой части спектра имеет вид, показанный на рис. 5.2 (*нормальная дисперсия*).

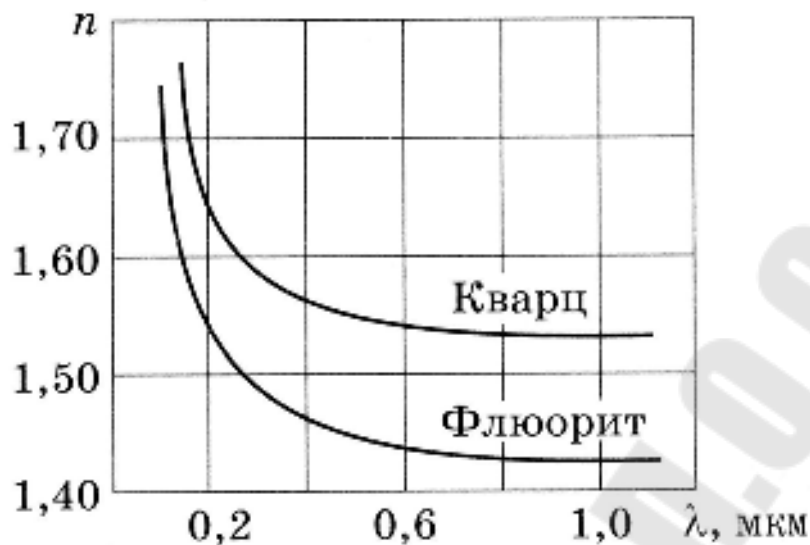


Рис. 5.2

Призма как спектральный прибор

Пучок белого света за призмой разлагается в спектр (призматический спектр).



Рис. 5.3

Различия в дифракционном и призматическом спектрах

Дифракционная решетка. Разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям максимумов) можно вычислить длину волны.

Красные лучи отклоняются *сильнее*, чем фиолетовые, так как красные лучи имеют большую длину волны, чем фиолетовые (см. условие дифракционного максимума $d \sin \varphi = \pm m \lambda$, $m = 0, 1, 2, \dots$).

Призма. Разлагает падающий свет по значениям показателей преломления, поэтому необходимо знать зависимость показателя пре-

ломления конкретного вещества от длины волны.

Красные лучи отклоняются *слабее*, чем фиолетовые, так как для красных лучей показатель преломления меньше (рис. 5.2).

Электронная теория дисперсии света

Для объяснения дисперсии света, т. е. зависимости $n(\omega)$, необходимо обратиться к атомистическим представлениям вещества.

Согласно *классической электронной теории*, **дисперсия света** – результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами вещества (электронов и ионов), совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

В изотропной немагнитной ($\mu \approx 1$) среде:

$$n = \sqrt{\varepsilon \mu} = \sqrt{\varepsilon}.$$

Из электростатики диэлектриков известно, что диэлектрическая восприимчивость κ вещества связана с диэлектрической проницаемостью ε :

$$\varepsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{P(t)}{\varepsilon_0 E(t)},$$

где κ – диэлектрическая восприимчивость; $P = \kappa \varepsilon_0 E$ – мгновенное значение поляризованности, т. е. дипольный момент единицы объема; ε_0 – электрическая постоянная, $E(t) = E_0 \cos \omega t$ – напряженность электрического поля световой волны; ω – частота вынуждающей силы).

Мгновенное значение поляризованности (для одномерного случая):

$$P = n_0 p = n_0 e x,$$

где n_0 – концентрация дипольного момента отдельного диполя или иначе концентрация атомов среды; p – наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, его проекция на ось X равна $p = e x$, где x – смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Таким образом,

$$\boxed{n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{n_0 e x(t)}{\varepsilon_0 E(t)}}.$$

Итак, задача сводится к определению $x(t)$ под действием $E(t)$.

Все электроны, входящие в атом, можно разделить на *периферийные*, или *оптические*, и *электроны внутренних оболочек*. На излучение и поглощение света в оптической области спектра оказывают влияние практически *одни только оптические электроны*. Поэтому ограничимся рассмотрением одних только оптических электронов.

Для простоты предположим сначала, что в атоме имеется *всего один оптический электрон*. В классической теории дисперсии оптический электрон рассматривается как затухающий гармонический осциллятор, колебания которого в поле световой волны описываются уравнением (второй закон Ньютона)

$$ma = F_{\text{упр}} + F_{\text{сопр}} + F_{\text{эл}}.$$

Учитывая, что $a = \ddot{x}$, $F_{\text{упр}} = -kx$, $F_{\text{сопр}} = -rv = -r\dot{x}$, $F_{\text{эл}} = eE = eE_0 \cos \omega t$, получим

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + eE_0 \cos \omega t,$$

где m – масса электрона, сила «сопротивления» обусловлена чем-то вроде «трения» электронного облака о ядро. Магнитной составляющей вынуждающей силы мы пренебрегаем, поскольку в нерелятивистском случае она ничтожно мала. Разделив обе части уравнения на m , получим *дифференциальное уравнение вынужденных колебаний*

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos \omega t,$$

где $\omega_0^2 = k/m$, $2\beta = r/m$.

Решение (установившееся) этого дифференциального уравнения есть гармоническая функция

$$x = A \cos(\omega t + \varphi),$$

где

$$A = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \text{tg } \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Рассмотрим *простейший случай*:

$$2\beta\omega \ll \omega_0^2 - \omega^2 \text{ и } \omega < \omega_0,$$

тогда

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \approx \frac{e E_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t.$$

(Такое же решение получается при $\omega > \omega_0$ и $\varphi = \pi$).

Таким образом, для показателя преломления получим

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{(n_0 e) e E_0 \cos \omega t}{\varepsilon_0 m E_0 \cos \omega t} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

или окончательно получаем дисперсионную формулу без учета затухания:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

При наличии в веществе электронов с разной частотой ω_{0i} общая дисперсионная формула принимает вид

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i \frac{1}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}.$$

Дисперсионные кривые

Область $0 < \omega \leq \omega_0$: $n^2 > 1$ и возрастает с увеличением ω в пределах $1 < n^2 < \infty$ – *нормальная дисперсия*.

Область $\omega_0 \leq \omega < \infty$: $n^2 < 1$ и возрастает с увеличением ω в пределах $-\infty < n^2 < 1$ – *нормальная дисперсия*.

Разрыв функции при $\omega = \omega_0$ и обращение ее в $n^2 = \pm\infty$ не имеет физического смысла. Это произошло из-за пренебрежения затуханием, $\beta = 0$.

Если учесть силы сопротивления при колебаниях электронов, то зависимость $n(\omega)$ вблизи ω_0 задается участком AB – *аномальная дисперсия* (n убывает при возрастании ω , рис. 5.4).

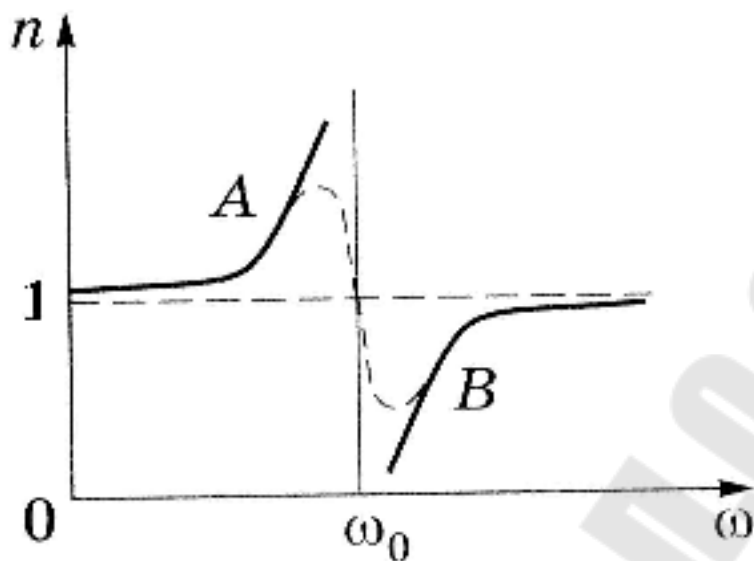


Рис. 5.4

Замечание: Как видно из рис. 5.4, при $\omega > \omega_0$, $n < 1$, а это значит, что фазовая скорость электромагнитной волны $v = c/n$ оказывается больше c ! Подобное имеет место в плазме, где $\omega_0 = 0$ (электроны свободные). Никакого противоречия с теорией относительности здесь нет. Последняя утверждает, что скорость сигнала (импульса) не может превышать c . Понятие же показателя преломления применимо к монохроматическим электромагнитным волнам, бесконечным в пространстве и во времени. Такие волны не могут служить для передачи сигнала, а кроме того, их в принципе невозможно осуществить.

Если в атоме несколько собственных частот ω_{0i} (или в молекуле содержится несколько оптических электронов), то соответственно будет несколько областей аномальной дисперсии (рис. 5.5).

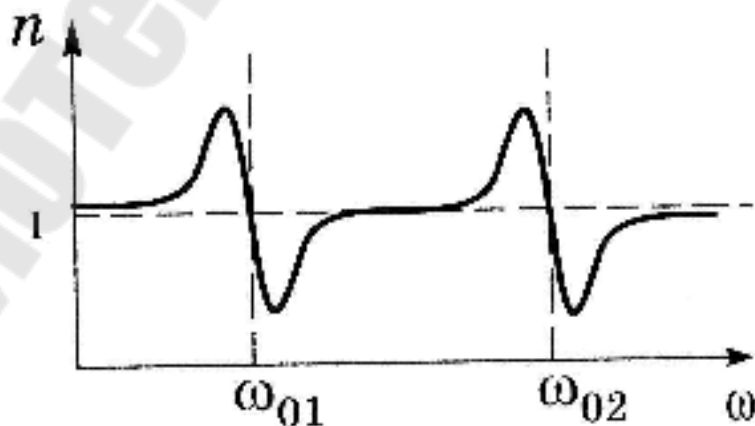


Рис. 5.5

Поглощение света. Закон Бугера

Поглощение света – явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии.

Прохождение световой волны через вещество сопровождается потерей энергии этой волны, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов (точнее, на изменение их состояния в атоме). Частично эта энергия возвращается излучению в виде вторичных волн, порождаемых колеблющимися электронами; частично же она переходит в другие формы энергии (во внутреннюю энергию вещества). Поэтому интенсивность света при прохождении через обычное вещество уменьшается – свет поглощается в веществе.

Пусть через однородное вещество распространяется параллельный световой пучок. Выделим мысленно в этом веществе бесконечно тонкий плоский слой толщины dx (рис. 5.6). При прохождении этого слоя интенсивность света уменьшится на величину: $(I - dI) - I = -dI$. Ясно, что эта величина будет пропорциональна интенсивности I в данном поглощающем слое и его толщине dx , т. е.

$$-dI = \kappa I dx,$$

где κ – коэффициент поглощения.

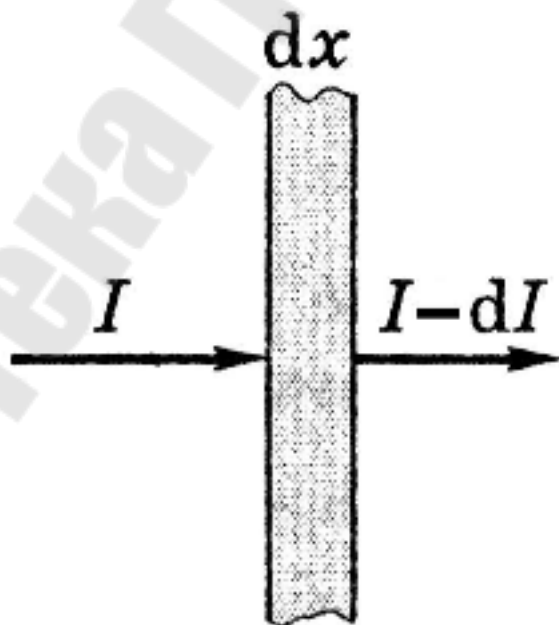


Рис. 5.6

Разделив переменные, получим $dI/I = -\kappa dx$. После интегрирования в пределах от I_0 до I и от 0 до x найдем:

$$\int_{I_0}^I dI/I = -\int_0^x \kappa dx \Rightarrow \ln(I/I_0) = -\kappa x,$$

откуда после экспоненцирования получим

$$\boxed{I = I_0 e^{-\kappa x}} \text{ – закон Бугера.}$$

Иными словами, *интенсивность света при прохождении однородного вещества уменьшается по экспоненциальному закону.*

Для всех веществ поглощение имеет *селективный* характер, т. е. коэффициент поглощения κ зависит от длины волны света (в вакууме). Так, например, для жидких и твердых веществ зависимость $\kappa(\lambda)$ имеет вид, подобный изображенному на рис. 5.7. То есть сильное поглощение обнаруживается в достаточно широком интервале длин волн.

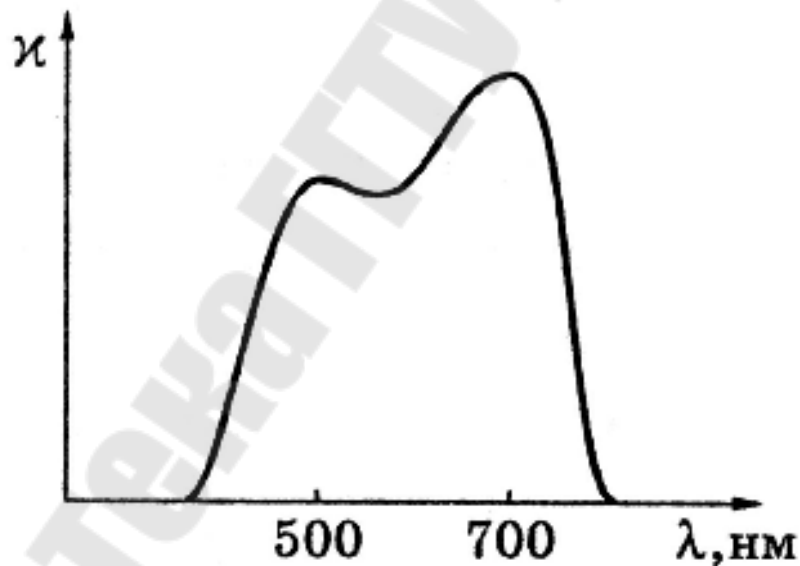


Рис. 5.7

В случае газов или паров металлов при невысоком давлении для всех длин волн коэффициент $\kappa(\lambda) \approx 0$, и лишь для очень узких спектральных интервалов $\delta\lambda$ (порядка нескольких тысячных нм) обнаруживаются резкие максимумы. Эти максимумы соответствуют резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов, которые практически не взаимодействуют друг с другом.

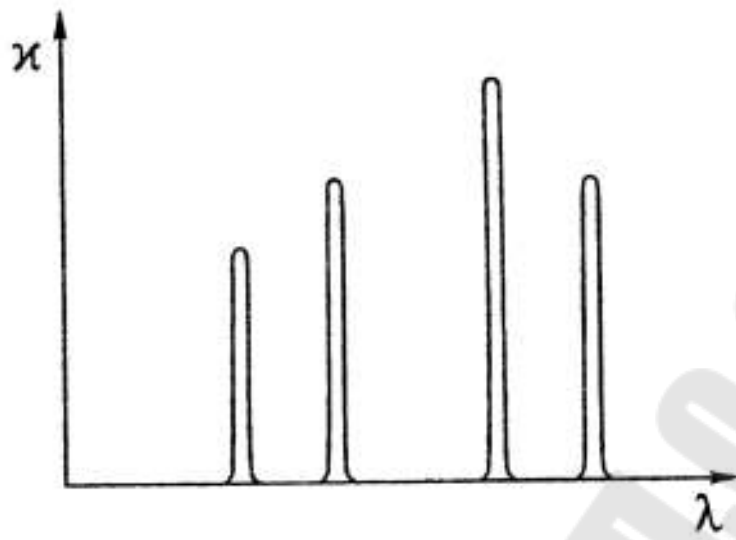


Рис. 5.9

Тема 6

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Содержание: тепловое излучение; абсолютно черное тело; закон Кирхгофа; законы излучения абсолютно черного тела (закон Стефана-Больцмана, законы Вина); противоречия классической физики; квантовая гипотеза; фотоны; формула Планка для универсальной функции Кирхгофа.

Тепловое излучение

Происходит за счет нагревания тела, т. е. внутренней энергии вещества и поэтому свойственно всем физическим телам при любой температуре, отличной от 0 К.

Тепловое излучение ведет к уменьшению внутренней энергии тела и, следовательно, к снижению температуры тела, т. е. к его охлаждению. Для того чтобы обеспечить возможность длительного излучения энергии, необходимо пополнять ее убыль. Но, излучая, тело само поглощает часть энергии, испускаемой другими телами. Поглощение энергии приводит к увеличению внутренней энергии тела и, следовательно, к повышению ее температуры. Постоянное испускание и поглощение энергии телами приводит к тому, что в изолированной термодинамической системе в конце концов устанавливается такая температура, при которой уменьшение энергии телом при испускании компенсируется ее увеличением при поглощении. При этом спектр излучаемой и поглощаемой энергии остается неизменным во времени. Такого типа излучение называют **равновесным**.

Состояние термодинамической системы, при котором ее параметры не изменяются с течением времени, называют **термодинамическим равновесием**. Для системы, находящейся в термодинамическом равновесии, характерны следующие свойства: *для теплового излучения состояние термодинамического равновесия изолированной системы устанавливается с течением времени; если система достигла термодинамического равновесия и, при этом внешние условия не изменяются, то система не может сама произвольно выйти из этого состояния.*

Все другие виды излучений (их объединяют под общим названием люминесценция) этим свойством не обладают. *Из всех видов излучения равновесным может быть только тепловое.*

Основные характеристики теплового излучения

Различают два типа характеристик теплового излучения – *интегральные и дифференциальные*. Последние из них учитывают спектральный состав излучения.

Излучение характеризуют его энергией W .

Потоком излучения Φ_e называется отношение энергии излучения W ко времени t , за которое оно произошло:

$$\Phi_e = W / t.$$

Энергетической светимостью тела называется отношение потока излучения, испускаемого телом, к площади S поверхности излучателя:

$$R_e = \Phi_e / S.$$

Единица энергетической светимости – *ватт на квадратный метр* ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

Спектральная плотность энергетической светимости (или **испускательной способности**) есть отношение энергетической светимости dR_e , соответствующей узкому участку спектра, к ширине этого участка $d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = dR_e / d\lambda.$$

Аналогично можно определить функцию $r_{\nu,T} = dR_e / d\nu$. Найдем связь между ними. Так как, по определению, $r_{\nu,T}$ и $r_{\lambda,T}$ не могут быть отрицательными, отсюда находим

$$r_{\nu,T} = \frac{dR_e}{d\nu} = \frac{dR_e}{d\lambda} \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = r_{\lambda,T} \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right|,$$
$$c = \lambda \nu \Rightarrow \frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c} \Rightarrow$$

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}.$$

Энергетическая светимость тела может быть определена из функции $r_{\lambda,T}$ или $r_{\nu,T}$:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu.$$

Коэффициентом поглощения α (или **поглощательной способностью**) называют величину, равную отношению потока излучения Φ'_e , поглощенного данным телом, к потоку излучения Φ_e , падающему на это тело:

$$\alpha = \Phi'_e / \Phi_e.$$

Спектральная поглощательная способность (или **монохроматический коэффициент поглощения**) показывает, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом:

$$\alpha_{\lambda,T} = d\Phi'_{e,\lambda} / d\Phi_{e,\lambda}.$$

Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа: в состоянии термодинамического равновесия у тел, обменивающихся энергией лишь путем излучения и поглощения, отношение спектральной плотности энергетической светимости к коэффициенту поглощения является величиной постоянной, не зависящей от природы тела. Для всех тел оно выражается одной и той же функцией от длины волны λ и температуры T :

$$\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} = f(T, \lambda),$$

где $f(T, \lambda)$ (или $f(T, \nu)$) есть *универсальная функция Кирхгофа*.

Этот закон поучительно также записать в виде

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_3 = \dots = f(T, \lambda),$$

где индексы 1, 2, 3 и т. д. относятся к разным телам.

Следствие закона Кирхгофа: тело поглощает электромагнитные волны преимущественно в том интервале, в котором само их испускает.

Абсолютно черным телом называется тело, которое при любой температуре поглощает всю энергию падающего на него электромагнитного излучения произвольной длины волны.

Для него $\alpha_{\lambda,T} = 1$ при любой температуре. Отсюда следует:

$$r_{\lambda,T} = f(T, \lambda).$$

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как *спектральная плотность энергетической светимости черного тела*.

К черному телу по своим свойствам близки сажа, черный бархат, платиновая чернь.

Тело, для которого $\alpha_{\lambda,T} < 1$, называют *серым*.

Модель абсолютно черного тела

Идеальной моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 6.1). Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократные отражения от стенок, в результате чего интенсивность вышедшего излучения оказывается практически равной нулю. Абсолютно черное тело – это *идеализированная модель*. Таких тел в природе нет. Но, например, сажа, платиновая чернь, черный бархат в определенном интервале частот по своим свойствам близки к абсолютно черному телу.

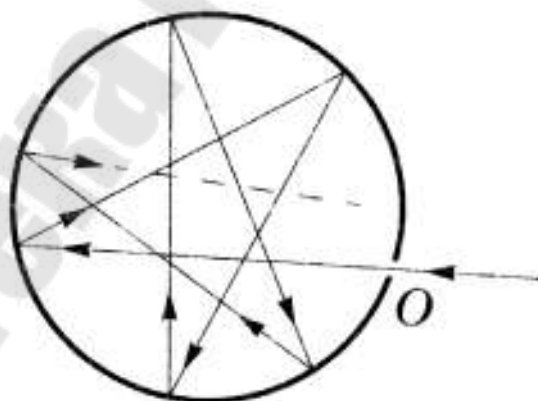


Рис. 6.1

Объяснение свечения накаливаемых тел по закону Кирхгофа

Темные места разрисованного фарфора (рис. 6.2, а) при накаливании излучают сильнее (рис. 6.2, б). Согласно закону Кирхгофа, те-

ло, сильнее поглощающее, сильнее и излучает, если сравнение происходит при *одинаковой* температуре (отдельные части фарфора нагреты до одинаковой температуры).

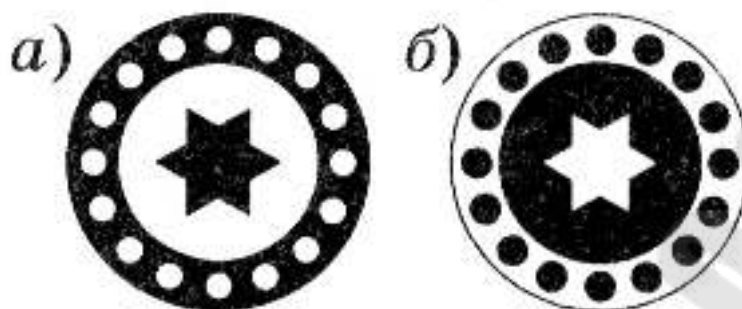


Рис. 6.2

Закон Стефана-Больцмана, законы Вина

Экспериментальные кривые распределения энергии в спектре излучения черного тела, т. е. зависимость спектральной плотности энергетической светимости $r_{\nu, T}$ и $r_{\lambda, T}$ абсолютно черного тела от частоты ν и длины волны λ при постоянной температуре T , представлены соответственно на рис. 6.3.

Закон Стефана – Больцмана: энергетическая светимость R_e абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры T .

$$R_e = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана–Больцмана.

Экспериментальные кривые зависимости $r_{\nu, T}$ от частоты ν и $r_{\lambda, T}$ от частоты от длины волны λ :

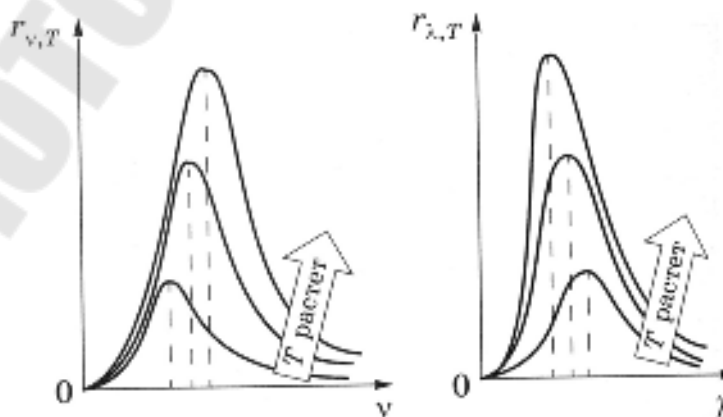


Рис. 6.3

С увеличением длины волны λ функция $r_{\lambda,T}$ возрастает, достигая отчетливо выраженного максимума при некоторой длине волны λ_{\max} , а затем уменьшается. С повышением температуры максимум излучения смещается в сторону более коротких волн.

Закон смещения Вина: длина волны λ_{\max} обратно пропорциональна температуре абсолютно черного тела:

$$\lambda_{\max} = C' / T,$$

где $C' = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

Второй закон Вина: максимальное значение излучательной способности, т. е. спектральной плотности энергетической светимости, возрастает пропорционально пятой степени термодинамической температуры.

$$r_{\lambda,\max} = C'' T^5,$$

где $C'' = 1.30 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$ – постоянная второго закона Вина.

Экспериментальные кривые, приведенные на рис. 6.3, подтверждают выводы закона смещения Вина: происходит смещение максимума $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн (или смещение максимума $r_{\nu,T}$ в область больших частот).

Законы Стефана–Больцмана и Вина являются эмпирическими (экспериментально установленными). Многочисленные попытки теоретически установить закон излучения черного тела долгое время приводили к результатам, согласующимся с опытом только в ограниченном интервале температур и длин волн. Это объяснялось тем, что в основу этих попыток были положены классические представления электродинамики и термодинамики, согласно которым тело испускает и поглощает энергию непрерывно. Однако эти представления привели к абсурдному результату. Проблема теплового излучения зашла в тупик...

Только путем введения принципиально новых квантовых воззрений в 1900 г. Планку удалось получить формулу, находящуюся в полном согласии с опытом.

Квантовая гипотеза Планка. Формула Планка для универсальной функции Кирхгофа

Гипотеза Планка (1900 г.): вещество не может испускать и поглощать энергию излучения иначе как конечными порциями (квантами), пропорциональными частоте этого излучения. Энергия кванта равна

$$E = h \nu,$$

где $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка; ν – частота излучения.

Представляя вещество в виде совокупности электронных осцилляторов, энергия которых может изменяться лишь на величину, кратную $h \nu$, Планк построил теорию теплового излучения и вывел закон распределения спектральной плотности энергии для черного тела:

$$r_{\nu, T} = \frac{2 \pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h \nu / (k T)] - 1}$$

или

$$r_{\lambda, T} = \frac{2 \pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[h c / (\lambda k T)] - 1}$$

Эти формулы блестяще согласуются с опытом по распределению энергии в спектрах излучения черного тела *во всем интервале частот (длин волн) и температур* (рис. 6.4).

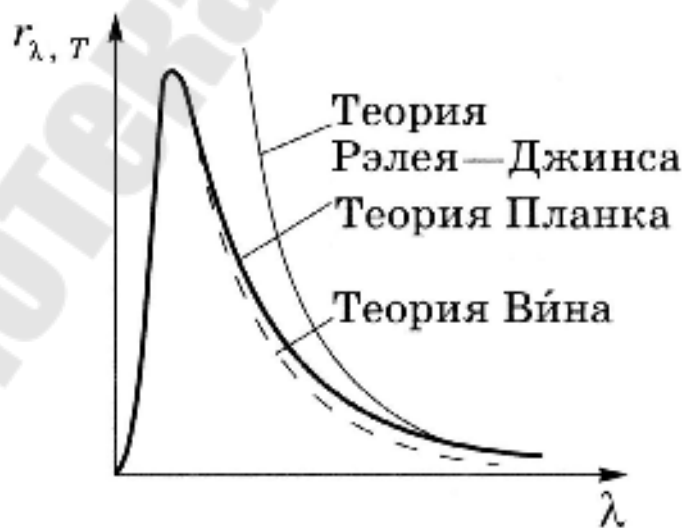


Рис. 6.4

Фундаментальность гипотезы Планка была подтверждена тем, что полученные ранее эмпирические законы излучения абсолютно черного тела могут быть выведены из формулы Планка.

Вывод частных формул и законов из формулы Планка

1) *Формула Рэля–Джинса:*

При условии $h\nu \ll kT$ имеем,

$$\exp[h\nu/(kT)] - 1 \approx 1 + h\nu/(kT) - 1 = h\nu/(kT),$$

отсюда

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)] - 1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT,$$

$$\boxed{r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT} \text{ — формула Рэля — Джинса.}$$

2) *Формула Вина:*

При условии $h\nu \gg kT$ имеем,

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)] - 1} \approx \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)]} = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \exp[-h\nu/(kT)]$$

$$\boxed{r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \exp[-h\nu/(kT)]} \text{ — формула Вина.}$$

3) *Закон Стефана–Больцмана:*

Энергетическая светимость абсолютно черного тела есть

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)] - 1} d\nu.$$

Введем новую переменную:

$$x = \frac{h\nu}{kT} \Rightarrow dx = \frac{h}{kT} d\nu \Rightarrow d\nu = \frac{kT}{h} dx \Rightarrow$$

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{\exp[x] - 1} dx = \sigma T^4,$$

$$\text{где } \sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp[x]-1} dx = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \cdot \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} -$$

постоянная Стефана – Больцмана.

4) *Закон Вина:*

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1},$$

Из условия $\frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = 0$ находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} &= \frac{2\pi hc^2}{\lambda^6 \{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1\}} (-5) + \\ &+ \frac{2\pi hc^2}{\lambda^6 \{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1\}^2} \exp[hc/(\lambda kT)] \frac{hc}{\lambda kT} = \\ &= \frac{2\pi hc^2}{\lambda^6 \{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1\}} \left(-5 + \frac{\exp[hc/(\lambda kT)] \frac{hc}{\lambda kT}}{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1} \right) = 0. \end{aligned}$$

Введем новую переменную $u = \frac{hc}{\lambda kT}$. Тогда из предыдущего

уравнения получим трансцендентное уравнение $u e^u - 5(e^u - 1) = 0$,

численное решение которого $u = 4.965$, т. е. $4.965 = \frac{hc}{\lambda_{\max} kT}$. Пере-

пишем это равенство в форме закона смещения Вина $\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$, где

$$b = \frac{hc}{4.965k}.$$

Вывод: формула Планка не только прекрасно согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения, а также позволяет вычислить постоянные в законах теплового излучения. Следовательно, формула Планка является *полным решением* основной задачи теплового излучения, поставленной Кирхгофом.

Тема 7

КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Содержание: внешний фотоэффект и его законы; формула Эйнштейна для внешнего фотоэффекта; энергия и импульс световых квантов (фотонов); эффект Комптона.

Внешний фотоэффект и его законы

Фотоэлектрический эффект (или **фотоэффект**) – это вырывание электронов из атомов или молекул вещества под действием света (излучения).

Открыт Герцом в 1887 г.

Если электроны, выбитые светом, вылетают за пределы вещества, фотоэффект называют **внешним**.

Внешний фотоэффект наблюдается главным образом у металлов.

Если же оторванные от своих атомов или молекул электроны остаются внутри освещаемого вещества в качестве свободных, то фотоэффект называют **внутренним**.

В результате внутреннего фотоэффекта концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению **фотопроводимости** (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению ЭДС.

Схема для исследования фотоэффекта

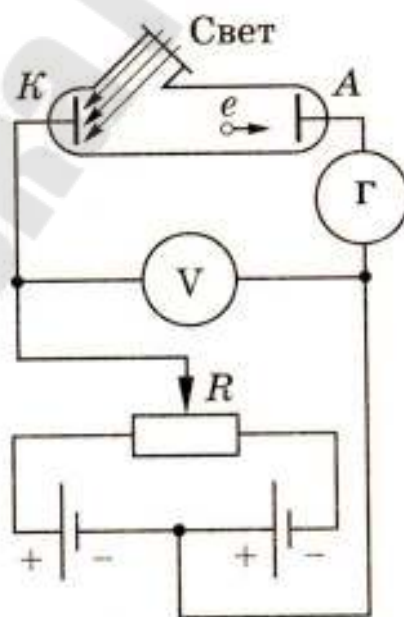


Рис. 7.1

Два электрода (катод K из исследуемого металла и анод A – в схеме Столетова применялась металлическая сетка) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко, которое пропускает ультрафиолетовые лучи), измеряется включенным в цепь гальванометром G . Облучая катод светом различных длин волн, Столетов (1888–1889гг.) установил следующие закономерности:

1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение; 2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; 3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его интенсивности (световому потоку).

Впоследствии Ленард и Томсон (1899 г.) показали, что под действием света вырываются электроны.

Вольт-амперная характеристика фотоэффекта

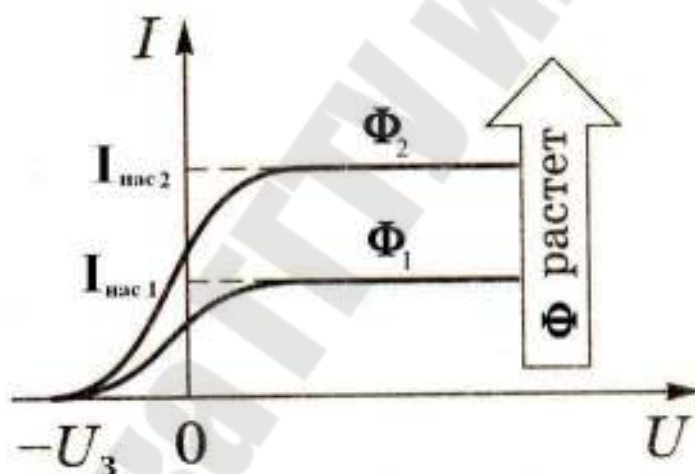


Рис. 7.2. Зависимость фототока I от напряжения U между электродами

Приведенные кривые соответствуют двум разным световым потокам Φ_1 и Φ_2 ($\Phi_2 > \Phi_1$), падающим на катод, но одинаковой частоте света. С увеличением U фототок I постепенно возрастает, т. е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Из пологого характера кривых следует, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение $I_{\text{нас}}$ – фототок насыщения – определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода. Из вольт-амперной характеристики следует, что при $U = 0$ фототок не исчезает. Следовательно, элек-

троны, выбитые светом из катода, обладают некоторой начальной скоростью v , значит, и отличной от нуля кинетической энергией и могут достигнуть анода без внешнего поля. Для того, чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить *задерживающее напряжение* U_3 . При $U = U_3$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{\max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3.$$

Измерив задерживающее напряжение U_3 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектронов.

Законы внешнего фотоэффекта

Первый закон (Столетова): при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения $I_{\text{нас}}$ пропорциональна световому потоку Φ , падающему на катод):

$$I_{\text{нас}} = k \Phi,$$

Коэффициент пропорциональности k называют *фоточувствительностью освещаемой пластинки*.

Второй закон: максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .

Третий закон: для каждого вещества существует *красная граница фотоэффекта*, т. е. минимальная частота $\nu_{\text{кр}}$ света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Волновая теория света могла объяснить лишь первый закон. Согласно этой теории, свет, представляющий собой электромагнитные волны, приводит электроны, находящиеся вблизи поверхности металла, в колебательное движение с амплитудой, зависящей от напряженности поля, а следовательно, от интенсивности падающего света. В результате электрон приобретает кинетическую энергию, достаточную для преодоления силы притяжения положительных ионов и вылета его из металла. Чем больше интенсивность падающего света, тем

большее число электронов может получить энергию, достаточную для вылета из металла, и тем больше будет фототок насыщения. Это объясняет первый закон фотоэффекта. Но из этого же рассуждения следует, что кинетическая энергия вылетающих электронов также должна быть пропорциональна интенсивности падающего на пластинку света, а это противоречит второму закону. Точно так же непонятным с точки зрения волновой теории является и существование красной границы фотоэффекта.

Формула Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

Чтобы объяснить эти закономерности фотоэффекта, Эйнштейн использовал гипотезу Планка, согласно которой электромагнитное излучение представляет собой не непрерывную волну, а поток отдельных частиц – *квантов*, энергия которых равна $E = h\nu$.

Эйнштейн предположил, что явление фотоэлектрического эффекта является подтверждением дискретности света. Ведь если дискретность природы света проявляется при его испускании, то она должна сохраняться и в том случае, когда излучение распространяется в пространстве, а также при его поглощении.

Энергия $E = h\nu$ кванта, падающего на вещество, расходуется на работу $A_{\text{вых}}$ вырывания электрона из вещества (работа выхода) и на сообщение электрону кинетической энергии $mv^2/2$. Электрон, находящийся внутри вещества, поглотив квант света, либо покинет вещество, либо останется внутри него. Это зависит от того, что больше: энергия поглощенного кванта света или работа выхода электрона.

Уравнение Эйнштейна: энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода $A_{\text{вых}}$ из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону максимальной кинетической энергии $mv_{\text{max}}^2/2$:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}.$$

Уравнение Эйнштейна – это закон сохранения и превращения энергии применительно к явлению фотоэффекта.

Работа выхода электрона из металла $A_{\text{вых}}$ зависит от природы вещества.

Объяснение законов фотоэффекта на основе квантовой теории

Первый закон фотоэффекта

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света.

Второй закон фотоэффекта

Из уравнения Эйнштейна следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), так как ни $A_{\text{вых}}$, ни ν от интенсивности света не зависят.

Третий закон фотоэффекта

С уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A_{\text{вых}} = \text{const}$), поэтому при некоторой достаточно малой частоте $\nu_{\text{кр}} = A_{\text{вых}} / h$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится.

Энергия и импульс световых квантов (фотонов)

Развитие гипотезы Планка привело к созданию представлений о квантовых свойствах света. Кванты света получили название *фотонов*.

Из общих принципов теории относительности вытекает:

- 1) масса фотона равна нулю (они не существуют в состоянии покоя);
- 2) фотон движется всегда со скоростью света c .

Энергия фотона определяется по формуле $E = h\nu$. Часто используется и другое выражение для энергии фотона:

$$E = h\nu = 2\pi\nu \cdot h / 2\pi = \hbar\omega,$$

то есть

$$\boxed{E = \hbar\omega},$$

где $\hbar = h / 2\pi$, $\omega = 2\pi\nu$.

Согласно специальной теории относительности импульс безмассовой частицы равен $p = E / c = h\nu / c = h / (cT) = h / \lambda = h / 2\pi \cdot 2\pi / \lambda = \hbar k$,
то есть

$$\boxed{\vec{p} = \hbar \vec{k}},$$

где $\hbar = h / 2\pi$, $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число.

Эти формулы связывают корпускулярные характеристики фотона – энергию и импульс – с волновой характеристикой излучения – частотой (длиной волны). Таким образом, *свет представляет собой единство противоположных видов движения – корпускулярного (квантового) и волнового (электромагнитного)*, т. е. необходимо говорить о *двойственной корпускулярно-волновой природе света (о корпускулярно-волновом дуализме)*.

Эффект Комптона

Эффектом Комптона называют упругое рассеяние фотонов на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны.

Открытое в 1923 г. явление, получившее название эффекта Комптона, дало новые доказательства существования фотона.

Явление рассеяния света электромагнитная теория объясняла следующим образом. Под действием электрического поля падающей электромагнитной волны (первичная волна) электроны начинают колебаться, являясь источниками вторичных сферических волн. Но, согласно электромагнитной теории, если первичная волна была монохроматической, то и рассеянное излучение должно быть монохроматическим и обладать частотой, равной частоте первичной волны. Однако опыты по рассеянию рентгеновского излучения на электронных оболочках атомов и рассеянию гамма-излучения на атомных ядрах показывают, что наряду с излучением основной частоты имеется компонента излучения с частотой, меньшей частоты падающего излучения. В терминах длин волн это значит, что Комптон обнаружил в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появление *смещенной линии* с длиной волны $\lambda' > \lambda$ (Рис.7.3). Этот эффект получил название *комптоновского смещения*, а само явление – *эффекта Комптона*. Объяснить этот факт электромагнитная теория света не могла.

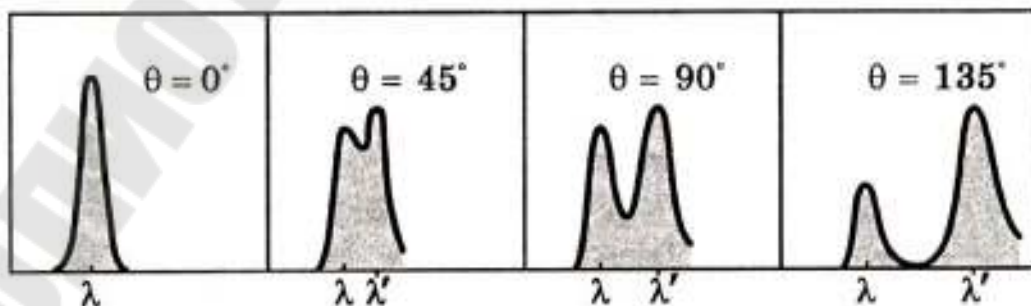


Рис.7.3

Все закономерности эффекта Комптона могут быть объяснены, если взаимодействие между электроном и электромагнитной волной рассматривать как процесс упругого соударения фотона со свободным электроном.

Свободными называют электроны (или нуклоны), энергия связи которых в атоме (или ядре) значительно меньше, чем энергия падающих фотонов.

Рассмотрим столкновение фотона, имеющего энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar k$, со свободным или слабо связанным электроном. Электрон по сравнению с фотоном можно считать неподвижным, поэтому в результате упругого соударения электрон приобретает, а фотон теряет энергию.

Зависимость частоты или длины волны рассеянного фотона от угла рассеяния можно определить, используя законы сохранения энергии и импульса.

По закону сохранения энергии, сумма энергий падающего (первичного) фотона $\hbar\omega$ и энергии покоящегося электрона mc^2 должна быть равна сумме энергий рассеянного (вторичного) фотона $\hbar\omega'$ и полной энергии электрона отдачи $\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$:

$$\hbar\omega + mc^2 = \hbar\omega' + \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}.$$

По закону сохранения импульса, импульс начального фотона $\hbar\vec{k}$ равен геометрической сумме импульсов рассеянного фотона $\hbar\vec{k}'$ и электрона отдачи \vec{p} (рис. 7.4):

$$\hbar\vec{k} = \vec{p} + \hbar\vec{k}'.$$



Рис.7.4

Разделим первое равенство на c и учтем, что $\omega/c = k$:

$$\sqrt{p^2 + m^2 c^2} = \hbar(k - k') + m c$$

Возведем левую и правую части равенства в квадрат. После ряда преобразований получим:

$$\begin{aligned} p^2 &= [\hbar(k - k') + m c]^2 - m^2 c^2 \Rightarrow \\ p^2 &= [\hbar(k - k')]^2 + 2\hbar m c(k - k') + [m c]^2 - m^2 c^2 \Rightarrow \\ p^2 &= \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2k k') + 2\hbar m c(k - k'). \end{aligned} \quad (7.1)$$

Выражение для закона сохранения импульса преобразуем следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{p} &= \hbar(\vec{k} - \vec{k}') \Rightarrow \vec{p}^2 = \hbar^2(\vec{k} - \vec{k}')^2 \Rightarrow \\ p^2 &= \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2k k' \cos \theta), \end{aligned} \quad (7.2)$$

где θ – угол между векторами \vec{k} и \vec{k}' (угол рассеяния).

Приравнивая правые части выражений (7.1) и (7.2), получим:

$$\hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2 k k') + 2 \hbar m c (k - k') = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2 k k' \cos \theta) \Rightarrow$$

$$m c (k - k') = \hbar k k' (1 - \cos \theta).$$

Умножим левую и правую часть этого равенства на $2\pi/(m c k k')$ и учтем, что $2\pi/k = \lambda$, $2\pi/k' = \lambda'$:

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{m c} (1 - \cos \theta) \Rightarrow$$

$$\boxed{\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos \theta)},$$

где $\lambda_C = \frac{2\pi\hbar}{m c}$ – *комptonовская длина волны*. Для электрона –

$\lambda_C = 2.43 \cdot 10^{-12}$ м, для нуклона – $\lambda_C = 1.32 \cdot 10^{-15}$ м.

КОМПТОНОВСКИЙ СДВИГ

Разность $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и от природы рассеивающего вещества, а зависит только от угла θ между направлениями рассеянного и первичного излучений.

Интерпретация эффекта Комптона

Волновая теория

Эффект Комптона необъясним на основе волновых представлений. Согласно волновой теории, механизм рассеяния объясняется «раскачиванием» электронов электромагнитным полем падающей волны. В таком случае частота рассеянного излучения должна совпадать с частотой излучения падающего.

Квантовая теория

Эффект Комптона рассматривается как упругое рассеяние фотона на свободном покоящемся электроне. Фотон, столкнувшись с электроном, передает ему часть своей энергии и импульса и изменяет направление движения (рассеивается). Уменьшение энергии фотона означает увеличение длины волны рассеянного излучения.

Вывод: эффект Комптона, фотоэффект и множество других экспериментов с участием света и атомов подтвердили, что свет действительно ведет себя так, как если бы он состоял из частиц с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\vec{k}$.

Тема 8

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Содержание: корпускулярно–волновой дуализм; гипотеза де Бройля; дифракция электронов и нейтронов; соотношение неопределенностей Гейзенберга; задание состояния микрочастиц; волновая функция и ее статистический смысл; временное и стационарное уравнения Шредингера; стационарные состояния; квантование энергии; частица в одномерной прямоугольной яме; прохождение частицы над и под барьером; туннельный эффект; квантование момента импульса.

Корпускулярно-волновой дуализм

Рассмотренные явления – тепловое излучение, явление фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния – подтверждают гипотезу о дискретности природы света, т. е. *подтверждают квантовые представления о природе света*. Экспериментально установлено, что чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются волновые свойства света (например, дифракция рентгеновского излучения обнаружена лишь после применения в качестве дифракционной решетки кристаллов).

Но с позиций этой гипотезы невозможно объяснить явления, *подтверждающие волновую природу света*, такие, например, как интерференция, дифракция и поляризация света. Экспериментально установлено, что чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются квантовые свойства света (с этим связано, например, существование «красной границы» фотоэффекта).

Другое очевидное противоречие следует из соотношений для энергии и импульса фотона

$$E = \hbar \omega, \quad \vec{p} = \hbar \vec{k}.$$

Эти формулы связывают корпускулярные и волновые свойства света: левые части (E и \vec{p}) характеризуют фотон как частицу, правые же содержат ω и \vec{k} , что определяет их волновые свойства. Но именно существование этих свойств и не может быть логически непротиворечиво объяснено классической физикой. С точки зрения последней понятие частицы и волны исключают друг друга.

Итак, электромагнитное излучение представляет собой сложную

форму материи, которая имеет двойственную корпускулярно-волновую природу. Исследования последних десятилетий показывают, что корпускулярно-волновая природа (корпускулярно-волновой дуализм) присуща не только свету, но и частицам микромира.

Корпускулярно-волновой дуализм – проявление взаимосвязи двух основных форм материи: вещества и поля.

Гипотеза де Бройля

Идея приписать волновые свойства электрону принадлежит французскому физику *Луи де Бройлю*. Проводя аналогию между квантом, обладающим энергией $E = \hbar \omega$ и импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, де Бройль предположил, что *движение электрона или какой-либо другой частицы, обладающей массой покоя, связано с волновым процессом*. Таким образом, де Бройль предположил, что *корпускулярно-волновой дуализм имеет универсальный характер* и распространяется не только на фотоны, но и на все частицы материи: частицы вещества (в частности, электроны) обладают наряду с корпускулярными также и волновыми свойствами. Итак, де Бройль высказал гипотезу, что соотношение

$$p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar \omega}{c} = \frac{h}{cT} = \frac{h}{\lambda},$$

относящееся к фотонам, имеет универсальный характер. То есть для всех частиц длина волны

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p}} \text{ – формула де Бройля,}$$

где λ – де Бройлевская длина волны частицы с импульсом p .

Дифракция электронов и нейтронов

1) *Опыты Девиссона и Джермера (1927)*

Если пучок электронов обладает волновыми свойствами, то можно ожидать, даже не зная механизма отражения этих волн, что их отражение от кристалла будет иметь такой же интерференционный характер, как у рентгеновских лучей.

В одной серии опытов Дэвиссона и Джермера для обнаружения дифракционных максимумов (если таковые есть) измерялись ускоряющее напряжение электронов и одновременно положение детектора D (счетчика отраженных электронов). В опыте использовался монокристалл никеля (кубической системы), сошлифованный так, как показано на рис. 8.1, *a*.

Если его повернуть вокруг вертикальной оси в положение, соответствующее рисунку, то в этом положении сошлифованная поверхность покрыта правильными рядами атомов, перпендикулярными к плоскости падения (плоскости рисунка), расстояние между которыми $d = 0,215$ нм. Детектор перемещали в плоскости падения, меняя угол θ . Было установлено, что пучок электронов, рассеивающийся от естественной дифракционной решетки – кристалла никеля, дает отчетливую дифракционную картину.

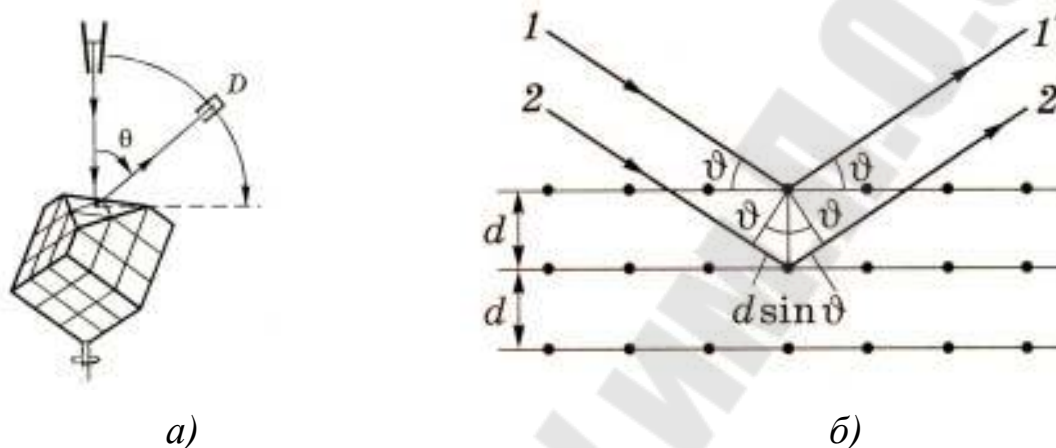


Рис. 8.1

Объяснить это можно следующим образом. От разных кристаллических плоскостей кристалла в результате дифракции падающего излучения на атомах исходят волны, как бы испытавшие зеркальное отражение от этих плоскостей (рис. 8.1, б). Данные волны при интерференции усиливают друг друга, если выполняется условие Вульфа–Брэгга $2d \sin \theta = k \lambda$, где $k = 1, 2, 3, \dots$, d – межплоскостное расстояние, θ – угол скольжения (угол между падающим лучем и кристаллической плоскостью). Брэгговская длина волны оказалась в точности равной длине волны, вычисленной по формуле де Бройля $\lambda = h / p$.

Опыты Девиссона и Джермера твердо установили, что электроны дифрагировали как волны, длина которых в точности совпадает с длиной волны, которую дают формулы волновой (квантовой) механики, т. е. брэгговская и дебройлевская длины волн равны. Так же как и для электронов, явление дифракции наблюдается для протонов и атомов.

2) Опыты Тартаковского и Томсона

Наблюдалась дифракционная картина при прохождении пучка быстрых электронов (≈ 50 кэВ) через металлическую фольгу (толщиной ≈ 1 мкм).

Томсон осуществил опыты с *быстрыми электронами* (десятки кэВ), Тарковский – со сравнительно *медленными электронами* (до 1,7 кэВ).

3) *Опыты Тартаковского*

Даже в случае столь слабого электронного пучка, когда каждый электрон проходит через прибор независимо от других (промежутки времени между двумя электронами в 10^4 раз больше времени прохождения электроном прибора), возникающая при длительной экспозиции дифракционная картина не отличается от дифракционных картин, получаемых при короткой экспозиции для потоков электронов, в десятки миллионов раз более интенсивных. Следовательно, волновые свойства частиц не являются свойством их коллектива, а присущи *каждой частице* в отдельности.

4) *Дифракционные явления* обнаружены также для *нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков*. Это окончательно послужило доказательством наличия волновых свойств микрочастиц и позволило описывать движение микрочастиц в виде волнового процесса, характеризующегося определенной длиной волны, рассчитываемой по формуле де Бройля.

Благодаря всем этим экспериментальным фактам было доказано, что волновые свойства являются универсальным свойством *всех* микрочастиц. Они не обусловлены какими-то особенностями внутреннего строения той или иной частицы, а отражают их общий закон движения.

Таким образом, *микрочастицы (электроны, протоны и др.) подобно фотонам, имеют двойственную корпускулярно-волновую природу*. Корпускулярные и волновые характеристики связаны между собой постоянной Планка:

$$E = \hbar \omega \quad \text{и} \quad \lambda = h / p.$$

Физический смысл волн де Бройля можно понять, анализируя связь между волновыми и корпускулярными свойствами частиц и света. Дифракционные максимумы соответствуют тем точкам пространства, куда попадает наибольшее число частиц. Эти точки характеризуются максимальной амплитудой волны. Таким образом, *квадрат амплитуды волны де Бройля в данной точке пространства является мерой вероятности обнаружить частицы в этой точке пространства*.

ВЕЛИКИЙ ПАРАДОКС!

Рассмотренные выше эксперименты вынуждают констатировать, что перед нами один из загадочнейших парадоксов: что означает утверждение «электрон – это одновременно частица и волна»?

Попытаемся разобраться в этом вопросе с помощью мысленного эксперимента, аналогичного опыту Юнга по изучению интерферен-

ции света (фотонов) от двух щелей. После прохождения пучка электронов через две щели на экране образуется система максимумов и минимумов, положение которых можно рассчитать по формулам волновой оптики, если каждому электрону сопоставить дебройлевскую волну.

В явлении интерференции от двух щелей содержится сама суть квантовой теории, поэтому уделим этому вопросу особое внимание. Если мы имеем дело с фотонами, то парадокс (частица волна) можно устранить, предположив, что фотон в силу своей специфичности расщепляется на две части (на щелях), которые затем интерферируют.

А электроны? Они ведь никогда не расщепляются – это совершенно достоверно. В природе никогда не наблюдалось половины или части электрона. В этом сущность атомизма, справедливого для всех микрочастиц, включая фотоны. С этой точки мы приходим к выводу, что отдельный электрон может пройти лишь через одну из двух щелей на рис. 8.2.

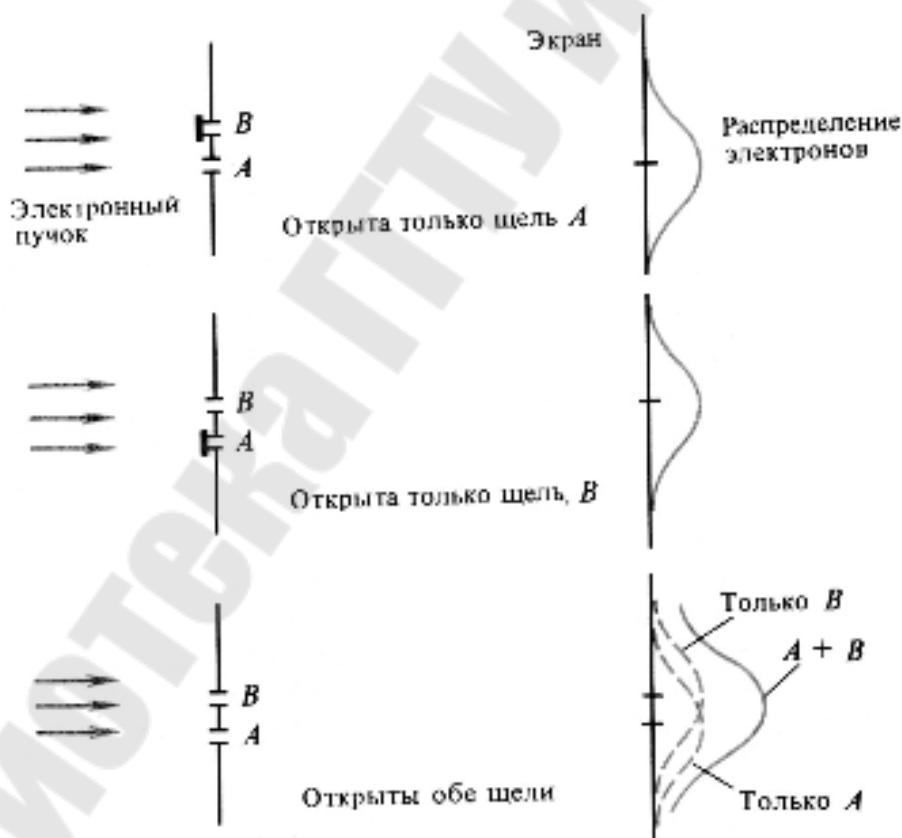


Рис. 8.2

Электрон может пройти либо через щель A , либо через щель B . Следовательно, распределение их на экране должно быть суммой

распределений $A + B$ – оно показано в нижней части рис. 8.2.

Хотя логика в этих рассуждениях безупречна, такое распределение в природе не реализуется! Вместо этого мы наблюдаем совершенно иное распределение (рис. 8.3).

Не есть ли это крушение чистой логики и здравого смысла? Ведь все выглядит так, как если бы $100+100=0$ (в точке P_1). В самом деле, когда открыта или щель A или щель B , то в точку P_1 приходит, скажем, по 100 электронов в секунду, а если открыты обе щели, то ни одного!..

Более того, если сначала открыть щель A , а потом постепенно открывать щель B , увеличивая ее ширину, то по здравому смыслу число электронов, приходящих в точку P_1 ежесекундно, должно расти от 100 до 200. В действительности же – от 100 до нуля.

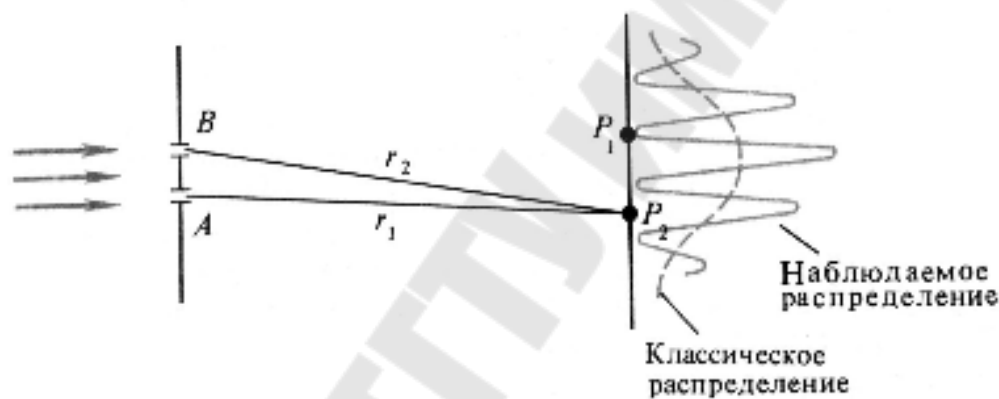


Рис. 8.3

Если подобную процедуру повторить, регистрируя электроны, например, в точке P_2 , то возникает не менее парадоксальный результат. По мере открывания щели B (при открытой щели A) число частиц в точке P_2 растет не до 200 в секунду, как следовало бы ожидать, а увеличивается от 100 до 400, когда вторая щель полностью открыта! Таким образом, $100 + 100 = 400$.

Как открывание щели B может повлиять на электроны, которые, казалось бы, проходят через щель A ? То есть дело обстоит так, что каждый электрон, проходя через какую-то щель, чувствует и соседнюю щель, корректируя свое поведение. Или подобно волне проходит сразу через обе щели(!?). Ведь иначе интерференционная картина не может возникнуть. Попытка все же определить, через какую щель проходит тот или иной электрон, приводит к разрушению интерфе-

ренционной картины.

Какой можно сделать из всего этого вывод? Единственный способ объяснения этих парадоксальных результатов заключается в создании математического формализма, совместимого с полученными экспериментальными результатами и всегда правильно предсказывающего наблюдаемые явления. Причем, разумеется, этот формализм должен быть внутренне непротиворечивым.

И такой формализм был создан. Он ставит в соответствие каждой частице некоторую комплексную *пси-функцию* $\Psi(\vec{r}, t)$. Формально она обладает свойствами классических волн, поэтому ее часто называют *волновой функцией*.

Возвращаясь к поведению электронов при прохождении через две щели, мы должны признать: тот факт, что в принципе нельзя ответить на вопрос, через какую щель проходит электрон (не разрушая интерференционной картины), несовместим с представлением о траектории. Таким образом, электронам, вообще говоря, нельзя приписать траектории.

Однако при определенных условиях, а именно когда дебройлевская длина волны микрочастицы становится очень малой и может оказаться много меньше, например, расстояния между щелями или атомных размеров, понятие траектории снова приобретает смысл.

Созданный математический формализм, составляющий основу волновой или квантовой механики, возможно, оставит у читателя тревожное ощущение, что более глубокое понимание ускользнуло от него. Но это не так. Ничего более фундаментального нет.

В этой связи уместно привести высказывание американского физика Ричарда Фейнмана, лауреата Нобелевской премии по физике (1965 г.), который пишет в своих «Лекциях по физике»:

«Быть может, вам все еще хочется выяснить: «А почему это? Какой механизм прячется за этим законом?» Так вот: никому никакого механизма отыскать не удалось. Никто в мире не сможет вам объяснить ни на капельку больше того, что «объяснили мы». Никто не даст вам никакого более глубокого представления о положении вещей. У нас их нет, нет представлений о более фундаментальной механике, из которой можно вывести эти результаты.»

И далее, «Раз поведение атомов так непохоже на наш обыденный опыт, то к нему очень трудно привыкнуть. И новичку в науке, и опытному физики – всем оно кажется своеобразным и туманным. Даже большие ученые не понимают его настолько, как им хотелось бы,

и это совершенно естественно, потому что весь непосредственный опыт человека, вся его интуиция – все прилагается к крупным телам. Мы знаем, что будет с большим предметом; но именно так мельчайшие тельца не поступают. Поэтому, изучая их, приходится прибегать к различного рода абстракциям, напрягать воображение и не пытаться связывать их с нашим непосредственным опытом».

Соотношение неопределенностей Гейзенберга

Теория атома Бора оказалась недостаточной для объяснения многих явлений микромира – строения многоэлектронных атомов, молекул, химической связи и т. д. Идеи де Бройля и выявленные на опыте волновые свойства частиц вещества послужили толчком к созданию принципиально новой теории, описывающей поведение микрочастиц с учетом их волновых свойств. Этой теорией стала *квантовая* (или *волновая*) *механика*, основы которой были созданы в 1925–1926 гг. В. Гейзенбергом и Э. Шредингером.

Подобно той роли, которую играет скорость света при решении вопроса о применимости ньютоновской (нерелятивистской) механики, существует критерий, показывающий в каких случаях можно ограничиться классическими представлениями. Этот критерий связан с постоянной Планка \hbar .

Физическая размерность \hbar равна (*энергия*) \times (*время*) или (*импульс*) \times (*длина*) или (*момент импульса*). Величину с такой размерностью называют *действием*. Постоянная Планка является квантом действия, т. е. наименьшей измеряемой величиной.

Упомянутый критерий состоит в следующем. Если в данной физической системе значение некоторой характерной величины H с размерностью действия сравнимо с \hbar , то поведение этой системы может быть описано только в рамках *квантовой теории*. Если же значение H очень велико по сравнению с \hbar , то поведение системы с высокой точностью описывают законы *классической физики*.

В классической физике исчерпывающее описание состояния частицы определяется динамическими параметрами, такими как координаты и импульс. Однако реальное поведение микрочастиц показывает, что существует принципиальный предел точности, с которой подобные переменные могут быть указаны и измерены.

Анализ причин существования этого предела, который называют *принципом неопределенности*, провел В. Гейзенберг (1927). Количественные соотношения, выражающие этот принцип в конкретных случаях, называют *соотношениями неопределенностей*. Наиболее важными являются два соотношения неопределенностей.

Соотношение неопределенностей для координат и импульсов

Микрочастица (микрообъект) не может иметь *одновременно* точных значений координаты (x, y, z) и соответствующих компонентов импульса (p_x, p_y, p_z) , причем произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка \hbar . Для проекции, например, на ось X оно выглядит так:

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

Физический смысл соотношения

Из соотношения неопределенностей следует, что, например, если микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты ($\Delta x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее импульса оказывается совершенно неопределенной ($\Delta p_x \rightarrow \infty$), и наоборот. Таким образом, для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения.

Соотношение неопределенностей для энергии и времени

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

где ΔE – неопределенность энергии некоторого состояния системы, Δt – промежуток времени, в течение которого оно существует.

Физический смысл соотношения

Из-за конечности времени жизни атомов в возбужденном состоянии энергия возбужденных состояний атомов не является точно определенной, поэтому частота излученного фотона также должна иметь неопределенность $\Delta \nu = \Delta E / \hbar$. В этом случае линии спектра должны иметь некоторую ширину. Опыт действительно показывает, что все спектральные линии размыты.

Задание состояния микрочастиц

Классическая физика

Состояние микрочастицы задается с помощью координаты и импульса. В одномерном случае это

$$x \quad \text{и} \quad p_x.$$

Развитие системы во времени определяется дифференциальным уравнением, выражающим второй закон Ньютона:

$$m \ddot{x} = F_x.$$

Квантовая теория

Состояние частицы задается пси-функцией $\Psi(x, y, z, t)$, которая является комплексной величиной и формально обладает волновыми свойствами. (В одномерном случае $\Psi(x, t)$.) Развитие системы во времени определяется дифференциальным уравнением Шредингера (см. ниже).

Волновая функция и ее статистический смысл

В общем случае (произвольное движение частицы в произвольных силовых полях) состояние частицы в квантовой механике задается *волновой функцией* (или *пси-функцией*) $\Psi(\vec{r}, t)$, зависящей от координат и времени. Она – *основной носитель информации* о корпускулярных и волновых свойствах микрочастиц. В частном случае свободного движения частицы волновая функция – плоская волна де Бройля.

На основании статистической интерпретации *вероятность* нахождения частицы в момент времени t в элементе объема $dV = dx dy dz$ определяется как

$$dW = |\Psi|^2 dV = \Psi \Psi^* dV,$$

где Ψ^* – комплексно-сопряженная функция. Отсюда *плотность вероятности*, т. е. вероятность нахождения частицы в момент времени t в окрестности данной точки пространства (x, y, z) , есть

$$w \equiv dW / dV = |\Psi|^2 = \Psi \Psi^*.$$

Поскольку в общем случае Ψ – комплексная функция, а вероятность должна быть всегда действительной и положительной величиной, поэтому плотность вероятности w выражается через *квадрат модуля волновой функции*.

Вероятность нахождения частицы в момент времени t в некотором объеме V определяется выражением

$$W = \int_V w dV = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

Величины w и W являются экспериментально наблюдаемыми, в то время как сама пси-функция, будучи комплексной, не доступна наблюдению.

Условие нормировки волновой функции

Проинтегрировав плотность вероятности в бесконечных пределах, получим вероятность того, что частица в момент времени t находится в каком-то месте пространства. Для одномерного случая это соответствует интервалу области $-\infty < x < +\infty$, а соответствующая вероятность определяется как $W = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dx$. Это есть вероятность достоверного события, т. е. его вероятность равна 1. Поэтому пси-функцию выбирают так, чтобы

$$\boxed{W = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dx = 1} \text{ — условие нормировки.}$$

Пси-функцию, удовлетворяющую этому условию, называют *нормированной*.

Стандартные условия, накладываемые на волновую функцию

Волновая функция – объективная характеристика состояния микрочастиц и должна удовлетворять ряду ограничений. Они называются *естественными* или *стандартными условиями*. Согласно этим требованиям волновая функция должна быть *конечной* (вероятность не может быть больше единицы), *однозначной* (вероятность не может быть неоднозначной величиной), *непрерывной* (вероятность не может изменяться скачком) и *гладкой* (т. е. без изломов).

Принцип суперпозиции состояний для волновых функций

Если какая-либо система (частица или их совокупность) может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n, \dots$, то она может находиться в состоянии Ψ , описываемом линейной комбинацией этих функций:

$$\boxed{\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + C_3 \Psi_3 + \dots = \sum_n C_n \Psi_n}$$

Здесь C_n – произвольные коэффициенты; $n = 1, 2, 3, \dots$

Временное и стационарное уравнения Шредингера

Аналитическое выражение Ψ – функции в каждом конкретном случае можно получить путем решения волнового уравнения – основного уравнения квантовой механики, предложенного Э. Шредингером в 1926 г.

Уравнение Шредингера в квантовой механике, так же как и второй

закон Ньютона в классической физике, не выводится, а постулируется:

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

временное (или общее) уравнение Шредингера.

Здесь i – мнимая единица ($\sqrt{-1}$), m – масса частицы, $\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа, $U(x, y, z, t)$ – потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется.

Уравнение Шредингера справедливо для *нерелятивистских* частиц ($v \ll c$).

В случае стационарного силового поля (в этом случае функция $U=U(x, y, z)$ не зависит от времени и имеет смысл потенциальной энергии) волновая функция $\Psi(x, y, z, t)$ представляется в виде произведения двух функций: одна – функция только координат $\Psi(x, y, z)$, другая функция – только времени $\exp(-i\frac{Et}{\hbar})$:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) \exp(-i\frac{Et}{\hbar})$$
 – стационарное состояние.

После подстановки функции $\Psi(x, y, z, t)$ во временное уравнение Шредингера получим:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U \Psi = E \Psi.$$

Перепишем его в виде

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0$$
 – стационарное уравнение Шредингера.

Квантование энергии

Собственные значения энергии и собственные функции

В уравнение Шредингера в качестве параметра входит полная энергия E .

Уравнение Шредингера имеет решения, удовлетворяющие стандартным условиям (т. е. Ψ должны быть конечными, однозначными, непрерывными и гладкими), не при любых значениях энергии E ,

а лишь при некоторых избранных значениях. Эти значения энергии называются *собственными значениями энергии*. Совокупность собственных значений энергии называется *спектром* величины. Если эта совокупность образует дискретную последовательность, E_n , спектр называется *дискретным*. Если собственные значения образуют непрерывную последовательность, спектр называется *непрерывным* или *сплошным*. Функции Ψ , являющиеся решениями стационарного уравнения Шредингера при этих значениях энергии, называются *собственными функциями*.

В случае дискретного спектра, с которым мы чаще всего будем иметь здесь дело, собственные значения и собственные функции можно пронумеровать:

$$E_1, E_2, \dots, E_n, \dots,$$

$$\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n, \dots$$

Отметим, что в стационарных состояниях все наблюдаемые физические величины не меняются с течением времени. Например, плотность вероятности w остается постоянной:

$$\begin{aligned} w = \Psi(x, y, z, t) \cdot \Psi^*(x, y, z, t) &= \Psi(x, y, z) \exp(-i \frac{Et}{\hbar}) \cdot \Psi^*(x, y, z) \exp(i \frac{Et}{\hbar}) = \\ &= \Psi(x, y, z) \cdot \Psi^*(x, y, z). \end{aligned}$$

Частица в одномерной прямоугольной яме

Наиболее простым примером нахождение собственных значений энергии и соответствующих им собственных функций для частицы является решение задачи о движении частицы в одномерной «потенциальной яме» с бесконечно высокими стенками, расстояние между которыми l (рис. 8.4). Предположим, что частица может двигаться только вдоль оси X в пределах ширины ямы $0 < x < l$.

Так как «стенки» ямы бесконечно высокие, то частица не проникает за ее пределы, поэтому пси-функция за пределами ямы равна нулю. Из условия непрерывности следует, что пси-функция должна быть равна нулю и на границах ямы:

$$\boxed{\Psi(0) = \Psi(l) = 0} \text{ – граничные условия.}$$

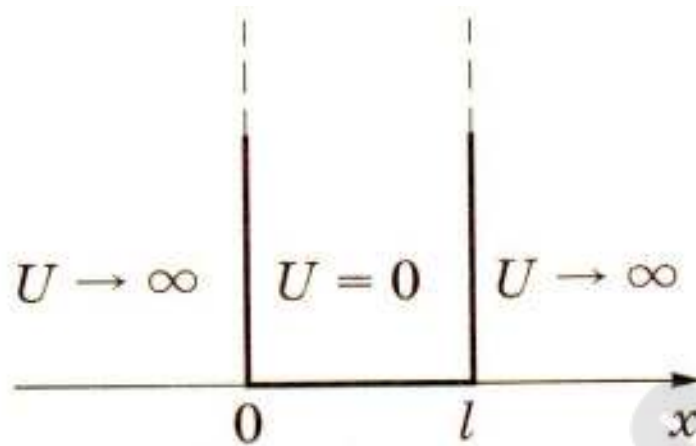


Рис. 8.4

Стационарное уравнение Шредингера для одномерного случая в пределах ямы $0 < x < l$ где $U = 0$ значительно упрощается:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0,$$

где введено обозначение $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$. Общее решение этого уравнения известно из теории колебаний:

$$\Psi(x) = a \sin(kx + \alpha),$$

где a и α – произвольные постоянные, определяемые из граничных условий и условия нормировки волновой функции.

$$\text{Из условия } \Psi(0) = a \sin \alpha = 0 \Rightarrow \alpha = 0.$$

$$\text{Из условия } \Psi(l) = a \sin kl = 0 \Rightarrow kl = \pm \pi n,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ ($n = 0$ отпадает, т. к. при этом $\Psi = 0$ – частицы вообще нет). Далее, из

$$\begin{cases} k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \\ kl = \pm \pi n \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \\ k^2 = (\pi n/l)^2 \end{cases}.$$

$$\boxed{E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2} \text{ – собственные значения энергии,}$$

где ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Итак, энергия (собственные значения) оказалась *квантованной*, а ее спектр – *дискретный*.

Минимальная, *не равная нулю*, энергия

$$E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m l^2}.$$

соответствует *основному состоянию*. Остальные состояния с $n = 2, 3, 4, \dots$ называются *возбужденными*. Энергии возбужденных состояний:

$$4 E_1, 9 E_1, 16 E_1, \dots$$

Наличие отличной от нуля минимальной энергии – следствие соотношения неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$. Неопределенность импульса $\Delta p_x \geq \hbar / l$ (частица «зажата» в яме, следовательно, ее положение известно с неопределенностью $\Delta x \approx l$). Поэтому энергия нулю не может быть равна (это потребовало бы выполнения условия $\Delta p_x = 0$).

Найдем соответствующие собственные функции:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi(x) = a \sin(kx + \alpha) \\ \alpha = 0 \\ k = \pm \pi n / l \end{array} \right\} \Rightarrow \Psi(x) = \pm a \sin\left(\frac{\pi n x}{l}\right).$$

Не теряя общности, достаточно ограничиться выбором положительного знака перед волновой функцией. Действительно, фактически, это одна и та же функция с точностью до постоянного множителя -1 .

Неизвестным остается коэффициент a , который определим из условия нормировки:

$$\int_0^l |\Psi|^2 dx = a^2 \int_0^l \sin^2\left(\frac{\pi n x}{l}\right) dx = a^2 l \cdot \frac{1}{2} = 1 \Rightarrow a = \sqrt{\frac{2}{l}}.$$

(При получении нормировочного коэффициента a мы учли, что среднее значение функции $\sin^2\left(\frac{\pi n x}{l}\right)$ равно $1/2$.)

Итак,

$$\boxed{\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{\pi n x}{l}\right)} \text{ – собственные функции,}$$

где $(n = 1, 2, 3, \dots)$.

Графики нескольких собственных функций $\Psi_n(x)$ и собственных значений энергии E_n , а также соответствующие им распределения плотности вероятности показаны на рис. 8.5. Из этих графиков видно, что в низшем энергетическом состоянии ($n = 1$) с наибольшей вероятностью частицу можно обнаружить в середине ямы, а вероятность нахождения ее вблизи краев ямы весьма мала.

Из рис. 8.5, б следует также, что в состоянии с $n = 2$ частица не может находиться в центре ямы, в то же время одинаково часто может пребывать в ее левой и правой частях. Такое поведение частицы указывает на несостоятельность представлений о траекториях частиц в квантовой механике.

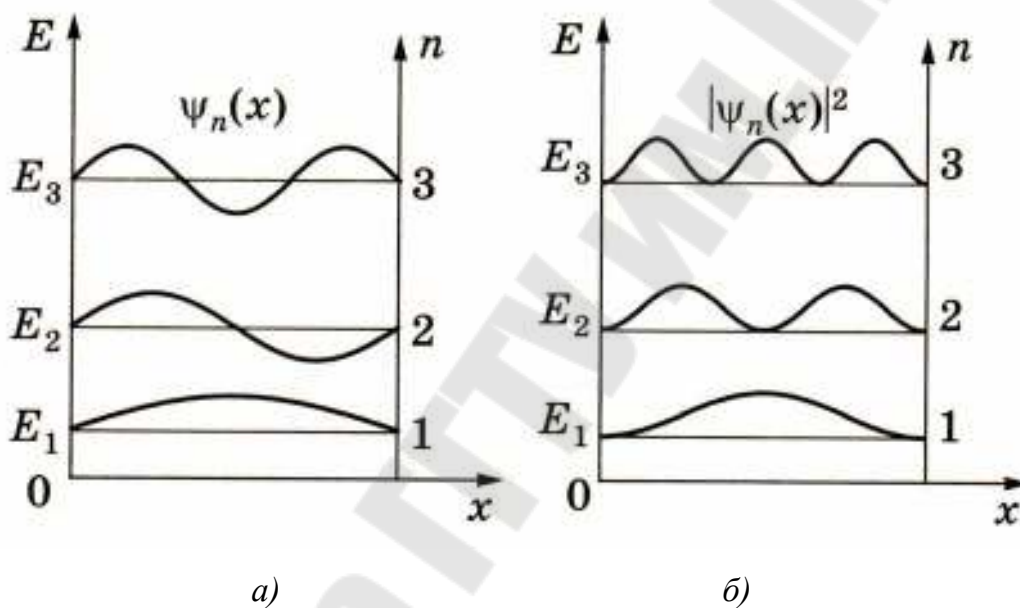


Рис. 8.5

Прохождение частицы над и под барьером. Туннельный эффект

Если потенциальная энергия частицы имеет вид $U = U(x)$, изображенный на рис. 8.6, то частицы движутся в поле сил, которое можно представить в виде *потенциального барьера*.

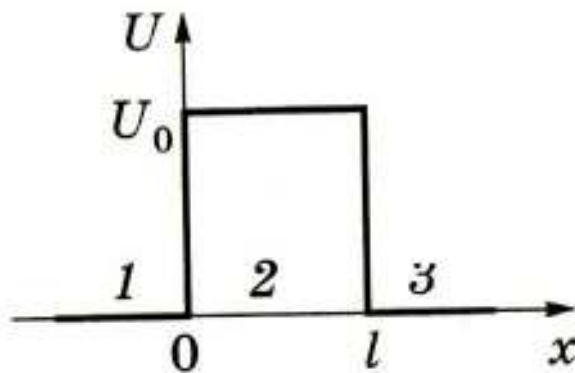


Рис. 8.6

Рассмотрим одномерный потенциальный барьер прямоугольной формы:

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

где U_0 – высота потенциального барьера. Силы действуют на частицу лишь в некоторой ограниченной области пространства (область 2), а вне этой области (области 1 и 3) частицы движутся как свободные. Рассмотрим движение частицы вдоль оси X из области 3 в область 1.

Решение задачи для *классической частицы*:

- 1) если энергия частицы $E > U_0$, то частица пройдет над барьером;
- 2) если энергия частицы $E < U_0$, то частица отразится от барьера и будет двигаться в обратную сторону, $-X$.

Решение задачи для *квантовой микрочастицы* основывается на уравнении Шредингера, которое для трех рассматриваемых областей можно представить в виде:

$$\frac{\partial^2 \Psi_{1,3}}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \Psi_{1,3} = 0 \quad \text{– области 1 и 3,}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U_0] \Psi_2 = 0 \quad \text{– область 2.}$$

Не приводя простых, но громоздких вычислений, перечислим некоторые следствия решений этих дифференциальных уравнений:

- 1) В случае $E > U_0$ (рис. 8.7) волна на границе 1 и 2 частично отражается и частично проходит в область 2.

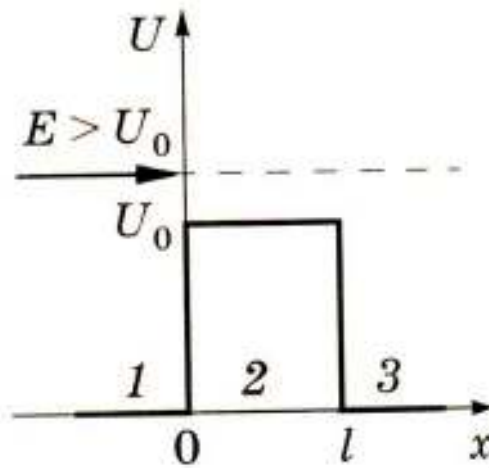


Рис. 8.7

Затем на границе 2 и 3 она опять частично отражается и частично проходит в область 3. Отметим, что в области 2 длина волны де Бройля больше, чем в областях 1 и 3, т. к.

$$\left\{ \begin{array}{l} k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \sqrt{\frac{2m(E - U_0)}{\hbar^2}} \\ k_{1,3} = \frac{2\pi}{\lambda_{1,3}} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \end{array} \right. \Rightarrow \boxed{\lambda_2 > \lambda_{1,3}}.$$

2) В случае $E < U_0$ (рис. 8.8) волна, распространяющаяся слева направо, достигнет области 3, причем ее длина волны будет такой же, как в области 1, но с меньшей амплитудой.

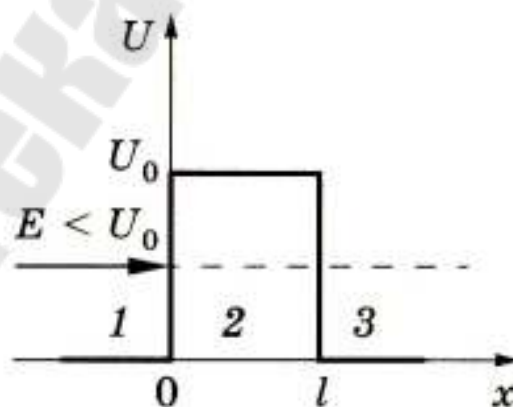


Рис. 8.8

Качественное поведение функций Ψ_1 , Ψ_2 и Ψ_3 приведено на рис. 8.9. Отметим, что под барьером (в области 2) решение Ψ_2 не яв-

ляется плоской волной, а является экспоненциально убывающей функцией.

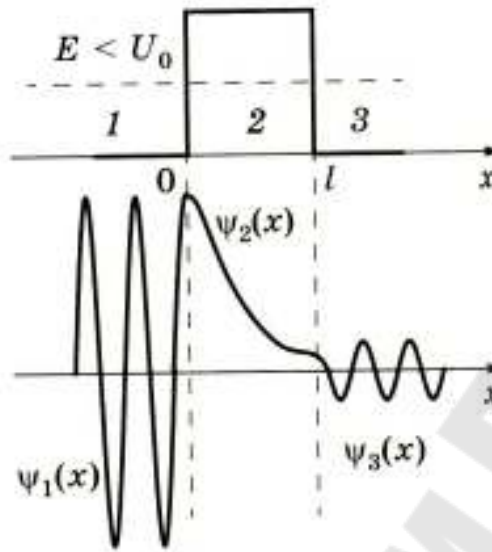


Рис. 8.9

Таким образом, квантовая частица имеет отличную от нуля вероятность прохождения сквозь потенциальный барьер конечной ширины.

Туннельным эффектом называется прохождение («просачивание») частиц сквозь потенциальные барьеры.

Вероятность того, что частица окажется за барьером, называется **коэффициентом прохождения** (или **коэффициентом прозрачности**, или просто **прозрачностью**), который определяется как отношение

$$D = \frac{I_{\text{прох}}}{I_{\text{пад}}},$$

где $I_{\text{прох}}$ – интенсивность волны де Бройля, прошедшей сквозь потенциальный барьер; $I_{\text{пад}}$ – интенсивность волны де Бройля, падающей на барьер. Для прямоугольного потенциального барьера высотой U_0 и шириной l прозрачность барьера выражается приближенной формулой

$$D \approx \exp\left[-\frac{l}{\hbar} \sqrt{8m(U_0 - E)}\right],$$

где m – масса частицы, E – ее энергия.

Проникновение частиц в область, где $E < U_0$, проявляется в ряде важных физических явлений таких, как α -распад радиоактивных ядер, протекание термоядерных реакций, автоэлектронная эмиссия, явления в контактном слое на границе двух полупроводников и др.

Квантование момента импульса

В квантовой теории доказывается, что модуль момента импульса частицы равен

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

где l – так называемое *орбитальное* (или *азимутальное*) квантовое число, $l = 0, 1, 2, \dots$. Эта величина является дискретной (квантованной).

В свою очередь, проекция углового момента на ось Z является кратной постоянной Планка:

$$L_z = m \hbar,$$

где m – так называемое *магнитное* квантовое число, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Проекция вектора не может быть больше модуля этого вектора, т. е. $|L_z| \leq L$, поэтому должно выполняться условие

$$|m| \leq \sqrt{l(l+1)}.$$

Отсюда следует, что максимальное значение $|m|$ равно l . При заданном квантовом числе l , магнитное квантовое число m принимает $2l+1$ значений:

$$-l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l,$$

образующих спектр величины L_z .

Пример:

Пусть $l = 2$, тогда модуль L и спектр L_z можно представить в виде

$$L = \hbar \sqrt{6}, \quad L_z = -2\hbar, -1\hbar, 0, 1\hbar, 2\hbar.$$

Итак, мы имеем:

$$\begin{aligned} L &= \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad l = 0, 1, 2, \dots \\ L_z &= m \hbar, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \end{aligned}$$

Полученные результаты, определяющие возможные значения L и L_z , называют *пространственным квантованием*.

Согласно квантовой механике волновая функция Ψ_l , соответствующая определенному квантовому числу l , представляет собой суперпозицию состояний $\Psi_{l,m}$, отличающихся друг от друга квантовым числом m . В этом случае говорят, что состояние с заданным l является *вырожденным по m* , при этом, *кратность вырождения* равна $2l+1$.

Тема 9 ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМОВ

Содержание: стационарное уравнение Шредингера для атома водорода; водородоподобные атомы; энергетические уровни; главное, орбитальное и магнитное квантовые числа; пространственное распределение плотности вероятности для электрона в атоме водорода; линейчатый спектр атома водорода.

Стационарное уравнение Шредингера для атома водорода. Водородоподобные атомы

Атомом называется наименьшая частица вещества, обладающая всеми химическими свойствами данного химического элемента. В состав атома входит положительно заряженное ядро и электроны, движущиеся в электрическом поле ядра. Заряд ядра Ze по абсолютной величине равен суммарному заряду всех электронов атома.

Ионом называется электрически заряженная частица, которая образуется при потере или приобретении электронов атомом или молекулой.

Рассмотрим простейшую систему – атом водорода, состоящую из электрона e , который движется в кулоновском поле ядра с зарядом Ze . Системы, состоящие из ядра с зарядом Ze и одного электрона, называют *водородоподобной*. При $Z = 1$ это атом водорода H , при $Z = 2$ – однократно ионизированный атом гелия – ион He^+ , при $Z = 3$ – двукратно ионизированный атом лития – ион Li^{++} и т. д. Все они имеют ядро с зарядом Ze и один электрон.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze , в такой системе равна

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r},$$

где r – расстояние между электроном и ядром, ϵ_0 – электрическая постоянная, $-e$ – заряд электрона. Зависимость $U = U(r)$ изображена на рис. 9.1.

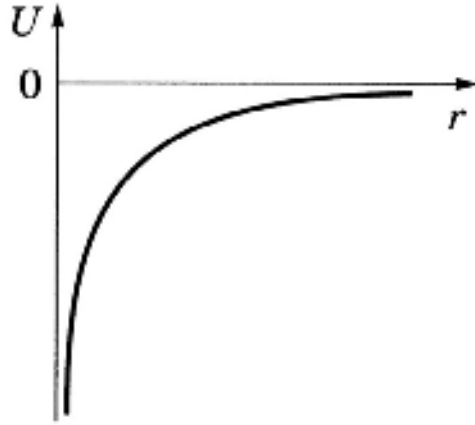


Рис. 9.1

Уравнение Шредингера в этом случае имеет вид

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z e^2}{r} \right) \Psi = 0,$$

где m – масса электрона, E – полная энергия электрона в атоме, $\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа, Ψ – координатная часть волновой функции.

Решают это уравнение с учетом естественных требований, налагаемых пси-функцию: она должна быть однозначной, конечной, непрерывной и гладкой. В процессе решения обнаруживается, что этим требованиям можно удовлетворить при *любых* положительных значениях энергии $E > 0$ (заштрихованная область на рис. 9.2, а), но в области отрицательных значений E – только при *дискретных* значениях E (на рис. 9.2 показаны в виде горизонтальных прямых):

$$E_n = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{Z^2 m e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -Z^2 \hbar R \cdot \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Здесь $R = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m e^4}{2\hbar^3} = 2.067 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

Энергия электрона в атоме водорода, выраженная в электрон-вольтах:

$$E_n = - \frac{13.6}{n^2} \text{ эВ}$$

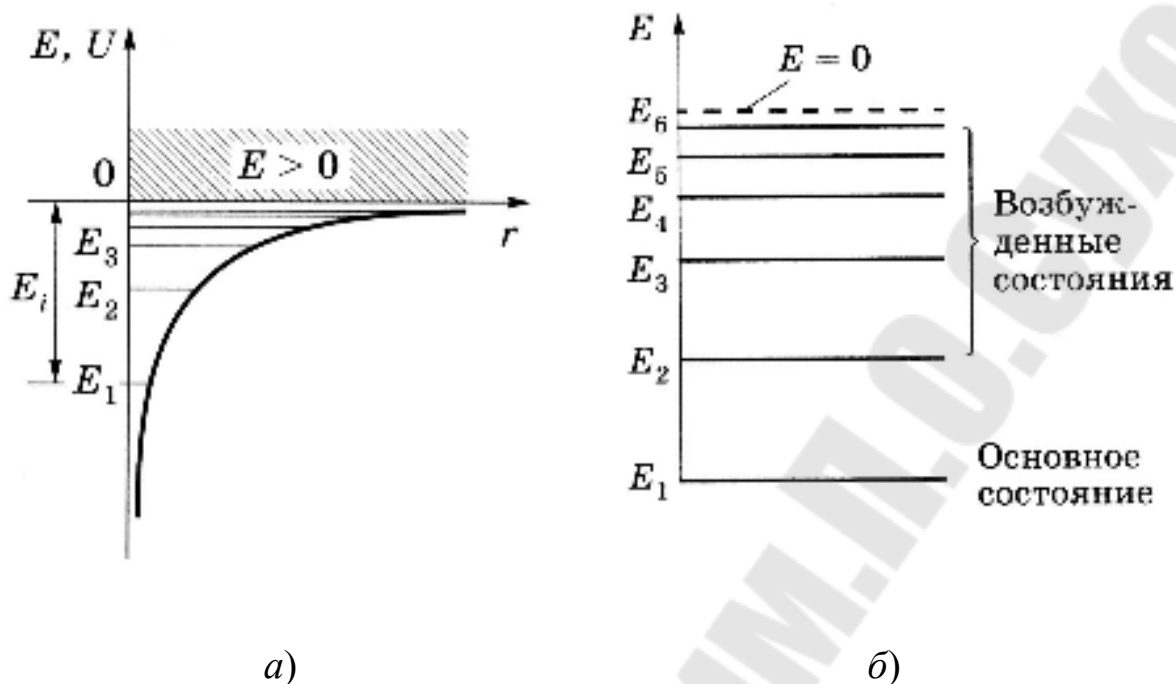


Рис. 9.2

Основной энергетический уровень – самый нижний уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии (рис. 9.2).

Возбужденные энергетические уровни – это энергетические уровни $E_n > E_1$ ($n = 2, 3, \dots$).

Связанное движение электрона – это движение при $E < 0$. По мере роста n энергетические уровни располагаются все теснее и при $n = \infty, E_\infty = 0$.

Энергия ионизации атома водорода – это энергия, необходимая для отрыва электрона, находящегося в основном состоянии, от атома (рис. 9.2, а):

$$E_i = -E_1 = 13.6 \text{ эВ}.$$

Главное, орбитальное и магнитное квантовые числа

Поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, поэтому оператор Лапласа выбирается в сферической системе координат, в которой имеется одна радиальная r и две угловые переменные θ, φ . Соответственно и решения уравнения Шредингера получаются в этих координатах.

Собственные функции уравнения Шредингера содержат три целочисленных параметра – n, l, m :

$$\Psi = \Psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi),$$

где:

1) n называют *главным квантовым числом*, оно определяет энергию электрона в атоме E_n ;

2) параметр l – это *орбитальное квантовое число*, определяющее *модуль момента импульса электрона* (механический орбитальный момент)

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

Орбитальное квантовое число характеризует форму орбиты.

3) m – это *магнитное квантовое число*, определяющее *проекцию момента импульса электрона L_z на направление Z внешнего магнитного поля*

$$L_z = m \hbar, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$$

Магнитное квантовое число характеризует ориентацию плоскости электронной орбиты в пространстве.

Кратность вырождения

Решения, удовлетворяющие стандартным условиям, получаются лишь при значениях l , не превышающих $n - 1$. Таким образом, при данном n квантовое число l может принимать n значений:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1.$$

В свою очередь, при данном l квантовое число m может принимать $2l + 1$ различных значений:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$$

Энергия электрона E_n зависит только от главного квантового числа n . Отсюда следует, что каждому собственному значению E_n (кроме случая $n = 1$) соответствует несколько собственных функций $\Psi_{n,l,m}$, отличающихся значениями квантовых чисел l и m . Это означает, что электрон может иметь одно и тоже значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Например, энергией E_2 ($n = 2$) обладают четыре состояния: $\Psi_{2,0,0}$, $\Psi_{2,1,\pm 1}$, $\Psi_{2,1,0}$.

Состояния с одинаковой энергией называют *вырожденными*, а число различных состояний с определенным значением энергии E_n – *кратностью вырождения* данного энергетического уровня.

Кратность вырождения n -го энергетического уровня водородоподобной системы равна n^2 . Действительно, полное число N различных состояний для данного n равно

$$N = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 1 + 3 + 5 + \dots + (2n-1) = n^2$$

(При вычислении N мы воспользовались формулой для суммы арифметической прогрессии: $S_n = (a_1 + a_n) \cdot n / 2$).

Символы состояний

Различные состояния электрона в атоме принято обозначать малыми буквами латинского алфавита в зависимости от значения орбитального квантового числа l :

Квантовое число l	0	1	2	3	4	5
Символ состояния	s	p	d	f	g	h

Значение главного квантового числа n указывают перед символом состояния с данным l . Например, электрон, имеющий главное квантовое число $n=3$ и $l=2$, обозначают символом $3d$ и т. д. Выпишем последовательно несколько состояний электрона:

1s; 2s, 2p; 3s, 3p, 3d;

Распределение плотности вероятности

Квантовая механика отказывается от классического представления об электронных орбитах (при движении электрона в атоме существенны волновые свойства). Каждому энергетическому состоянию соответствует волновая функция, квадрат модуля которой определяет плотность вероятности обнаружения электрона в окрестности данной точки пространства.

Вероятность обнаружения электрона в различных частях атома различна. Электрон при своем движении как бы «размазан» по всему объему, образуя *электронное облако*, плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома.

Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m характеризует ориентацию электронного облака в пространстве.

Плотность вероятности местонахождения электрона дается квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Ограничимся для простоты рассмотрением основного состояния электрона 1s атома водорода, которое является сферически-симметричным, т. е. его Ψ -функция

зависит только от r :

$$\Psi_{100} = C e^{-r/a},$$

где r – расстояние электрона от ядра; C – постоянная, определяемая из условия нормировки; a – постоянная, имеющая размерность длины.

Нормировочный коэффициент получается из условия нормировки:

$$1 = \int_0^{\infty} |\Psi|^2 dV = \int_0^{\infty} C^2 e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr = 4\pi C^2 \int_0^{\infty} e^{-2r/a} r^2 dr = 4\pi C^2 \cdot \frac{a^3}{4} = \pi C^2 \cdot a^3$$

$$\Rightarrow \boxed{C = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}}}$$

Отсюда нормированная волновая функция

$$\boxed{\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}}$$

Вероятность нахождения электрона в объеме dV равна $dW = |\Psi|^2 dV$. Возьмем в качестве элементарного объема dV сферический слой толщиной dr и радиусом r : $dV = 4\pi r^2 dr$. Тогда вероятность dW нахождения 1s-электрона в этом слое

$$dW = C^2 e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr.$$

Отсюда плотность вероятности $w = dW / dr$, т. е. вероятность местонахождения электрона в сферическом слое единичной толщины вблизи радиуса r есть

$$\boxed{w(r) = dW / dr = 4\pi C^2 e^{-2r/a} r^2 = \frac{4r^2}{a^3} e^{-2r/a}}$$

Найдем значение r , при котором функция $w(r)$ достигает максимума. Для этого продифференцируем ее по r и приравняем нулю полученное выражение:

$$\frac{dw(r)}{dr} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dr} \left(\frac{4r^2}{a^3} e^{-2r/a} \right) = 0 \Rightarrow \frac{8r}{a^3} \left(1 - \frac{r}{a} \right) e^{-2r/a} = 0.$$

Таким образом, *наиболее вероятное расстояние* электрона от ядра

$$r_m = a = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Это расстояние равно первому боровскому радиусу. На рис. 9.3 представлена плотность вероятности w обнаружения электрона в $1s$ -состоянии, согласно квантовой механике (непрерывная кривая) и теории Бора (пунктир). Согласно теории Бора, плотность вероятности обнаружить электрон в $1s$ -состоянии отлична от нуля только для $r = a$. Согласно квантовой механике, плотность вероятности лишь при $r = a$ достигает максимума, оставаясь отличной от нуля во всем пространстве $0 < r < \infty$.

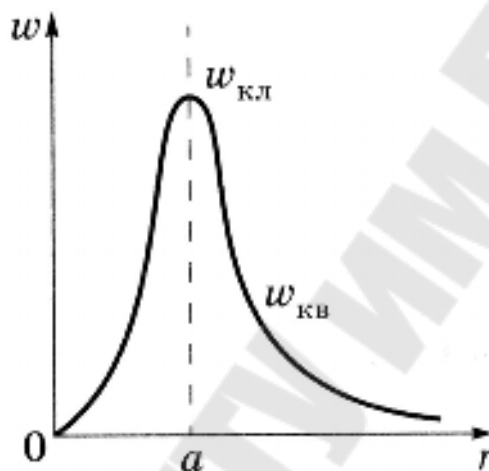


Рис. 9.3

Вывод: В основном состоянии атома водорода наиболее вероятным расстоянием электрона до ядра является расстояние, равное боровскому радиусу. В этом заключается квантово-механический смысл боровского радиуса.

В заключение несколько слов о распределении электронного облака в других состояниях (p , d , f ,...). Здесь оно уже не сферически-симметрично и в сильной степени зависит от угла θ . На рис. 9.4 для примера приведено распределение электронной плотности (формы электронного облака) для состояний атома водорода при $n = 1$ и $n = 2$, определяемое $|\Psi_{n,l,m}|^2$. Как видно из рис. 9.4, оно зависит от квантовых чисел n , l , m . Так, при $l = 0$ ($1s$ и $2s$) электронная плотность отлична от нуля в центре и не зависит от направления (сферически-симметрична), а для остальных состояний ($2p$) в центре равна нулю и зависит от направления (ось Z направлена вертикально).

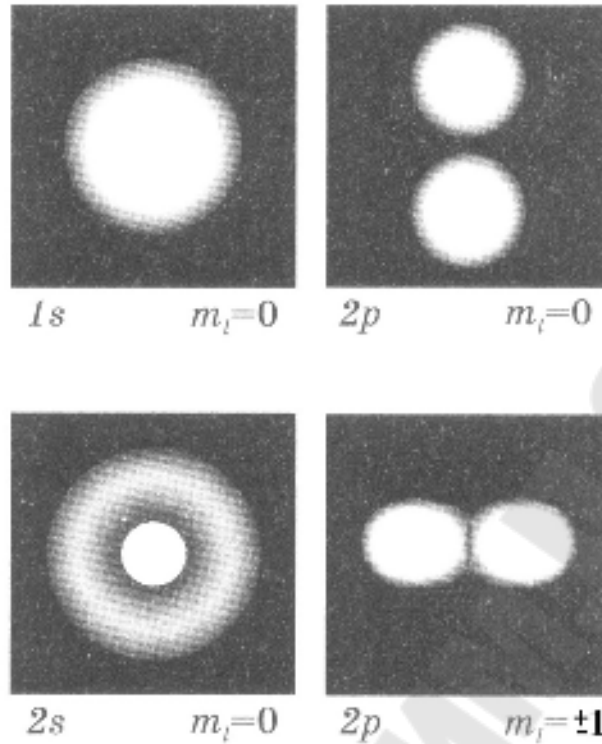


Рис. 9.4

Линейчатый спектр атома водорода

Спектры излучения – важнейшие характеристики оптических свойств атомов – состоят из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий; их называют *линейчатыми спектрами*.

Каждому элементу присущ свой, характерный только для него, спектр излучения, позволяющий определить элемент, которому он принадлежит.

Согласно Бору при переходе атома из одного стационарного состояния в другое излучается (поглощается) фотон с энергией

$$\hbar \omega = E_n - E_m,$$

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний. Здесь E_n и E_m – соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения). При $E_m < E_n$ происходит излучение фотона, при $E_m > E_n$ – его поглощение. Набор возможных дискретных частот $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$ квантовых переходов и определяет *линейчатый спектр атома*.

Закономерности линейчатых спектров атома водорода определяются обобщенной формулой Бальмера:

$$\omega = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

В каждой данной серии m имеет постоянные значения, $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (определяет серию), $n \geq m + 1$ (определяет отдельные линии данной серии).

Экспериментальный спектр излучения атома водорода (рис.9.5)

Область спектра	Название серии	Серийная формула
Ультрафиолетовая	Серия Лаймана	$\omega = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, 4, \dots$
Видимая	Серия Бальмера	$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots$
Инфракрасная	Серия Пашена	$\omega = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, 6, \dots$
	Серия Брэкета	$\omega = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 5, 6, 7, \dots$
	Серия Пфунда	$\omega = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, 8, \dots$
	Серия Хэмфри	$\omega = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 7, 8, 9, \dots$

$R = 2.07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

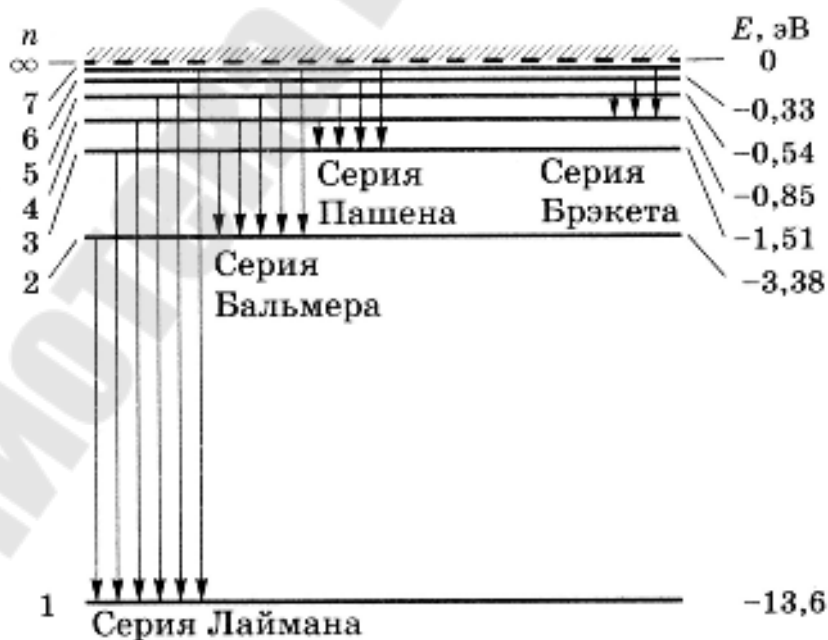


Рис. 9.5

Правила отбора

Испускание и поглощение света происходит при переходах электрона с одного уровня на другой. В квантовой механике доказывается:

1) для азимутального (или орбитального) квантового числа l имеется правило отбора:

$$\Delta l = \pm 1$$

Это правило обусловлено тем, что фотон обладает собственным моментом импульса, равным примерно \hbar . При испускании фотон уносит из атома этот момент, а при поглощении привносит. Правило отбора есть просто следствие закона сохранения момента импульса;

2) для магнитного квантового числа m правило отбора:

$$\Delta m = 0, \pm 1$$

Энергетический спектр атома водорода

Возможна детализация спектра атома водорода по сравнению с теорией Бора, если учесть число возможных состояний, соответствующих данному n , и правило отбора для орбитального квантового числа (рис. 9.6).

Спектр излучения

Серия	Соответствующие переходы
Лаймана	$n p \rightarrow 1 s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$)
Бальмера и др.	$n p \rightarrow 2 s$, $n s \rightarrow 2 p$, $n d \rightarrow 2 p$ ($n = 3, 4, \dots$)

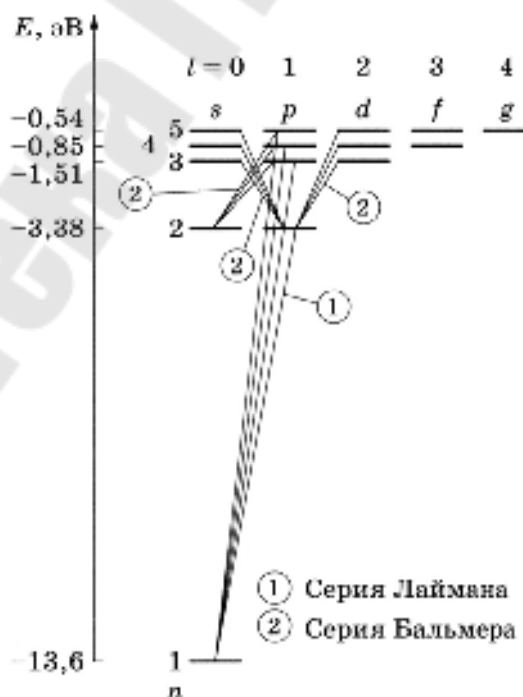


Рис. 9.6

Тема 10

СПИН ЭЛЕКТРОНА. ПРИНЦИП ПАУЛИ

Содержание: спин электрона; спиновое квантовое число; принцип Паули; структура энергетических уровней в многоэлектронных атомах.

Спин электрона. Спиновое квантовое число

Спин электрона (и других микрочастиц) – это его собственный механический момент импульса L_s .

Спин – квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобно его заряду и массе. Существование спина, а также его свойства – прямое следствие уравнения Дирака (аналог уравнения Шредингера в релятивистской квантовой механике).

Абсолютная величина собственного момента импульса электрона выражается через его *спиновое квантовое число* s :

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

Спиновое квантовое число s равно $1/2$, поэтому численное значение спина электрона равно:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \hbar \sqrt{(1/2) \cdot (3/2)} = (1/2) \hbar \sqrt{3}.$$

Спиновое квантовое число s характеризует ориентацию собственного вращения электрона относительно направления его орбитального вращения.

Проекция спина на заданное направление может принимать квантовые значения, отличающиеся друг от друга на \hbar :

$$L_{sz} = \hbar m_s,$$

где $m_s = \pm s = \pm 1/2$ – магнитное спиновое квантовое число.

Принцип Паули. Структура энергетических уровней в многоэлектронных атомах

Простейшая формулировка *принципа Паули* (принцип исключения): в любом атоме не может быть двух электронов, находящихся в двух одинаковых стационарных состояниях, определяемых набором четырех квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m и спинового m_s .

Принципу Паули, кроме электронов, подчиняются другие частицы, имеющие полуцелый спин (в единицах \hbar), называемые *фермионами*. В любой системе фермионов не может быть двух частиц, находящихся в одинаковых квантовых состояниях.

1. Для электронов в атоме принцип Паули записывается следующим образом:

$$Z_1(n, l, m, m_s) = 0 \quad \text{или} \quad 1,$$

где $Z_1(n, l, m, m_s)$ – число электронов в состоянии, характеризуемом данным набором квантовых чисел n, l, m, m_s .

2. Максимальное число $Z_2(n, l, m)$ электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором трех квантовых чисел n, l, m и отличающихся только ориентацией спинов электронов, равно

$$Z_2(n, l, m) = 2,$$

так как спиновое квантовое число m_s может принимать лишь 2 значения: $+1/2$ и $-1/2$.

3. Максимальное число $Z_3(n, l)$ электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором двух квантовых чисел n, l :

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1).$$

Здесь учтено, что при данном l квантовое число m может принимать $2l + 1$ различных значений: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

4. Максимальное число $Z(n)$ электронов, находящихся в состояниях, определяемых значением n главного квантового числа:

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

Структура энергетических уровней: распределение электронов по оболочкам и подоболочкам

Электронная оболочка

Совокупность электронных состояний в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n .

Внутри электронной оболочки электроны распределяются по *подгруппам (подоболочкам)*, каждая из которых соответствует некоторому значению орбитального квантового числа l .

Подоболочка

Совокупность электронов в каждой из оболочек, соответствующих данному значению l .

Число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Действительно, $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, т. е. всего n значений. Число электронов в подоболочке определяется m и m_s : максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l+1)$.

n	Символ оболочки	Число электронов в подоболочке					Максимальное число электронов в оболочке
		$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	
		s	p	d	f	g	
1	K	2					2
2	L	2	6				8
3	M	2	6	10			18
4	N	2	6	10	14		32
5	O	2	6	10	14	18	50

Как видно из рис. 10.1, в состоянии, определяемом главным квантовым числом $n = 1$, могут находиться лишь два электрона. Электроны, находящиеся в этом состоянии, обладают одинаковой энергией, так как она определяется лишь главным квантовым числом.

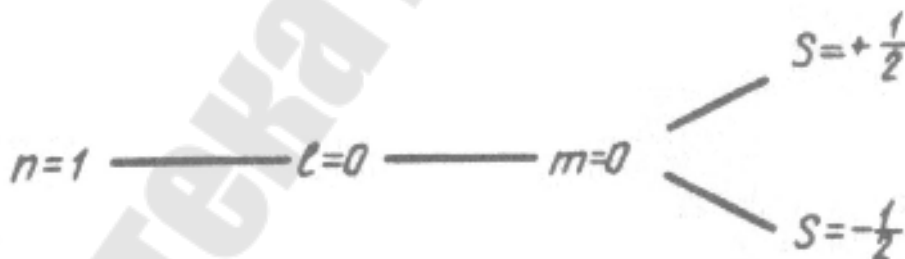


Рис. 10.1

Уровень энергии, определяемый главным квантовым числом $n = 1$, называется **основным**, так как это состояние характеризуется наименьшей энергией и будет реализовываться прежде всего. Если в атоме больше чем два электрона, то другим электронам придется занять энергетический уровень $n = 2$, на котором могут располагаться $2n^2=8$ электронов (рис. 10.2).

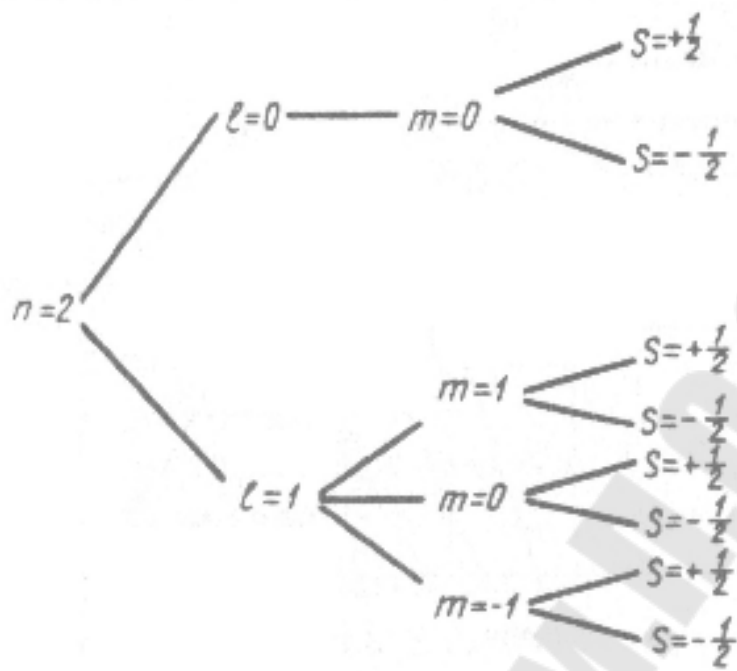


Рис. 10.2

Тема 11

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Содержание: квантовая теория излучения; поглощение, спонтанное и вынужденное излучение фотонов; закон Бугера–Ламберта–Фабриканта; принцип работы лазера; свойства лазерного излучения.

Квантовая теория излучения. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучение фотонов

Три типа переходов атомов из одного состояния в другое:

1. Поглощение излучения (рис. 11.1, а)

Атом, находясь в основном состоянии, может осуществить вынужденный переход в возбужденное состояние путем поглощения фотона только в том случае, когда энергия фотона совпадает с разностью энергий между возбужденным и основным уровнями ($\hbar \omega = E_2 - E_1$).

2. Спонтанное (самопроизвольное) излучение (рис. 11.1, б)

Атом, находясь в возбужденном состоянии, может осуществить спонтанные переходы в основное состояние без каких-либо внешних воздействий, испуская при этом фотон с энергией $\hbar \omega = E_2 - E_1$. Так как спонтанные акты излучения взаимно не связаны между собой, то *спонтанное излучение некогерентно*.

3. Вынужденное (индуцированное) излучение (рис. 11.1, в)

Атом, находясь в возбужденном состоянии, может осуществить вынужденный (индуцированный) переход в основное состояние под действием внешнего излучения с частотой, удовлетворяющей условию $\hbar \omega = E_2 - E_1$ с излучением фотона той же энергии $\hbar \omega = E_2 - E_1$. При данном переходе происходит излучение атомом фотона *дополнительно* к тому фотону, под действием которого произошел переход.

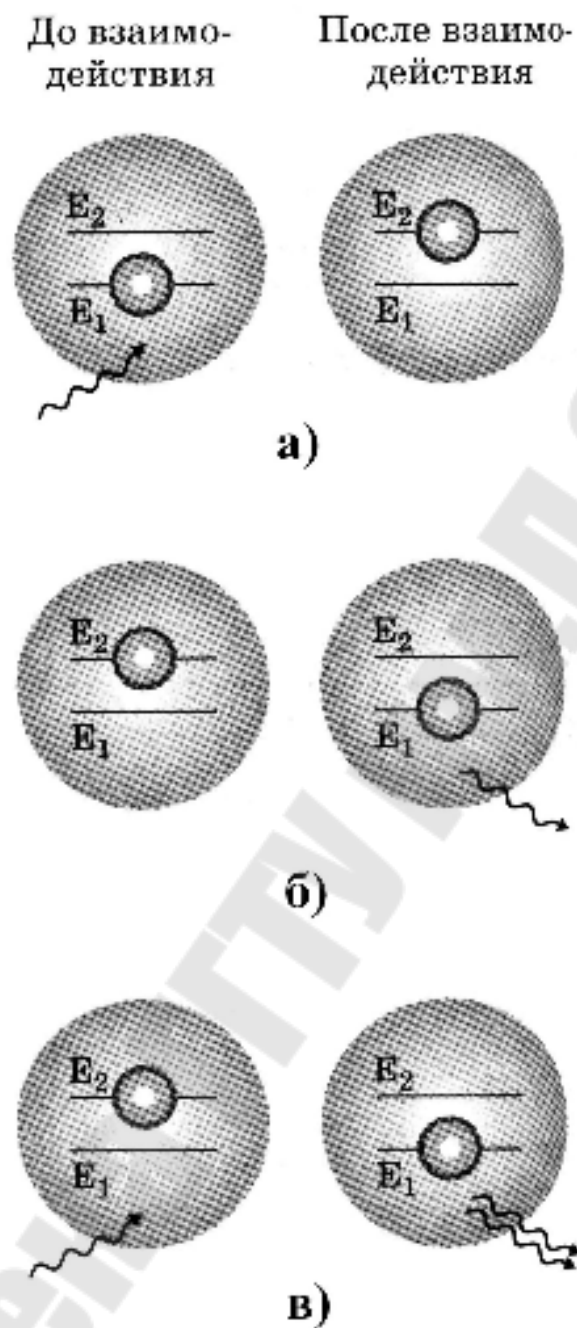


Рис. 11.1

Вынужденное излучение

Атом, находящийся в электромагнитном поле на возбужденном энергетическом уровне, может с некоторой вероятностью перейти под действием поля в низшее состояние. Электромагнитное поле как бы «сваливает» атом с возбужденного уровня вниз, на основной или менее возбужденный уровень. Такой переход сопровождается *вынужденным (индуцированным) излучением* вещества, вызванным действием на него электромагнитной волны.

Явление вынужденного излучения с точки зрения волновой оптики означает, что при прохождении электромагнитной волны сквозь вещество ее интенсивность увеличивается, т. е. происходит *отрицательное поглощение света* (*отрицательная абсорбция света*). При этом *сохраняются неизменными частота волны, направление ее распространения, фаза и поляризация*. Вынужденное излучение *строго когерентно* с вызвавшей его проходящей в веществе электромагнитной волной.

С квантовой точки зрения такая когерентность означает, что новый фотон, появившийся в результате вынужденного излучения, ничем не отличается от фотона, вызвавшего его появление. Таким образом, *вторичный фотон*, испускаемый атомом, *неотличим от первичного фотона*, стимулирующего переход. Новый фотон, появившийся в результате индуцированного излучения, усиливает свет, проходящий в среде. На рис. 11.1в показано, что процесс вынужденного излучения приводит к появлению вместо одного фотона с энергией $\hbar\omega$ двух таких же фотонов.

Условия, необходимые для усиления вынужденного излучения

Вторичный и первичный фотоны, двигаясь в направлении первичного фотона и встречая на своем пути другие возбужденные атомы, стимулируют дальнейшие индуцированные переходы, в результате чего должна возникнуть лавина фотонов. Однако наряду с вынужденным излучением идет и *конкурирующий процесс – поглощение*. Для усиления вынужденного излучения необходимо, чтобы число актов индуцированного излучения фотонов (оно пропорционально заселенности возбужденных состояний) превышало число актов поглощения фотонов (оно пропорционально заселенности основных состояний). В системе атомов, находящейся в термодинамическом равновесии, поглощение преобладает над излучением и падающее излучение при прохождении через вещество ослабляется.

Среда называется **усиливающей (активная среда)**, если в ней интенсивность проходящего света возрастает. Это означает, что в активной среде процесс вынужденного излучения преобладает над процессом поглощения света.

Инверсное состояние (или состояние с инверсной заселенностью) это неравновесное состояние системы атомов, в котором число атомов в возбужденном состоянии больше, чем их число в основном состоянии.

Процесс перевода системы в инверсное состояние называется **накачкой**. Инверсная заселенность создается внешним воздействием

(оптическими, электрическими и другими способами).

Активная среда – это среда с инверсной заселенностью уровней: в такой среде вынужденное излучение может превышать поглощение света атомами и падающий пучок света при прохождении через вещество будет усиливаться.

Закон Бугера–Ламберта– Фабриканта

Поглощение света в веществе происходит в соответствии с законом Бугера (см. лекцию №5): $I = I_0 e^{-\kappa x}$, где $\kappa > 0$ – коэффициент поглощения, x – толщина поглощающего слоя, I_0 – интенсивность света, входящего в среду,

I – интенсивность света, прошедшего слой толщиной x . Для среды с отрицательным поглощением света справедлив закон Бугера–Ламберта–Фабриканта:

$$I = I_0 e^{|\alpha|x}$$

где $|\alpha| > 0$ – положительная величина, соответствующая не ослаблению, а усилению света, проходящего через активную среду. Интенсивность света при этом круто возрастает с увеличением толщины слоя среды.

Принцип работы оптического квантового генератора (лазера)

Необходимые условия для получения когерентного излучения в результате вынужденного излучения:

1) *наличие инверсной заселенности*, т. е. число атомов в более высоком состоянии должно превышать число атомов в более низком состоянии;

2) *наличие метастабильного состояния*, т. е. такого возбужденного энергетического состояния атомной системы, в котором она может существовать длительное время, в результате чего переход в более низкое состояние происходит благодаря *вынужденному*, а не спонтанному излучению.

Лазеры – это приборы, генерирующие очень узкий пучок монохроматического когерентного излучения высокой интенсивности в оптическом диапазоне и работающие на основе эффекта вынужденного излучения в активной среде с инверсной заселенностью энергетических уровней.

Были созданы в 1960 г.

Классификация лазеров

Тип активной среды	Метод накачки	Режим генерации
Твердотельные	Оптические	Непрерывный
Газовые	Тепловые	Импульсный
Полупроводниковые	Химические	
Жидкостные	Электроионизационные и др.	

Принципиальная схема рубинового (твердотельного) лазера приведена на рис. 11.2. В этом лазере в качестве активной среды используется *кристалл рубина* (оксид алюминия Al_2O_3). В кристаллической решетке оксида алюминия часть атомов Al заменена ионами Cr^{3+} , которые и участвуют в лазерной генерации.



Рис. 11.2

Процесс перевода среды в инверсное состояние, необходимое для работы лазера, называется *накачкой усиливающей среды*. Практически накачка осуществляется с помощью импульсной лампы (рис. 11.2). *Трехуровневая схема* энергетических уровней атомов Cr^{3+} , которые служат активным веществом, изображена на рис. 11.3. Процесс *оптической накачки* заключается в том, что при интенсивном облучении светом мощной импульсной лампы атомы хрома переходят с нижнего уровня 1 на уровни широкой полосы 3. Из состояния 3 атомы либо возвращаются в состояние 1 (переходы $3 \rightarrow 1$ незначительны), либо переходят в *метастабильное состояние* 2. При безызлучательном переходе $3 \rightarrow 2$ избыток энергии передается непосредственно кристаллической решетке, в результате чего кристалл рубина нагревается. При температуре стержня порядка 1000 K рубиновый лазер разрушается. Чтобы избежать перегрева рубинового

стержня, в конструкции лазера предусмотрена система охлаждения. Переход $2 \rightarrow 1$ запрещен (но не полностью) правилами отбора, поэтому время жизни метастабильного состояния $\sim 10^{-3}$ с.

При мощной накачке в состоянии 2 может оказаться больше атомов, чем в состоянии 1, т. е. создается инверсная заселенность уровней, необходимая для генерации лазерного излучения. Каждый фотон, случайно родившийся при спонтанных переходах $2 \rightarrow 1$, может инициировать множество вынужденных переходов $2 \rightarrow 1$, в результате чего зарождается лазерная генерация (лазерное излучение на длине волны 0,6943 мкм). Излучение, состоящее из подобных лавин, не может обладать высокими когерентными свойствами (спонтанные переходы носят случайный характер и испускаются в разных направлениях).



Рис. 11.3

Одной из основных частей лазера является *оптический резонатор*. Оптическим резонатором обычно служит пара параллельных зеркал на общей оптической оси, между которыми помещается активная среда (в данном случае рубиновый стержень). Как правило, зеркала изготавливаются так, что от одного из них излучение полностью отражается, а второе является полупрозрачным. Фотоны, движущиеся под углами к оси кристалла или кюветы, выходят из активной среды через ее боковую поверхность (рис. 11.4). Те же из фотонов, которые движутся вдоль оси, многократно отразятся от противоположных торцов, каждый раз вызывая вынужденное испускание вторичных фотонов, которые, в свою очередь, вызовут вынужденное излучение,

и т. д. Так как фотоны, возникшие при вынужденном излучении, движутся в том же направлении, что и первичные, то поток фотонов, параллельный оси рубинового стержня, нарастает лавинообразно. Многократно усиленный поток фотонов выходит через полупрозрачное зеркало, создавая строго направленный световой пучок с высокими когерентными свойствами.

(На рисунке 11.4: белые кружки – возбужденные состояния атомов; черные – атомы в основном состоянии; пунктирные стрелки – спонтанное излучение в разных направлениях; сплошная стрелка – квант, движущийся вдоль оси лазера и вызывающий вынужденное излучение возбужденных атомов).

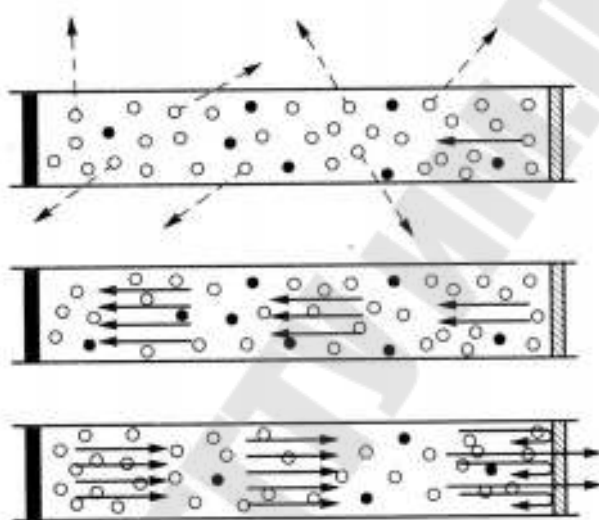


Рис. 11.4

Свойства лазерного излучения

1) *временная и пространственная когерентность* (из-за пространственной когерентности излучение может быть сфокусировано в объеме $\sim \lambda^3$);

2) *строгая монохроматичность* ($\Delta \lambda < 10^{-11}$ м);

3) *большая плотность потока энергии;*

4) *очень малое угловое расхождение в пучке.*

КПД для большинства лазеров составляет от 0,1 до 1 %, хотя, например, КПД CO_2 -лазера непрерывного действия, генерирующего в инфракрасной области, $\sim 30\%$, лазера на стекле с неодимом $\sim 75\%$.

Тема 12

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ЯДРА. СТРОЕНИЕ АТОМОВ ЯДРА. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Содержание: строение атомного ядра; модели ядра; природа ядерных сил; радиоактивность; закон радиоактивного распада, α -, β - и γ -излучение атомных ядер.

Строение атомного ядра

Состав ядра

Атомное ядро – это положительно заряженная центральная часть атома, в которой сосредоточена вся масса атома.

Атомное ядро любого химического элемента (кроме атома водорода) состоит из *протонов и нейтронов* (рис. 12.1). Эти частицы называются *нуклонами*.



Рис. 12.1

Характеристики нуклонов	Протон (p)	Нейтрон (n)
Электрический заряд	$e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл	0
Масса	$m_p = 1.6726 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,00759 а.е.м. = 938.28 МэВ	$m_n = 1.6749 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,00898 а.е.м. = 939.55 МэВ
Масса в m_e	$\approx 1836 m_e$	$\approx 1839 m_e$
Спин	$\hbar/2$	$\hbar/2$

(m_e – масса электрона; e – элементарный заряд, \hbar – постоянная Планка; протоны и нейтроны являются фермионами, а.е.м. – атомная единица массы. Одной атомной единице массы соответствует *атомная единица энергии* (а.е.э.): 1 а.е.э.=931,5016 МэВ).

Магнитные моменты протона и нейтрона соответственно равны:

$$\mu_p = +2.79\mu_{\text{я}}, \quad \mu_n = -1.91\mu_{\text{я}},$$

где $\mu_{\text{я}} = 5.05 \cdot 10^{-27}$ А · м² – ядерный магнетон.

Характеристики атомного ядра

Основными величинами, характеризующими атомное ядро, являются *зарядовое Z* и *массовое A* числа.

Характеристика	Обозначение	Определение
Зарядовое число	Z	Равно числу протонов в ядре, совпадает с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов
Массовое число	$A=Z+N$	Равно числу нуклонов в ядре (числу протонов Z и нейтронов N)
Заряд ядра	$+Ze$	Поскольку атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме

Итак, число Z равно количеству протонов в ядре и определяет его электрический заряд Ze . Его также называют *атомным номером*. Массовое число A определяет число нуклонов в ядре. Число же нейтронов в ядре

$$N = A - Z.$$

Символически эти характеристики ядра обозначают так:



Изотопы, изобары, изотоны

Изотопы	Изобары	Изотоны
Атомные ядра одного и того же элемента с различным числом нейтронов	Атомные ядра различных элементов с одинаковым массовым числом	Атомные ядра различных элементов с одинаковым числом нейтронов
Изотопы имеют одинаковые Z , но разные A	Изобары имеют одинаковые A , но разные Z	Изотоны имеют одинаковые N , но разные Z и A
Пример: ${}^1_1\text{H}$ водород ${}^2_1\text{H}$ дейтерий ${}^3_1\text{H}$ тритий	Пример: ${}^{210}_{81}\text{Tl}$, ${}^{210}_{82}\text{Pb}$, ${}^{210}_{83}\text{Bi}$	Пример: ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{15}_8\text{O}$

Размеры ядер

У атомного ядра (как и у всякой квантовой системы) нет четко определенной границы. В экспериментах по рассеянию электронов и нуклонов на ядрах установлено, что в каждом ядре имеется внутренняя область, в которой плотность ρ ядерного вещества практически постоянна, и поверхностный слой, где эта плотность падает до нуля. Под радиусом атомных ядер в общем подразумевают линейные размеры области, в которой проявляется действие ядерных сил. Экспериментальные данные по рассеянию α -частиц веществом позволили установить эмпирическую формулу для вычисления радиуса ядра:

$$R = R_0 A^{1/3},$$

где $R_0 = (1.2 - 1.5) \cdot 10^{-15}$ м. Из этой формулы вытекает важный вывод: масса ядра, определяемая массовым числом A , т. е. $m \sim A$, пропорциональна его объему V , поскольку $V \sim R^3 \sim A$. Следовательно, плотность вещества во всех ядрах $\rho = m/V \cong A/A = \text{const}$ примерно одинакова.

Плотность ядерного вещества весьма велика и, как показывают расчеты, равна $\rho \approx 2 \cdot 10^{11}$ кг/м³, т. е. примерно 200 млн. т в см³!

Спин ядра

Спин ядра – это собственный момент импульса ядра. Он складывается из спинов нуклонов и их орбитальных моментов, обусловленных движением нуклонов относительно общего центра масс ядра.

Собственный момент импульса ядра определяется выражением

$$\boxed{L_{\text{я}} = \hbar \sqrt{I(I+1)}}, \quad I = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$$

где I – спиновое ядерное квантовое число (или спин ядра). Поскольку спиновые квантовые числа нуклонов (протонов и нейтронов) $s = 1/2$, то ядра с четными A имеют целые I , с нечетными A – полуцелые I .

При вычислении спина ядра имеет значение четность или нечетность чисел Z и N .

1) у *четно–четных ядер* (т. е. ядер с четным числом протонов и нейтронов) спин равен нулю.

2) у *нечетно–нечетных ядер* спины имеют целочисленные значения:

$$s = 0, 1, 2, \dots, 10.$$

3) у ядер с *нечетным A* спины в основном и возбужденном состоянии имеют значения $s = 1/2; 3/2; 5/2$ и т. д.

Дефект массы и энергия связи ядра

Для того чтобы разделить ядро на отдельные свободные нуклоны необходимо произвести работу $A^{\text{дел}}$ против ядерных сил, удерживающих нуклоны в ядре. Ясно, что эта работа $A^{\text{дел}} < 0$.

Известно, что энергия покоя частицы связана с ее массой как $E_0 = mc^2$. Значит, энергия покоя ядра меньше суммы энергий покоя свободных нуклонов, входящих в состав данного ядра, на величину работы $A^{\text{дел}}$. Из закона сохранения энергии имеем:

$$m_{\text{я}} c^2 = [Z m_p + (A - Z) m_n] c^2 + A^{\text{дел}}.$$

На практике используется не работа, а величина, определяемая с обратным знаком и называемая *энергией связи ядра*, $E_{св} = -A^{дел}$. Тогда закон сохранения энергии можно записать в виде

$$E_{св} = [Z m_p + (A - Z) m_n] c^2 - m_{я} c^2.$$

Перепишем это выражение через массы атомов, которые содержатся в физических таблицах. Для этого добавим и вычтем к правой части предыдущего равенства массу электронов, содержащихся в атоме, т. е. $Z m_e$:

$$E_{св} = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n] c^2 - (m_{я} + Z m_e) c^2 = [Z m_H + (A - Z)m_n - m] c^2$$

Здесь $m_H = m_p + m_e$ – масса атома водорода 1_1H , $m = m_{я} + Z m_e$ – масса атома. Итак,

$$E_{св} = [Z m_H + (A - Z)m_n - m] c^2.$$

В физических таблицах обычно приводятся не массы $m_{я}$ ядер, а массы m атомов. Так как $m_H > m_p$ на величину m_e , то во второй формуле первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но масса атома отличается от массы ядра как раз на Z электронов, поэтому вычисления по обеим формулам приводят к одинаковым результатам.

Величина

$$\Delta = E_{св} / c^2 = [Z m_p + (A - Z) m_n] - m_{я}$$

называется *дефектом массы ядра*.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон,

$$\delta E_{св} = E_{св} / A,$$

называется **удельной энергией связи** нуклонов в ядре. На рис. 12.3 изображена зависимость удельной энергии связи от массового числа A .

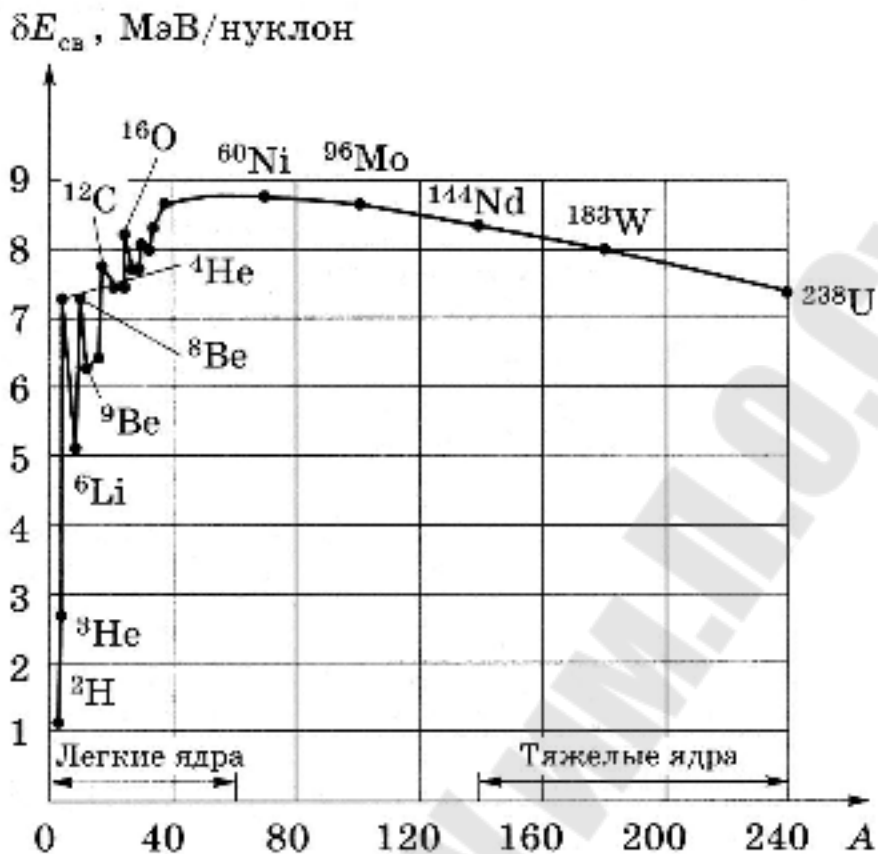


Рис. 12.3

Сильнее всего связаны нуклоны в ядрах с массовыми числами порядка 50–60 (от Cr до Zn). Для них $\delta E_{св} \approx 8.7$ МэВ/нуклон. С ростом A $\delta E_{св}$

уменьшается. Так для урана $\delta E_{св} \approx 7.5$ МэВ/нуклон. Это уменьшение обусловлено тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их кулоновского отталкивания.

Такая зависимость, изображенная на рис. 12.3, делает энергетически возможными два процесса:

- 1) *деление* тяжелых ядер на более легкие ядра;
- 2) *слияние (синтез)* легких ядер в более тяжелые ядра.

При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически (реакции деления и термоядерные реакции).

Модели ядра

Ядерные силы – особые специфические силы, действующие в ядре между нуклонами. Они относятся к классу *сильных взаимодействий*.

Свойства ядерных сил

- 1) являются *силами притяжения*;
- 2) являются *короткодействующими*: их радиус действия $r_{яд} \sim 10^{-15}$ м;
- 3) *обладают зарядовой независимостью*: ядерные силы двух нуклонов не зависят от их электрических зарядов. Т. е. силы, действующие между двумя протонами $p-p$, двумя нейтронами $n-n$ или между протоном и нейтроном $p-n$, одинаковы: $F_{p-p} = F_{n-n} = F_{p-n}$;
- 4) *имеют способность к насыщению*: каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Это свойство проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре (за исключением легких ядер) с увеличением числа нуклонов не растет, оставаясь приблизительно постоянной;
- 5) *зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов*: протон и нейтрон, например, образуют дейтрон (2_1H) только при параллельной ориентации их спинов, т. е. когда $(s_p s_n) = (\uparrow\uparrow); (\downarrow\downarrow)$.
- 6) *не являются центральными силами*: их нельзя представить в виде сил, действующих от одного центра сил. Это обусловлено наличием спина взаимодействующих частиц.

Некоторые модели атомного ядра

Одним из методов изучения свойств атомного ядра является метод *моделей ядра*. Метод моделей основан на внешней аналогии свойств атомного ядра со свойствами соответствующей модели. Ядерные модели можно разделить на группы: *капельная, оболочечная, коллективная, оптическая* и др. Ни одна из существующих моделей не может дать исчерпывающего ответа о всех свойствах атомного ядра и характеризует лишь определенные его свойства. Каждую модель используют при рассмотрении определенного круга ядерных процессов. При этом каждая модель обладает ограниченными возможностями и не претендует на полное описание ядра. Ограничимся здесь рассмотрением капельной и оболочечной моделей ядра.

Капельная модель ядра (жидкая капля) была впервые предложена Френкелем и независимо от него Бором (1936–1939 гг.).

Основные положения капельной модели ядра

1. Трактует ядро как каплю электрически заряженной жидкости (с плотностью, равной ядерной $\rho \sim 10^{17}$ кг/м³), подчиняющуюся законам квантовой механики.

2. Ядерные силы между нуклонами и сила взаимодействия между молекулами жидкости имеют малый радиус действия, т. е. являются короткодействующими.

3. Ядерные силы, так же как и силы молекулярного взаимодействия, обладают свойством насыщения. Каждый нуклон, как и каждая молекула в капле, взаимодействует только с ограниченным числом нуклонов, а не со всеми нуклонами ядра.

4. Плотность ядерного вещества приблизительно постоянна и не зависит от числа нуклонов, входящих в ядро.

5. Ядерные частицы, как и молекулы жидкости, обладают определенной подвижностью.

6. Энергия притяжения нуклонов в ядре аналогична энергии межмолекулярного взаимодействия в капле жидкости.

7. Нуклоны, находящиеся на «поверхности» ядра, испытывают силы, аналогичные силам поверхностного натяжения, действующим на молекулу жидкости, находящуюся на ее поверхности. Ядро, как и каплю жидкости, можно охарактеризовать поверхностной энергией, т. е. некоторым коэффициентом поверхностного натяжения.

8. При возбуждении ядра энергия распределяется между нуклонами статистическим образом подобно тому, как распределяется энергия, передаваемая жидкости при ее нагревании.

Капельная модель объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакций деления ядер. Однако она не смогла объяснить, в частности, повышенную устойчивость некоторых ядер.

Оболочечная модель ядра

Эту модель предложили Гепперт-Майер и Йенсен (1940–1950), она является более реалистичной. В данной модели считается, что каждый нуклон движется в усредненном поле остальных нуклонов ядра. В соответствии с этим имеются дискретные энергетические уровни, заполненные нуклонами с учетом принципа Паули. Эти уровни группируются в *оболочки*, в каждой из которых может находиться определенное число нуклонов. Полностью заполненные оболочки образуют особо устойчивые структуры. Таковыми являются ядра, имеющие, в соответствии с опытом, число протонов, либо нейтронов (либо оба эти числа) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эти числа и соответствующие им ядра называют *магическими*.

Кроме предсказания магических чисел, эта модель позволила объяснить спины основных и возбужденных состояний ядер, а также их магнитные моменты.

Радиоактивность

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение одних нестабильных атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием элементарных частиц (Беккерель 1896).

Радиоактивность, наблюдающаяся у ядер, существующих в природных условиях, называется *естественной*.

Радиоактивность ядер, полученных посредством ядерных реакций, называется **искусственной**.

Виды радиоактивного излучения

α -излучение

Отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью. Представляет собой поток ядер гелия; заряд α -частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. По отклонению α -частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд q/m_α (рис. 12.4), значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β -излучение

Отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше (примерно на два порядка), а проникающая способность гораздо больше, чем у α -частиц. Представляет собой поток быстрых электронов.

γ -излучение

Не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью, при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. Представляет 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 (фотонов).

Отклонение радиоактивного излучения в магнитном поле

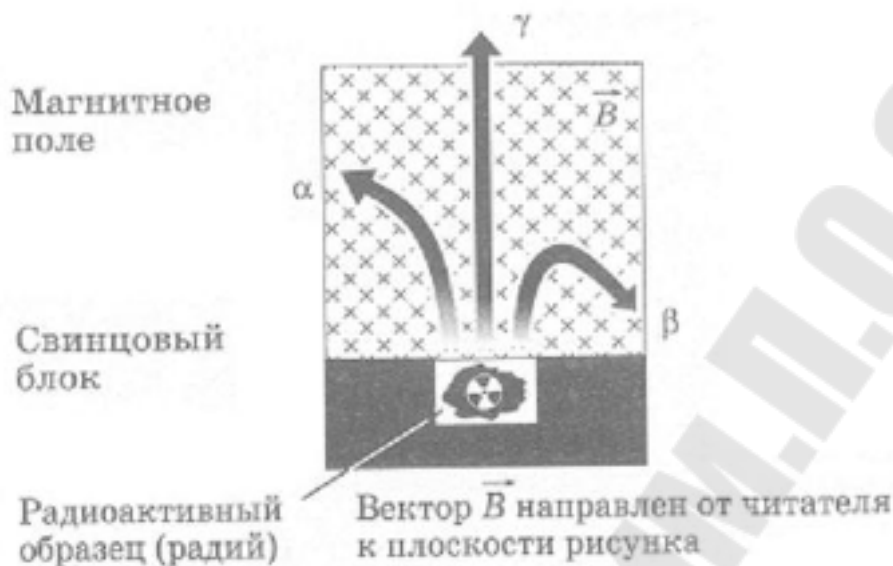


Рис. 12.4

Закон радиоактивного распада

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях:

- 1) постоянная распада не зависит от внешних условий;
- 2) число ядер, распадающихся за время dt , пропорционально наличному количеству ядер.

Эти предположения означают, что *радиоактивный распад является статистическим процессом* и распад данного ядра является случайным событием, имеющим *вероятностный характер*.

Предположим, что в момент времени t было N радиоактивных ядер, а в момент времени $t + dt$ осталось $N - dN$ нераспавшихся ядер.

Убыль числа ядер за время dt определяется как:

$$(N - dN) - N = -dN.$$

Можно считать, что число ядер, распадающихся за время dt , пропорционально N и dt :

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

где λ – постоянная распада.

Интегрирование этого равенства дает

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

$$\boxed{N = N_0 e^{-\lambda t}} \text{ – основной закон радиоактивного распада.}$$

Формулировка основного закона радиоактивного распада

Число еще нераспавшихся ядер N убывает со временем по экспоненте (рис. 12.5). Здесь N – число нераспавшихся ядер к моменту времени t ; N_0 – начальное число нераспавшихся ядер (в момент времени $t = 0$).

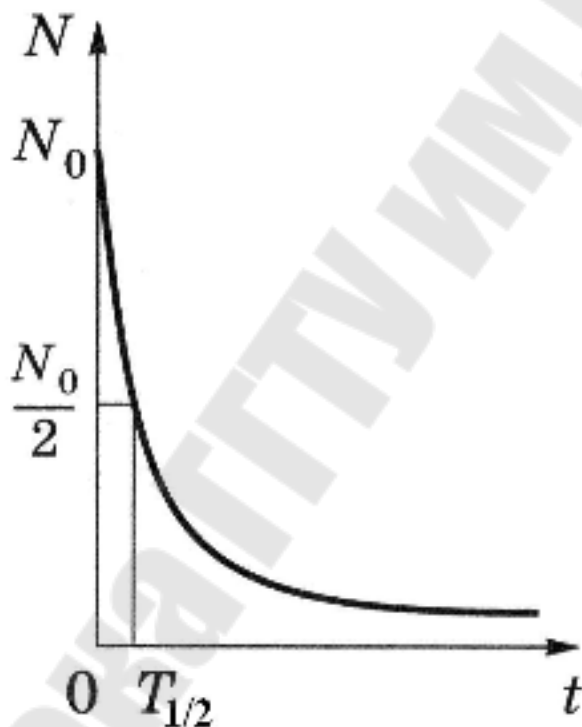


Рис. 12.5

Интенсивность радиоактивного распада характеризуют числом ядер, распадающихся в единицу времени $|dN/dt| = \lambda N$. Ее называют *активностью* A . Таким образом, активность

$$\boxed{A = \lambda N}.$$

Ее измеряют в *беккерелях* (Бк), $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$; а также в *кюри* (Ки), $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Период полураспада $T_{1/2}$

Период полураспада $T_{1/2}$ – промежуток времени, за который в среднем число нераспавшихся ядер уменьшается вдвое (см. рис. 12.5).

Подставляя $N = N_0 / 2$ в формулу, выражающую основной закон радиоактивного распада, получим:

$$N_0 / 2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \Rightarrow \boxed{T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}}$$

Для известных в настоящее время радиоактивных ядер варьируется от $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

Среднее время жизни радиоактивного ядра

Количество ядер, распавшихся за промежуток времени $(t, t + dt)$, равно

$$\delta N(t) = N(t) - N(t + dt) = -dN(t) = \lambda N(t) dt$$

Время жизни каждого из ядер равно t . Следовательно, сумма времен жизни всех N_0 имевшихся первоначально ядер определяется интегрированием выражения $t \delta N(t)$ по времени от 0 до ∞ . Разделив сумму времен жизни всех N_0 ядер на N_0 , получим *среднее время жизни* τ ядра:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \delta N(t) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} (t \lambda) e^{-(\lambda t)} dt = \\ &= \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} (t \lambda) e^{-(\lambda t)} d(\lambda t). \end{aligned}$$

Для выполнения интегрирования перейдем к новой переменной $x = \lambda t$. Интегрирование выполним по частям:

$$\int_0^{\infty} x e^{-x} dx = -e^{-x} (x + 1) \Big|_0^{\infty} = 1.$$

Таким образом, получим

$$\boxed{\tau = \frac{1}{\lambda}}$$

Сравнение τ с $T_{1/2}$ показывает, что период полураспада $T_{1/2}$ отличается от τ числовым множителем, равным $\ln 2$.

Тема 13 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Содержание: взаимодействие радиационного излучения с веществом; физические характеристики ионизирующих излучений; биологическое действие ионизирующих излучений.

Взаимодействие радиационного излучения с веществом

Ориентировочно к γ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний, т. е. $\lambda \ll 10^{-10}$ м. Для практических приложений наибольший интерес представляет γ -излучение с энергией от десятков КэВ до 200–300 МэВ. Гамма-излучение является наиболее проникающим видом ионизирующих излучений. Сравнение проникающей способности α -, β -, γ -излучений и рентгеновского излучения в алюминии приведено на рис. 13.1. Причем поглощение β - и γ -излучения происходит по закону Бугера, который выражает зависимость интенсивности гамма-излучения I на глубине x от интенсивности падающего узкого пучка на вещество с интенсивностью первоначального пучка I_0 и от коэффициента линейного поглощения μ . Ослабление интенсивности является результатом взаимодействия γ -квантов с электронами и атомами вещества (см. лекцию №5):

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

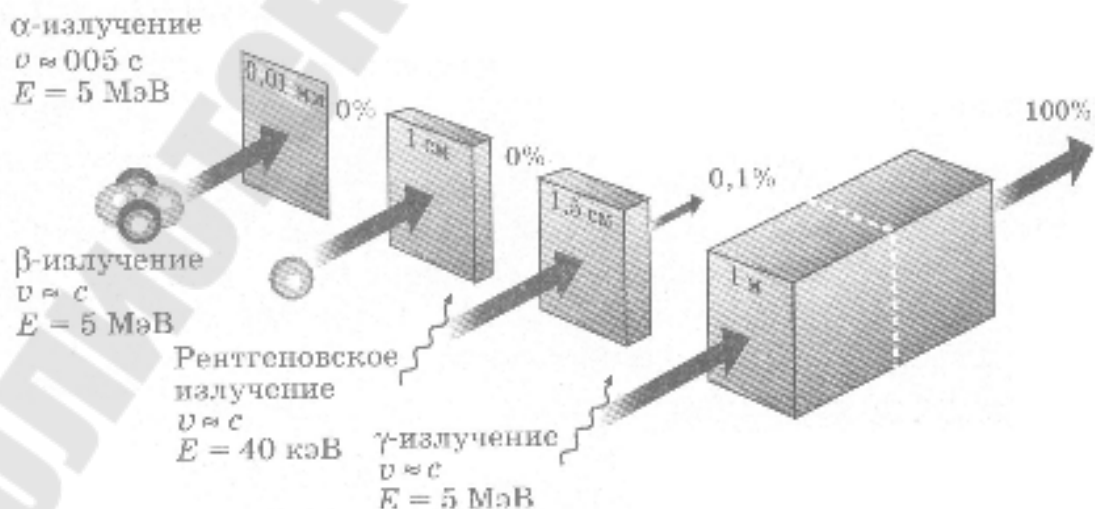


Рис. 13.1

Ослабление γ -излучения в веществе основано на следующих эффектах:

1. Фотоэффект

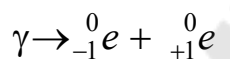
γ -квант проникает в оболочку атома и выбивает электроны, чаще всего из К-оболочки. Этот эффект преобладает при энергии γ -квантов ниже 0.5 МэВ.

2. Эффект Комптона

γ -квант сталкивается с электроном во внешней оболочке и передает ему часть своей энергии. Вследствие этого изменяется направление движения γ -кванта (комptonовское рассеяние) и уменьшаются его энергия и частота.

3. Образование электрон-позитронных пар

γ -квант пролетает непосредственно вблизи ядра. Если его энергия превышает ~ 1 МэВ, то он может образовать электрон-позитронную пару:



Линейный коэффициент поглощения μ в законе Бугера равен сумме линейных коэффициентов поглощения отдельных процессов – фотоэффекта, комptonовского рассеяния и образования пар:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{n}$$

Линейный коэффициент поглощения μ зависит от энергии излучения и свойств поглощающего материала (рис. 13.2). Фотоэффект преобладает при низких энергиях, эффект Комптона – при средних (несколько МэВ), рождение электрон-позитронных пар – при высоких.

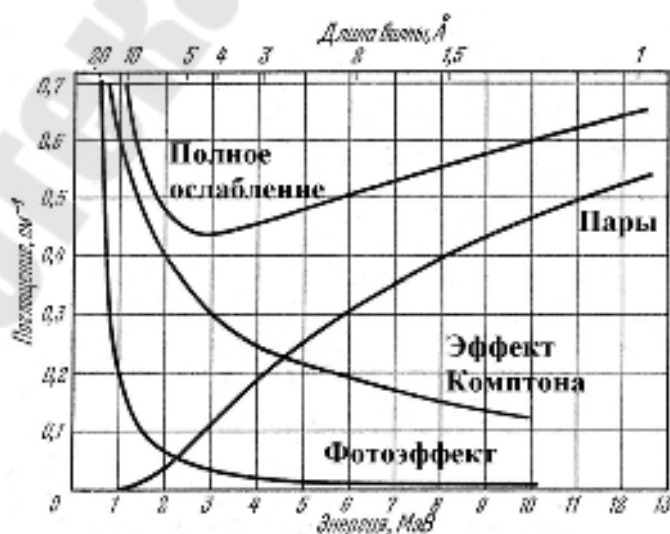


Рис. 13.2

Физические характеристики ионизирующих излучений

Гамма-излучение оказывает сильное воздействие на вещество, в частности, на биологические объекты. Действие γ -лучей и других видов ионизирующих излучений оценивается *дозой излучения* D

Доза излучения это отношением поглощенной энергии W излучения к массе облучаемого вещества m

$$D = \frac{W}{m}$$

Единицей дозы является Дж/кг, т. е. это излучения, при которой массе в 1 кг облученного вещества передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж. Эта единица называется грей (Гр). Применяется также внесистемная единица 1 рад = 10^{-2} Гр.

Мощностью дозы излучения называется доза D , отнесенная к единице времени,

$$N = \frac{D}{t}$$

Единицей мощности дозы является ватт на килограмм $\frac{\text{Вт}}{\text{кг}} = \frac{\text{Гр}}{\text{с}}$.

Энергетической характеристикой излучения, оцениваемой по ионизации сухого атмосферного воздуха, является **экспозиционная доза излучения** D_9 . Единицей ее служит кулон на килограмм (Кл/кг).

Внесистемной единицей экспозиционной дозы служит **рентген**:
 $1 \text{ Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Мощностью N_9 **экспозиционной дозы** называется экспозиционная доза D_9 , отнесенная к единице времени, $N_9 = D_9 / t$. Единицей N_9 служит ампер на килограмм (А/кг).

Внесистемная единица мощности экспозиционной дозы:
 $1 \text{ Р/с} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$.

Биологическое действие ионизирующих излучений

α -, β -, γ -излучения, а также протоны и нейтроны, взаимодействуя с электронами атомов или их ядрами, способны оказывать разнообразные воздействия на вещества. Заряженные частицы и γ -кванты, взаимодействуя с электронами, могут ионизировать атомы или воз-

буждать их, а также возбуждать и разрушать молекулы. Эти явления существенно влияют на ход многих химических реакций и могут стимулировать такие реакции, которые не происходят в обычных условиях. Те же действия косвенно могут производить и нейтроны, которые при радиационном захвате их ядрами порождают γ -лучи. Влияние ядерных излучений на химические процессы изучают в радиационной химии.

В живых организмах химические изменения, вызванные ядерными излучениями, могут приводить к различным физиологическим нарушениям, а также к мутациям. Эти вопросы рассматриваются в радиационной биологии и медицине.

Доза излучения может быть оценена по ее биологическому воздействию. С этой целью вводится *биологический эквивалент рентгена* (бэр). Так называется поглощенная энергия излучения, биологически эквивалентная одному рентгену

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$$

Эквивалентная доза ионизирующего излучения измеряется также в *зивертах* (Зв).

Для человека безопасной считается мощность дозы, примерно в 250 раз превосходящая ту мощность, которую создают космический фон и естественная радиоактивность Земли.

Защита от излучения

Поскольку любое ионизирующее излучение представляет большую опасность, в законодательном порядке предписываются широкие меры предосторожности. Прежде всего, установлены максимально допустимые эквивалентные дозы.

Максимальная эквивалентная доза D_0 , составляет 5 бэр в год.

Это значение допустимо лишь в том случае, если, кроме того, соблюдаются следующие предельные значения:

3 бэр за 13 недель при суммарной дозе 5 бэр в год для людей старше 18-ти лет.

Эти величины установлены для лиц, которые подвергаются облучению в силу своей профессии и для которых проводится персональный дозиметрический контроль.

Тема 14

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

Содержание: ядерные реакции; реакция ядерного деления; цепная реакция деления ядер; ядерный реактор; термоядерный синтез легких ядер; энергия звезд; проблема управляемого термоядерного синтеза.

Ядерные реакции

Ядерными реакциями называются превращения атомных ядер, вызванные взаимодействием их друг с другом или с элементарными частицами.

Как правило, в ядерных реакциях участвуют два ядра и две частицы. Одна пара «ядро – частица» является *исходной*, другая пара – *конечной*.

Символическая запись ядерной реакции:



где A и B – исходное и конечное ядра, a и b – исходная и конечная частицы в реакции. Например, в качестве a и b могут фигурировать нейтрон (n), протон (p), дейтрон (d), альфа-частица (α) и фотон (γ).

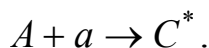
Иногда ядерная реакция может происходить неоднозначно и наряду с предыдущей реакцией может происходить по схеме $A + a \rightarrow C + c$ или по другим схемам. Возможные схемы протекания ядерной реакции называются ее *каналами*. Начальный этап реакции называется *входным каналом*.

Ядерная реакция характеризуется *энергией ядерной реакции* Q , равной разности энергий конечной и исходной пар в реакции. Если $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*; если $Q > 0$, то реакция идет с выделением энергии и называется *экзотермической*.

В ядерных реакциях выполняются законы *сохранения энергии, импульса, электрического заряда и массовых чисел*. Кроме того, в ядерной физике существуют особые законы сохранения, которых нет в других областях физики.

В зависимости от характера взаимодействия частицы a с мишенью A различаются *прямые взаимодействия*, когда ядерные реакции происходят в один этап по схеме $A + a \rightarrow B + b$, и ядерные реакции,

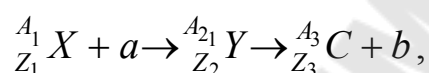
происходящие в два этапа с образованием *составного ядра* (*компунд – ядро*). На первом этапе налетающая частица a сливается с частицей A , образуя новое ядро C^* , которое находится в возбужденном состоянии:



На втором этапе возбужденное ядро C^* распадается на конечные продукты ядерной реакции: $C^* \rightarrow b + B$. Таким образом, ядерная реакция протекает по схеме:



Схема ядерной реакции, происходящей с образованием составного ядра:



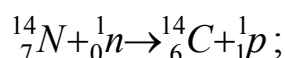
где ${}_{Z_1}^{A_1}X$ – исходное ядро – мишень, a – налетающая частица, ${}_{Z_2}^{A_2}Y$ – составное ядро, ${}_{Z_3}^{A_3}C$ – ядро – продукт ядерной реакции, b – частица, вылетевшая из ядра в результате реакции.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($a = b$), то процесс $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ называют *рассеянием*. Если энергии частиц $E_a = E_b$, то рассеяние является *упругим*, в противном случае (т. е. при $E_a \neq E_b$) – *неупругим*.

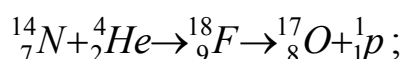
Классификация ядерных реакций

1) По типу участвующих в реакции частиц:

а) реакции под действием нейтронов, например,



б) реакции под действием заряженных частиц, например,



в) реакции под действием γ -квантов

2) По величине энергии, вызывающей ядерные реакции

а) малые энергии, $\sim 1 \div 100$ эВ

б) средние энергии, ~ 1 МэВ

в) большие энергии, $\sim 50 \div 1000$ МэВ

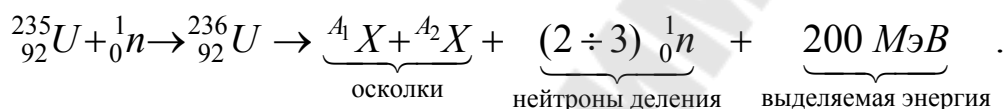
3) По роду участвующих в ядерных реакциях ядер

- а) легкие ($A < 50$)
 - б) средние ($50 < A < 100$)
 - в) тяжелые ($A > 100$)
- 4) По характеру происходящих ядерных превращений в реакции:
- а) кулоновское возбуждение
 - б) радиационный захват
 - в) реакции срыва,
 - г) деление ядер и т. д.

Реакция ядерного деления

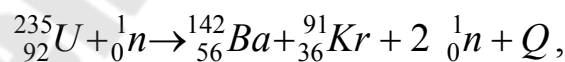
Реакцией деления ядра называется процесс деления тяжелых ядер под действием нейтронов на несколько более легких ядер (осколков), с высвобождением двух–трех нейтронов (*нейтронов деления*) и выделением большого количества энергии.

Пример деления тяжелого ядра:



Нейтроны деления – это избыточные нейтроны, испусканием которых сопровождается реакция деления тяжелых ядер, поскольку в момент своего образования осколки деления имеют избыток нейтронов над протонами.

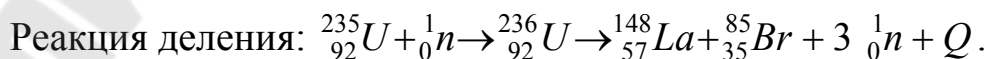
Ядра (продукты деления ${}^{A_1}\text{X}$ и ${}^{A_2}\text{X}$) могут быть весьма разнообразными. По имеющимся данным, их насчитывается свыше 200 видов. Наиболее вероятные значения масс осколков приходятся на 95 и 139. Деление на осколки равной массы менее вероятно и наблюдается редко. Наиболее типичным примером реакции деления является



где Q – выделяемая в реакции энергия.

Распад ядер-осколков ведет к испусканию ими β -частиц и γ -квантов.

Схематическое представление деления ядра урана приведено на рис. 14.1.



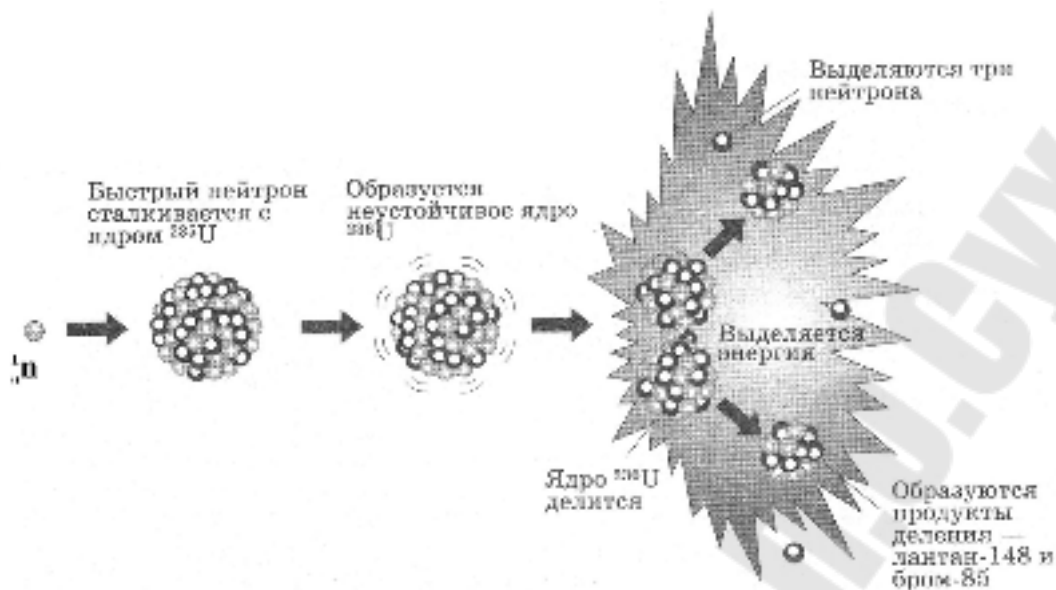


Рис. 14.1

Выделение энергии при делении тяжелых ядер

Деление тяжелого ядра на два осколка должно сопровождаться выделением огромной энергии – 1.1 МэВ/нуклон. Эта энергия равна разности удельных энергий связи в ядрах – продуктах деления и исходного ядра, т. е. 8.7–7.6 МэВ/нуклон (рис. 12.3).

Эксперименты подтверждают, что при каждом акте деления действительно выделяется огромная энергия (~ 200 МэВ), которая распределяется в основном между осколками, а также между продуктами последующего распада осколков деления.

Цепная реакция деления ядер

Цепная ядерная реакция – это ядерная реакция, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции.

Иначе говоря, **цепная реакция** это ядерная реакция, при которой образовавшиеся в результате деления нейтроны вызывают деление новых ядер (рис. 14.2).



Рис. 14.2

Важнейшей характеристикой развития ядерных цепных реакций является коэффициент размножения K нейтронов – отношение числа нейтронов N_i на данном этапе реакции к числу нейтронов N_{i-1} , вызывающих деление ядер на предшествующем этапе:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}$$

Коэффициент размножения K зависит от природы делящегося вещества, а для данного изотопа – от его количества, а также размеров и формы активной зоны, т. е. пространства, где происходит цепная реакция.

Необходимое условие для развития цепной реакции: $K \geq 1$.

- 1) Если $K < 1$, то имеет место затухающий цепной процесс;
- 2) Если $K=1$, то цепной процесс идет с постоянной интенсивностью, называемой критической (реализуется в ядерных реакторах);
- 3) Если $K > 1$, то цепной процесс развивается лавинообразно и приводит к ядерному взрыву. Система с $K > 1$ называется надкритической.

Ядерный реактор

Ядерный реактор – это устройство, в котором осуществляется управляемая цепная реакция деления ядер.

Первыми ядерными реакторами были реакторы на медленных нейтронах (рис. 14.3). Большинство нейтронов, освобождающихся при делении ядер урана, обладают энергией 1–2 МэВ. Скорости их при этом равны примерно 10^7 м/с, поэтому их называют *быстрыми нейтронами*. При таких энергиях нейтроны взаимодействуют с ядрами урана ^{235}U и урана ^{238}U примерно с одинаковой эффективностью. А так как ядер урана ^{238}U в природном уране в 140 раз больше, чем ядер урана ^{235}U , большая часть этих нейтронов поглощается ядрами урана ^{238}U и цепная реакция не развивается. Нейтроны, движущиеся со скоростями, близкими к скорости теплового движения (около $2 \cdot 10^3$ м/с), называются *медленными* или *тепловыми*. Медленные нейтроны хорошо взаимодействуют с ядрами урана-235 и поглощаются ими в 500 раз эффективнее, чем быстрые. Поэтому при облучении природного урана медленными нейтронами большая часть их поглощается не в ядрах урана-238, а в ядрах урана-235 и вызывает их деление. Следовательно, для развития цепной реакции в природном уране скорости нейтронов *должны быть уменьшены до тепловых*.

Замедление нейтронов происходит в результате столкновения с атомными ядрами среды, в которой они движутся. Для замедления нейтронов в реакторе используется специальное вещество, называемое *замедлителем*. Ядра атомов вещества-замедлителя должны обладать сравнительно небольшой массой, так как при столкновении с легким ядром нейтрон теряет энергию большую, чем при столкновении с тяжелым. Наиболее распространенными замедлителями являются обычная вода и графит.

Пространство, в котором протекает цепная реакция, называется **активной зоной** реактора. Для уменьшения утечки нейтронов активную зону реактора окружают отражателем нейтронов, отбрасывающим значительную часть вылетающих нейтронов внутрь активной зоны. В качестве отражателя используют обычно то же вещество, которое служит замедлителем.

Энергия, выделяющаяся при работе реактора, выводится при помощи *теплоносителя*. В качестве теплоносителя могут использоваться лишь жидкости и газы, не обладающие способностью поглощать нейтроны. Широко применяется в качестве теплоносителя обычная вода, иногда применяются углекислый газ и даже жидкий металлический натрий.

Управление реактором осуществляется с помощью специальных управляющих (или регулирующих) стержней, вводимых в активную

зону реактора. Управляющие стержни изготавливаются из соединений бора или кадмия, поглощающих тепловые нейтроны с очень большой эффективностью. Перед началом работы реактора их полностью вводят в его активную зону. Поглощая значительную часть нейтронов, они делают невозможным развитие цепной реакции. Для запуска реактора управляющие стержни постепенно выводят из активной зоны до тех пор, пока выделение энергии не достигнет заданного уровня. При увеличении мощности свыше установленного уровня включаются автоматы, погружающие управляющие стержни в глубь активной зоны.

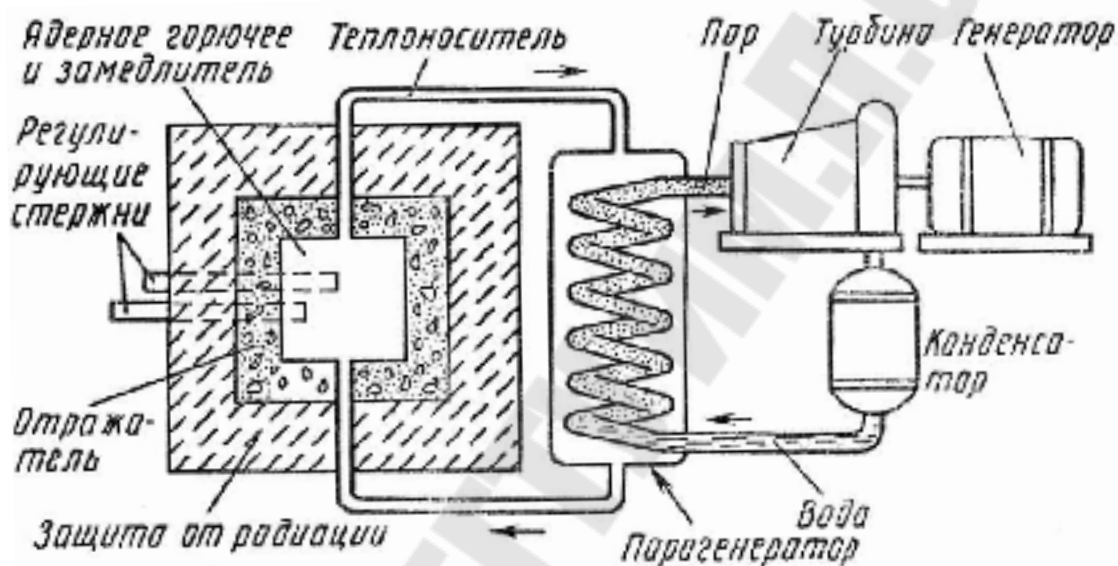


Рис. 14.3

Ядерное горючее – ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$.

Замедлитель нейтронов – тяжелая вода, графит.

Отражатель – бериллий.

Регулирующие стержни – кадмий, бор.

Теплоноситель – вода, жидкий натрий.

Термоядерный синтез легких ядер. Энергия звезд. Проблема управляемого термоядерного синтеза

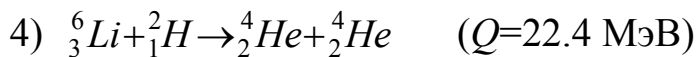
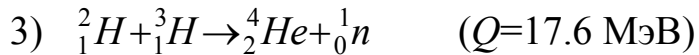
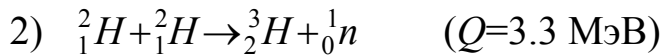
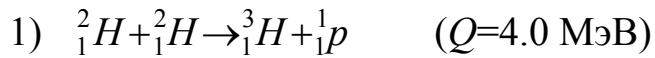
Реакция синтеза атомных ядер – это процесс образования из легких ядер более тяжелых.

Особенности реакций синтеза:

Сопровождаются выделением большого количества энергии, поскольку (рис. 12.3) удельная энергия связи: 1) у легких ядер меньше,

чем у промежуточных ядер; 2) резко увеличивается при переходе от ядер дейтерия ${}^1_1\text{H}$ и трития ${}^3_1\text{H}$ к литию ${}^6_3\text{Li}$ и особенно к гелию ${}^4_2\text{He}$.

Примеры реакций синтеза и сопутствующее им энерговыделение:



Как видно из приведенных примеров, например, для третьей реакции удельная энергия связи равна $\delta E = \frac{17.6}{5} \approx 3.5 \text{ МэВ}$, в то время как

при делении урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ эта величина составляет $\delta E = \frac{200}{238} \approx 0.84 \text{ МэВ}$.

Условия необходимые для осуществления реакции синтеза

Начальные ядра должны преодолеть кулоновский барьер, высота которого составляет $\sim 0,1 \text{ МэВ}$. Это означает, что реально в этих реакциях могут участвовать ядра с очень большими кинетическими энергиями (скоростями). Большие же скорости соответствуют высокой температуре, поэтому для протекания реакций синтеза необходим разогрев до $T \approx 2.6 \cdot 10^9 \text{ К}$. Однако оказывается, что реакция синтеза атомных ядер может протекать и при более низкой температуре порядка 10^7 К . Это связано с тем, что:

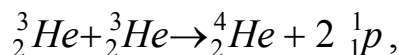
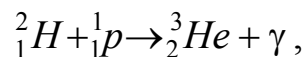
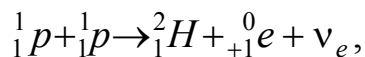
1) при температурах, характерных для реакций синтеза атомных ядер, любое вещество находится в состоянии плазмы, распределение частиц которой подчиняется закону Максвелла; поэтому всегда имеется некоторое число ядер, энергия которых значительно превышает среднее значение;

2) синтез ядер может происходить вследствие туннельного эффекта.

Термоядерная реакция – это реакция синтеза легких атомных ядер в более тяжелые, происходящая при сверхвысокой температуре ($T \geq 10^7 \text{ К}$).

Приведенная выше третья реакция слияния ядер дейтерия и трития легла в основу создания водородной бомбы. Запалом в такой бомбе служит атомная бомба, при взрыве которой возникает температура порядка 10^7 К , достаточная для протекания реакции синтеза (которая в данном случае является неуправляемой). Вероятно, реакции синтеза протекают в недрах звезд, в том числе и нашего Солнца.

Один из возможных способов протекания термоядерной реакции на Солнце (протон-протонный или водородный цикл):



где ν_e – нейтрино, γ – фотон.

В целях управления реакцией синтеза водородных ядер и создания управляемых термоядерных реакторов разрабатываются методы создания очень больших температур в водородной плазме, которая образуется при протекании импульса сильного тока сквозь газообразный дейтерий. Проблемами получения и удержания высокотемпературной шнуровой плазмы в настоящее время заняты физики всех наиболее развитых стран мира. Главная трудность в получении управляемой реакции состоит в том, чтобы обеспечить полную изоляцию плазмы от стенок установки, в которой она находится. При соприкосновении со стенками установки плазма мгновенно охлаждается и перестает существовать. Следовательно, плазма должна быть окружена вакуумом. Для того чтобы удержать ее от соприкосновения со стенками установки, применяется *магнитная теплоизоляция*. Так как плазма состоит из заряженных частиц – ионов и электронов, то в сильном магнитном поле на заряженную частицу действует сила Лоренца и траектория частицы винтообразно навивается на силовую линию. Таким образом, плазма может быть удержана от контакта со стенками объема, в который она заключена.

Тема 15

СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Содержание: типы фундаментальных взаимодействий (сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное); частицы вещества (фермионы): кварки и лептоны; калибровочные кванты взаимодействий (бозоны): глюоны, фотоны, промежуточные бозоны, гравитоны.

Типы фундаментальных взаимодействий: сильное, электро-магнитное, слабое и гравитационное

Элементарные частицы

Элементарными называются микрочастицы, которые ведут себя как единое целое и обладают способностью к рождению и взаимопревращению.

Эти частицы могут рождаться и превращаться друг в друга, но не расщепляться на какие-то составляющие. Поэтому теперь в ядерной физике под термином «элементарные частицы» понимается общее название для всех субатомных частиц (даже тех которые, имеют *внутреннюю структуру*), отличных от атомов и атомных ядер.

Для элементарных частиц весьма характерна их *многочисленность*. В настоящее время открыто несколько сотен частиц, подавляющее большинство которых нестабильно.

Источниками заряженных частиц высоких энергий являются в основном ускорители или, как их сейчас принято говорить, коллайдеры. Вместе с детекторами частиц они позволяют исследовать процессы, в которых образуются и взаимодействуют различные элементарные частицы. Вот почему физику элементарных частиц часто называют также *физикой высоких энергий*.

Фундаментальные взаимодействия

Согласно современным представлениям, существует только четыре качественно различных типа взаимодействий, называемых фундаментальными, т. е. основными, исходными, первичными. В природе существует четыре типа фундаментальных взаимодействий: *сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное*. Эти взаимодействия отличаются интенсивностью процессов, вызываемых среди элементарных частиц. Каждое из этих взаимодействий характеризуется соответствующим параметром, называемом константой связи, численное значение которой определяет интенсивность взаимодействия.

Об интенсивности взаимодействий можно судить по скорости (или степени вероятности) процессов, вызываемых ими. Обычно для сравнения берут скорости процессов при энергиях сталкивающихся частиц около 1 ГэВ (такая энергия характерна для физики элементарных частиц). Сравнительные характеристики этих четырех типов взаимодействия приведены в табл. 15.1, где указаны интенсивности взаимодействий по сравнению с сильным, принятым за единицу, а также длительность процессов и радиус действия соответствующих сил. Чем сильнее взаимодействие, тем с большей интенсивностью протекают процессы.

Фундаментальные взаимодействия переносятся квантами. В квантовой области таким взаимодействиям соответствуют элементарные частицы, называемые переносчиками взаимодействий, испускаемые одним физическим объектом и поглощаемые другим. Это ведет к тому, что объекты как бы чувствуют друг друга, их энергия, характер движения, состояние изменяются, т. е. они испытывают взаимное влияние.

Таблица 15.1

Характер фундаментальных взаимодействий

Взаимодействие	Сильное	Электромагнитное	Слабое	Гравитационное
Интенсивность	1	10^{-2}	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-41}$
Радиус действия, м	$10^{-16} \div 10^{-15}$	∞	$\leq 10^{-16}$	∞
Полевой квант	8 глюонов g	фотон γ	Z^0 , W^\pm - бозоны	гравитон G
Область проявления	Атомные ядра, фундаментальные частицы	Атомы, электротехника	Радиоактивный β -распад, распадные процессы	Массивные тела и фотоны

В современной физике высоких энергий все большее значение приобретает идея объединения фундаментальных взаимодействий, согласно которой в природе существует только одно единое фундаментальное взаимодействие, проявляющее себя в конкретных ситуациях как гравитационное, или как слабое, или как электромагнитное, или как сильное, или как их некоторая комбинация. Успешной реализацией идей объединения послужило создание объединенной теории

электромагнитных и слабых взаимодействий, называемой теорией *электрослабых* взаимодействий. Ведутся исследования по развитию единой теории электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий, получившей название теории *Великого объединения*. Предпринимаются также попытки объединения всех четырех фундаментальных взаимодействий (суперобъединение).

Характерные особенности фундаментальных взаимодействий

Сильное, или ядерное

Обуславливает связь нуклонов в ядрах и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащих в основе стабильности вещества в земных условиях. Эти взаимодействия короткодействующие: на расстояниях свыше 10^{-15} м они прекращаются, вследствие чего сильные взаимодействия не способны создавать структуры макроскопических размеров.

Электромагнитное

Осуществляется через электромагнитное поле. Оно значительно слабее сильных взаимодействий, однако из-за дальнего действия электромагнитные силы во многих случаях оказываются главными. Характерно для всех элементарных частиц, за исключением нейтрино, антинейтрино и фотона. Ответственно, в частности, за существование атомов и молекул, обуславливая взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов. Эти силы ответственны также за все электрические и магнитные явления, наблюдаемые нами в различных формах их проявления: оптических, механических, тепловых, химических и т. д.

С точки зрения квантовой теории переносчиком электромагнитного взаимодействия является элементарная частица фотон – безмассовый бозон со спином 1. Квантовое электромагнитное взаимодействие между зарядами условно изображается следующим образом:

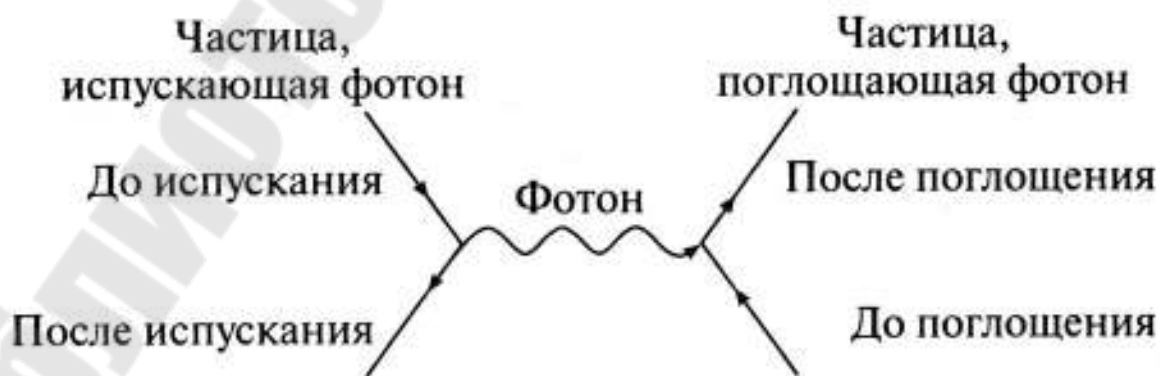


Рис. 15.1

Заряженная частица испускает фотон, в силу чего состояние ее движения изменяется. Другая частица поглощает фотон и также изменяет состояние своего движения. В результате частицы как бы чувствуют друг друга.

Слабое

Наиболее медленное из всех взаимодействий, протекающих в микромире. Ответственно за взаимодействие частиц, происходящих с участием нейтрино и антинейтрино (например, β -распад), а также за безнейтринные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau > 10^{-10}$ с). Слабые взаимодействия являются универсальными: они присутствуют во всех взаимодействиях.

С современной точки зрения электромагнитное и слабое взаимодействия представляют собой различные стороны единого электрослабого взаимодействия (теория Вайнберга–Салама–Глэшоу, объединяющая с единых позиций все аспекты электромагнитных и слабых взаимодействий). На качественном уровне разделение объединенного взаимодействия можно объяснить следующим образом. Пока характерные энергии достаточно малы, электромагнитное и слабое взаимодействия отделены и не влияют друг на друга. С ростом энергии начинается их взаимовлияние, и при достаточно больших энергиях они сливаются в единое электрослабое взаимодействие. Характерная энергия такого объединения оценивается по порядку величины как 10^2 ГэВ. Для сравнения здесь уместно отметить, что характерная энергия электрона в основном состоянии атома водорода порядка 10^{-8} ГэВ, характерная энергия связи атомного ядра порядка 10^{-2} ГэВ. Таким образом, характерная энергия объединения электромагнитных и слабых взаимодействий огромна по сравнению с характерными энергиями в атомной и ядерной физике. По этой причине они не проявляются в обычных физических явлениях своей единой сущности.

Гравитационное

Носит универсальный характер, в нем участвуют все виды материи, все объекты природы, все элементарные частицы. Однако ввиду малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и в процессах микромира, по-видимому, несущественно.

Теоретические исследования показывают, что на квантовом уровне гравитационное взаимодействие переносится элементарной частицей, называемой гравитоном. В квантовой теории взаимодействие описывают в терминах обмена специфическими квантами (бозо-

нами), ассоциированными с данным типом взаимодействия. Для наглядного представления взаимодействия частиц американский физик Ричард Ф. Фейнман предложил использовать диаграммы, получившие его имя. Гравитон является бозоном со спином 2. Диаграмма Фейнмана для гравитационного взаимодействия имеет вид:

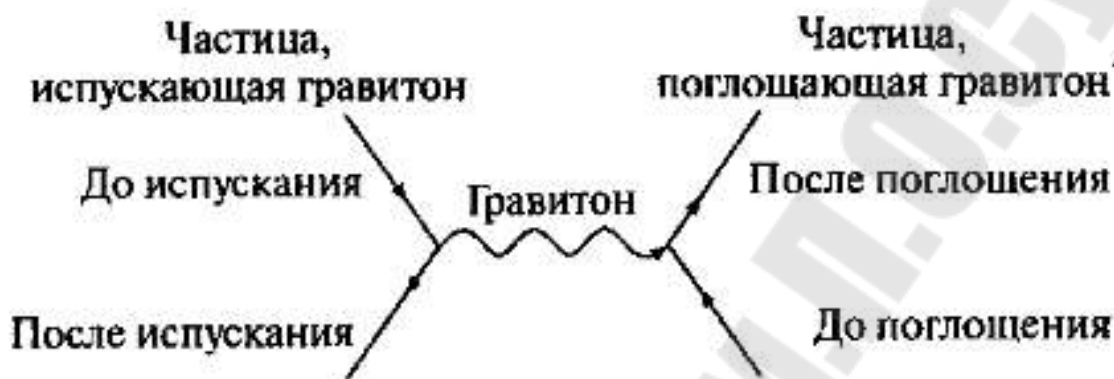


Рис. 15.2

Частица испускает гравитон, в силу чего состояние ее движения изменяется. Другая частица поглощает гравитон и также изменяет состояние своего движения. В результате возникает воздействие частиц друг на друга.

Систематика элементарных частиц.

Фундаментальные частицы.

Барионы и мезоны

В настоящее время известно (вместе с резонансами и античастицами) около 500 элементарных частиц. Однако все это многообразие фактически сводится (если не учитывать античастицы) к 12 фермионам – 6 кваркам и 6 лептонам, которые, участвуя в различных взаимодействиях, обмениваются пятью промежуточными бозонами (фотоном γ , глюоном g , бозонами W и Z , гравитоном G). Эти 12 вышеупомянутых фермионов, имеющих спин $\frac{1}{2}$, естественным образом делятся на три группы, которые принято называть *поколениями*. В каждом из поколений 2 кварка и 2 лептона.

Кварки и лептоны на современном уровне знаний точечны (бесструктурны), т. е. не состоят из более элементарных объектов. Их называют *фундаментальными фермионами*, и из них состоят все более крупные объекты – адроны, ядра, атомы, молекулы и т.д.

Четыре промежуточных бозона (γ , g , W , Z) имеют спин 1, а пятый бозон (гравитон G) – спин 2. Они являются квантами четырех

фундаментальных полей – электромагнитного, сильного, слабого и гравитационного. Эти частицы называют *фундаментальными*, или *калибровочными бозонами*. Таким образом, наш мир можно свести к фундаментальным фермионам, взаимодействующим посредством обмена фундаментальными бозонами.

Кварки участвуют во всех видах взаимодействий. Лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях.

Античастицы

Существование античастиц является универсальным свойством элементарных частиц. Каждой частице соответствует своя античастица: например, электрону e^- – позитрон e^+ , протону p^+ – антипротон p^- , нейтрону n – антинейтрон \bar{n} и т. д. Позитрон и антипротон отличаются от электрона и протона прежде всего знаком электрического заряда. Антинейтрон отличается от нейтрона знаком магнитного момента.

В общем случае античастица отличается от частицы только знаками *зарядов*, электрического и некоторых других (барионного, лептонного, странности), с которыми связаны определенные законы сохранения. Такие же характеристики как масса, спин, время жизни у них одинаковы.

В некоторых случаях античастица совпадает со своей частицей, т. е. все свойства частицы и античастицы одинаковы. Такие частицы называют *истинно нейтральными*. К ним относятся, например, фотон, π^0 -мезон и др.

Лептоны. Это относительно легкие частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях и имеющие спин $1/2$. К ним относятся (рис.15.3):

1) *заряженные лептоны*: электроны e , мюоны μ , τ – лептоны, с электрическим зарядом $-e$. Участвуют в слабых и электромагнитных взаимодействиях.

2) *нейтральные лептоны*: три типа нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Участвуют только в слабых взаимодействиях.

Все лептоны можно отнести к *истинно элементарным частицам*, поскольку у них, в отличие от адронов, не обнаружена внутренняя структура.

Фундаментальные фермионы	ЛЕПТОНЫ	
	-1	0
Электрический заряд Частицы окружающего мира принадлежат этой группе.	Электрон переносит электрический ток $M = 0.511 \text{ МэВ}/c^2$ 	Электронное нейтрино играет фундаментальную роль при горении солнца, каждую секунду сквозь вас пролетают миллиарды этих частиц 
Эти частицы существовали в первый момент после «Большого взрыва». Теперь их можно обнаружить в космосе и на ускорителях частиц.	Мюон аналог электрона, время жизни – 2 микросекунды $M = 106 \text{ МэВ}/c^2$ 	Мюонное нейтрино образуется при рождении и распаде мюонов $M < 0.2 \text{ МэВ}/c^2$ 
	Тау аналог электрона, время жизни – 3×10^{-13} $M = 1777 \text{ МэВ}/c^2$ 	Тау нейтрино образуется при рождении и распаде тау лептонов, открыто в 1975 г. $M < 20 \text{ МэВ}/c^2$ 

Рис. 15.3

Кварки – это фундаментальные гипотетические частицы, из которых состоят все известные адроны.

Большое разнообразие адронов заставило усомниться в их «элементарности» и побудило к поиску более фундаментальных, первичных частиц, из которых они могли бы быть построены (рис. 15.4). В настоящее время составной характер адронов уже доказан (теоретически и подтвержден экспериментально).



Рис. 15.4

Спин кварков равен $1/2$ (в единицах \hbar), поскольку только из фермионов можно «сконструировать» как фермионы (нечетное число фермионов), так и бозоны (четное число фермионов).

Заряд кварков. Кваркам приписываются дробные электрические заряды (рис. 15.5):

$$\left(+\frac{2}{3} e \right) \text{ и } \left(-\frac{1}{3} e \right) \quad (e - \text{элементарный положительный заряд}).$$

Самое удивительное (почти невероятное) свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку еще никто не находил частиц с дробным значением элементарного электрического заряда.

Фундаментальные фермионы		КВАРКИ	
		+2/3	-1/3
Электрический заряд Частицы окружающего мира принадлежат этой группе.	первое поколение	u-кварк входит в состав протонов и нейтронов $M \approx 3 \text{ МэВ}/c^2$ 	d-кварк входит в состав протонов и нейтронов $M \approx 6 \text{ МэВ}/c^2$ 
	второе поколение	c-кварк (очарованный) открыт в 1974 г. $M \approx 1300 \text{ МэВ}/c^2$ 	s-кварк (странный) открыт в 1964 г. $M \approx 100 \text{ МэВ}/c^2$ 
	третье поколение	t-кварк открыт в 1995 г. $M \approx 175000 \text{ МэВ}/c^2$ 	b-кварк (прелестный) открыт в 1977 г. $M \approx 4300 \text{ МэВ}/c^2$ 

Рис. 15.5

Теория сильного взаимодействия аналогична электродинамике и называется квантовой хромодинамикой (КХД). Согласно этой теории частицы, участвующие в сильном взаимодействии и называемые адронами, состоят из элементарных частиц, получивших название кварков. Гипотеза об их существовании была высказана в 1964 г. М. Гелл-Манном и Г. Цвейгом (США). Она была подтверждена в экспериментах, которые показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. Это фермионы со спином $1/2$ и ненулевой массой. В настоящее время установлено существование шести разновидностей кварков (или шести кварковых ароматов): u , d , s , c , b , t и соответствующих им антикварков. Их название происходит от английских слов *up*, *down*, *strangeness*, *charm*, *beauty*, *top*. Как отмечалось выше кварки имеют дробный электрический заряд, равный $+2/3$ заряда протона (u -, c -, t -кварки) и $-1/3$ заряда протона (d -, s -, b -кварки). Кварки формируются в три пары (три поколения дублетов):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Кроме того, существуют три кварка данного аромата. Они отличаются квантовым числом, называемым цветом и принимающим три значения: желтый, синий, красный. Каждому кварку соответствует антикварк, имеющий по отношению к данному кварку противоположный электрический заряд и так называемый антицвет: антижелтый, антисиний, антикрасный. Принимая во внимание число ароматов и цветов, можно заключить, что всего существует $36 = 6(\text{ароматов}) \times 3(\text{цветов}) \times 2(\text{античастиц})$ кварков и антикварков.

Кварки взаимодействуют друг с другом посредством обмена во-

семью глюонами – безмассовыми бозонами со спином 1. Глюон наделен двумя цветовыми зарядами. Условное обозначение разных состояний кварков и глюонов дало название и теории их взаимодействия – квантовая хромодинамика. Природа устроена так, что взаимодействие кварков всегда ведет к образованию бесцветных связанных состояний, которые как раз являются адронами. Например, протон и нейтрон составлены из трех кварков: $p = uud$, $n = udd$.

Отличительной чертой кварк–кварковых взаимодействий является то, что с уменьшением расстояния между кварками их взаимодействие ослабевает, и в пределе очень малых расстояний они ведут себя как свободные. В этом суть явления *асимптотической свободы* в сильном взаимодействии кварков.

На больших расстояниях (больших размера нуклона r_N) цветные силы возрастают, они как бы удерживают кварки и не дают им вылетать из адронов. Это означает, что одиночные кварки и глюоны, обладающие цветом, не могут существовать в свободном состоянии. Явление удержания элементарных частиц, обладающих цветом, внутри адронов получило название *конфайнмента* («пленение» кварков).

Хотя гипотеза кварков оказалась удачной, ибо позволяла с единых позиций объяснить свойства большинства элементарных частиц, но кварки в свободном состоянии не были обнаружены, несмотря на многочисленные их поиски на ускорителях высоких энергий, в космических лучах и окружающей среде. Сейчас трудно судить о том, сохранится ли эта гипотеза или ей на смену придет другая.

Переносчики фундаментальных взаимодействий – промежуточные бозоны (рис.15.6 и 15.7):

- 1) *фотоны* – переносчики электромагнитного взаимодействия,
- 2) Z^0 – и W^\pm – *бозоны* (переносчики слабого взаимодействия),
- 3) *глюоны* – переносчики сильного взаимодействия (от англ. glue – клей)
(существует 8 разновидностей глюона),
- 4) *гравитоны* – переносчики гравитационного взаимодействия.



Рис. 15.6



Рис. 15.7

Адроны. Так называют (тяжелые) элементарные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях и состоящие из кварков. Как правило, они участвуют и в электромагнитном, и в слабом взаимодействиях. Эти частицы образуют самую многочисленную группу частиц (их насчитывается свыше 400).

Адроны подразделяют на мезоны и барионы.

Мезоны – это адроны с нулевым или целочисленным спином (т. е. бозоны), состоят из кварка и антикварка ($q_i \bar{q}_j$), где нижний индекс отличает тип (аромат) кварка.

Барионы – это адроны с полуцелым спином (т. е. фермионы) и массами, не меньшими массы протона; состоят из трех кварков ($q_i q_j q_k$). Например, протон и нейтрон состоят из трех кварков: $p = uud$, $n = udd$.

Сведем для наглядности основную систематику адронов в табл. 15.2.

Таблица 15.2

Адроны		
Мезоны	Барионы	
	Нуклоны	Гипероны
π, K, η и резонансы	p, n	$\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и резонансы

Тема 16

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Содержание: стандартная модель элементарных частиц; единые теории взаимодействий: электрослабое, великое объединение, супергравитация и теория суперструн.

Стандартная модель элементарных частиц

Две тенденции в развитии физики: дифференциация и объединение

В развитии физики бросаются в глаза две противоположные и на первый взгляд даже взаимоисключающие тенденции. С одной стороны, экспоненциальное нарастание числа исследуемых явлений, все большая специализация, все более детальное ветвление каждого направления. Этот процесс ветвления, дифференциации, особенно ярко проявляется в появлении все новых специализированных журналов и конференций.

С другой стороны, не менее интенсивно идет и противоположный процесс – процесс объединения, синтеза, интеграции. С каждым годом становится все яснее связь между отдельными крупными ветвями физики, между явлениями, которые до этого казались не имеющими между собой ничего общего.

Примеры объединения

1. Механика Ньютона – объединила движение земных и небесных тел.
2. Электродинамика Максвелла – объединила электрические, магнитные и оптические явления.
3. Специальная теория относительности Ньютона – объединила пространство и время.
4. Квантовая механика – объединила понятия частицы и волны, детерминизм и вероятность.
5. Квантовая теория поля – объединила частицы и силы (теории великого объединения и суперобъединения).

Физика конкретна, и каждый шаг на пути синтеза требует все более изощренных и специализированных средств. Это относится не только к методике эксперимента, но и к математическим методам теории. В свою очередь, каждый новый этап на пути синтеза неизменно приводил к разнообразным и далеко идущим новым направле-

ниям, причем не только в науке, но и в технике, радикально меняя течение жизни всего человечества. Достаточно вспомнить радиотехнику и ядерную технику. Первая явилась производной электродинамического синтеза, вторая – релятивистского и квантового. Представляется очень правдоподобным, что идеи великого объединения и суперобъединения откроют не менее захватывающие перспективы.

Первые этапы объединения взаимодействий

В электрослабой модели (ЭСМ) объединены электромагнитные и слабые взаимодействия. Их константы сильно различаются (табл. 8.2), однако имеют тенденцию к сближению при росте энергии. Дело обстоит примерно так же, как и при объединении электрических и магнитных сил Максвеллом. Сила, действующая на заряженную частицу (сила Лоренца) имеет следующий вид:

$$\vec{F} = q \vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}].$$

При малых скоростях частицы ($|\vec{v}| \ll c$) магнитная сила много меньше электрической. При $|\vec{v}| \approx c$ они одного порядка. То же можно сказать и об электрослабом объединении. Электромагнитные и слабые силы объединяются при энергиях ~ 100 ГэВ.

Перечислим пройденные этапы объединения взаимодействий:

- объединение электрических и магнитных сил (Максвелл, 1864);
- объединение электромагнитных и слабых сил (Вайнберг, Салам, Глэшоу, 1967).

Стандартная модель электрослабых взаимодействий элементарных частиц

Как упоминалось в предыдущей лекции в 60-х годах XX столетия Вайнберг, Глэшоу и Салам создали единую теорию *электрослабых* (т. е. объединенных электромагнитных и слабых) *взаимодействий*. Из этой теории следует, что переносчиком слабых взаимодействий является группа частиц, получившая название промежуточных векторных бозонов и состоящая из двух заряженных W^\pm – и одного нейтрального Z –бозона. Таким образом, слабые взаимодействия подобны электромагнитным, переносчиками которых также являются нейтральные векторные бозоны – фотоны γ . Теория электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу предсказывает масштаб масс промежуточных бозонов $M_{W,Z} \sim 100$ ГэВ.

Промежуточные бозоны были обнаружены в 1982–1983 гг. двумя группами физиков в Европейской организации ядерных исследо-

ваний (ЦЕРН), расположенной в окрестностях г. Женевы. Опыт проводился на протон-антипротонном коллайдере (ускорителе), в котором сталкиваются встречные пучки протонов и антипротонов, каждый из которых имел энергию 270 ГэВ. Промежуточные бозоны были обнаружены по характерным модам распада:

$$W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e, \quad W^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_e, \quad Z \rightarrow e^{+} + e^{-}, \quad Z \rightarrow \mu^{+} + \mu^{-}.$$

Тем самым, теория электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу получила блестящее экспериментальное подтверждение. Руководителем экспериментальной группы UA1, одной из первых обнаружившей W -бозоны, был итальянский физик Карло Рубиа, впоследствии получивший за это открытие Нобелевскую премию по физике.

Единые теории взаимодействий: великое объединение, супергравитация и теория суперструн

Великое объединение

Следующим логическим шагом после создания единой теории электрослабых взаимодействий стало объединение этих взаимодействий с сильным взаимодействием. Таким образом, на очередь стало создание *большого* (или *великого*) *объединения*, идея которого состоит в том, что сильное, слабое и электромагнитные взаимодействия представляют собой различные проявления одного фундаментального взаимодействия. Теория великого объединения (ТВО) предсказывает, в частности, распад протона, по которому можно подтвердить или опровергнуть эту теорию. Например, одной из мод распада протона является

$$p \rightarrow \pi^0 + e^{+}.$$

Однако предсказываемая нестабильность протона крайне мала. Теоретические оценки времени жизни протона дают значение $10^{29} - 10^{30}$ лет (напомним, что время жизни Вселенной составляет 10 млрд лет, т. е. 10^{10} лет).

Если время жизни составляет 10^{30} лет, то в одном м^3 воды должен в течение года распадаться один протон. Пока обнаружить распад протона не удалось. Из эксперимента следует, что время жизни протона $\tau_p^{\text{экс}} > 2 \cdot 10^{32}$ лет. Попытки зарегистрировать распад протона продолжаются и в настоящее время в разных странах мира – в России,

США, Японии и Западной Европе. Обнаружение нестабильности протона явилось бы подтверждением теории Великого объединения.

Другим предсказанием ТВО (по крайней мере на бумаге, на кончике пера физика-теоретика) являются очень интересные объекты, *магнитные моно-поли* или *монополи Дирака* — изолированные магнитные заряды. Дирак в 1931 г. выдвинул гипотезу о существовании магнитных монополей для сохранения фундаментальной симметрии уравнений Максвелла. До 1975 г. искали лишь «легкие» монополи с массой < 10 ГэВ. Результаты этих поисков отрицательные. В 1974 г. Поляков и т'Хоофт показали, что в ТВО магнитные монополи должны быть значительно тяжелее, их масса должна быть $10^{16} - 10^{17}$ ГэВ, т. е. около $10^{-8} - 10^{-7}$ г (подобные массы имеют бактерии). Столь большие массы монополей исключают возможность получения их на ускорителях и объясняют безрезультатность их поисков в прошлом. Отсюда становится понятным, что создать такие тяжелые объекты в лаборатории невозможно. Можно лишь надеяться, что такой монополь вдруг залетит в ждущую его экспериментальную установку из глубин Вселенной в качестве живого свидетеля той далекой поры, когда Вселенная была настолько горячей, что могла рождать пары монополей, и настолько быстро расширялась и охлаждалась, что эти пары не успевали проаннигилировать. О горячей Вселенной речь пойдет в следующей лекции.

Супергравитация и теория суперструн

Объединение всех четырех фундаментальных взаимодействий, включая гравитацию, как полагают, должно происходить при энергиях $\approx 10^{19}$ ГэВ. Эту энергию называют *планковской*, и она получается следующей комбинацией трех мировых констант (гравитационной постоянной G , постоянной Планка \hbar , скорости света c):

$$E_{Pl} = \sqrt{\frac{c^5 \hbar}{G}} \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ.}$$

Планковской энергии отвечает *планковская масса*

$$m_{Pl} = E_{Pl} / c^2 = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}/c^2$$

и *планковская длина*

$$r_{Pl} = \sqrt{G \hbar / c^3} \approx 10^{-35} \text{ м.}$$

При планковской энергии к трем уже объединенным при более низких энергиях сильному, электромагнитному и слабому взаимодей-

ствиям присоединяется гравитационное, образуя единое универсальное взаимодействие. Теоретические модели, посвященные такого рода объединению, имеют дело с *суперсимметрией* (SUSY) – симметрией между фермионами и бозонами (модели великого объединения рассматривали симметрию между кварками и лептонами). Одной из таких моделей, использующей принципы суперсимметрии, является *супергравитация*, которая обобщила общую теорию относительности Эйнштейна.

Согласно современным теоретическим представлениям квантами гравитационного поля являются гравитоны — безмассовые фундаментальные бозоны со спином, равным двум. То обстоятельство, что масса гравитона (так же, как и масса фотона) равна нулю, находится в соответствии с тем, что ньютоновский потенциал (подобно кулоновскому потенциалу) спадает на больших расстояниях медленно, степенным образом, как $1/r$.

То обстоятельство, что спин гравитона равен двум, обуславливает важные различия между гравитационным и электромагнитным взаимодействием (напомним, что спин фотона равен единице). Одно из основных различий заключается в том, что обмен гравитонами между двумя какими-либо частицами всегда приводит к *притяжению* между этими частицами, в то время как обмен фотонами дает *притяжение* между частицами с разноименными электрическими зарядами и *отталкивание* между частицами с одноименными зарядами. Так как обычное вещество электрически нейтрально (заряды электронов экранируют заряды ядер), то на больших расстояниях, намного превышающих размеры атомов, электрические силы между атомами малы. В случае же гравитационного притяжения такого взаимного экранирования «гравитационных зарядов» нет, они все одного знака. Поэтому именно гравитация определяет основные закономерности движения небесных тел.

На пути создания единой теории всех взаимодействий должна быть решена и задача построения последовательной теории гравитации, соединяющей принципы квантовой теории поля и суперсимметрии. Возможно, решение проблемы будет достигнуто в теории *суперструн* – гипотетических одномерных объектов, имеющих линейные размеры порядка планковской длины (10^{-35} м) и натяжение (энергию на единицу длины) планковского масштаба.

Ниже планковской энергии теория суперструн не отличается от суперсимметричной квантовой теории поля с точечными фермионами.

Струнная природа частиц должна проявляться при энергиях выше планковской. Минимальная размерность пространства–времени, в котором может быть построена теория суперструн, равна 10 – одна временная координата и 9 пространственных. Это многомерное пространство при энергиях ниже планковской должно «свертываться» (компактифицироваться) в наблюдаемое четырехмерное пространство–время.

Таким образом, в рассмотренных теоретических концепциях предсказывается объединение всех фундаментальных взаимодействий в единое универсальное взаимодействие при энергиях выше планковской (10^{19} ГэВ). Такие энергии соответствуют характерным расстояниям $< 10^{-35}$ м. Единому взаимодействию отвечает наивысшая симметрия. С уменьшением энергии симметрия в системе частиц снижается путем ее последовательного спонтанного (произвольного) нарушения. При этом от единой силы «отщепляются» ее отдельные хорошо нам известные составляющие – гравитационная, сильная, слабая и электромагнитная (рис. 16.1).



Рис. 16.1

Еще раз отметим, что фантастические значения энергии великого объединения (10^{15} – 10^{16} ГэВ) и планковской энергии (10^{19} ГэВ) исключают полноценную проверку вышеупомянутых концепций в ускорительных экспериментах. Даже если построить сверхпроводящее ускорительное кольцо с диаметром, равным диаметру Земли, то протоны можно будет ускорить лишь до 10^8 ГэВ (синхротронное излучение не позволит превысить этот предел). В то же время достигнутые на сегодняшний день энергии ускорителей позволяют, например, изучать

свойства промежуточных калибровочных бозонов W^\pm , Z и осуществлять поиск новых (суперсимметричных) частиц, предсказываемых суперсимметричными теориями. Вместе с тем, среди «неускорительных» экспериментов можно выделить опыты по поиску так называемых монополей Дирака – гипотетических магнитных зарядов, и распада протона. Определенные надежды здесь связаны с тем, что Вселенная должна была пройти все стадии, показанные на рис. 16.1, в процессе своего охлаждения после Большого взрыва (моменты достижения этих стадий после Большого взрыва указаны на рисунке).

Таким образом, должна возникать прямая связь между физикой частиц сверхвысоких энергий и космологией. Установление этой связи позволяет выявить те объекты нынешней Вселенной, которые несут «следы» ее самого раннего горячего состояния (см. лекцию 17), и возможно дадут недостающие подтверждения справедливости единых теорий.

Тема 17

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И УСКОРИТЕЛИ ЧАСТИЦ. ФИЗИКА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ LHC – ЭКСПЕРИМЕНТ ВЕКА

Содержание: элементарные частицы и ускорители частиц; физика на Большом адронном коллайдере LHC – эксперимент века.

Элементарные частицы и ускорители частиц

Мир элементарных частиц – это мир объектов более мелких, чем атомное ядро (рис. 16.2), т. е. объектов, характерные размеры которых ≤ 1 Фм (1 ферми = 1 Фм = 10^{-13} см). Это исключительно важный раздел физической науки, да и науки вообще, так как он связан с изучением фундаментальных законов природы. В последние 3–4 десятилетия в этой области физики сделано много важных открытий. Установлено существование кварков и лептонов, о размере которых в настоящее время известно лишь то, что они $< 10^{-17}$ см. Хорошо знакомые нам нуклоны (протоны и нейтроны), из которых состоят атомные ядра, больше не считаются бесструктурными объектами. Доказано, что они состоят из кварков. Из кварков состоят не только нуклоны, но и вообще все сильно взаимодействующие частицы – адроны (их характерный размер, как и нуклонов, ≈ 1 Фм). Таким образом, к последовательности дробящегося вещества, похожего на открываемую матрешку (молекулы \rightarrow атомы \rightarrow ядра \rightarrow нуклоны), добавлен новый слой структуры материи – кварк-лептонный (говорят об обнаружении новой ступени квантовой лестницы). Таким образом, открыт наиболее фундаментальный уровень материи и в значительной степени поняты законы, управляющие этим новым миром.

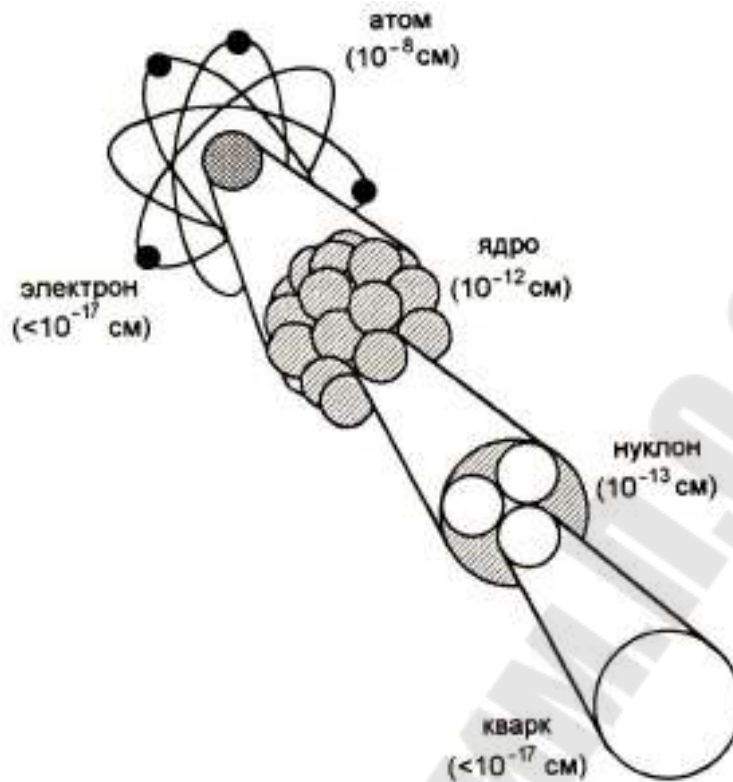


Рис. 16.2

Ускорители частиц

Главным инструментом, позволяющим изучать структуру вещества, является ускоритель, создающий частицы столь высокой энергии, что они способны проникать в глубинные области изучаемого микрообъекта. В настоящее время в мире работает несколько таких машин, ускоряющих заряженные частицы до очень высоких энергий. Такие ускорители могут действовать как в режиме выведенных пучков (когда ускоренные частицы направляются на неподвижную мишень), так и в режиме коллайдеров (когда две частицы, ускоренные до высоких энергий, сталкиваются друг с другом). Энергетически более выгодным оказывается режим коллайдера. Энергия 900 ГэВ каждой из соударяющихся частиц (в данном случае это протоны) является на сегодня максимальной; она достигнута на ускорителе Тэватрон в Национальной лаборатории им. Э.Ферми (США). Впервые коллайдер, в котором сталкивались электроны и позитроны, был построен в Новосибирске (ВЭП-2М). Энергия каждого из пучков достигала 0,7 ГэВ.

В Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН, Женева) до недавнего времени функционировал комплекс ускорителей, называемый ЛЭП (LEP от англ. Large Electrons and Positrons (Ring)), на котором электроны и позитроны ускорялись до энергии ~ 100 ГэВ.

Это кольцевой коллайдер встречных пучков электронов и позитронов. Длина кольца около 27 км (вид сверху на рис.16.3), оно проходит под землей на глубине 100м. Кольцо LEP расположено по обе стороны француско-швейцарской границы к западу от Женевы у подножья горного массива Жюра (Jura Mountains). Под стать гигантским размерам LEP – и масштабы четырех экспериментальных установок–детекторов ALEPH, OPAL, L3 и DELPHI, взаимное расположение которых показано на рис.16.3. Например, установка L3 была помещена в большом железном электромагните массой 6 тыс. тонн с внешними размерами $16 \times 16 \times 16 \text{ м}^3$.

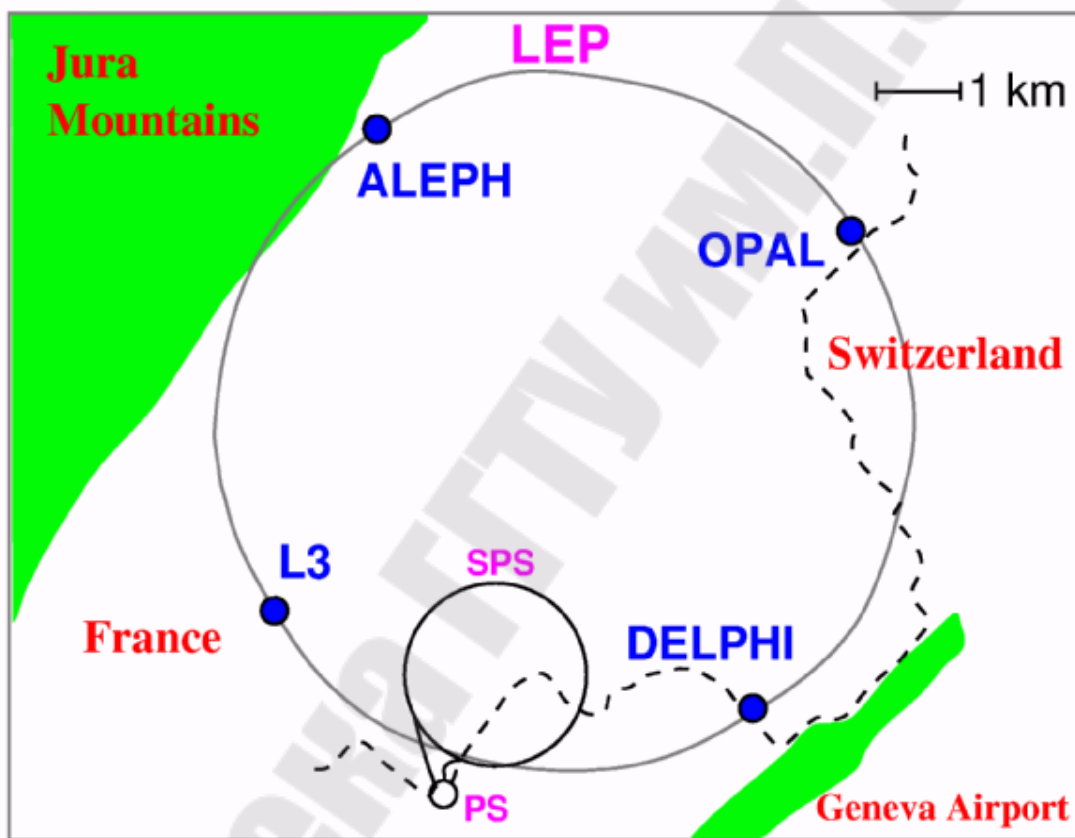


Рис. 16.3

В США в Стенфордской национальной лаборатории на линейном коллайдере СЛК (SLC) сталкиваются электроны и позитроны, каждый с энергией 50 ГэВ. В Германии, в лаборатории ДЭЗИ (DESY) вблизи Гамбурга, сооружен комплекс электронных ускорителей, которые могут работать как в режиме выведенных пучков, так и в коллайдерном режиме. С 1991 г. в этой лаборатории начал работать первый в мире электрон-протонный коллайдер ГЕРА (HERA) с энергией электронного пучка, равной 30 ГэВ и протонного пучка – 920 ГэВ.

Для изучения структуры микробъектов помимо высоких энергий сталкивающихся частиц желательнее, чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми, т. е. бесструктурными образованиями. Такими частицами являются, например, электроны. Схематично опыты по изучению структуры микробъектов выполняются следующим образом. Пробная частица-снаряд (например, электрон) налетает на частицу-мишень (например, атомное ядро). После взаимодействия регистрируют кинематические параметры частицы-снаряда: энергию, импульс, угол вылета и др. По этим экспериментально измеряемым величинам можно восстановить структуру частицы-мишени, а также определить динамические характеристики взаимодействия между сталкивающимися частицами.

Таблица 16.1

Крупнейшие современные ускорители частиц.

Название ускорителя	LEP	LHC	HERA	TEVATRON	SLC
Институт (центр)	CERN	CERN	DESY	Fermilab	SLAC
Страна	Швейцария	Швейцария	Германия	США	США
Годы работы	1989–2000	2007–	1992–	1987–	1989–1998
Ускоряемые частицы	$e^- \rightarrow \leftarrow e^+$	$p \rightarrow \leftarrow p$	$e^- \rightarrow \leftarrow p$	$p \rightarrow \leftarrow \bar{p}$	$e^- \rightarrow \leftarrow e^+$
Их наибольшие энергии, ГэВ	103 + 103	7000 + 7000	30 + 920	1000 + 1000	50 + 50
Длина кольца, км	26,7	26,7	6.3	6.3	Линейный ускоритель 3,2 км

Физика на Большом адронном коллайдере LHC – эксперимент века

Европейская организация ядерных исследований

Европейская организация ядерных исследований (ЦЕРН) – крупнейший в мире научно-исследовательский центр в области физики частиц. Основанный в 1954 году, ЦЕРН был одним из первых в Европе совместных учреждений и стал блистательным примером международного сотрудничества. От первоначально 12 стран, подписавших конвенцию по ЦЕРН, членство в нем к настоящему времени выросло до 20 стран-участниц. ЦЕРН расположен вблизи Женевы. Около 7000 ученых половина всех физиков мира, изучающих частицы пользуются экспериментальным оборудованием ЦЕРН. Они пред-

ставляют 500 научных центров и университетов и 80 национальных институтов. Предназначение ЦЕРН – чистая наука, изучение наиболее фундаментальных вопросов Природы. Что такое вещество? Откуда оно появилось? Как оно объединяется в сложные объекты, такие как звезды, планеты и человеческие существа? Фундаментальные исследования – смысл существования ЦЕРН, но он также играет жизненно важную роль в развитии технологий завтрашнего дня. От материаловедения до компьютерных наук, физика частиц всюду требует совершенства в качестве и работоспособности оборудования, делая тем самым ЦЕРН важным полигоном для промышленности.

ЦЕРН играет важную роль в продвинутом техническом обучении. Исчерпывающий набор стажировок и практик привлекает многих талантливых молодых ученых и инженеров в ЦЕРН. Большинство делают затем карьеру в промышленности, где их опыт работы в высокотехнологичном многонациональном окружении высоко ценится. История сотрудничества российских научных центров и университетов с ЦЕРН насчитывает уже более 30 лет. В последние годы оно развивается в рамках Соглашения между Правительством Российской Федерации и ЦЕРН о дальнейшем развитии научно-технического сотрудничества в области физики высоких энергий от 30 октября 1993 г. Российские физики участвовали в экспериментах на всех поколениях ускорителей, созданных в ЦЕРН за это время, включая Большой электрон-позитронный коллайдер ЛЭП (LEP). В 1996 году ЦЕРН приступил к реализации глобального научного проекта конца XX и начала XXI века – сооружению Большого адронного коллайдера, БАК, (или по-английски Large Hadron Collider – LHC). В разработке коллайдера в ЦЕРН принимают участие свыше 400 физических институтов и промышленность всех развитых в научно-техническом отношении стран. Следует отметить, что ЦЕРН в ближайшие десятилетия будет фактически основным центром мировой науки в области изучения фундаментальных свойств материи, поскольку все мировое сообщество физиков (включая США и Японию) планирует проведение здесь исследований ввиду уникальных возможностей создаваемого ускорителя. Страны-участницы ЦЕРН вносят финансовый вклад, пропорциональный своему валовому национальному продукту. Российская Федерация имеет статус наблюдателя в ЦЕРН – членство России в этой организации вызвало бы необходимость ежегодного взноса около 70 млн. долларов США. Благодаря работе, проведенной совместно с руководящими органами ЦЕРН, удалось достичь договоренно-

сти о полноценном участии России в проекте БАК при ежегодных расходах с российской стороны около 6 млн. долларов в год в течение 10 лет. Для сравнения укажем, что вклад США, также не являющихся членом ЦЕРН, в проект БАК составит 600 млн. долларов. Средства, выделяемые по распоряжению Правительства Российской Федерации, направляются российским научным организациям и промышленным предприятиям на разработку и изготовление высокотехнологичного оборудования для проекта БАК. Более того, в соответствии с достигнутой договоренностью ЦЕРН и другие западные партнеры выделяют дополнительно 6 млн. долларов в год для оказания содействия выполнению российских обязательств. Указанная договоренность закреплена в Протоколе об участии в проекте БАК, подписанном 14 июня 1996 г. ЦЕРН и Миннауки России по поручению Правительства Российской Федерации. Согласно этому Протоколу российские институты разработают и произведут (совместно с российской промышленностью) высокотехнологичное оборудование на общую сумму 200 млн. швейцарских франков в течение 10-ти лет. Финансовый вклад России, определяющий масштаб последующего участия наших физиков в экспериментах на ускорителе БАК, должен составить около 133 млн. швейцарских франков, а инвестиции ЦЕРН и других западных партнеров в Россию более 66 млн. швейцарских франков. Несмотря на то, что финансовый вклад России составит менее 5% от общей стоимости проекта БАК, уровень (доля) участия российских физиков в последующих экспериментальных исследованиях на этом уникальном комплексе составит в среднем 16%. Это – результат признания значительного интеллектуального вклада российских ученых в развитие физики высоких энергий вообще и в осуществление проекта БАК, в частности.

К выполнению обязательств российской стороны привлечены около 20 научных организаций Российской академии наук, Минатома России (в том числе и оборонные), Минобразования России, Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна), РНЦ "Курчатовский институт", МГУ им. М.В. Ломоносова, а также около 30 промышленных предприятий России, в том числе и в рамках программы конверсии. Размещение многомиллионных контрактов, связанных с участием российских научных центров в проекте БАК, на территории России способствует развитию высоких технологий и увеличению числа рабочих мест на промышленных предприятиях России, открывает возможность выхода российских технологий на мировой рынок.

Большой адронный коллайдер LHC

Большой адронный коллайдер БАК – ускоритель частиц, благодаря которому физики смогут проникнуть так глубоко внутрь материи, как никогда ранее. Работы на коллайдере предполагается начать в 2007 году. Их суть заключается в изучении столкновения двух пучков протонов с суммарной энергией 14 ТэВ на один протон. Эта энергия в миллионы раз больше, чем энергия, выделяемая в единичном акте термоядерного синтеза. Кроме того, будут проводиться эксперименты с ядрами свинца, сталкивающимися при энергии 1150 ТэВ. Ускоритель БАК обеспечит новую ступень в ряду открытий частиц, которые начались столетие назад. Тогда ученые еще только обнаружили всевозможные виды таинственных лучей: рентгеновские, катодное излучение, α - и β -лучи. Откуда они возникают, одинаковой ли природы их происхождение и, если да, то какова она? Теперь у нас есть ответы на эти вопросы, позволяющие гораздо лучше понять происхождение Вселенной. Постепенно, шаг за шагом, эти открытия изменили нашу повседневную жизнь, подарив нам приемники, телевизоры, компьютеры, томографию, Интернет... Однако в самом начале XXI века перед нами стоят новые вопросы, ответы на которые мы надеемся получить с помощью ускорителя БАК. И кто знает, развитие каких новых областей человеческих знаний повлекут за собой предстоящие исследования.

Пока же наши знания о Вселенной недостаточны. Физики считают, что Вселенная возникла в результате так называемого «Большого взрыва» материи (рис. 16.4 и 16.5). Вначале все было сжато в очень маленьком объеме, не более песчинки. Все частицы, из которых сегодня состоит вещество, все вокруг нас и мы в том числе, еще должны были сформироваться. Спустя 15 миллиардов лет Вселенная стала такой огромной, что даже свет проходит ее насквозь за миллионы лет. Сегодня мы живем в «холодной» Вселенной, где существуют четыре, вполне определенные силы, действующие на вещество: электромагнитное, сильное, слабое и гравитационное взаимодействия. В более раннем возрасте, когда Вселенная была «горячее», возможно, эти силы проявлялись одинаково. Физики, занимающиеся частицами, надеются создать единую теоретическую основу, чтобы доказать это, и некоторые успехи уже достигнуты в этом направлении. Физики смогли объединить две силы – электромагнитного и слабого взаимодействия – в единой теории. Эта теория, называемая «электрослабой», была подтверждена экспериментально в ЦЕРН, и проведенные

исследования были удостоены Нобелевской премии. Две другие силы – гравитационное и сильное взаимодействия – остались вне этой теории. В дальнейшем удалось электрослабую теорию объединить с теорией сильного взаимодействия, и такая объединенная теория получила название Стандартной модели. Бесспорно эта теория – одно из выдающихся достижений человеческого разума XX столетия, но она оставляет пока многие проблемы нерешенными. Почему элементарные частицы имеют массу? Почему их массы различны? Так ли, что явно различные силы природы в действительности только проявление одной силы? По-видимому, во Вселенной не осталось больше антивещества. Почему? Проблема происхождения массы – самая обескураживающая. Удивительно, что это всем хорошо известное понятие и так мало изучено. Ответ, может быть, кроется в рамках Стандартной модели, в положении, которое называется механизмом Хиггса. Согласно ему, все пространство заполнено «хиггсовскими» полями. Частицы приобретают свои массы посредством взаимодействия с этими полями. Частицы, сильно взаимодействующие с хиггсовскими полями, – тяжелые, те же, которые взаимодействуют слабо, – легкие. Хиггсовское поле ассоциируется, по крайней мере, с одной новой частицей – хиггсовским бозоном. Если эта частица существует, ее смогут обнаружить с помощью ускорителя БАК.

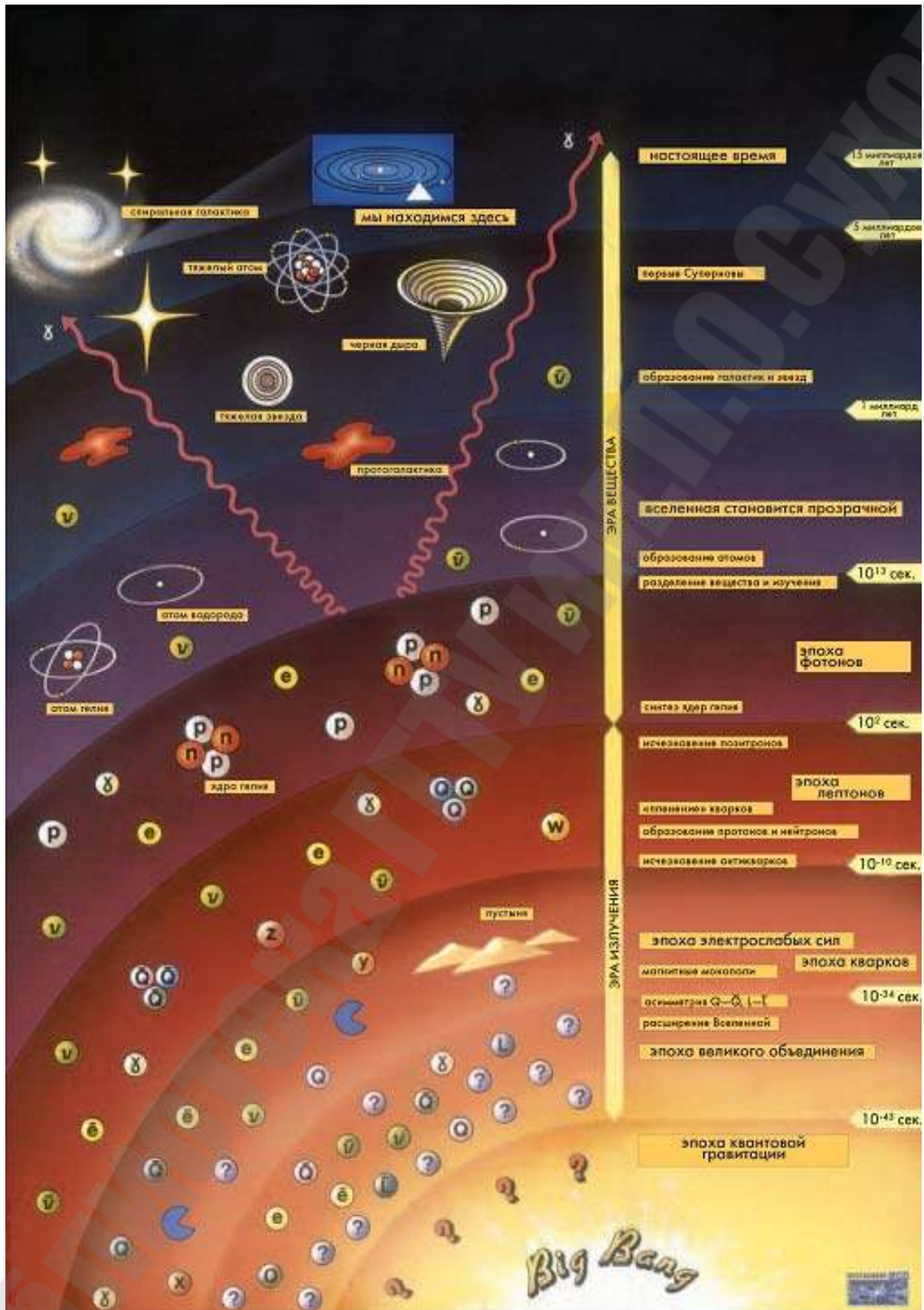


Рис. 16.4

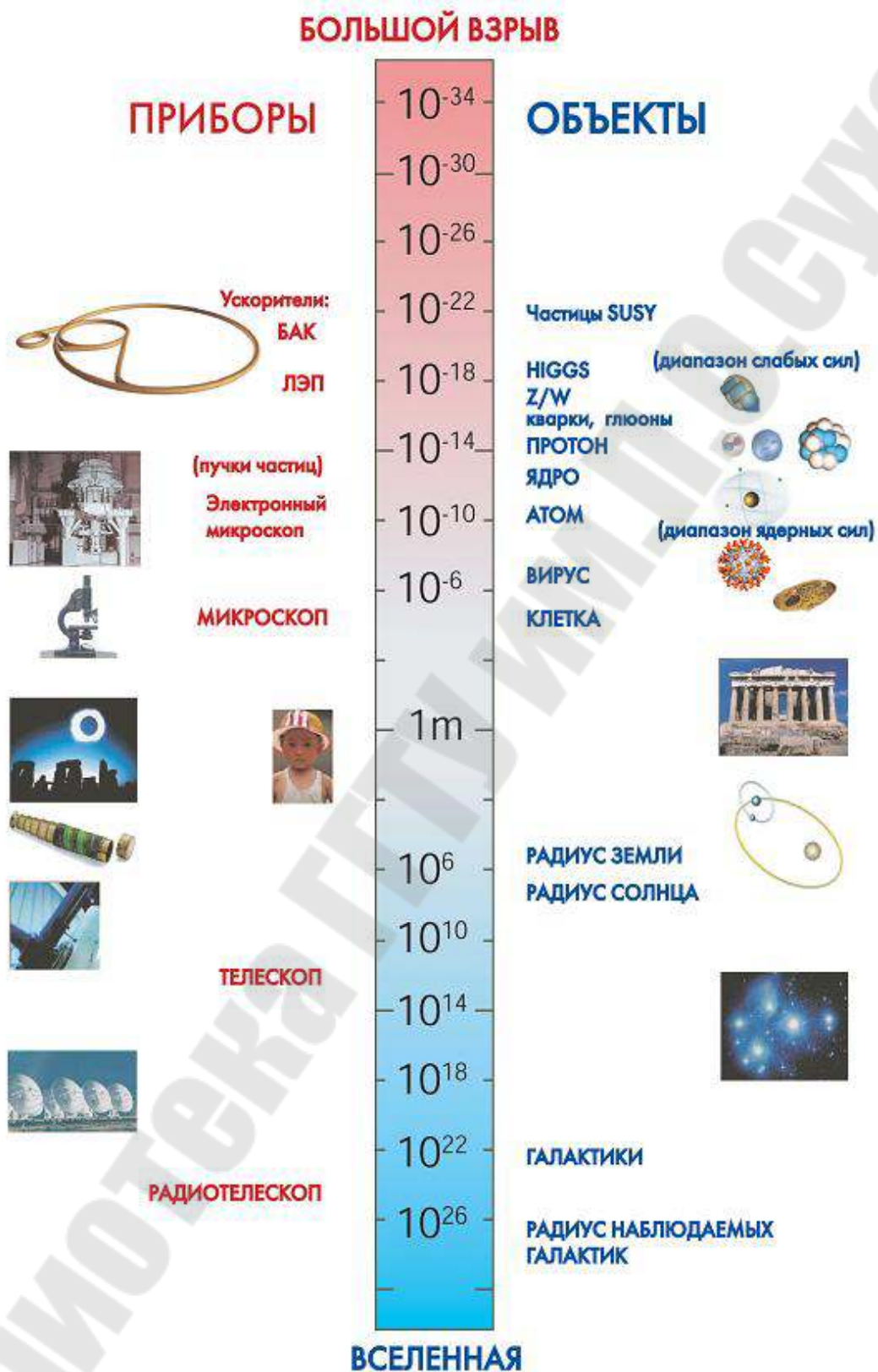


Рис. 16.5

Самой популярной остается идея об объединении всех сил в единой теории, названной теорией суперсимметрии или SUSY, для

краткости. Об этой теории речь шла выше, в начале лекции. Предполагается, следуя этой теории, что для каждой известной частицы существует суперсимметричный партнер. Если SUSY верна, эти суперсимметричные частицы должны быть найдены с помощью ускорителя БАК.

Антиматерия задает новую загадку, которую нам поможет разгадать ускоритель БАК. Естественно предположить, что во время рождения Вселенной, в момент «Большого взрыва», создалось одинаковое количество вещества и антиматерии, однако сегодня мы живем во Вселенной, состоящей, по всей видимости, целиком из вещества. Куда же девалась антиматерия? Сначала думали, что антиматерия представляет собой только совершенное отображение вещества. Таким образом, если вы заместите вещество антиматерией и посмотрите на результат в зеркало, вы не обнаружите разницы. Однако мы теперь знаем, что отображение неадекватно, и это могло привести к дисбалансу вещества и антиматерии. Ускоритель БАК явится прекрасным «зеркалом» для наблюдения антиматерии, которое позволит нам подвергнуть Стандартную модель самому жесточайшему испытанию. Таким образом, существует, немало вопросов, ответы на которые могут быть найдены с помощью ускорителя БАК. Но история уже показала, что выдающиеся открытия в науке часто бывают непредсказуемы. Хотя у нас есть представление о том, что мы хотим найти с помощью Большого адронного коллайдера, Природа может преподнести нам очередной сюрприз. Так или иначе, он изменит наше миропонимание. Ускоритель БАК будет работать на основе эффекта сверхпроводимости, т. е. способности определенных материалов проводить электричество без сопротивления или потери энергии, обычно при очень низких температурах. Чтобы удержать пучок частиц на его кольцевом треке, необходимы более сильные магнитные поля, чем те, которые использовались ранее в других ускорителях ЦЕРН. Сверхпроводимость позволяет получить такие поля, но никогда ранее не строилась такая большая «сверхпроводящая» установка. Ускоритель БАК окружностью 27 км будет работать при температуре на 300 ниже комнатной – это холоднее, чем температура открытого космоса. Плодотворная научно-исследовательская работа, проведенная совместно с промышленностью, показала, что сооружение такой установки реально. Первое испытание целой опытной секции ускорителя в конце 1994 года явилось значительной вехой в осуществлении проекта. Так как БАК будет ускорять два пучка, двигающихся в противоположных направлениях, то реально они будут представлять два ускорителя

в одном. Для того чтобы ускоритель по возможности был компактным и экономичным, магниты также разместят в едином «два-в-одном» корпусе. Ускоритель БАК будет встроен в тот же самый туннель, в котором работал коллайдер ЛЭП (рис.16.6 и 16.7). Таким образом, его сооружение будет стоить гораздо дешевле, чем строительство подобного ускорителя на вновь отведенном участке. До введения протонных пучков в БАК их будут ускорять на уже существующих, последовательно соединенных ускорителях. Практика использования ускорителей, взаимосвязанных таким способом, сделала ЦЕРН самой многопрофильной фабрикой в мире по получению пучков частиц.

Схематическое расположение коллайдера БАК в окрестностях Женевы, которое можно наблюдать с высоты «птичьего полета».



Рис. 16.6

Так будет выглядеть ускоритель БАК, когда его установят в туннеле ЛЭП.

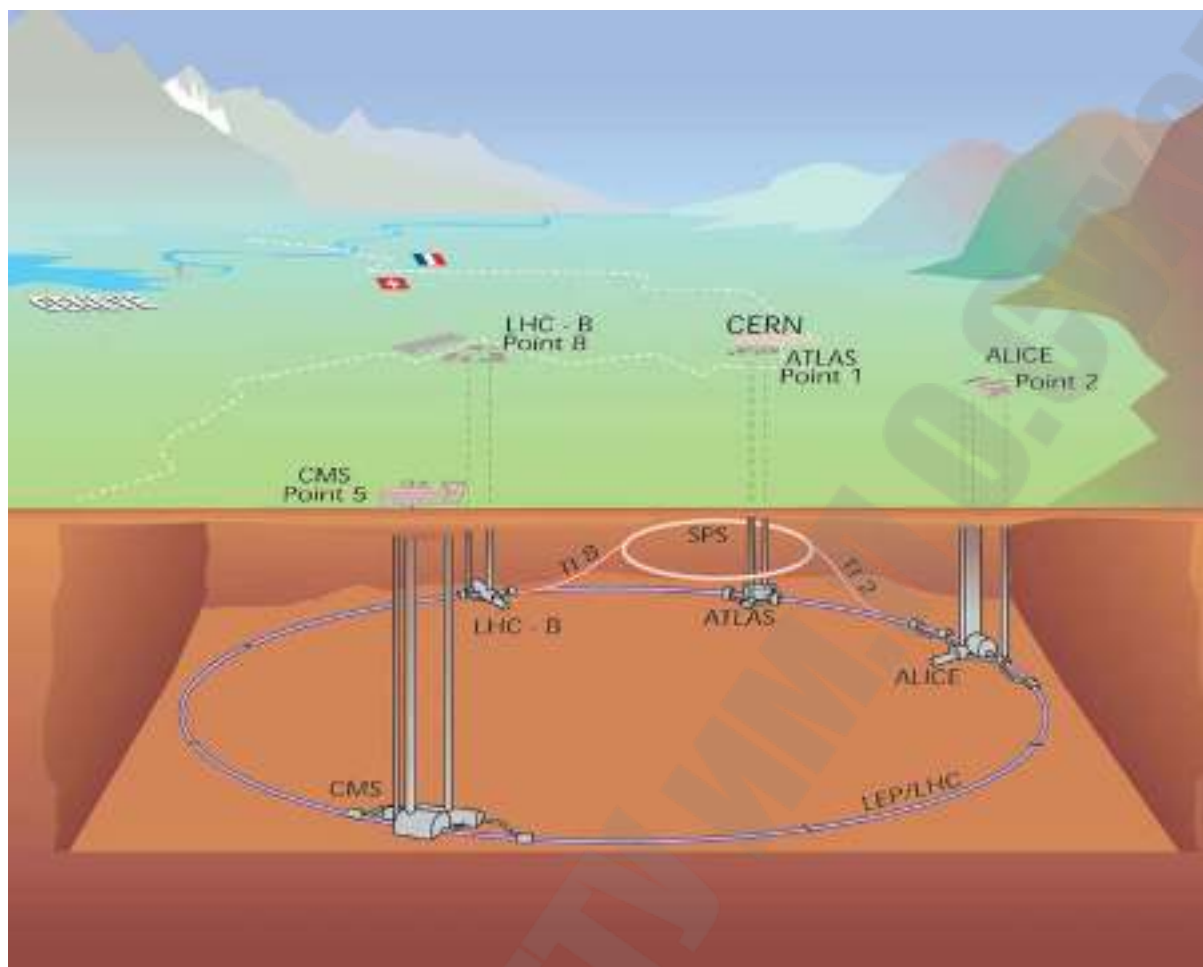


Рис. 16.7

Эксперименты на Большом адронном коллайдере

Обладая самой высокой энергией из всех ускорителей в мире, БАК также будет иметь самые интенсивные пучки. Столкновения в ускорителе БАК будут порождать тысячи частиц, и их отслеживание гигантская задача. Ключ к успеху проекта БАК понимание того, что происходит во время столкновений. Для этой цели в ЦЕРН будут построены 4 огромных детектора ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Высотой с многоэтажный дом каждый, они будут буквально напичканы электроникой (рис. 16.8). В центре каждого детектора и будут происходить столкновения протонов с частотой около 800 млн. раз в секунду. Столкновения будут происходить так часто, что одни частицы после столкновений еще будут проходить через детектор, а в это время уже произойдут следующие столкновения. Каждое столкновение даст около 10 миллионов единиц информации. Каждый детектор БАК предоставит в 20 раз больше информации, нежели самый большой детектор, имеющийся на сегодня в ЦЕРН. В целом эти детекторы будут давать такое количество информации, какое на сегодняшний день сопоставимо с

суммарной информацией, циркулирующей во всей европейской телекоммуникационной системе. Чтобы обработать всю информацию требуются передовые математическое обеспечение и электроника. Будут созданы распределенные по всему миру региональные компьютерные центры, в том числе и в России, связанные с центральным вычислительным центром ЦЕРН высокоскоростной компьютерной сетью. Для проведения таких глобальных распределенных вычислений разрабатывается новейшая технология, получившая название GRID.

В 1990 году ЦЕРН совместно с промышленностью предпринял целый ряд глобальных научно-исследовательских проектов. Пять лет спустя, когда большинство проблем было решено, появилась возможность сосредоточить работы на конструировании детекторов и затем начать их сооружение.

Тысячи физиков и инженеров со всего света вовлечены в сооружение детекторов БАК, и промышленность здесь играет существенную роль. Хотя детекторы строятся для решения вопросов фундаментальной науки, новые технологии, которые требуются для реализации этого строительства, уже способствуют возникновению идей, которые обещают огромные результаты в будущем.

Схематический вид детектора ATLAS.

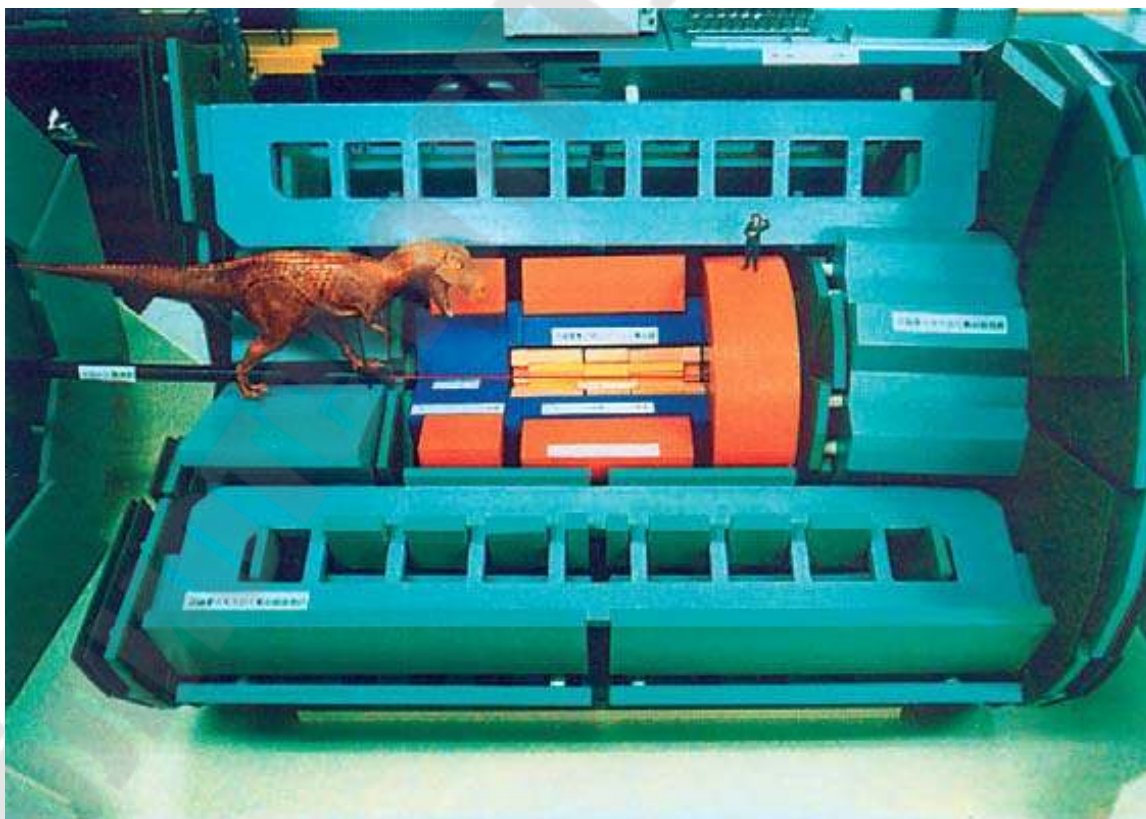


Рис. 16.8

Эксперименты ATLAS и CMS

За последние тридцать лет эксперименты в области физики частиц и теоретические разработки привели к глобальному пониманию свойств элементарных частиц вещества и сил, действующих между ними. Работы, проводимые во многих лабораториях мира, и, в особенности, в ЦЕРН на коллайдере ЛЭП со встречными электрон-позитронными пучками, продемонстрировали превосходное соответствие между теоретическими вычислениями в рамках Стандартной модели и большим многообразием точных измерений. Но мы уже знаем, что Стандартная модель может быть только этапом на пути к более совершенной теории остается слишком много вопросов, на которые может ответить только проект БАК. Физики теперь понимают, что фотоны, не имеющие массы, ответственны за дальнедействующие электромагнитные силы. Силы слабого взаимодействия действуют только на малых расстояниях, потому что частицы, за них отвечающие, W- и Z-бозоны, очень тяжелые: только один Z-бозон с массой более $90 \text{ ГэВ}/c^2$ почти в два раза тяжелее атома железа. Как Вы уже знаете, предполагается, что частицы приобретают свои массы путем взаимодействия с частицей, названной хиггсовским бозоном, которую еще только предстоит открыть. Эксперименты ЦЕРН, выполненные на коллайдере ЛЭП, уже включали в себя поиск хиггсовских бозонов. Но, даже если хиггсовские бозоны оказались слишком тяжелыми, чтобы их можно было получить на коллайдере ЛЭП, с помощью точных измерений свойств других частиц в процессе проведения экспериментов можно приблизительно сказать, насколько тяжелыми они могут оказаться. Предполагается, если они, конечно, существуют, что масса их составляет более $115 \text{ ГэВ}/c^2$, и, почти наверняка, она меньше $1000 \text{ ГэВ}/c^2$. Это как раз тот уровень энергии, при котором будут проводить исследования на ускорителе БАК. Таким образом, либо хиггсовские бозоны будут экспериментально найдены, либо придется пересмотреть наши представления о Вселенной.

Другая животрепещущая проблема состоит в следующем. Известно, что кварки – основной строительный материал, из которого состоят протоны и нейтроны атомных ядер. Лептоны составляют класс частиц, куда входит, в частности, знакомый каждому электрон, участвующий в формировании атомов и молекул. Так, несмотря на то, что «верхний» (u-кварк) и «нижний» (d-кварк) кварки и вместе с ними электрон являются основными строительными кирпичиками всех известных стабильных веществ, эксперименты по столкновению частиц

высоких энергий обнаружили существование двух дополнительных семейств, или поколений, каждого из этих строительных кирпичиков. Эти дополнительные семейства настолько тяжелы, что не могут быть составляющими частицами материи, так как быстро распадаются со временем.

Зададим себе вопрос, почему Природа создала именно три семейства частиц, а не другое их количество, зачем вообще необходимо их копирование? Стандартная модель не отвечает на этот вопрос. Некоторые физики предполагают, что ответ кроется в том, что кварки и лептоны не являются фундаментальными частицами, а состоят из более элементарных частиц, которые еще предстоит открыть. Только предельно возможные уровни энергии ускорителя БАК позволят нам на практике проверить эти и другие теории.

Существует ряд теорий, развивающихся параллельно Стандартной модели, которые пытаются объяснить некоторые, оставшиеся пока без ответа, загадки. Одна из наиболее привлекательных - уже знакомая нам SUSY. В этой теории на каждый кварк должна существовать другая частица с равным зарядом, но с другой массой, называемая «скварк», а на каждый лептон – свой «слептон». Такие переносчики энергии, как фотоны, W- и Z-бозоны, также должны иметь партнеров, а хиггсовский бозон может приобретать даже нескольких партнеров. Для разрешения еще не раскрытых тайн элементарных частиц и фундаментальных сил в 2007 году на ускорителе БАК будут запущены два самых крупных эксперимента – ATLAS и CMS.

Эксперимент ATLAS осуществляется при широком мировом сотрудничестве ученых и инженеров: в нем принимают участие 1850 физиков из 150 университетов и лабораторий многих стран, из которых 18 – страны-участницы ЦЕРН, и 16 не являются странами-участницами. Его главным инструментом будет детектор высотой 20 метров (рис. 16.8), способный измерять траектории частиц с точностью до 0,01 мм. Находящиеся внутри детектора чувствительные датчики будут содержать около 10 млрд. транзисторов, почти так же много, как звезд в Млечном Пути. Основная цель эксперимента ATLAS – обнаружить хиггсовский бозон и изучить его свойства. Участники сотрудничества ATLAS будут работать в поисках открытия, которое смогло бы объяснить тот факт, что кварки и лептоны обладают массами. Если предполагаемый вариант решения загадки масс с помощью хиггсовского поля неверен, то эксперимент ATLAS все же поможет найти верное решение. Загадка существования идентичных

семейств основных кирпичиков материи, которая не объясняется Стандартной моделью, послужила дополнительной причиной для сооружения детектора ATLAS. Суперсимметричные партнеры известных частиц пока еще не найдены, но их массы могут оказаться такими большими, что энергии существующих ускорителей недостаточно, чтобы их получить. Весьма важным следствием, вытекающим из этой теории, является то, что многие из этих частиц-партнеров, возможно, будут получены при энергиях БАК. Конструкция детектора ATLAS позволяет открыть новые частицы и новые явления, которые можно ожидать при расширении Стандартной модели за счет теории суперсимметрии. Таким образом детектор ATLAS предназначен для проведения всесторонних исследований на ускорителе БАК. Он будет идентифицировать частицы, полученные при столкновениях «лоб в лоб» двух пучков протонов, определять их энергии и направление движения. Ожидается около тысячи миллионов столкновений в секунду. Для сравнения представим, что все люди на Земле, включая детей, вдруг позвонили по телефону одновременно двадцати абонентам. Компьютеры ATLAS будут обрабатывать полученную информацию со скоростью, позволяющей отобрать одно из 10 миллионов соударений, которое может служить доказательством нового явления. Только эти соударения будут регистрироваться на различных носителях информации.

Детектор CMS – высокоэффективный прибор общего назначения, целью которого является поиск новых направлений в физике, какие бы формы они не приняли. Детектор, весящий 12,5 тыс. тонн, спроектирован и строится при широком мировом сотрудничестве 2250 физиков из 33 стран. Он предназначен не только для поиска хиггсовских бозонов. Это – универсальный детектор, и коллектив ученых, который будет работать на нем, будет заниматься также поиском новых неизученных явлений. К таким явлениям относятся следствия теории SUSY, которая стоит за пределами положений Стандартной модели. SUSY объясняет, почему различные взаимодействия имеют разные силы, она также может объяснить наличие таинственного «темного» вещества во Вселенной, которое, как мы знаем, существует, но мы не можем его увидеть. Если теория SUSY верна, «темное» вещество, возможно, состоит из еще не обнаруженных суперпартнеров обычных частиц. Пока мы не знаем, верна ли именно эта теория или какая-либо другая – определенный ответ мы надеемся получить с помощью детектора CMS. Детектор CMS выполнен по самой передо-

вой технологии. Он состоит из многих слоев, каждый из которых сконструирован так, чтобы выполнять специфические задачи, но все вместе они обеспечат возможность идентифицировать и точно измерять энергии всех частиц, возникающих в момент протон-протонных столкновений на ускорителе БАК. Слои детектора CMS устроены в виде цилиндрических "луковиц", охватывающих пространство, где сталкиваются пучки. Благодаря такой многослойности детектора в этом эксперименте можно будет проводить поиск хиггсовских бозонов в широком диапазоне масс. В целом, детектор CMS будет иметь 15 млн. индивидуальных детекторных каналов, контролируемых мощными компьютерами. Последние также будут синхронизировать работу детекторов с работой ускорителя БАК, обеспечивая безукоризненную готовность CMS регистрировать любое интересное столкновение. На ускорителе БАК сгустки протонов будут пересекать друг друга 40 млн. раз в секунду, и каждое пересечение этих сгустков будет давать 20 протон-протонных столкновений. Таким образом, за секунду произойдет около 800 млн. столкновений. Не все из них вызовут интерес исследователей. Большая часть столкновений будет происходить вскользь. Столкновения «лоб в лоб» будут достаточно редки, и процессы с возникновением новых частиц будут также редки. Ожидается, например, что на каждые 10 миллионов миллионов столкновений возникнет один хиггсовский бозон. Это означает, что даже при 800 миллионах столкновений в секунду хиггсовский бозон можно будет наблюдать лишь один раз в день. Поиск иголки в стоге сена по сравнению с этой задачей кажется детской забавой.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 3 т. Т. 3 / И. В. Савельев. – Москва : Наука, 1982.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики.-М.: Наука, 1989.-т.3.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – Москва : Высш. шк., 1990.
4. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 5 т. Т. 4 / Д. В. Сивухин. – Москва : Наука, 1985.
5. Крауфорд, Ф. Волны / Ф. Крауфорд. – Москва : Наука, 1974.
6. Фейнман, Р. Фейнмановские лекции по физике / Р. Фейнман, Р. Лейтон, Н. Сэндс. – Москва : Мир, 1976.
7. Физический энциклопедический словарь / под ред. А. М. Прохоров. – Москва : Сов. энцикл., 1973.

Содержание

Предисловие.....	3
Тема 1. Интерференция света.....	4
Тема 2. Дифракция света.....	17
Тема 3. Дифракция фраунгофера.....	24
Тема 4. Поляризация света.....	31
Тема 5. Дисперсия и поглощение света.....	39
Тема 6. Тепловое излучение.....	48
Тема 7. Квантово-оптические явления.....	57
Тема 8. Элементы квантовой механики.....	66
Тема 9. Элементы физики атомов.....	87
Тема 10. Спин электрона. Принцип Паули.....	97
Тема 11. Элементы квантовой электроники.....	101
Тема 12. Элементы физики ядра. Строение атомов ядра. Радиоактивность.....	108
Тема 13. Взаимодействие радационного излучения с веществом....	120
Тема 14. Ядерные реакции. Деление ядер. Термоядерный синтез....	124
Тема 15 Современная физическая картина мира. Фундаментальные взаимодействия.....	133
Тема 16. Модели взаимодействия элементарных частиц.....	144
Тема 17. Элементарные частицы и ускорители частиц. Физика на Большом адронном коллайдере ЛНС – эксперимент века	
Литература.....	169

Панков Александр Альбертович
Хило Петр Анатольевич

ОПТИКА, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Конспект лекций
по курсу «Физика» для студентов
дневной и заочной форм обучения

Подписано к размещению в электронную библиотеку
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного
учебно-методического документа 16.10.09.

Рег. № 70Е.

E-mail: ic@gstu.gomel.by
<http://www.gstu.gomel.by>