

Физика -2 (ответы 1-50)

1. Основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света.

Закон независимости световых пучков

Еще до установления природы света были известны следующие основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света в оптически однородной среде; закон независимости световых пучков (справедлив только в линейной оптике); закон отражения света; закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Тщательные эксперименты показали, однако, что этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Закон независимости световых пучков: эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены. Разбивая световой поток на отдельные световые пучки (например, с помощью диафрагм), можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

2. Закон отражения света. Закон преломления света

Если свет падает на границу раздела двух сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч I (рис. 1) разделяется на два — отраженный II и преломленный III, направления которых задаются законами отражения и преломления.

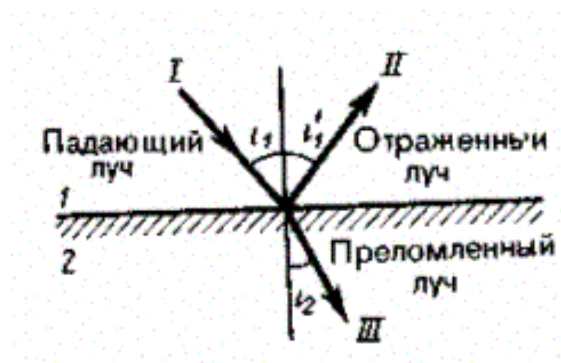


Рис. 1

Закон отражения: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол i'_1 , отражения равен углу i_1 падения:

$$i'_1 = i_1.$$

Закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\sin i_1 / \sin i_2 = n_{21}, \quad (1)$$

где n_{21} — относительный показатель преломления второй среды относительно первой. Этот закон еще называют законом Снеллиуса. Индексы в обозначениях углов i_1, i_1', i_2 указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = n_2 / n_1. \quad (2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = c / v. \quad (3)$$

Сравнение с формулой

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

дает, что $n = \sqrt{\epsilon \mu}$, где ϵ и μ — соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды. Учитывая (2), закон преломления (1) можно записать в виде

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

3. Полное внутреннее отражение

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = n_2 / n_1.$$

Тогда закон преломления можно записать в виде

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (1)$$

Из симметрии выражения (1) вытекает обратимость световых лучей. Если обратить луч III (рис. 1), заставив его падать на границу раздела под углом i_2 , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом i_1 т. е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I.

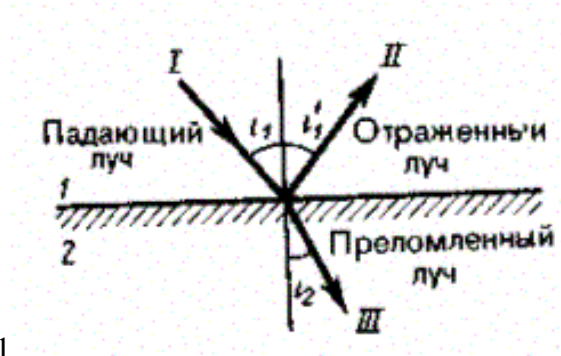


Рис. 1

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$), например из стекла в воду, то, согласно (1),

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления i_2 больше, чем угол падения i_1 (рис. 2, а). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 2, б, в) до тех пор, пока при некотором угле падения ($i_1 = i_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол $i_{\text{пр}}$ называется предельным углом. При углах падения $i_1 > i_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 2, г).

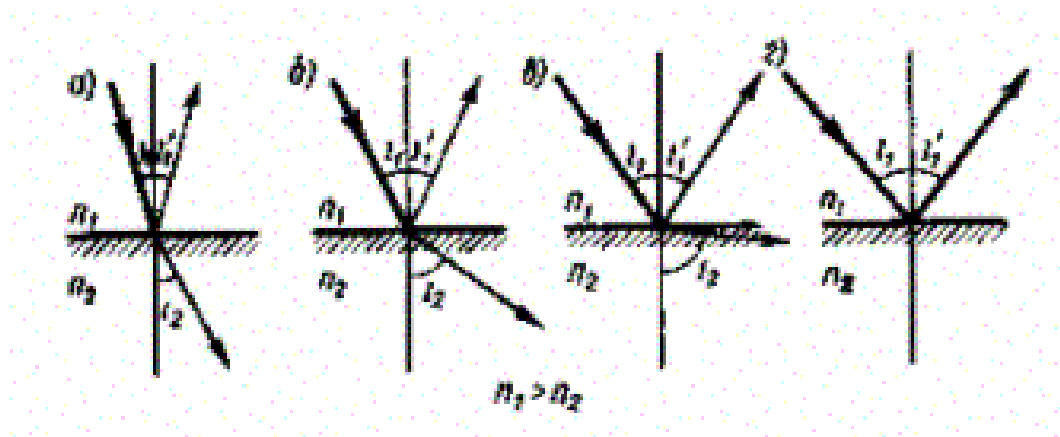


Рис. 2

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного — растет (рис. 2, а—в). Если $i_1 = i_{\text{пр}}$, то интенсивность

преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 2, г). Таким образом, при углах падения в пределах от $i_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется полным отражением.

Предельный угол $i_{\text{пр}}$ определим из формулы (1) при подстановке в нее $i_2 = \pi/2$.

Тогда

$$\sin i_{\text{пр}} = n_2/n_1 = n_{21}. \quad (2)$$

Уравнение (2) удовлетворяет значениям угла $i_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$. Следовательно, явление полного отражения имеет место только при падении света *из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную*.

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения. Показатель преломления стекла равен $n \approx 1,5$, поэтому предельный угол для границы стекло — воздух равен $i_{\text{пр}} = \arcsin(1/1,5) = 42^\circ$. Поэтому при падении света на границу стекло — воздух при $i > 42^\circ$ всегда будет иметь место полное отражение. На рис. 3, а—в показаны призмы полного отражения, позволяющие: а) повернуть луч на 90° ; б) повернуть изображение; в) обернуть лучи. Такие призмы применяются в оптических приборах (например, в биноклях, перископах), а также в рефрактометрах, позволяющих определять показатели преломления тел (по закону преломления, измеряя $i_{\text{пр}}$, находим относительный показатель преломления двух сред, а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель преломления другой среды известен).

Явление полного отражения используется также в световодах (светопроводах), представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается стеклом — оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, большими предельного, претерпевает на поверхности раздела сердцевины и оболочки полное отражение и распространяется только по световедущей жиле.



Рис. 3

Таким образом, с помощью световодов можно как угодно искривлять путь светового пучка. Диаметр световедущих жил лежит в пределах от нескольких микрон до нескольких миллиметров. Для передачи изображений, как правило, применяются многожильные световоды. Вопросы передачи световых волн и изображений изучаются в специальном разделе оптики — волоконной оптике, возникшей в 50-е годы XX столетия. Световоды используются в электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для кодирования информации, в медицине (например, диагностика желудка), для целей интегральной оптики и т. д.

4. Линзы. Виды линз. Собирающая и рассеивающая линзы

Раздел оптики, в котором законы распространения света рассматриваются на основе представления о световых лучах, называется геометрической оптикой. Под световыми лучами понимают нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии. Геометрическая оптика, оставаясь приближенным методом построения изображений в оптических системах, позволяет разобрать основные явления, связанные с прохождением через них света, и является поэтому основой теории оптических приборов.

Линзы представляют собой прозрачные тела, ограниченные двумя поверхностями (одна из них обычно сферическая, иногда цилиндрическая, а вторая — сферическая или плоская), преломляющими световые лучи, способные формировать оптические изображения предметов. Материалом для линз служат стекло, кварц, кристаллы, пластмассы и т. п. По внешней форме (рис. 1) линзы делятся на: 1) двояковыпуклые; 2) плосковыпуклые; 3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые; 5) выпукло-вогнутые; 6)

вогнуто-выпуклые. По оптическим свойствам линзы делятся на собирающие и рассеивающие.

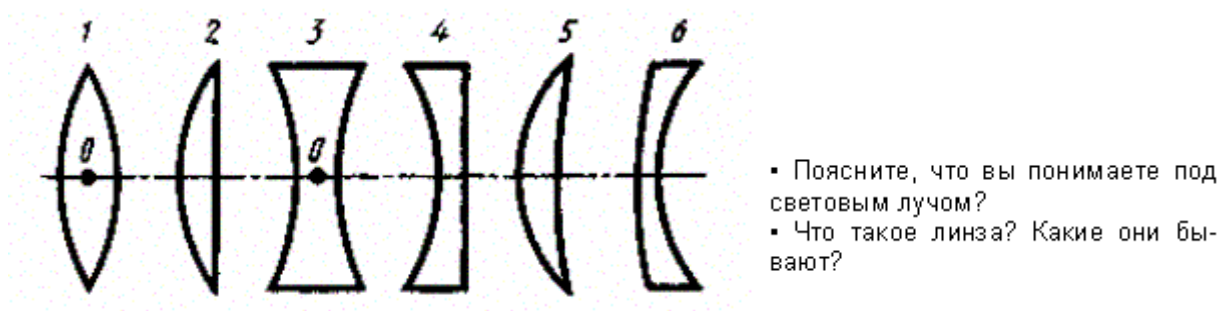


Рис. 1

Линза называется тонкой, если ее толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется главной оптической осью. Для всякой линзы существует точка, называемая оптическим центром линзы, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь. Оптический центр O линзы для простоты будем считать совпадающим с геометрическим центром средней части линзы (это справедливо только для двояковыпуклой и двояковогнутой линз с одинаковыми радиусами кривизны обеих поверхностей; для плосковыпуклых и плосковогнутых линз оптический центр O лежит на пересечении главной оптической оси со сферической поверхностью).

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

Выражение представляет собой формулу тонкой линзы. Фокусное расстояние определяется по формуле

$$f = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}.$$

Оно зависит от относительного показателя преломления и радиусов кривизны.

фокусные расстояния линзы, окруженной с обеих сторон одинаковой средой, равны. Точки F , лежащие по обе стороны линзы на расстоянии, равном фокусному, называются фокусами линзы. Фокус — это точка, в которой после преломления собираются все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси.

Величина

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = \Phi$$

называется оптической силой линзы. Ее единица — диоптрия (дптр). Диоптрия — оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м: 1 дптр = 1/м.

Линзы с положительной оптической силой являются собирающими, с отрицательной — рассеивающими. Плоскости, проходящие через фокусы линзы перпендикулярно ее главной оптической оси, называются фокальными плоскостями. В отличие от собирающей рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (рис. 2).

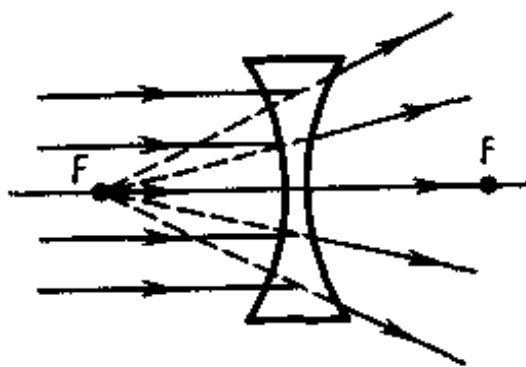


Рис. 2

Формулу линзы можно записать в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Для рассеивающей линзы расстояния/и b надо считать отрицательными.

Построение изображения предмета в линзах осуществляется с помощью следующих лучей:

- 1) луча, проходящего через оптический центр линзы и не изменяющего своего направления;
- 2) луча, идущего параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через второй фокус линзы;
- 3) луча (или его продолжения), проходящего через первый фокус линзы; после преломления в ней он выходит из линзы параллельно ее главной оптической оси.

Для примера приведены построения изображений в собирающей (рис. 236) и в рассеивающей (рис. 4) линзах: действительное (рис. 3, *а*) и мнимое (рис. 3, *б*) изображения — в собирающей линзе, мнимое — в рассеивающей.

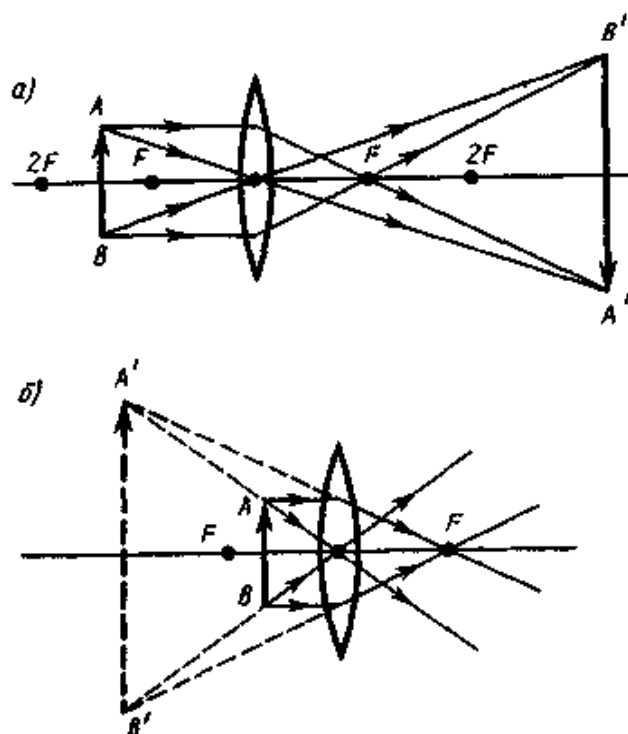
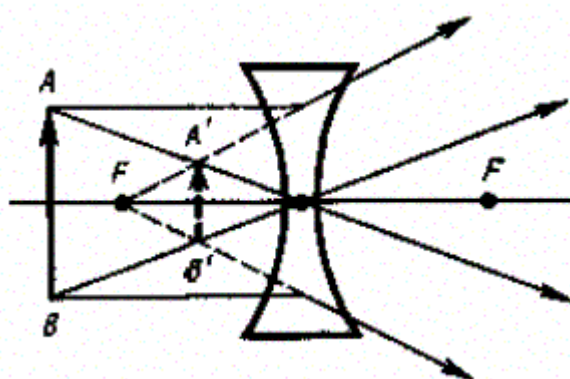


Рис. 3



♦ Как осуществляется построение изображения предметов в линзах?

Рис. 4

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется линейным увеличением линзы. Отрицательным значениям линейного увеличения соответствует действительное изображение (оно перевернутое), положительным — мнимое изображение (оно прямое). Комбинации собирающих и рассеивающих линз применяются в оптических приборах, используемых для решения различных научных и технических задач.

5. Оптические приборы: лупа и микроскоп

Для невооруженного глаза наименьший угол зрения приблизительно равен $1'$. Этот угол определяется мозаичным строением сетчатки, а также волновыми свойствами света. Существует ряд приборов, предназначенных для увеличения угла зрения — лупа, микроскоп, зрительная труба. При визуальных наблюдениях глаз является неотъемлемой частью оптической системы, поэтому ход лучей в приборах,

вооружающих глаз, зависит от аккомодации глаза. При анализе работы оптических приборов для визуальных наблюдений удобнее всего полагать, что глаз наблюдателя аккомодирован на бесконечность. Это означает, что лучи от каждой точки предмета, пройдя через прибор, попадают в глаз в виде параллельного пучка. В этих условиях понятие линейного увеличения теряет смысл. Отношение угла зрения φ при наблюдении предмета через оптический прибор к углу зрения ψ при наблюдении невооруженным глазом называется угловым увеличением:

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}$$

Угловое увеличение является важной характеристикой оптических приборов для визуальных наблюдений.

Следует отметить, что в некоторых учебниках полагается, что глаз наблюдателя аккомодирован на расстояние наилучшего зрения нормального глаза d_0 . В этом случае ход лучей в приборах несколько усложняется, но угловое увеличение прибора приближенно остается таким же, как и при аккомодации на бесконечность.

Лупа. Простейшим прибором для визуальных наблюдений является лупа. Лупой называют собирающую линзу с малым фокусным расстоянием ($F \approx 10$ см). Лупу располагают близко к глазу, а рассматриваемый предмет – в ее фокальной плоскости. Предмет виден через лупу под углом

$$\varphi = \frac{h}{F}$$

где h – размер предмета. При рассматривании этого же предмета невооруженным глазом его следует расположить на расстоянии $d_0 = 25$ см наилучшего зрения нормального глаза. Предмет будет виден под углом

$$\psi = \frac{h}{d_0}$$

Отсюда следует, что угловое увеличение лупы равно

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{d_0}{F}$$

Линза с фокусным расстоянием 10 см дает увеличение в 2,5 раза. Работу лупы иллюстрирует рис. 1.

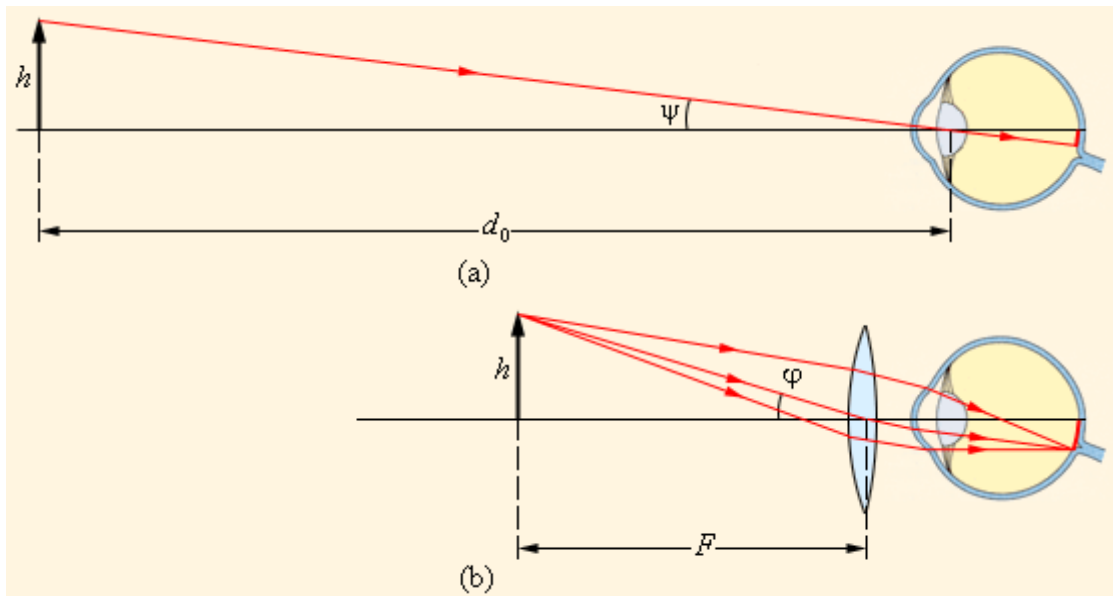
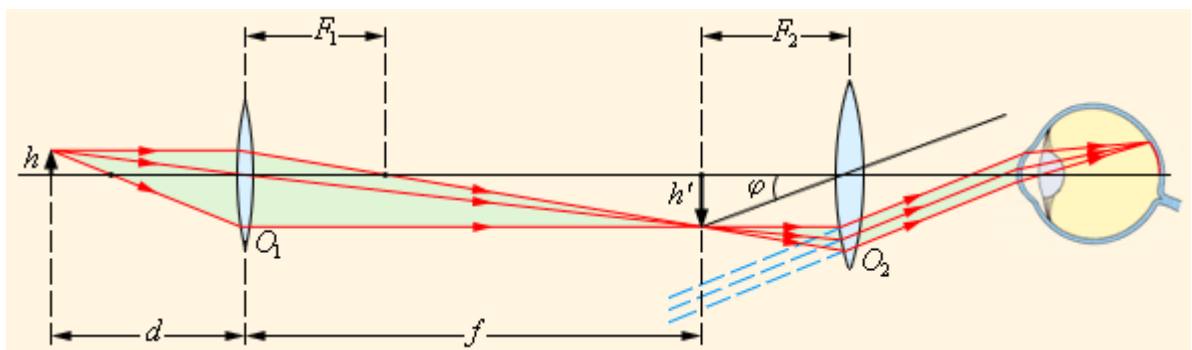


Рисунок 1. Действие лупы: а – предмет рассматривается невооруженным глазом с расстояния наилучшего зрения $d_0 = 25$ см; б – предмет рассматривается через лупу с фокусным расстоянием F .

Микроскоп. Микроскоп применяют для получения больших увеличений при наблюдении мелких предметов. Увеличенное изображение предмета в микроскопе получается с помощью оптической системы, состоящей из двух короткофокусных линз – объектива O_1 и окуляра O_2 (рис. 2). Объектив даст действительное перевернутое увеличенное изображение предмета. Это промежуточное изображение рассматривается глазом через окуляр, действие которого аналогично действию лупы. Окуляр располагают так, чтобы промежуточное изображение находилось в его фокальной плоскости; в этом случае лучи от каждой точки предмета распространяются после окуляра параллельным пучком.

Рисунок 2. Ход лучей в микроскопе.



Мнимое изображение предмета, рассматриваемое через окуляр, всегда перевернуто. Если же это оказывается неудобным (например, при прочтении мелкого шрифта), можно перевернуть сам предмет перед объективом. Поэтому угловое увеличение микроскопа принято считать положительной величиной.

Как следует из рис. 2, угол зрения φ предмета, рассматриваемого через окуляр в приближении малых углов,

$$\varphi = \frac{h}{F_2} = \frac{f \cdot h}{d \cdot F_2}$$

Приближенно можно положить $d \approx F_1$ и $f \approx l$, где l – расстояние между объективом и окуляром микроскопа («длина тубуса»). При рассматривании того же предмета невооруженным глазом

$$\psi = \frac{h}{d_0}$$

В результате формула для углового увеличения γ микроскопа приобретает вид

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{l \cdot d_0}{F_1 \cdot F_2}$$

Хороший микроскоп может давать увеличение в несколько сотен раз. При больших увеличениях начинают проявляться дифракционные явления.

У реальных микроскопов объектив и окуляр представляют собой сложные оптические системы, в которых устранены различные аберрации.

6. Основные фотометрические параметры (сила света и световой поток)

Фотометрия — раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

1) энергетические — характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;

2) световые — характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

1. Световые величины. При оптических измерениях используются различные приемники излучения (например, глаз, фотоэлементы, фотоумножители), которые не обладают одинаковой чувствительностью к энергии различных длин волн, являясь, таким образом, селективными (избирательными). Каждый приемник излучения характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. Поэтому световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света.

Световой поток Φ определяется как мощность оптического излучения по вызываемому им световому ощущению (по его действию на селективный приемник света с заданной спектральной чувствительностью).

Поток световой энергии измеряется в люменах (лм): 1 лм — световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1 кд внутри телесного угла в 1 ср (при равномерности поля излучения внутри телесного угла) (1 лм = 1 кд·ср).

Определить световой поток в 1 лм невозможно, не обращаясь к светящимся телам, и основной мерой света долгое время была «свеча», которая считалась единицей силы света. Настоящие свечи уже более века не используются в качестве меры света, так как с 1862 стала применяться специальная масляная лампа, а с 1877 – лампа, в которой сжигался пентан. В 1899 в качестве единицы силы света была принята «международная свеча», которая воспроизводилась с помощью поверяемых электрических ламп накаливания. В 1979 была принята несколько отличающаяся от нее международная единица, названная канделой (кд). Кандела равна силе света в данном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частоты 540 012 Гц ($\lambda = 555$ нм), энергетическая сила светового излучения которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср. Кандела (кд) является *основной световой единицей* в СИ. Определение световых единиц аналогично энергетическим.

Чтобы дать определение люмена, рассмотрим точечный источник с силой света 1 кд во всех направлениях. Такой источник испускает полный световой поток, равный 4 π лм. Если источник с силой света 1 кд освещает обращенную к нему небольшую пластинку, находящуюся на расстоянии 1 м, то освещенность поверхности этой пластинки равна 1 лм/м², т.е. одному люксу.

Протяженный источник света или освещенный предмет характеризуется определенной яркостью (фотометрической яркостью). Если сила света, испускаемого 1 м² такой поверхности в данном направлении, равна 1 кд, то ее яркость в этом направлении равна 1 кд/м². (Яркость большинства тел и источников света в разных направлениях неодинакова.)

2. Энергетические величины. Поток излучения Φ_e — величина, равная отношению энергии W излучения ко времени t , за которое излучение произошло:

$$\Phi_e = W/t.$$

Единица потока излучения — ватт (Вт).

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e определяется с помощью понятия о точечном источнике света — источнике, размерами которого по сравнению с расстоянием до места наблюдения можно пренебречь. Энергетическая сила света I_e — величина, равная отношению потока излучения Φ , источника к телесному углу ω , в пределах которого это излучение распространяется:

$$I_e = \Phi_e/\omega.$$

Единица энергетической силы света — ватт на стерадиан (Вт/ср).

7. Основные фотометрические параметры (светимость, яркость и освещенность)

Фотометрия — раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

- 1) энергетические — характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;
- 2) световые — характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

1. Энергетические величины. Энергетическая светимость (излучательность) R_e — величина, равная отношению потока излучения Φ_e испускаемого поверхностью, к площади S сечения, сквозь которое этот поток проходит:

$$R_e = \Phi_e / S,$$

т. е. представляет собой поверхностную плотность потока излучения.

Единица энергетической светимости — ватт на метр в квадрате ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

Энергетическая яркость (лучистость) B_e — величина, равная отношению энергетической силы света ΔI_e элемента излучающей поверхности к площади ΔS проекции этого элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения:

$$B_e = \Delta I_e / \Delta S.$$

Единица энергетической яркости — ватт на стерадиан-метр в квадрате ($\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$).

Энергетическая освещенность (облученность) E_e характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещаемой поверхности. Единица энергетической освещенности совпадает с единицей энергетической светимости ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

2. Световые величины. При оптических измерениях используются различные приемники излучения (например, глаз, фотоэлементы, фотоумножители), которые не обладают одинаковой чувствительностью к энергии различных длин волн, являясь, таким образом, селективными (избирательными). Каждый приемник излучения характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. Поэтому световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света. *Основной световой единицей* в СИ является единица силы света — кандела (кд). Определение световых единиц аналогично энергетическим.

Светимость R определяется соотношением

$$R = \Phi / S.$$

Единица светимости — люмен на метр в квадрате ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Яркость B_v светящейся поверхности в некотором направлении φ есть величина, равная отношению силы света I в этом направлении к площади S проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению:

$$B_v = I / (S \cos \varphi).$$

Единица яркости — кандела на метр в квадрате ($\text{кд}/\text{м}^2$).

$$E = \Phi / S.$$

Единица освещенности — люкс (лк): 1 лк — освещенность поверхности, на 1 м^2 которой падает световой поток в 1 лм ($1 \text{ лм} = 1 \text{ лм}/\text{м}^2$).

Освещенность E — величина, равная отношению светового потока Φ , падающего на поверхность, к площади S этой поверхности:

8. Фотометрия

ФОТОМЕТРИЯ, раздел прикладной физики, занимающийся измерениями света. С точки зрения фотометрии, свет — это излучение, способное вызывать ощущение яркости при воздействии на человеческий глаз. Такое ощущение вызывает излучение с длинами волн от $\sim 0,38$ до $\sim 0,78$ мкм, причем самым ярким представляется излучение с длиной волны ок. $0,555$ мкм (желто-зеленого цвета). Поскольку чувствительность глаза к разным длинам волн у людей неодинакова, в фотометрии принят ряд условностей. В 1931 Международная комиссия по освещению (МКО) ввела понятие «стандартного наблюдателя» как некоего среднего для людей с нормальным восприятием. Этот эталон МКО — не что иное, как таблица значений относительной световой эффективности излучения с длинами волн в диапазоне от $0,380$ до $0,780$ мкм через каждые $0,001$ мкм. Яркость, измеренная в соответствии с эталоном МКО, называется фотометрической яркостью или просто яркостью.

Фотометрические величины. Поток световой энергии измеряется в люменах. Определить световой поток в 1 лм невозможно, не обращаясь к светящимся телам, и основной мерой света долгое время была «свеча», которая считалась единицей силы света. Настоящие свечи уже более века не используются в качестве меры света, так как с 1862 стала применяться специальная масляная лампа, а с 1877 — лампа, в которой сжигался пентан. В 1899 в качестве единицы силы света была принята «международная свеча», которая воспроизводилась с помощью поверяемых электрических ламп накаливания. В 1979 была принята несколько отличающаяся от нее международная единица, названная канделой (кд). Кандела равна силе света в данном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частоты $540 \cdot 10^{12}$ Гц ($\lambda = 555$ нм), энергетическая сила светового излучения которого в этом направлении составляет $1/683$ Вт/ср.

Чтобы дать определение люмена, рассмотрим точечный источник с силой света 1 кд во всех направлениях. Такой источник испускает полный световой поток, равный 4π лм. Если источник с силой света 1 кд освещает обращенную к нему небольшую пластинку,

находящуюся на расстоянии 1 м, то освещенность поверхности этой пластинки равна 1 лм/м², т.е. одному люксу.

Протяженный источник света или освещенный предмет характеризуется определенной яркостью (фотометрической яркостью). Если сила света, испускаемого 1 м² такой поверхности в данном направлении, равна 1 кд, то ее яркость в этом направлении равна 1 кд/м². (Яркость большинства тел и источников света в разных направлениях неодинакова.)

Виды фотометрических измерений. Основные виды фотометрических измерений таковы: 1) сравнение силы света источников; 2) измерение полного потока от источника света; 3) измерение освещенности в заданной плоскости; 4) измерение яркости в заданном направлении; 5) измерение доли света, пропускаемой частично прозрачными объектами; 6) измерение доли света, отражаемой объектами.

ОБЩИЕ МЕТОДЫ ФОТОМЕТРИИ

Существуют два общих метода фотометрии: 1) визуальная фотометрия, в которой при выравнивании механическими или оптическими средствами яркости двух полей сравнения используется способность человеческого глаза ощущать различия в яркости; 2) физическая фотометрия, в которой для сравнения двух источников света используются различные приемники света иного рода – вакуумные фотоэлементы, полупроводниковые фотодиоды и т.д. При обоих методах для того, чтобы результаты имели универсальную значимость, условия наблюдения (или работы приборов) должны быть такими, чтобы фотометр реагировал на разные длины волн в точном соответствии со «стандартным наблюдателем» МКО. Важно также, чтобы световой выход лампы не изменялся в ходе измерений. Для стабилизации и измерения тока и напряжения в таких условиях обычно требуется довольно сложная электрическая аппаратура. В самых точных фотометрических измерениях приходится стабилизировать ток через лампу с точностью до (2 – 3)·10⁻³%.

9. Корпускулярная и волновая теория света

В конце XVII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли две теории света: корпускулярная (И. Ньютон) и волновая (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Согласно корпускулярной теории (теории истечения), свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им законам механики. Так, отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика при ударе о плоскость, где также соблюдается закон равенства углов падения и отражения. Преломление света Ньютон объяснял притяжением корпускул преломляющей средой, в результате чего скорость корпускул меняется при переходе из одной среды в другую. Из теории Ньютона следовало постоянство синуса угла падения i_1 , к синусу угла преломления i_2 :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v}{c} = n, \quad (1)$$

где c — скорость распространения света в вакууме, v — скорость распространения света в среде. Так как n в среде всегда больше единицы, то, по теории Ньютона, $v > c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда больше скорости его распространения в вакууме.

Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде — эфире. Эфир заполняет все мировое пространство, пронизывает все тела и обладает механическими свойствами — упругостью и плотностью. Согласно Гюйгенсу, большая скорость распространения света обусловлена особыми свойствами эфира.

Волновая теория основывается на принципе Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Напомним, что волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t . Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления. Из принципа Гюйгенса следует, что

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} = n. \quad (2)$$

Сравнивая выражения (2) и (1), видим, что волновая теория приводит к выводу, отличному от вывода теории Ньютона. По теории Гюйгенса, $v < c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда меньше скорости его распространения в вакууме.

Таким образом, к началу XVIII в. существовало два противоположных подхода к объяснению природы света: корпускулярная теория Ньютона и волновая теория Гюйгенса. Обе эти теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Экспериментальное доказательство справедливости волновой теории было получено в 1851 г., когда Э. Фуко (и независимо от него А. Физо) измерил скорость распространения света в воде и получил значение, соответствующее формуле (2). К началу XIX столетия корпускулярная теория была полностью отвергнута и восторжествовала волновая теория. Большая заслуга в этом отношении принадлежит английскому физiku Т. Юнгу, исследовавшему явления дифракции и интерференции, и французскому физiku О. Френелю, дополнившему принцип Гюйгенса и объяснившему эти явления.

Несмотря на признание волновой теории, она обладала целым рядом недостатков. Например, явления интерференции, дифракции и поляризации могли быть объяснены только в том случае, если световые волны считать поперечными. С другой стороны, если световые волны — поперечные, то их носитель — эфир — должен обладать свойствами твердых тел. Попытка же наделить эфир свойствами твердого тела успеха не имела, так как эфир не оказывает заметного воздействия на движущиеся в нем тела. Далее эксперименты показали, что скорость распространения света в разных средах различна,

поэтому эфир должен обладать в разных средах различными свойствами. Теория Гюйгенса не могла объяснить также физической природы наличия разных цветов.

Наука о свете накапливала экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимосвязи световых, электрических и магнитных явлений, что позволило Максвеллу в 70-х годах прошлого столетия создать электромагнитную теорию света (см. § 139). Согласно электромагнитной теории Максвелла

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

где c и v — соответственно скорости распространения света в вакууме и в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Это соотношение связывает оптические, электрические и магнитные постоянные вещества. По Максвеллу, ϵ и μ — величины, не зависящие от длины волны света, поэтому электромагнитная теория не могла объяснить явление дисперсии (зависимость показателя преломления от длины волны). Эта трудность была преодолена в конце XIX в. Лоренцем, предложившим электронную теорию, согласно которой диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от длины волны падающего света. Теория Лоренца ввела представление об электронах, колеблющихся внутри атома, в позволила объяснить явления испускания и поглощения света веществом.

Несмотря на огромные успехи электромагнитной теории Максвелла и электронной теории Лоренца, они были несколько противоречивы и при их применении встречался ряд затруднений. Обе теории основывались на гипотезе об эфире, только «упругий эфир» был заменен «эфиром электромагнитным» (теория Максвелла) или «неподвижным эфиром» (теория Лоренца). Теория Максвелла не смогла объяснить процессов испускания и поглощения света, фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния и т. д. Теория Лоренца, в свою очередь, не смогла объяснить многие явления, связанные с взаимодействием света с веществом, в частности вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела.

Перечисленные затруднения и противоречия были преодолены благодаря смелой гипотезе (1900) немецкого физика М. Планка, согласно которой излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т. е. определенными порциями (квантами), энергия которых определяется частотой ν :

$$\epsilon_0 = h\nu, \tag{3}$$

где h — постоянная Планка.

Теория Планка не нуждалась в понятии об эфире. Она объяснила тепловое излучение черного тела. Эйнштейн в 1905 г. создал квантовую теорию света, согласно которой не только *излучение* света, но и его *распространение* происходит в виде потока световых квантов — фотонов, энергия которых определяется соотношением (3), а масса

$$m_{\Phi} = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \quad (4)$$

Квантовые представления о свете хорошо согласуются с законами излучения и поглощения света, законами взаимодействия света с веществом. Однако как с помощью этих представлений объяснить такие хорошо изученные явления, как интерференция, дифракция и поляризация света? Эти явления легко объясняются на основе волновых представлений. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействия с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. Он представляет собой *единство противоположных видов движения* — корпускулярного (квантового) и волнового (электромагнитного). Длительный путь развития привел к современным представлениям о двойственной корпускулярно-волновой природе света. Выражения (3) и (4) связывают корпускулярные характеристики излучения — массу и энергию кванта — с волновыми — частотой колебаний и длиной волны. Таким образом, свет представляет собой *единство дискретности и непрерывности*.

10. Когерентность и монохроматичность световых волн

Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны — не ограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время (10^{-8} с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, некогерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\approx 10^{-8}$ с имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний, тогда как за больший промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется волновым цугом.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела излучают свет также *независимо* друг от

друга. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется временем когерентности. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно показать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие пространственной когерентности. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются пространственно-когерентными. Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности

$$r_{\text{ког}} \sim \lambda/\phi,$$

где λ — длина волны света, ϕ — угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\phi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5$ мкм) составляет $\approx 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии

наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм. Отметим, что первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом, для чего он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в непрозрачном экране (при этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности (или длина пространственной когерентности)).

11. Интерференция света

Интерференция волн

– это явление наложения когерентных волн

- свойственно волнам любой природы (механическим, электромагнитным и т.д.)

Когерентные волны - это волны, испускаемые источниками, имеющими одинаковую частоту и постоянную разность фаз. При наложении когерентных волн в какой-либо точке пространства амплитуда колебаний (смещения) этой точки будет зависеть от разности расстояний от источников до рассматриваемой точки. Эта разность расстояний называется разностью хода.

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E или магнитного H полей волны; векторы E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$. Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света. Интерференция, разумеется, не меняет полной световой энергии, попадающей на экран, приводя лишь к её перераспределению с образованием характерной интерференционной картины.

Для некогерентных волн разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$ в минимумах $I = 0$).

Максимальная интенсивность в интерференционной картине наблюдается при разности хода, равной чётному числу полуволн, т. е.

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

а минимальная - при разности хода, равной нечётному числу полуволн

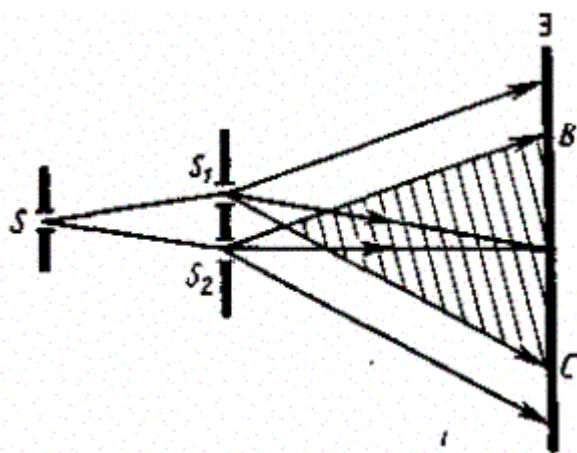
$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

12. Условия максимума и минимума интерференции света

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн? Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. Метод Юнга. Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 1), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.



- Какую величину называют временем когерентности? длиной когерентности? Какова связь между ними?
- Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентностей?
- Что такое оптическая длина пути? оптическая разность хода?
- Два когерентных световых пучка с оптической разностью хода $\Delta = \frac{3}{2}\lambda$ интерферируют в некоторой точке. Максимум или минимум наблюдается в этой точке? Почему?

Рис. 1

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 . Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.

2. Зеркала Френеля. Свет от источника S (рис. 2) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал). Используя правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник, и его изображения S_1 и S_2 (угловое

расстояние между которыми равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точка соприкосновения зеркал).

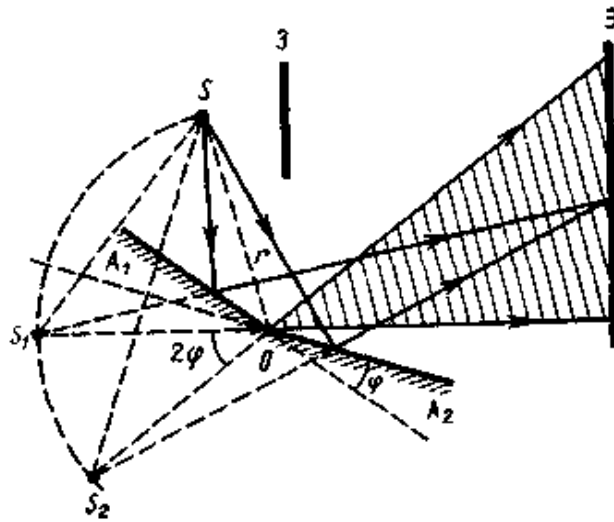


Рис. 2

Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах.

Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания (на рис. 2 она заштрихована). Можно показать, что максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ . Интерференционная картина наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), защищенном от прямого попадания света заслонкой ($\mathcal{Z}$).

3. Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 3) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O . До точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь s_1 , вторая — в среде с показателем преломления n_2 — путь s_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбudit колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая волна — колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй волн. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

(учли, что $\omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi\lambda_0$ где λ_0 — длина волны в вакууме). Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется оптической длиной пути L , а $\Delta = L_2 - L_1$ — разность оптических длин проходимых волнами путей — называется оптической разностью хода. Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

то $\delta = \pm 2\pi m$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (1) является условием интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

то $\delta = \pm (2m+1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (2) является условием интерференционного минимума.

13. Интерференция в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 1) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

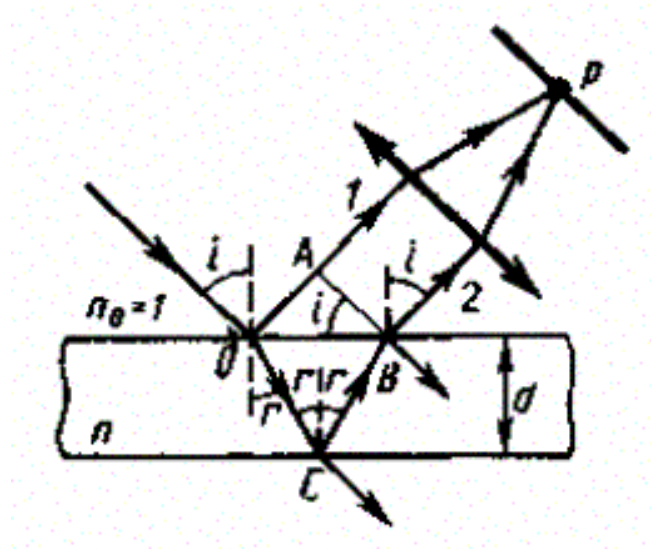


Рис. 1

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB ,

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

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm\lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис. 249, $OC = CB = d/\cos r$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tgr} \sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i = n \sin r$, получим

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

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (1)$$

Для случая, изображенного на рис. 249 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2.$$

В точке P будет интерференционный максимум, если (см. (172.2))

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots). \quad (3)$$

Интерференция, как известно, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

14. Интерферометры

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых интерферометрами. Все интерферометры основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструкционно. На рис. 255 представлена упрощенная схема интерферометра Майкельсона.

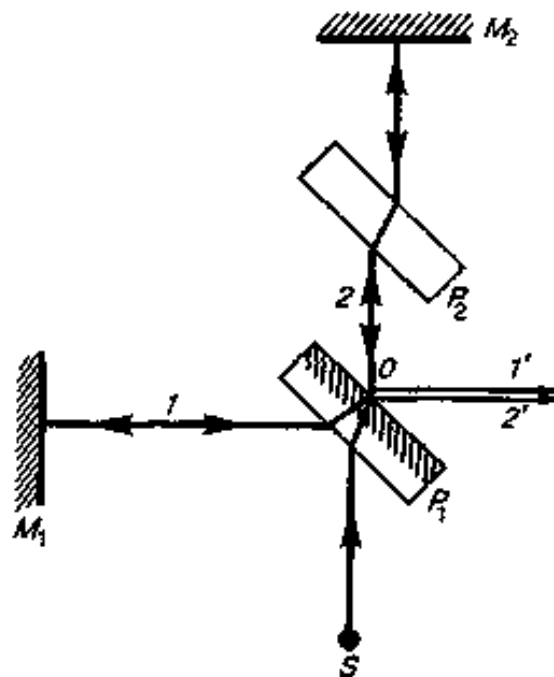


Рис. 255

Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S, посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через вето). Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч 1'). Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки P_1 (луч 2'). Так как первый из лучей проходит сквозь пластинку P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра).

Лучи 1' и 2' когерентны; следовательно, будет наблюдаться интерференция, результат которой зависит от оптической разности хода луча 1 от точки O до зеркала M_1 и луча 2 от точки O до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$

разность хода обоих лучей увеличится на $\lambda_0/2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Следовательно, по незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин (измерения длины тел, длины волны света, изменения длины тела при изменении температуры (интерференционный дилатометр)).

Российский физик В. П. Линник использовал принцип действия интерферометра Майкельсона для создания микроинтерферометра (комбинация интерферометра и микроскопа), служащего для контроля чистоты обработки поверхности.

Интерферометры — очень чувствительные оптические приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т. д. Такие интерферометры получили название интерференционных рефрактометров. На пути интерферирующих лучей располагаются две одинаковые кюветы длиной l , одна из которых заполнена, например, газом с известным (n_0), а другая — с неизвестным (n_z) показателями преломления. Возникшая между интерферирующими лучами дополнительная оптическая разность хода $\Delta = (n_z - n_0)l$. Изменение разности хода приведет к сдвигу интерференционных полос. Этот сдвиг можно характеризовать величиной

$$m_0 = \Delta/\lambda = (n_z - n_0) l/\lambda,$$

где m_0 показывает, на какую часть ширины интерференционной полосы сместилась интерференционная картина. Измеряя величину m_0 при известных l , m_0 и λ , можно вычислить n_z , или изменение $n_z - n_0$. Например, при смещении интерференционной картины на 1/5 полосы при $l = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм ($n_z - n_0 = 10^{-6}$, т.е. интерференционные рефрактометры позволяют измерять изменение показателя преломления с очень высокой точностью (до 1/1 000 000).

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они применяются для изучения качества изготовления оптических деталей, измерения углов, исследования быстропротекающих процессов, происходящих в воздухе, обтекающем летательные аппараты, и т. д. Применяя интерферометр, Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны. С помощью интерферометров исследовалось также распространение света в движущихся телах, что привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени.

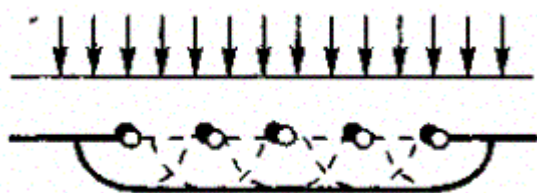
15. Дифракция света. Зоны Френеля

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле — любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через

небольшие отверстия в экранах и т. д. Например, звук хорошо слышен за углом дома, т. е. звуковая волна его огибает.

Явление дифракции объясняется с помощью *принципа Гюйгенса*, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 1). Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т. е. волна огибает края отверстия.



- Почему дифракция звука повседневно более очевидна, чем дифракция света?
- Каковы дополнения Френеля к принципу Гюйгенса?

Рис. 1

Явление дифракции характерно для волновых процессов. Поэтому если свет является волновым процессом, то для него должна наблюдаться дифракция, т. е. световая волна, падающая на границу какого-либо непрозрачного тела, должна огибать его (проникать в область геометрической тени). Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему же возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? К сожалению, теория Гюйгенса ответить на этот вопрос не могла.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн*, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения

находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т. е. определить закономерности распространения света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий, однако, как будет показано ниже, для некоторых случаев нахождение амплитуды результирующего колебания осуществляется алгебраическим суммированием.

Принцип Гюйгенса — Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название метода зон Френеля.

Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 2).

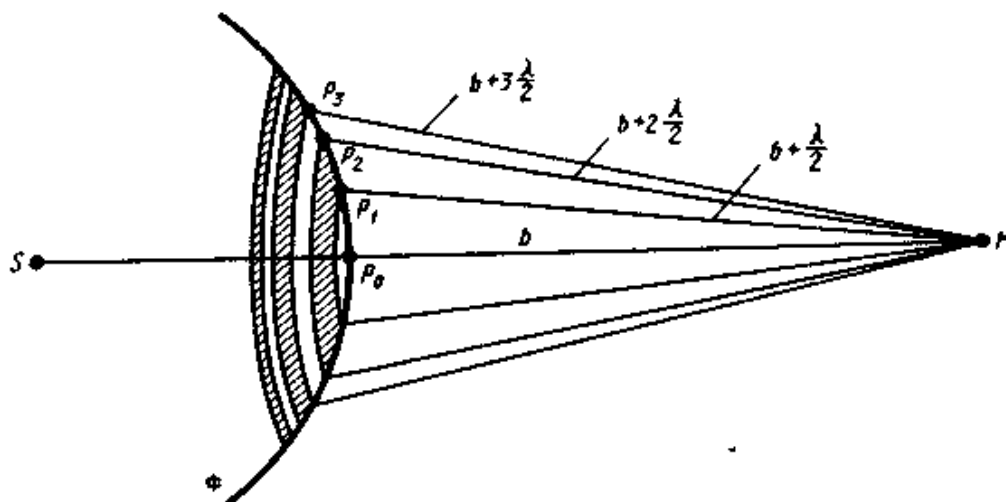


Рис. 2

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Френель разбил волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$, т. е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке M сферы радиусами $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots$. Так как колебания от соседних зон проходят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку M они приходят в противоположной фазе и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке M

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (1)$$

где $A_1, A_2, \dots$ — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Пусть внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис. 258).

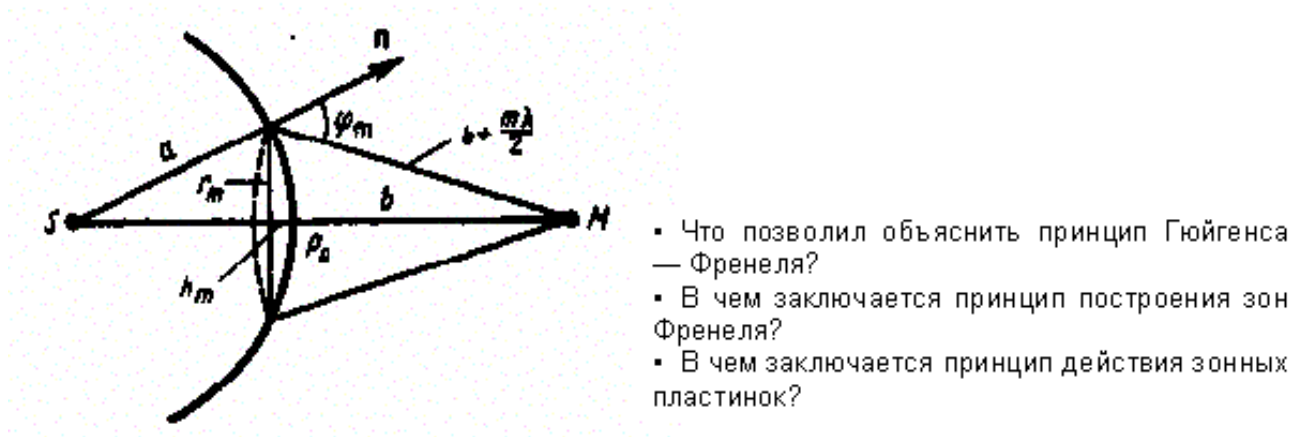


Рис. 3

Обозначив площадь этого сегмента через a_m , найдем, что площадь m -й зоны Френеля равна $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, где σ_{m-1} — площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m-1)$ -й зоны. Из рисунка следует, что

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

После элементарных преобразований, учитывая, что $L \ll a$ и $A \ll a$, получим

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (3)$$

Площадь сферического сегмента и площадь m -й зоны Френеля соответственно равны

$$\sigma_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} m, \quad \Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (4)$$

Выражение (4) не зависит от m ; следовательно, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Таким образом, построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные зоны.

Согласно предположению Френеля, действие отдельных зон в точке M тем меньше, чем больше угол ϕ_m (рис. 258) между нормалью n к поверхности зоны и направлением на M , т. е. действие зон постепенно убывает от центральной (около P_0) к периферическим.

Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M . Учитывая оба этих фактора, можем записать

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

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико; например, при $a = b = 10$ см и $\lambda = 5$ мкм $N = \frac{2\pi a^2}{\pi ab \lambda} = 8 \cdot 10^5$. Поэтому в качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т. е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (5)$$

Тогда выражение (1) можно записать в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (6)$$

так как выражения, стоящие в скобках, согласно (5), равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке M определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля. Следовательно, действие всей волновой поверхности на точку M сводится к действию ее малого участка, меньшего центральной зоны.

Если в выражении (2) положим, что высота сегмента $h_m \ll a$ (при не слишком больших m), тогда $r_m^2 = 2ah_m$. Подставив сюда значение (3), найдем радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (7)$$

При $a = b = 10$ см в $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т. е. *прямолинейно*. Таким образом, принцип Гюйгенса — Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются зонные пластинки — в простейшем случае стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, т. е. с

радиусами r_m зон Френеля, определяемыми выражением (7) для заданных значений a , b и λ ($m = 0, 2, 4, \dots$ для прозрачных и $m = 1, 3, 5, \dots$ для непрозрачных колец). Если поместить зонную пластинку в строго определенном месте (на расстоянии a от точечного источника и на расстоянии b от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки), то для света длиной волны λ она перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные начиная с центральной. В результате этого результирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом волновом фронте. Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает освещенность в точке M , действуя подобно собирающей линзе.

16. Дифракция рентгеновских лучей

Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была того же порядка, что и длина волны падающего излучения. Кристаллы, являясь трехмерными пространственными решетками, имеют постоянную порядка 10^{-10} м и, следовательно, непригодны для наблюдения дифракции в видимом свете ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м). Эти факты позволили немецкому физiku М. Лауэ прийти к выводу, что в качестве естественных дифракционных решеток для рентгеновского излучения можно использовать кристаллы, поскольку расстояние между атомами в кристаллах одного порядка с λ рентгеновского излучения ($\approx 10^{-12} \div 10^{-8}$ м).

Простой метод расчета дифракции рентгеновского излучения от кристаллической решетки предложен независимо друг от друга Г. В. Вульфom и английскими физиками Г. и Л. Брэггами (отец и сын). Они предположили, что дифракция рентгеновского излучения является результатом его отражения от системы параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы (атомы) кристаллической решетки).

Представим кристаллы в виде совокупности параллельных кристаллографических плоскостей (рис. 1), отстоящих друг от друга на расстоянии d .

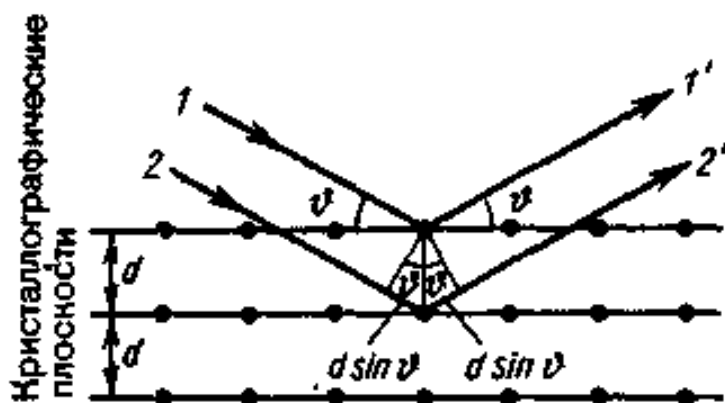


Рис. 1

Пучок параллельных монохроматических рентгеновских лучей (1, 2) падает под углом скольжения θ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической

плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн 1' и 2', интерферирующих между собой, подобно вторичным волнам, от щелей дифракционной решетки. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления удовлетворяют формуле Вульфа — Брэггов

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (m=1, 2, 3, \dots), \quad (1)$$

т. е. при разности хода между двумя лучами, отраженными от соседних кристаллографических плоскостей, кратной целому числу длин волн λ , наблюдается дифракционный максимум.

При произвольном направлении падения монохроматического рентгеновского излучения на кристалл дифракция не возникает. Чтобы ее наблюдать, надо, поворачивая кристалл, найти угол скольжения. Дифракционная картина может быть получена и при произвольном положении кристалла, для чего нужно пользоваться непрерывным рентгеновским спектром, испускаемым рентгеновской трубкой. Тогда для таких условий опыта всегда найдутся длины волн λ , удовлетворяющие условию (1).

Формула Вульфа — Брэггов используется при решении двух важных задач:

1. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя θ и d , можно найти межплоскостное расстояние (d), т. е. определить структуру вещества. Этот метод лежит в основе рентгеноструктурного анализа. Формула Вульфа — Брэггов остается справедливой и при дифракции электронов и нейтронов. Методы исследования структуры вещества, основанные на дифракции электронов и нейтронов, называются соответственно электронографией и нейтронографией.

2. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей неизвестной длины волны на кристаллической структуре при известном d и измеряя θ и m , можно найти длину волны падающего рентгеновского излучения. Этот метод лежит в основе рентгеновской спектроскопии.

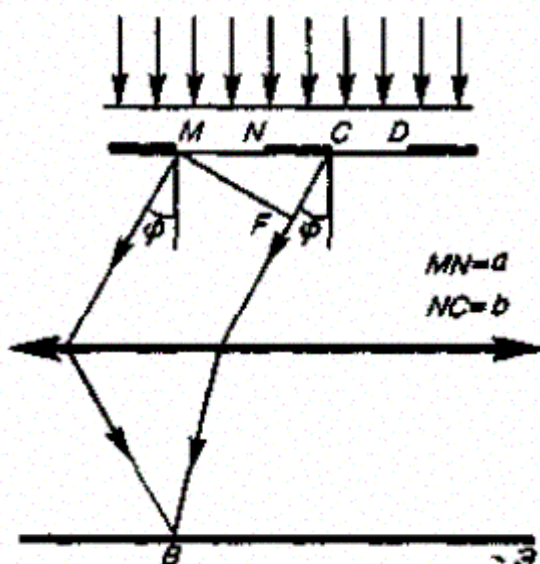
17. Дифракционная решетка

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через одномерную дифракционную решетку — систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, мы видели, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. *в дифракционной решетке*

осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 1 для наглядности показаны только две соседние щели MN и CD . Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d = a + b$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.



- Как изменится дифракционная картина, если увеличить общее число штрихов решетки, не меняя постоянную решетки?
- Сколько дополнительных минимумов и максимумов возникнет при дифракции на шести щелях?
- Почему дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр?

Рис. 1

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (1)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых *ни одна* из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. *прежние (главные) минимумы* интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием:

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

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, посылаемых, например, от крайних левых точек M и C обеих щелей. Таким образом, с учетом (180.1) условие дополнительных минимумов:

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

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

(3)

т. е. выражение (3) задает условие главных максимумов.

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условий:

$$d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ — главные минимумы;}$$

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2} \lambda, \frac{5}{2} \lambda, \dots \text{ — дополнительные минимумы;}$$

$$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ — главные максимумы,}$$

т. е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях — три и т. д.

Если дифракционная решетка состоит из N щелей, то условием главных минимумов является условие (2), условием главных максимумов — условие (3), а условием дополнительных минимумов

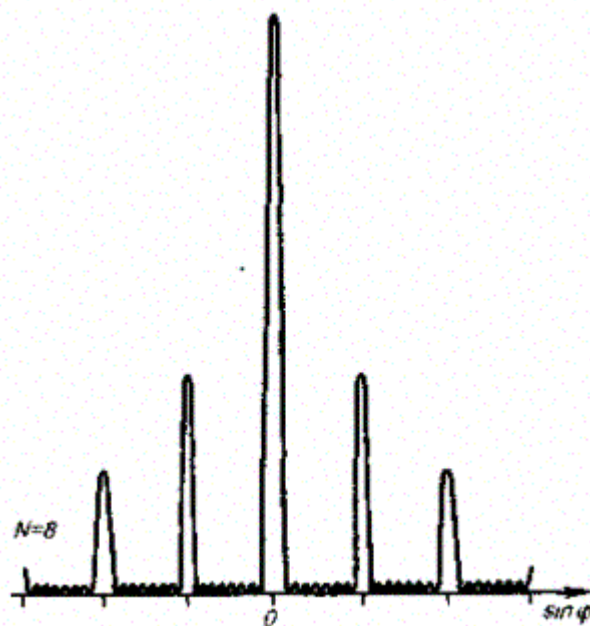
$$d \sin \varphi = \pm m'\lambda/N \quad (m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots), \quad (4)$$

где m' может принимать все целочисленные значения, кроме 0, N , $2N$, т. е. кроме тех, при которых условие (4) переходит в (3). Следовательно, в случае N щелей между двумя главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. На рис. 2 качественно представлена дифракционная картина от восьми щелей. Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то из (3) следует, что число главных максимумов

$$m \leq d/\lambda,$$

т. е. определяется отношением периода решетки к длине волны.



- ◆ Как определить наибольший порядок спектра дифракционной решетки?
- ◆ Как изменится дифракционная картина при удалении экрана от решетки?
- ◆ Почему при использовании белого света только центральный максимум белый, а боковые максимумы радужно окрашены?
- ◆ Почему штрихи на дифракционной решетке должны быть тесно расположены друг к другу?
- ◆ Почему их должно быть большое число?
- ◆ Запишите условия дифракционных минимумов для одной щели и главных максимумов для решетки. Каков характер этих дифракционных картин?

Рис. 2

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т. е. *дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор*.

Дифракционные решетки, используемые в различных областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной). Например, ступенчатый профиль решетки позволяет концентрировать основную часть падающей энергии в направлении одного определенного ненулевого порядка.

18. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 1, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов E объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов E — одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора E (и, следовательно, H) называется естественным.

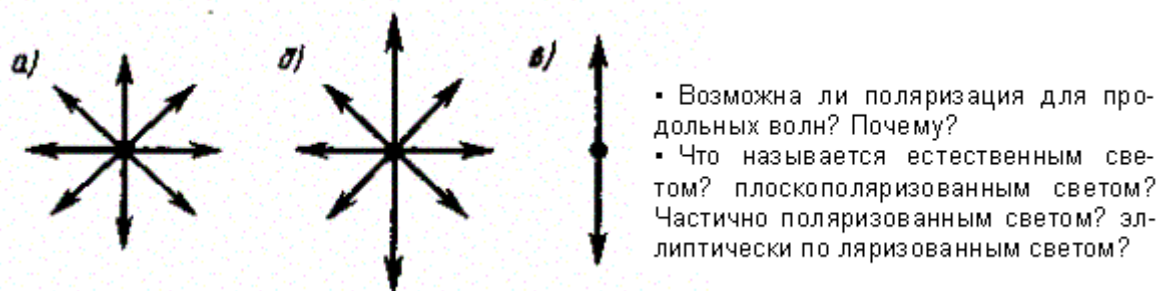


Рис. 1

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется поляризованным. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора E (рис. 1, б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор E (и, следовательно, H) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 1, в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным).

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации. Плоскополяризованный свет является предельным случаем эллиптически поляризованного света — света, для которого вектор E (вектор H) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз ϕ , равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\phi = \pm \pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом.

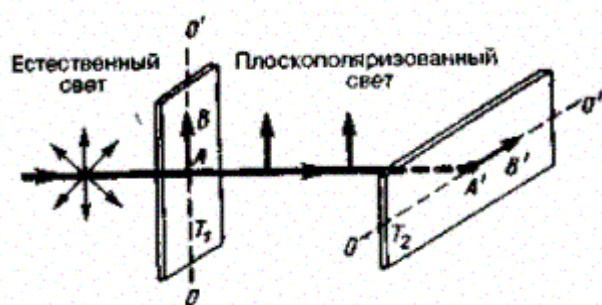
Степенью поляризации называется величина

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

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$, — соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естественного света? Пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$, для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора E , например кристаллы. Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис. 2).



- Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
- Как практически отличить плоскополяризованный свет от естественного?

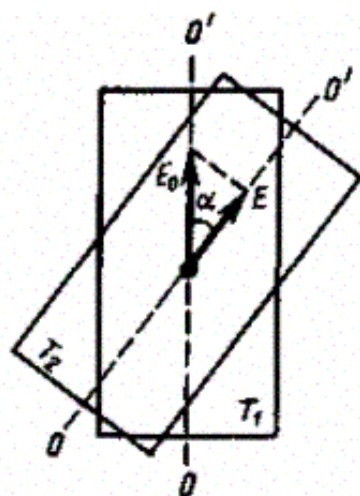
Рис. 2

Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина T_1 , вырезанной параллельно так называемой оптической оси OO' . Вращая кристалл T_1 вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина T_2 и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла α между оптическими осями кристаллов по закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (1)$$

где I_0 и I — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменяется от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \pi/2$ (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при $\alpha = 0$ (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис. 3, амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку T_2 будет меньше амплитуды световых колебаний E_0 , падающих на пластину T_1 .

$$E = E_0 \cos \alpha.$$



- Чем замечателен угол Брюстера?
- Покажите, что при выполнении закона Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.
- Интенсивность естественного света, пропущенного через два поляризатора, уменьшилась вдвое. Как ориентированы поляризаторы?

Рис. 3

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается выражение (1).

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из изложенных выше условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает колебания только определенного направления (на рис. 2 это направление показано стрелкой AB), т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту E , параллельному оси второго турмалина. На рис. 2 обе пластинки расположены так, что направления пропускаемых ими колебаний AB и $A'B'$ перпендикулярны друг другу. В данном случае T_1 пропускает колебания, направленные по AB , а T_2 их полностью гасит, т. е. за вторую пластинку турмалина свет не проходит.

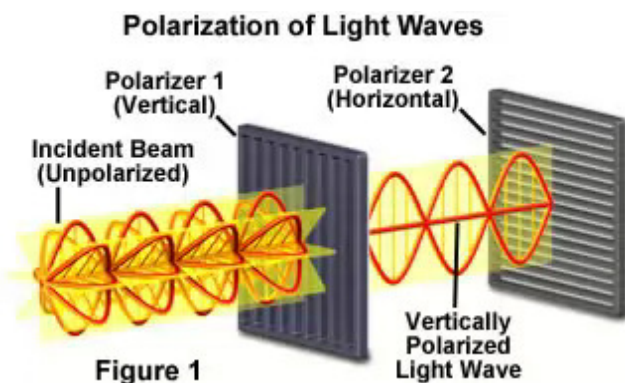
Пластинка T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является поляризатором. Пластинка T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, главные плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$ из второго, согласно (1), выйдет свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$$I = 1/2 I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha,$$

откуда $I_{\text{max}} = 1/2 I_{\text{ест}}$ (поляризаторы параллельны) и $I_{\text{min}} = 0$ (поляризаторы скрещены).

19. Способы поляризации света



Естественный свет, испускаемый любым источником — солнцем, электрической лампой, газовой горелкой и т. д., — не поляризован, то есть он состоит из колебаний, которые не направлены специально ни в вертикальном, ни в горизонтальном, ни в каком-либо другом направлении. Эти световые колебания распространяются во всевозможных плоскостях, перпендикулярных к линии направления света.

Слово «поляризация» означает, что колебания происходят в каком-нибудь одном направлении. Если колебания происходят вертикально, то это значит, что распространяются волны, колебания которых происходят вверх и вниз, то-есть свет поляризован вертикально. Если же мы говорим, что свет поляризован горизонтально, то под этим подразумеваем, что колебания происходят вправо и влево под прямым углом к линии распространения света.

Для получения поляризованного света и его обнаружения существуют специальные физические приборы, называемые в первом случае поляризаторами, а во втором анализаторами. Обычно они устроены одинаково.

Существует несколько способов получения и анализа поляризованного света.

1. Поляризация при помощи поляроидов



Поляроиды представляют собой целлулоидные пленки с нанесенным на них тончайшим слоем кристалликов сернокислого нодхинина. Применение поляроидов является в настоящее время наиболее распространенным способом поляризации света.

2. Поляризация посредством отражения

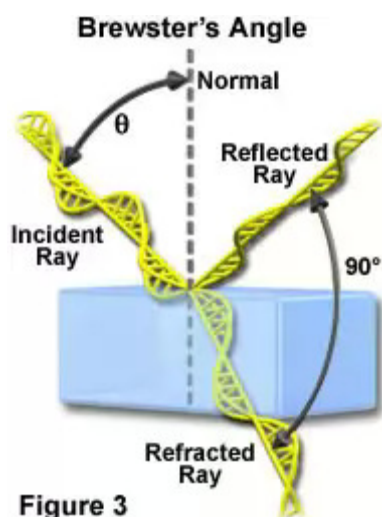


Figure 3

Если естественный луч света падает на черную полированную поверхность, то отраженный луч оказывается частично поляризованным. В качестве поляризатора и анализатора может быть употреблено зеркальное или достаточно хорошо отполированное обычное оконное стекло, зачерненное с одной стороны асфальтовым лаком.

Степень поляризации тем больше, чем правильнее выдержан угол падения. Для стекла угол падения равен 57° .

3. Поляризация посредством преломления

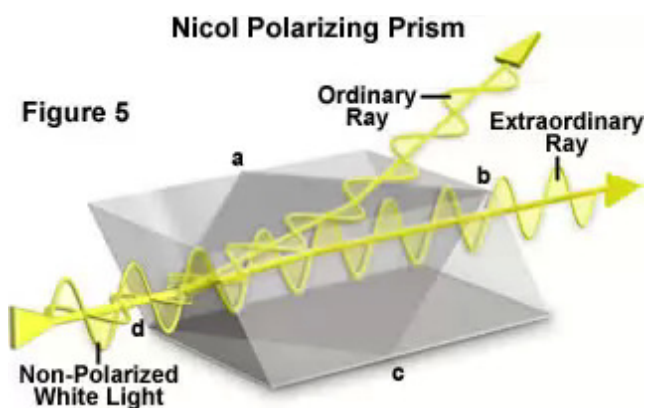


Figure 5

Световой луч поляризуется не только при отражении, но и при преломлении. В этом случае в качестве поляризатора и анализатора используется стопка сложенных вместе 10—15 тонких стеклянных пластинок, расположенных к падающим на них световым лучам под углом в 57° .

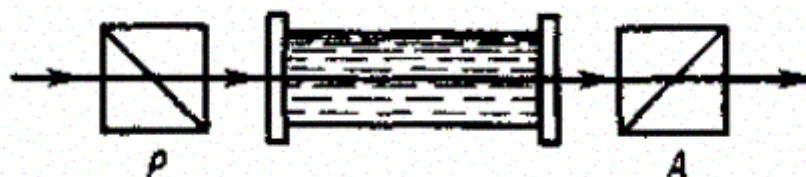
Для опытов с поляризованным светом мы построим несколько приборов. Так как поляроидные пленки приобрести очень трудно, в наших приборах в качестве поляризаторов и анализаторов мы используем черное стекло и стопки стеклянных пластинок.

Для постройки простейшего полярископа необходимо сделать два черных зеркала. Для этого возьмем две стеклянные фотопластинки размером 9X12 см, смоем с них эмульсию, тщательно протрем « с одной стороны покроем пластинки тонким слоем асфальтового лака. Когда лак просохнет, мы получим прекрасный поляризатор и анализатор. Пластинки устанавливают в приборе, изображенном на рисунке. Прибор представляет собой два деревянных или картонных ящика, поставленных один на другой. Верхний ящик не имеет правой стенки и дна, а нижний — не имеет левой стенки и верхней крышки, вместо которой укреплена стеклянная прозрачная пластинка (непокрытая лаком), которая будет служить основанием для исследуемых объектов. В нижнем и верхнем ящиках под углом в 57° параллельно друг другу укреплены черные зеркала. Своей стеклянной поверхностью зеркала обращены к открытым сторонам ящиков. После установки зеркал открытую боковую сторону нижнего ящика закрывают матовым стеклом. Стекло необходимо установить так, чтобы при случае его можно было вынуть.

20. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, из твердых тел — кварц, сахар, киноварь, из жидкостей — водный раствор сахара, винная кислота, скипидар), называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации.

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис. 1). Если между скрещенными поляризатором P и анализатором A , дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.



- Какие вещества называются оптически активными?
- В чем отличие оптической активности от двойного лучепреломления?

Рис. 1

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha d,$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C d, \quad (1)$$

где d — расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, α ($[\alpha]$) — так называемое удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации — для растворов), C — массовая концентрация оптически активного вещества в растворе, кг/м^3 . Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Опыт показывает, что все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако если вещества активны в кристаллическом состоянии, то не всегда активны в жидком (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором — влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем. Согласно теории Френеля, скорость распространения света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево.

Явление вращения плоскости поляризации и, в частности, формула (1) лежат в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого поляризиметрией (сахариметрией). По найденному углу поворота плоскости поляризации φ и известному значению $[\alpha]$ из (1) находится концентрация растворенного вещества.

Впоследствии М. Фарадеем было обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название эффекта Фарадея (или магнитного вращения плоскости поляризации). Оно имело огромное значение для науки, так как было первым явлением, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами.

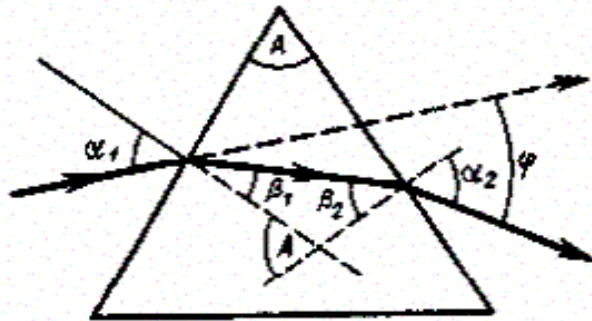
21. Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\lambda). \quad (1)$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону.

Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (рис. 1) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ .



- Что такое дисперсия света?
- Как связаны между собой преломляющий угол призмы и угол отклонения лучей ею?
- Что показывает дисперсия вещества?

Рис. 1

Из рисунка следует, что

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A. \quad (2)$$

Предположим, что углы A и α_1 малы, тогда углы α_2 , β_1 и β_2 будут также малы и вместо синусов этих углов можно воспользоваться их значениями. Поэтому $\alpha_1/\beta_1 = n$, $\beta_2/\alpha_2 = 1/n$, а так как $\beta_1 + \beta_2 = A$, то $\alpha_2 = \beta_2 n = n(A - \beta_1) = n(A - \alpha_1/n) = nA - \alpha_1$, откуда

$$\alpha_1 + \alpha_2 = nA. \quad (3)$$

Из выражений (3) и (2) следует, что

$$\varphi = A(n - 1), \quad (4)$$

т. е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

Из выражения (4) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от величины $n - 1$, а n — функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим различия в дифракционном и призматическом спектрах.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов)

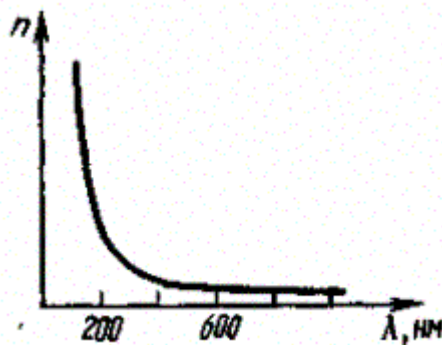
можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость $n = f(\lambda)$.

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. В дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (рис. 2). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

Величина

$$D = \frac{dn}{d\lambda},$$

называемая дисперсией вещества, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 2 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ .



- Чем отличается нормальная дисперсия от аномальной?
- По каким признакам можно отличить спектры, полученные с помощью призмы и дифракционной решетки?

Рис. 2

Такая дисперсия называется нормальной. Как будет показано ниже, ход кривой $n(\lambda)$ — кривой дисперсии — вблизи линий и полос поглощения будет иным: n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмных спектрографов. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмные спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмных спектрографах также легче получить большую светосилу.

22. Нормальная и аномальная дисперсия

Дисперсия вещества - зависимость показателя преломления от длины волны проходящего света (или зависимость от длины волны фазовой скорости распространения электромагнитных волн).

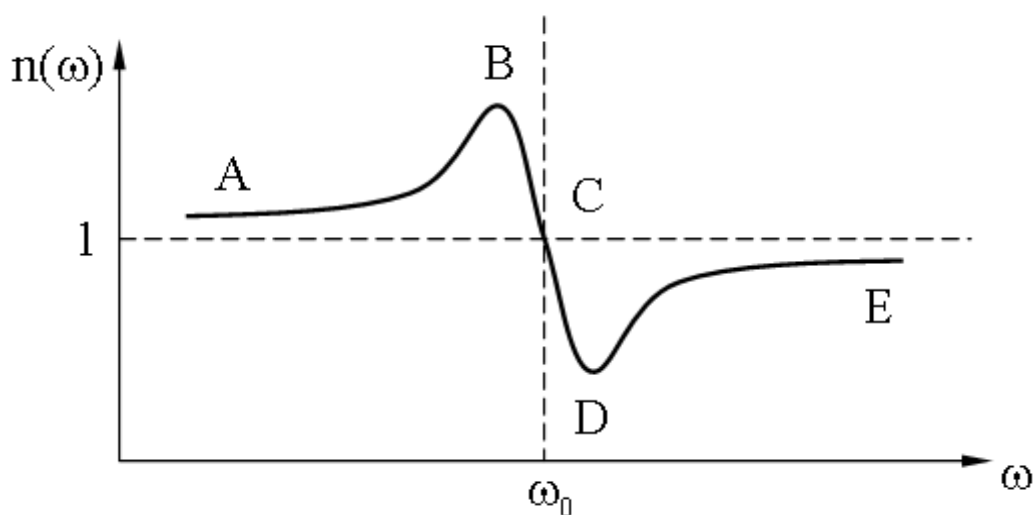
Существуют две разновидности дисперсий: нормальная и аномальная.

Если при увеличении значений частоты, показатель преломления возрастает, то такую дисперсию называют нормальной дисперсией. Нормальная дисперсия наблюдается у веществ, прозрачных для света. Например, обычное стекло прозрачно для видимого света, и в этой области частот наблюдается нормальная дисперсия света в стекле. На основе явления нормальной дисперсии основано «разложение» света стеклянной призмой монохроматоров.

Уменьшение показателя преломления при увеличении частоты, которое происходит в пределах ширины спектрального контура линии поглощения, называют аномальной дисперсией.

Аномальная дисперсия должна наблюдаться у всех веществ в тех областях спектра, где имеется сильное поглощение, другими словами говоря, аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде. Например, у обычного стекла в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия.

Ниже на рисунке приведен график зависимости $n(\omega)$.



На участках AB и DE - дисперсия нормальная. На участке BCD дисперсия аномальная.

Нормальная дисперсия — это дисперсия вдали от длин волн, при которых происходит поглощение света данным веществом, тогда как аномальная дисперсия — это дисперсия в области полос поглощения света веществом.

Аномальная дисперсия наблюдается в пределах ширины спектрального контура линии поглощения, где при увеличении частоты показатель преломления уменьшается; наблюдается у всех веществ в областях спектра, где действует сильное поглощение.

Нормальная дисперсия происходит в частотах, далеких от собственных частот атомных осцилляторов.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмных спектрографов. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмные спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмных спектрографах также легче получить большую светосилу.

23. Поглощение света. Закон Бугера для поглощения света в веществах

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается.

Поглощение света в веществе описывается законом Бугера*:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где I_0 и I — интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , α — коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты ω) и для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т. е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения и лишь для очень узких спектральных областей (примерно 10^{-12} — 10^{-7} м) наблюдаются резкие максимумы (так называемый линейчатый спектр поглощения). Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется полосами поглощения (примерно 10^{-10} — 10^{-7} м).

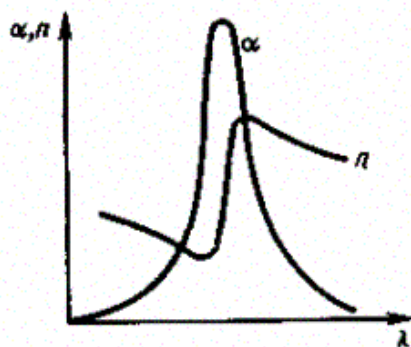
Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно 10^{-3} - 10^{-5} см⁻¹), однако у них наблюдается селективное поглощение света в определенных интервалах

* П. Бугер (1698—1758) — французский ученый.

длин волн, когда α резко возрастает, и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения, т. е. диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомах в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (примерно 10^3 — 10^5 см^{-1}) и поэтому металлы являются непрозрачными для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

На рис. 1 представлены типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения.



- Почему металлы сильно поглощают свет?
- В чем основное отличие эффекта Доплера для световых волн от эффекта Доплера в акустике?
- Почему поперечный эффект Доплера является релятивистским эффектом? Чем он обусловлен?
- Когда возникает излучение Вавилова—Черенкова?

Рис. 1

Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ). Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления светофильтров, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей, пленки из пластмасс, содержащие красители, растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Явление поглощения широко используется в абсорбционном спектральном анализе смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос)

поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

24. Закон Кирхгофа для теплового излучения

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между спектральной плотностью энергетической светимости и спектральной поглощательной способностью тел. Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (закон Кирхгофа):

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T}. \quad (1)$$

Для черного тела $A_{\nu,T}^c \equiv 1$, поэтому из закона Кирхгофа (1) вытекает, что $R_{\nu,T}$ для черного тела равна $r_{\nu,T}$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть не что иное, как *спектральная плотность энергетической светимости черного тела*. Следовательно, согласно закону Кирхгофа, для всех тел отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела *при той же температуре и частоте*.

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости любого тела в любой области спектра всегда меньше спектральной плотности энергетической светимости черного тела (при тех же значениях T и ν), так как $A_{\nu,T} < 1$ и поэтому $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$. Кроме того, из (1) вытекает, что если тело при данной температуре T не поглощает электромагнитные волны в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, то оно их в этом интервале частот при температуре T и не излучает, так как при $A_{\nu,T} = 0$ $R_{\nu,T} = 0$.

Используя закон Кирхгофа, выражение для энергетической светимости тела можно записать в виде

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu.$$

Для серого тела

$$R_T^c = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_c, \quad (2)$$

где

—
черного
температуры).

$$R_c = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$$

энергетическая светимость
(зависит только от

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым.

25. Закон Стефана-Больцмана для теплового излучения

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости черного тела является универсальной функцией, поэтому нахождение ее явной зависимости от частоты и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

Австрийский физик И. Стефан, анализируя экспериментальные данные, и Л. Больцман, применяя термодинамический метод, решили эту задачу лишь частично, установив зависимость энергетической светимости R_e от температуры. Согласно закону Стефана — Больцмана,

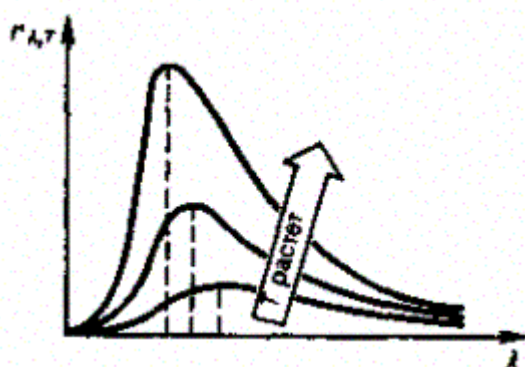
$$R_e = \sigma T^4, \quad (1)$$

т. е. энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; σ — постоянная Стефана — Больцмана: ее экспериментальное значение равно $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Закон Стефана — Больцмана, определяя зависимость R_e от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела. Из экспериментальных кривых

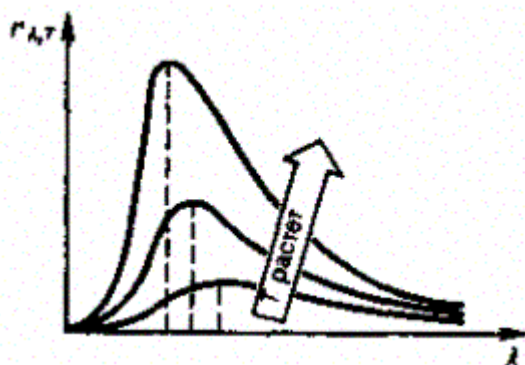
зависимости функции $r_{\lambda,T}$ от длины волны λ $\left(r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} \right)$ при различных температурах (рис.)

следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R_e черного тела и, следовательно, по закону Стефана — Больцмана, четвертой степени температуры.



- В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
- Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?
- Как сместится максимум спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ черного тела с повышением температуры?

26. Закон смещения Вина



- В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
- Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?
- Как сместится максимум спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ черного тела с повышением температуры?

Немецкий физик В. Вин, опираясь на законы термо- и электродинамики, установил зависимость длины волны $\lambda_{\max}$, соответствующей максимуму функции $r_{\lambda,T}$ от температуры T . Согласно закону смещения Вина,

$$\lambda_{\max} = b/T,$$

т. е. длина волны $\lambda_{\max}$, соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре, b — постоянная Вина; ее экспериментальное значение равно $2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К. Выражение потому называют *законом смещения* Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

27. Формула Рэлея-Джинса

Из рассмотрения законов Стефана — Больцмана и Вина следует, что термодинамический подход к решению задачи о нахождении универсальной функции Кирхгофа $r_{\nu,T}$ не дал желаемых результатов. Следующая строгая попытка теоретического вывода зависимости $r_{\nu,T}$ принадлежит английским ученым Д. Рэлею и Д. Джинсу, которые применили к тепловому излучению методы статистической физики, воспользовавшись классическим законом равномерного распределения энергии по степеням свободы.

Формула Рэлея — Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT,$$

где $\langle \epsilon \rangle = kT$ — средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν . Для осциллятора, совершающего колебания, средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы, поэтому средняя энергия каждой колебательной степени свободы $\langle \epsilon \rangle = kT$.

Как показал опыт, выражение согласуется с экспериментальными данными *только* в области достаточно малых частот и больших температур. В области больших частот формула Рэлея — Джинса резко расходится с экспериментом, а также с законом смещения Вина. Кроме

того, оказалось, что попытка получить закон Стефана — Больцмана из формулы Рэлея — Джинса приводит к абсурду. Действительно, вычисленная с использованием формулы Рэлея — Джинса энергетическая светимость черного тела

$$R_e = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty,$$

в то время как по закону Стефана — Больцмана R_e пропорциональна четвертой степени температуры. Этот результат получил название «ультрафиолетовой катастрофы». Таким образом, в рамках классической физики не удалось объяснить законы распределения энергии в спектре черного тела.

В области больших частот хорошее согласие с опытом дает формула Вина (закон излучения Вина), полученная им из общих теоретических соображений:

$$r_{\nu,T} = C\nu^3 A e^{-A\nu/T}$$

где $r_{\nu,T}$ — спектральная плотность энергетической светимости черного тела, C и A — постоянные величины. В современных обозначениях с использованием постоянной Планка, которая в то время еще не была известна, закон излучения Вина может быть записан в виде

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-h\nu/(kT)}.$$

28. Формула Планка

Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться *непрерывно*, т. е. может принимать любые сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком квантовой гипотезе, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями — квантами, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\epsilon_0 = h\nu = hc/\lambda, \tag{1}$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка. Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ϵ может принимать лишь определенные *дискретные значения*, кратные целому числу элементарных порций энергии ϵ_0 :

$$\epsilon = n h \nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

В данном случае среднюю энергию $\langle \epsilon \rangle$ осциллятора нельзя принимать равной kT . В приближении, что распределение осцилляторов по возможным дискретным состояниям подчиняется распределению Больцмана, средняя энергия осциллятора

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1},$$

а спектральная плотность энергетической светимости черного тела

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

Таким образом, Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

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

которая блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела *во всем интервале частот и температур*. Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

В области малых частот, т. е. при $h\nu \ll kT$ (энергия кванта очень мала по сравнению с энергией теплового движения kT), формула Планка (2) совпадает с формулой Рэлея — Джинса (200.1). Для доказательства этого разложим экспоненциальную функцию в ряд, ограничившись для рассматриваемого случая двумя первыми членами:

$$e^{h\nu/(kT)} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}, \quad e^{h\nu/(kT)} - 1 \approx \frac{h\nu}{kT}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу Планка (2), найдем, что

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

т. е. получили формулу Рэлея — Джинса.

Из формулы Планка можно получить закон Стефана — Больцмана.

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

Введем безразмерную переменную $x = h\nu/(kT)$; $dx = h d\nu/(kT)$; $d\nu = kT dx/h$. Формула для R_e , преобразуется к виду

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (3)$$

$$\text{где } \sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}, \text{ так как } \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$$

. Таким образом, действительно формула Планка позволяет получить закон Стефана — Больцмана. Кроме того, подстановка числовых значений k , c и h дает для постоянной Стефана — Больцмана значение, хорошо согласующееся с экспериментальными данными. Закон смещения Вина получим :

$$r_{\lambda, T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1},$$

откуда

$$\frac{\partial r_{\lambda, T}}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 (e^{hc/(kT\lambda)} - 1)} \left(\left[\frac{hc}{kT\lambda} e^{hc/(kT\lambda)} \right] / \left[e^{hc/(kT\lambda)} - 1 \right] - 5 \right).$$

Значение $\lambda_{\max}$, при котором функция достигает максимума, найдем, приравняв нулю эту производную. Тогда, введя $x = hc/(kT\lambda_{\max})$, получим уравнение

$$xe^x - 5(e^x - 1) = 0.$$

Решение этого трансцендентного уравнения методом последовательных приближений дает $x=4,965$. Следовательно, $hc/(kT\lambda_{\max}) = 4,965$, откуда

$$T \lambda_{\max} = hc/(4,965 k) = b,$$

т. е. получили закон смещения Вина.

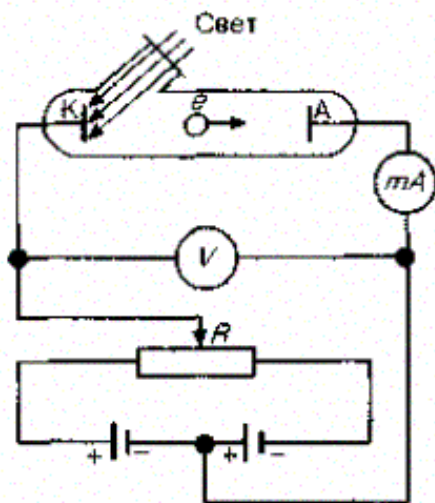
Из формулы Планка, зная универсальные постоянные h , k и c , можно вычислить постоянные Стефана — Больцмана a и Вина b . С другой стороны, зная экспериментальные значения a и b , можно вычислить значения A и k (именно так и было впервые найдено числовое значение постоянной Планка).

Таким образом, формула Планка не только хорошо 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. Ее решение стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

29. Виды фотоэлектрического эффекта

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта — явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный. Внешним фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация). Фотоэффект обнаружен Г. Герцем, наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым излучением.

Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А. Г. Столетовым. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. 1.



- Почему фотоэлектрические измерения весьма чувствительны к природе и состоянию поверхности фотокатода?
- Может ли золотая пластинка служить фотосопротивлением?
- Как при заданной частоте света изменится фототок насыщения с уменьшением освещенности катода?
- Как из опытов по фотоэффекту определяется постоянная Планка?

Рис. 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), измеряется включенным в цепь миллиамперметром. Облучая катод светом различных длин волн, Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени: 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.

Дж. Томсон в 1898 г. измерил удельный заряд испускаемых под действием света частиц, (по отклонению в электрическом и магнитном полях). Эти измерения показали, что под действием света вырываются электроны.

Внутренний фотоэффект — это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри, тела увеличивается, что

приводит к возникновению фотопроводимости (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению э.д.с.

Вентильный фотоэффект, являющийся разновидностью внутреннего фотоэффекта, — возникновение э.д.с. (фото-э.д.с.) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект открывает, таким образом, пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

30. Законы фотоэффекта

При изучении вольт-амперных характеристик разнообразных материалов (важна чистота поверхности, поэтому измерения проводятся в вакууме и на свежих поверхностях) при различных частотах падающего на катод излучения и различных энергетических освещенностях катода и обобщения полученных данных были установлены следующие три закона внешнего фотоэффекта.

I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

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

III. Для каждого вещества существует *красная граница* фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения на первый взгляд не должно было бы представлять трудностей. Действительно, под действием поля световой волны в металле возникают вынужденные колебания электронов, амплитуда которых (например, при резонансе) может быть достаточной для того, чтобы электроны покинули металл; тогда и наблюдается фотоэффект. Кинетическая энергия вырываемого из металла электрона должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, так как с увеличением последней электрону передавалась бы большая энергия. Однако этот вывод противоречит II закону фотоэффекта. Так как, по волновой теории, энергия, передаваемая электронам, пропорциональна интенсивности света, то свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла; иными словами, красной границы фотоэффекта не должно быть, что противоречит III закону фотоэффекта. Кроме того, волновая теория не смогла объяснить безынерционность фотоэффекта, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

31. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

А. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им *квантовой теории фотоэффекта*. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только *испускается*, как это предполагал Планк (см. § 200), но и *распространяется* в пространстве и *поглощается* веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\epsilon_0 = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых

квантов, движущихся со скоростью c распространения света в вакууме. Кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $mv_{\max}^2/2$. По закону сохранения энергии,

$$h\nu = A + mv_{\max}^2/2. \quad (1)$$

Уравнение (1) называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Из (1) непосредственно 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 , ни ν от интенсивности света не зависят (II закон фотоэффекта). Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A = \text{const}$), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_0$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится (III закон фотоэффекта). Согласно изложенному, из (1) получим, что

$$\nu_0 = A/h \quad (2)$$

и есть красная граница фотоэффекта для данного металла. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т. е. от химической природы вещества и состояния его поверхности.

Уравнение Эйнштейна было подтверждено опытами Милликена.

32. Модель атома по Резерфорду

В развитии представлений о строении атома велико значение опытов английского физика Э. Резерфорда по рассеянию ос-частиц в веществе. Альфа-частицы возникают при радиоактивных превращениях; они являются положительно заряженными частицами с зарядом $2e$ и массой, примерно в 7300 раз большей массы электрона. Пучки α -частиц обладают высокой монохроматичностью (для данного превращения имеют практически одну и ту же скорость (порядка 10^7 м/с)).

Резерфорд, исследуя прохождение α -частиц в веществе (через золотую фольгу толщиной примерно 1 мкм), показал, что основная их часть испытывает незначительные отклонения, но некоторые α -частицы (примерно одна из 20 000) резко отклоняются от первоначального направления (углы отклонения достигали даже 180°). Так как электроны не могут существенно изменить движение столь тяжелых и быстрых частиц, как α -частицы, то Резерфордом был сделан вывод, что значительное отклонение α -частиц обусловлено их взаимодействием с положительным зарядом большой массы. Однако значительное отклонение испытывают лишь немногие α -частицы; следовательно, лишь некоторые из них проходят вблизи данного положительного

заряда. Это, в свою очередь, означает, что положительный заряд атома сосредоточен в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома.

На основании своих исследований Резерфорд в 1911 г. предложил ядерную (планетарную) модель атома. Согласно этой модели, вокруг положительного ядра, имеющего заряд Ze (Z — порядковый номер элемента в системе Менделеева, e — элементарный заряд), размер 10^{-15} — 10^{-14} м и массу, практически равную массе атома, в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Так как атомы нейтральны, то заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т. е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

Для простоты предположим, что электрон движется вокруг ядра по круговой орбите радиуса r . При этом кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном сообщает электрону центростремительное ускорение. Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по окружности под действием кулоновской силы, имеет вид

$$\frac{Zee}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}, \quad (1)$$

где m_e и v — масса и скорость электрона на орбите радиуса r , ϵ_0 — электрическая постоянная.

Уравнение (1) содержит два неизвестных: r и v . Следовательно, существует бесчисленное множество значений радиуса и соответствующих ему значений скорости (а значит, и энергии), удовлетворяющих этому уравнению. Поэтому величины r , v (следовательно, и E) могут меняться непрерывно, т. е. может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии. Тогда спектры атомов должны быть сплошными. В действительности же опыт показывает, что атомы имеют линейчатый спектр. Из выражения (1) следует, что при

$r \approx 10^{-10}$ м скорость движения электронов $v \approx 10^6$ м/с, а ускорение $v^2/r = 10^{22}$ м/с². Согласно классической электродинамике, ускоренно движущиеся электроны должны излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электроны будут приближаться к ядру и в конце концов упадут на него. Таким образом, атом Резерфорда оказывается неустойчивой системой, что опять-таки противоречит действительности.

Попытки построить модель атома в рамках классической физики не привели к успеху: модель Томсона была опровергнута опытами Резерфорда, ядерная же модель оказалась неустойчивой электродинамически и противоречила опытным данным. Преодоление возникших трудностей потребовало создания качественно новой — *квантовой* — теории атома.

33. Линейчатый спектр атома водорода.

Исследования спектров излучения разреженных газов (т. е. спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий. Самым изученным является спектр наиболее простого атома — атома водорода.

Швейцарский ученый И. Бальмер подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в *видимой области спектра*:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots), \quad (1)$$

где $R' = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ — постоянная Ридберга*. Так как $\nu = c/\lambda$, то формула (1) может быть переписана для частот:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots), \quad (2)$$

где $R = R'c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ — также постоянная Ридберга.

Из выражений (1) и (2) вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями n , образуют группу или серию линий, называемую серией Бальмера. С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет границу серии, к которой со стороны больших частот примыкает сплошной спектр.

В дальнейшем (в начале XX в.) в спектре атома водорода было обнаружено еще несколько серий. В *ультрафиолетовой области спектра* находится серия Лаймана:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2, 3, 4, \dots).$$

В *инфракрасной области спектра* были также обнаружены:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4, 5, 6, \dots); \quad \text{серия Пашена}$$

$$\text{серия Брэкета} \quad \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{серия Пфунда} \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6, 7, 8, \dots);$$

$$\text{серия Хэмфри} \quad \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=7, 8, 9, \dots).$$

Все приведенные выше серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой обобщенной формулой Бальмера:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3)$$

где m имеет в каждой данной серии постоянное значение, $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (*определяет серию*), n принимает целочисленные значения начиная с $m+1$ (*определяет отдельные линии этой серии*).

* И. Ридберг (1854—1919) — шведский ученый, специалист в области спектроскопии.

Исследование более сложных спектров — спектров паров щелочных металлов (на пример, Li, Na, K) — показало, что они представляются набором незакономерно расположенных линий. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии.

Приведенные выше сериальные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Приведенный выше вид сериальных формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть который в рамках классической физики оказалось невозможным.

34. Постулаты Бора

Первая попытка построить качественно новую — квантовую — теорию атома была предпринята в 1913 г. датским физиком Нильсом Бором. Он поставил перед собой цель связать в единое целое эмпирические закономерности линейчатых спектров, ящерную модель атома Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения света. В основу своей теории Бор положил два постулата.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний): в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.

В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные квантованные значения момента импульса, удовлетворяющие условию

$$m_e v r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

(1)

где m_e — масса электрона, v — его скорость по n -й орбите радиуса r_n ,

$$\hbar = h/(2\pi).$$

Второй постулат Бора (правило частот): при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией

$$h\nu = E_n - E_m,$$

(2)

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний (E_n и E_m — соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения)). При $E_m < E_n$ происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т. е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близлежащую), при $E_m > E_n$ — его поглощение (переход атома в состояние с большей энергией, т. е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту). Набор возможных дискретных частот $\nu = (E_n - E_m)/h$ квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома.

35. Опыты Франка и Герца

Изучая методом задерживающего потенциала столкновения электронов с атомами газов (1913), Д. Франк и Г. Герц экспериментально доказали дискретность значений энергии атомов. Принципиальная схема их установки приведена на рис. 1.

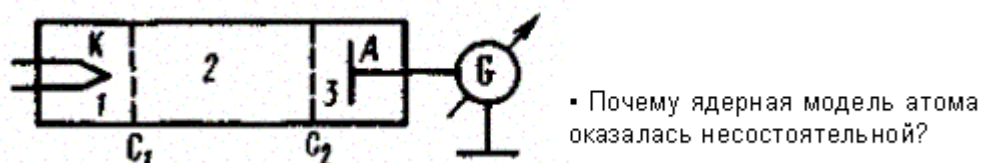


Рис. 1

Вакуумная трубка, заполненная парами ртути (давление приблизительно равно 13 Па), содержала катод (K), две сетки (C_1 и C_2) и анод (A). Электроны, эмиттируемые катодом, ускорялись разностью потенциалов, приложенной между катодом и сеткой C_1 . Между сеткой C_2 и анодом приложен небольшой (примерно 0,5 В) задерживающий потенциал.

Электроны, ускоренные в области 1, попадают в область 2 между сетками, где испытывают соударения с атомами паров ртути. Электроны, которые после соударений имеют достаточную энергию для преодоления задерживающего потенциала в области 3, достигают анода. При неупругих соударениях электронов с атомами ртути последние могут возбуждаться. Согласно воровской теории, каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя при этом в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию дискретно, определенными порциями, равными разности энергий соответствующих стационарных состояний атома.

Из опыта следует (рис. 2), что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток возрастает монотонно, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при 2·4,86 и 3·4,86 В.

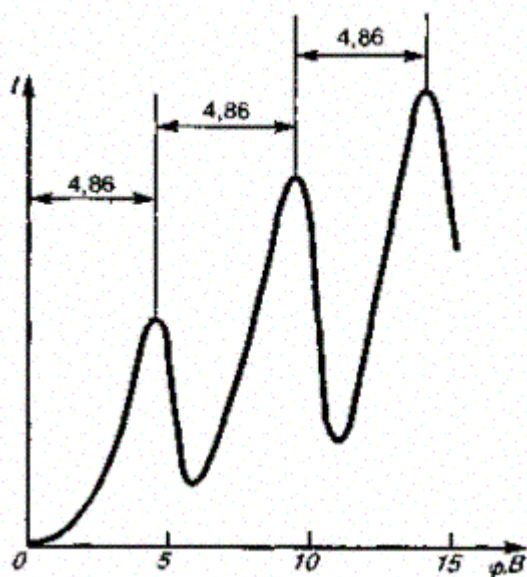


Рис. 2

- Почему из различных серий спектральных линий атома водорода первой была изучена серия Бальмера?
- Какой смысл имеют числа m и n в обобщенной формуле Бальмера?
- Чему равна частота излучения атома водорода, соответствующая коротковолновой границе серии Брэггетта?
- Разъясните смысл постулатов Бора. Как с их помощью объясняется линейчатый спектр атома?
- На каких участках кривой рис. 293 наблюдаются упругие и на каких — неупругие столкновения электронов с атомами?
- Какие основные выводы можно сделать на основании опытов Франка и Герца?

Ближайшим к основному, невозбужденному, состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее от основного по шкале энергий на 4,86 эВ. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 В, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $e\phi = 4,86$ эВ энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход одного из электронов атома из нормального энергетического состояния на возбужденный энергетический уровень. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящего поля и достигнуть анода. Этим и объясняется первое резкое падение анодного тока при $e\phi = 4,86$ эВ. При значениях энергии, кратных 4,86 эВ, электроны могут испытать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения, потеряв при этом полностью свою энергию, и не достигнуть анода, т. е. должно наблюдаться резкое падение анодного тока. Это действительно наблюдается на опыте (рис. 2).

Таким образом, опыты Франка и Герца показали, что электроны при столкновении с атомами ртути передают атомам только определенные порции энергии, причем 4,86 эВ — наименьшая возможная порция энергии (наименьший квант энергии), которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала экспериментальную проверку.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию ΔE , переходят в возбужденное состояние и должны возвратиться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, световой квант с частотой $\nu = \Delta E/h$. По известному значению $\Delta E = 4,86$ эВ можно вычислить длину волны излучения: $\lambda = hc/\Delta E \approx 255$ нм. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с $\lambda \approx 255$ нм. Опыт действительно обнаруживает одну ультрафиолетовую линию с $\lambda \approx 254$ нм. Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только первый, но и второй постулат Бора. Эти опыты сыграли огромное значение в развитии атомной физики.

36. Гипотеза Де-Бройля. Статистический смысл волн Де-Бройля

Французский ученый Луи де Бройль, осознавая существующую в природе симметрию и развивая представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света, выдвинул в 1923 г. гипотезу об *универсальности корпускулярно-волнового дуализма*. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами. Итак, согласно де Бройлю, с *каждым микрообъектом* связываются, с одной стороны, *корпускулярные* характеристики — энергия E и импульс p , а с другой — *волновые характеристики* — частота ν и длина волны λ . Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов:

$$E = h\nu, \quad p = h/\lambda. \quad (1)$$

Смелость гипотезы де Бройля заключалась именно в том, что соотношение (1) постулировалось не только для фотонов, но и для других микрочастиц, в частности для таких, которые обладают массой покоя. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля:

$$\lambda = h/p. \quad (2)$$

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом p .

Вскоре гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1927 г. американские физики К. Дэвиссон и Л. Джермер обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся от естественной дифракционной решетки — кристалла никеля, — дает отчетливую дифракционную картину. Дифракционные максимумы соответствовали формуле Вульфа — Брэггов (1), а брэгговская длина волны оказалась в точности равной длине волны, вычисленной по формуле (2). В дальнейшем формула де Бройля была подтверждена опытами П. С. Тартаковского и Г. Томсона, наблюдавших дифракционную картину при прохождении пучка быстрых электронов (энергия ≈ 50 кэВ) через металлическую фольгу (толщиной ≈ 1 мкм).

Так как дифракционная картина исследовалась для потока электронов, то необходимо было доказать, что волновые свойства присущи не только потоку большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности. Это удалось экспериментально подтвердить в 1948 г. российскому физiku В. А. Фабриканту. Он показал, что 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.

Впоследствии дифракционные явления обнаружили 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, рас считываемой по формуле де Бройля (2). Открытие волновых свойств микрочастиц привело к появлению и развитию новых методов исследования структуры веществ, таких, как электронография и нейтронография, а также к возникновению новой отрасли науки — электронной оптики.

Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц привело к выводу о том, что перед нами универсальное явление, общее свойство материи. Но тогда волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Почему же они не обнаружены экспериментально? Например, частице массой 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует волна де Бройля с $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-31}$ м. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области (периодических структур с периодом $d \approx 10^{-31}$ м не существует). Поэтому считается, что макроскопические тела проявляют только одну сторону своих свойств — корпускулярную — и не проявляют волновую.

Представление о двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества углубляется еще тем, что на частицы вещества переносится связь между полной энергией частицы ε и частотой ν волн де Бройля:

$$\varepsilon = h\nu.$$

(.3)

Это свидетельствует о том, что соотношение между энергией и частотой в формуле (3) имеет характер *универсального соотношения*, справедливого как для фотонов, так и для любых других микрочастиц. Справедливость же соотношения (3) вытекает из согласия с опытом тех теоретических результатов, которые получены с его помощью в квантовой механике, атомной и ядерной физике.

Экспериментальное подтверждение идеи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микро-объектам, диктуемая соотношением неопределенностей, а также противоречие целого ряда экспериментов с применяемыми в начале XX в. теориями привели к новому этапу развития квантовой теории — созданию квантовой механики, описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств. Ее создание и развитие охватывает период с 1900 г. до 20-х годов XX в.; оно связано прежде всего с работами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

На данном этапе развития возникли новые принципиальные проблемы, в частности проблема физической природы волн де Бройля. Для выяснения этой проблемы сравним дифракцию световых волн и микрочастиц. Дифракционная картина, наблюдаемая для световых волн, характеризуется тем, что в результате наложения дифрагирующих волн друг на друга в различных точках пространства происходит усиление или ослабление амплитуды колебаний. Согласно волновым представлениям о природе света, интенсивность дифракционной картины пропорциональна квадрату амплитуды световой волны. По представлениям фотонной теории, интенсивность определяется числом фотонов, попадающих в данную точку дифракционной картины. Следовательно, число фотонов в данной точке дифракционной картины задается квадратом амплитуды световой волны, в то время как для одного фотона квадрат амплитуды определяет вероятность попадания фотона в ту или иную точку.

Дифракционная картина, наблюдаемая для микрочастиц, также характеризуется неодинаковым распределением потоков микрочастиц, рассеянных или отраженных по различным направлениям, — в одних направлениях наблюдается большее число частиц, чем в других. Наличие максимумов в дифракционной картине с точки зрения волновой теории означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. С другой стороны, интенсивность волн де Бройля оказывается больше там, где имеется большее число частиц, т. е. интенсивность волн де Бройля в данной точке пространства определяет число частиц, попавших в

эту точку. Таким образом, дифракционная картина для микрочастиц является проявлением статистической (вероятностной) закономерности, согласно которой частицы попадают в те места, где интенсивность волн де Бройля наибольшая.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Можно ли волны де Бройля истолковывать как волны вероятности, т. е. считать, что вероятность обнаружить микрочастицу в различных точках пространства меняется по волновому закону? Такое толкование волн де Бройля уже неверно хотя бы потому, что тогда вероятность обнаружить частицу в некоторых точках пространства может быть отрицательна, что не имеет смысла.

Чтобы устранить эти трудности, немецкий физик М. Борн в 1926 г. предположил, что по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная амплитудой вероятности и обозначаемая $\Psi(x, y, z, t)$. Эту величину называют также волновой функцией (или Ψ -функцией). Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2$$

(1)

($|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$, Ψ^* — функция, комплексно сопряженная с Ψ). Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет статистический, вероятностный характер: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$.

37. Соотношение неопределенности

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества, для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные представления. По этому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Естественно, что необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики.

В классической механике всякая частица движется по определенной траектории, так что в любой момент времени точно фиксированы ее координата и импульс. Микрочастицы из-за наличия у них волновых свойств существенно отличаются от классических частиц. Одно из основных различий заключается в том, что нельзя говорить о движении микрочастицы по определенной траектории и неправомерно говорить об одновременных точных значениях ее координаты и импульса. Это следует из корпускулярно-волнового дуализма. Так, понятие «длина волны в данной точке» лишено физического смысла, а поскольку импульс выражается через длину волны, то отсюда следует, что микрочастица с определенным импульсом имеет полностью неопределенную координату. И наоборот, если микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты, то ее импульс является полностью неопределенным.

В. Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с волновыми свойствами ограничения в их поведении, пришел в 1927 г. к выводу, что объект микромира невозможно одновременно с любой наперед заданной точностью характеризовать и координатой и импульсом. Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга, микрочастица (микрообъект)

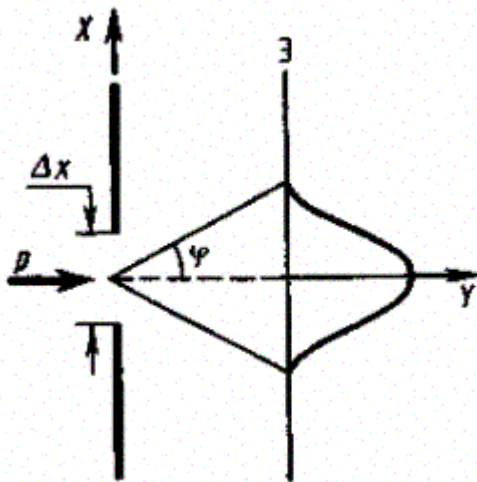
не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\Delta x \Delta p_x \geq h, \quad \Delta y \Delta p_y \geq h, \quad \Delta z \Delta p_z \geq h, \quad (1)$$

т. е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка h .

Из соотношения неопределенностей (1) 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. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременно с любой наперед заданной точностью измерить координату и импульс микрообъекта.

Поясним, что соотношение неопределенностей действительно вытекает из волновых свойств микрочастиц. Пусть поток электронов проходит через узкую щель шириной Δx , расположенную перпендикулярно направлению их движения (рис. 1). Так как электроны обладают волновыми свойствами, то при их прохождении через щель, размер которой сравним с длиной волны де Бройля λ электрона, наблюдается дифракция. Дифракционная картина, наблюдаемая на экране (Э), характеризуется главным максимумом, расположенным симметрично оси Y , и побочными максимумами по обе стороны от главного (их не рассматриваем, так как основная доля интенсивности приходится на главный максимум).



- Чему равны фазовая и групповая скорости фотона?
- В каком случае и почему при условиях $\frac{\Delta v_x}{v_x} \ll 1$ и $\frac{\Delta v_x}{v_x} \approx 1$ можно говорить о движении частицы по определенной траектории?
- Как исходя из соотношения неопределенностей объяснить наличие естественной ширины спектральных линий?

Рис. 1

До прохождения через щель электроны двигались вдоль оси Y , поэтому составляющая импульса $p_x = 0$, так что $\Delta p_x = 0$, а координата x частицы является совершенно неопределенной. В момент прохождения электронов через щель их положение в направлении оси X определяется с точностью до ширины щели, т.е. с точностью Δx . В этот же момент вследствие дифракции электроны отклоняются от первоначального направления и будут двигаться в пределах угла 2φ (φ — угол, соответствующий первому дифракционному минимуму). Следовательно, появляется неопределенность в значении составляющей импульса вдоль оси X , которая, как следует из рис. 1 и формулы (1), равна

$$\Delta p_x = p \sin \varphi = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi. \quad (2)$$

Для простоты ограничимся рассмотрением только тех электронов, которые попадают на экран в пределах главного максимума. Из теории дифракции известно, что первый минимум соответствует углу φ , удовлетворяющему условию

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda, \quad (3)$$

где Δx — ширина щели, а λ — длина волны де Бройля. Из формул (2) и (3) получим

$$\Delta x \Delta p_x = h,$$

где учтено, что для некоторой, хотя и незначительной, части электронов, попадающих за пределы главного максимума, величина $\Delta p_x \geq p \sin \varphi$. Следовательно, получаем выражение

$$\Delta x \Delta p_x \geq h,$$

т. е. соотношение неопределенностей (1).

Невозможность одновременно точно определить координату и соответствующую проекцию импульса не связана с несовершенством методов измерения или измерительных приборов, а является следствием специфики микрообъектов, отражающей особенности их объективных свойств, а именно двойственной корпускулярно-волновой природы. Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличия у нее волновых свойств. Так как в классической механике принимается, что измерение координаты и импульса может быть произведено с любой точностью, то *соотношение неопределенностей является, таким образом, квантовым ограничением применимости классической механики к микрообъектам.*

Соотношение неопределенностей, отражая специфику физики микрочастиц, позволяет оценить, например, в какой мере можно применять понятия классической механики к микрочастицам, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Известно, что движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Выразим соотношение неопределенностей (1) в виде

$$\Delta x \Delta v_x \geq h/m.$$

(4)

Из этого выражения следует, что чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости, следовательно, с тем большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории. Так, например, уже для пылинки массой 10^{-12} кг и линейными размерами 10^{-6} м, координата которой определена с точностью до 0,01 ее размеров ($\Delta x = 10^{-8}$ м), неопределенность скорости, по (4), $\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / (10^{-8} \cdot 10^{-12})$ м/с = $6,62 \cdot 10^{-14}$ м/с, т. е. не будет сказываться при всех скоростях, с которыми пылинка может двигаться. Таким образом, для

макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли; координата и скорость макротел могут быть одновременно измерены достаточно точно. Это означает, что для описания движения макротел с абсолютной достоверностью можно пользоваться законами классической механики.

Предположим, пучок электронов движется вдоль оси x со скоростью $v = 10^8$ м/с, определяемой с точностью до 0,01% ($\Delta v_x \approx 10^4$ м/с). Какова точность определения координаты электрона? По формуле (4),

$$\Delta x = \frac{h}{m\Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

т. е. положение электрона может быть определено с точностью до тысячных долей миллиметра. Такая точность достаточна, чтобы можно было говорить о движении электронов по определенной траектории, иными словами, описывать их движение законами классической механики.

Применим соотношение неопределенностей к электрону, движущемуся в атоме водорода. Допустим, что неопределенность координаты электрона $\Delta x \approx 10^{-10}$ м (по рядка размеров самого атома, т. е. можно считать, что электрон принадлежит данному атому). Тогда, согласно (4),

$\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / (9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}) = 7,27 \cdot 10^6$ м/с. Используя законы классической физики, можно показать, что при движении электрона вокруг ядра по круговой орбите радиуса $\approx 0,5 \cdot 10^{-10}$ м его скорость $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом, неопределенность скорости в несколько раз больше самой скорости. Очевидно, что в данном случае нельзя говорить о движении электрона в атоме по определенной траектории, иными словами, для описания движения электрона в атоме нельзя пользоваться законами классической физики.

В квантовой теории рассматривается также соотношение неопределенностей для энергии E и времени t , т. е. неопределенности этих величин удовлетворяют условию

$$\Delta E \Delta t \geq h. \quad (5)$$

Подчеркнем, что ΔE — неопределенность энергии некоторого состояния системы, Δt — промежуток времени, в течение которого оно существует. Следовательно, система, имеющая среднее время жизни Δt , не может быть охарактеризована определенным значением энергии; разброс энергии $\Delta E = h/\Delta t$ возрастает с уменьшением среднего времени жизни. Из выражения (5) следует, что частота излученного фотона также должна иметь неопределенность $\Delta \nu = \Delta E/h$, т. е. линии спектра должны характеризоваться частотой, равной $\nu \pm \Delta E/h$. Опыт действительно показывает, что все спектральные линии размыты; измеряя ~~ширину~~ спектральной линии, можно оценить порядок времени существования атома в возбужденном состоянии.

38. Квантовые числа.

Главное квантовое число n определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что *момент импульса* (механический орбитальный момент) *электрона квантуется*, т. е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

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

где l — орбитальное квантовое число, которое при заданном n принимает значения

$$l = 0, 1, \dots, (n-1), \quad (2)$$

т. е. всего n значений, и определяет момент импульса электрона в атоме.

Из решения уравнений Шредингера следует также, что вектор L_l момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{lx} на направление z внешнего магнитного поля принимает квантованные значения, кратные $\hbar$:

$$L_{lx} = \hbar m_l, \quad (3)$$

где m_l — магнитное квантовое число, которое при заданном l может принимать значения

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l, \quad (4)$$

т. е. всего $2l+1$ значений. Таким образом, магнитное квантовое число m_l определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2l+1$ ориентации.

Наличие квантового числа m_l должно привести в магнитном поле к расщеплению уровня с главным квантовым числом n на $2l+1$ подуровней. Соответственно в спектре атома должно наблюдаться расщепление спектральных линий. Действительно, расщепление энергетических уровней в магнитном поле было обнаружено П. Зееманом и получило название эффекта Зеемана. Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле, тоже доказанное экспериментально, называется эффектом Штарка*.

Хотя энергия электрона и зависит только от главного квантового числа n , но каждому собственному значению E_n (кроме E_1) соответствует несколько собственных функций Ψ_{nlm_l} , отличающихся значениями l и m_l . Следовательно, атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Так как при данном n орбитальное квантовое число l может изменяться от 0 до $n-1$, а каждому значению l соответствует $2l+1$ различных значений m_l , то число различных состояний, соответствующих данному n , равно

* И. Штарк (1874—1957) — немецкий физик.

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (5)$$

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

Для объяснения тонкой структуры спектральных линий, а также ряда других трудностей в атомной физике американские физики Д. Уленбек и С. Гаудсмит предположили, что электрон обладает собственным неуничтожимым моментом импульса, не связанным с движением электрона в пространстве, — спином.

Спин электрона (и всех других микрочастиц) — квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобное его заряду и массе.

Если электрону приписывается собственный механический момент импульса (спин) L_s , то ему соответствует собственный магнитный момент μ_{ms} . Согласно общим выводам квантовой механики, *спин квантуется по закону*

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

где s — спиновое квантовое число.

По аналогии с орбитальным моментом импульса, проекция L_a спина квантуется так, что вектор L , может принимать $2s + 1$ ориентации. Так как в опытах Штерна и Герлаха наблюдались только две ориентации, то $2s+1=2$, откуда $s = 1/2$. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантованной величиной, определяется выражением:

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

где m_s — магнитное спиновое квантовое число; оно может иметь только два значения:

$$m_s = \pm 1/2$$

Таким образом, опытные данные привели к необходимости характеризовать электроны (и микрочастицы вообще) добавочной внутренней степенью свободы. Поэтому для полного описания состояния электрона в атоме необходимо наряду с главным, орбитальным и магнитным квантовыми числами задавать еще магнитное спиновое квантовое число.

39. Принцип Паули. Распределение электронов по энергетическим уровням атома

Если тождественные частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая функция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона, входящих в одну систему, не могут находиться в одинаковых состояниях, так как для фермионов волновая функция должна быть антисимметричной. Обобщая опытные данные, В. Паули сформулировал принцип, согласно которому системы фермионов встречаются в природе только в состояниях, описываемых антисимметричными волновыми функциями (квантово-механическая формулировка принципа Паули).

Из этого положения вытекает более простая формулировка принципа Паули, которая и была введена им в квантовую теорию (1925) еще до построения квантовой механики: в системе одинаковых фермионов любые два из них не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии. Отметим, что число однотипных бозонов, находящихся в одном и том же состоянии, не лимитируется.

Напомним, что состояние электрона в атоме однозначно определяется набором четырех квантовых чисел:

главного n ($n = 1, 2, 3, \dots$),

орбитального l ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$),

магнитного m_l ($m_l = -l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l$),

магнитного спинового ($m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$).

Распределение электронов в атоме подчиняется принципу Паули, который может быть использован в его простейшей формулировке: в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел n, l, m_l и m_s , т. е.

$$Z(n, l, m_l, m_s) = 0 \text{ или } 1,$$

где $Z(n, l, m_l, m_s)$ — число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел: n, l, m_l, m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, что два электрона, связанные в одном и том же атоме, различаются значениями по крайней мере одного квантового числа.

Т.к. данному n соответствует n^2 различных состояний, отличающихся значениями l и m_l , а квантовое число m , может принимать лишь два значения ($\pm \frac{1}{2}$).

Поэтому максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых данным главным квантовым числом, равно

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

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называют электронной оболочкой. В каждой из оболочек электроны распределяются по подоболочкам, соответствующим данному l . Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n-1$, число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l+1)$. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам представлены в табл.

Таблица

Главное квантовое число n	1	2	3	4	5
Символ оболочки	K	L	M	N	O

Максимальное число электронов в оболочке	2	8		18			32				50				
Орбитальное квантовое число l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Символ подоболочки	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

40. Размер, состав атомного ядра

Э. Резерфорд, исследуя прохождение ос-частиц с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт через тонкие пленки золота, пришел к выводу о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов. Проанализировав эти опыты, Резерфорд также показал, что атомные ядра имеют размеры примерно $10^{-14} — 10^{-15}$ м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м).

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — протонов и нейтронов (протон-нейтронная модель ядра была предложена российским физиком Д. Д. Иваненко (р. 1904), а впоследствии развита В. Гейзенбергом).

Протон (p) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон (n) — нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839 m_e$. Протоны и нейтроны называются нуклонами (от лат. nucleus — ядро). Общее число нуклонов в атомном ядре называется массовым числом A .

Атомное ядро характеризуется зарядом Ze , где Z — зарядовое число ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Менделеева. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от $Z=1$ до $Z=107$.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: A_ZX , где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре).

Сейчас протонно-нейтронная модель ядра не вызывает сомнений. Рассматривалась также гипотеза о протонно-электронном строении ядра, но она не выдержала экспериментальной проверки. Так, если придерживаться этой гипотезы, то массовое число A должно представлять собой число протонов в ядре, а разность между массовым числом и числом электронов должна быть равна зарядовому числу. Эта модель согласовывалась со значениями изотопных масс и зарядов, но противоречила значениям спинов и магнитных моментов ядер, энергии связи ядра и т. д. Кроме того, она оказалась несовместимой с соотношением неопределенностей. В результате гипотеза о протонно-электронном строении ядра была отвергнута.

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа же электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят

химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т. е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутри атомного электрического поля.

Ядра с одинаковыми Z , но разными A (т. е. с разными числами нейтронов $N=A-Z$) называются изотопами, а ядра с одинаковыми A , но разными Z — изобарами. Например, водород ($Z=1$) имеет три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ — протий ($Z=1, N=0$), ${}^2_1\text{H}$ — дейтерий ($Z=1, N=1$), ${}^3_1\text{H}$ — тритий ($Z=1, N=2$), олово — десять, и т. д. В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для всех изотопов данного элемента. Примером ядер-изобар могут служить ядра ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{Be}$, ${}^{10}_6\text{C}$. В настоящее время известно более 2500 ядер, отличающихся либо Z , либо A , либо тем и другим.

Радиус ядра задается эмпирической формулой

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (1)$$

где $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Однако при употреблении этого понятия необходимо соблюдать осторожность (из-за его неоднозначности, например из-за размытости границы ядра). Из формулы (1) вытекает, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м³).

41. Зарядовое и массовое число

Как известно в настоящее время общепринятой является планетарная модель атома, по которой атом представляет собой ядро, обладающее положительным зарядом, вокруг которого на довольно большом по сравнению с размерами ядра расстоянии вращаются отрицательно заряженные электроны.

Исследования показали, что ядро атома — это не единое цельное образование, оно состоит из более мелких частиц. Когда-то полагали, что эти частицы — только положительно заряженные протоны. Однако, в первой половине XX века сначала теоретически, а потом и практически было открыто существование нейтронов, которые наряду с протонами входят в состав ядра.

При этом нейтроны не обладают электрическим зарядом, они нейтральны, а также нейтроны обладают немного большей массой, чем протоны. В большинстве случаев этой разницей пренебрегают и считают их массу примерно равной.

Итак, в состав атомного ядра входят протоны и нейтроны (История открытия протона и нейтрона). И те и другие называются нуклонами (от лат. *nucleus* — ядро). Таким образом, можно сказать, что ядра атомов состоят из нуклонов. Общее число нуклонов в ядре называется массовым числом и обозначается буквой A .

Массовое число, соответственно, характеризует массу атома. Так как масса протонов и нейтронов практически равна, поэтому приняли среднее значение массы нуклона, примерно равное 1 а.е.м. (атомной единице массы). A численно равно массе атома, выраженной в а.е.м.

Число протонов в ядре называют зарядовым числом и обозначают буквой Z . Массовое число и зарядовое число каждого химического элемента ставится перед буквенным обозначением элемента. То есть ядра любых элементов можно обозначить так: ${}_Z^AX$. Причем массовое число всегда ставят сверху, а зарядовое — снизу.

Например: ${}^{14}_7\text{N}$ – азот, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ – железо, ${}^{235}_{92}\text{U}$ – уран. Соответственно массовое число и масса ядра азота: $A = 14$, $m \approx 14$ а.е.м., железа: $A = 56$, $m \approx 56$ а.е.м., урана: $A = 235$, $m \approx 235$ а.е.м., зарядовое число азота: $Z = 7$, железа: $Z = 26$, урана: $Z = 92$.

Заряд любого протона равен одному зарядовому числу, а также одному элементарному электрическому заряду. Следовательно, зарядовое число Z , которое отображает количество протонов в ядре, численно равно положительному заряду ядра, который в данном случае выражен в элементарных зарядовых единицах.

Буквой N обозначают число нейтронов в ядре. Не следует путать число нейтронов с химическим символом азота, который тоже обозначается латинской буквой N , но без наклона. Число нейтронов не добавляют в обозначение химического элемента, однако его можно легко высчитать. Массовое число A – это общее число нуклонов ядра, поэтому $A = Z + N$. Следовательно, число нейтронов $N = A - Z$.

Следует отметить еще, что зарядовое число атома любого вещества всегда равно порядковому (атомному) номеру химического элемента данного вещества в периодической системе Менделеева.

42. Дефект массы ядра

Измерения масс ядер показывают, что масса ядра ($M_{\text{я}}$) всегда меньше суммы масс покоя слагающих его свободных нейтронов и протонов.

При делении ядра: масса ядра всегда меньше суммы масс покоя образовавшихся свободных частиц.

При синтезе ядра: масса образовавшегося ядра всегда меньше суммы масс покоя свободных частиц, его образовавших.

$$M_{\text{я}} < Zm_p + Nm_n$$

Дефект масс является мерой энергии связи атомного ядра.

Дефект масс равен разности между суммарной массой всех нуклонов ядра в свободном состоянии и массой ядра:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}$$

где $M_{\text{я}}$ – масса ядра, Z – число протонов в ядре

m_p – масса покоя свободного протона, N – число нейтронов в ядре,

m_n – масса покоя свободного нейтрона

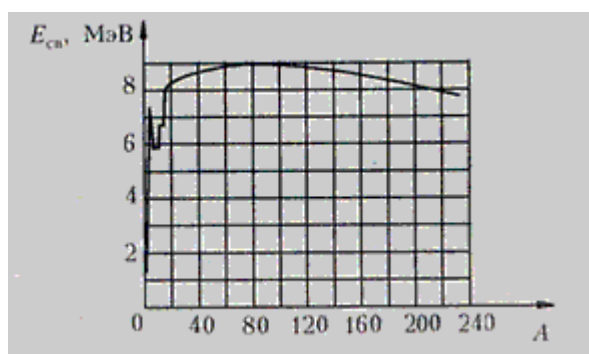
Уменьшение массы при образовании ядра означает, что при этом уменьшается энергия системы нуклонов.

43. Энергия связи ядра

Ядра атомов представляют собой сильно связанные системы из большого числа нуклонов. Для полного расщепления ядра на составные части и удаление их на большие расстояния друг от друга необходимо затратить определенную работу A . Энергией связи называют энергию, равную работе, которую надо совершить, чтобы расщепить ядро на свободные нуклоны.

$$E_{\text{св}} = -A$$

По закону сохранения энергия связи одновременно равна энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных свободных нуклонов. Удельная энергия связи - это энергия связи, приходящаяся на один нуклон.



Если не считать самых легких ядер, удельная энергия связи примерно постоянна и равна 8 МэВ/нуклон. Максимальную удельную энергию связи (8,6 МэВ/нуклон) имеют элементы с массовыми числами от 50 до 60. Ядра этих элементов наиболее устойчивы. По мере перегрузки ядер нейтронами удельная энергия связи убывает. Для элементов в конце таблицы Менделеева она равна 7,6 МэВ/нуклон (например для урана).

Для того, чтобы расщепить ядро надо затратить определенную энергию для преодоления ядерных сил. Для того, чтобы синтезировать ядро из отдельных частиц надо преодолеть кулоновские силы отталкивания (для этого надо затратить энергию, чтобы разогнать эти частицы до больших скоростей). То есть, чтобы провести расщепление ядра или синтез ядра надо затратить какую-то энергию. При синтезе ядра на малых расстояниях на нуклоны начинают действовать ядерные силы, которые побуждают их двигаться с ускорением.

Ускоренные нуклоны излучают гамма-кванты, которые и обладают энергией, равной энергии связи. На выходе реакции расщепления ядра или синтеза энергия выделяется.

Есть смысл проводить расщепление ядра или синтез ядра, если получаемая, т.е. выделенная энергия в результате расщепления или синтеза, будет больше, чем затраченная. Согласно графику, выигрыш в энергии можно получить или при делении (расщеплении) тяжелых ядер, или при слиянии легких ядер, что и делается на практике.

44. Ядерные силы. Основные свойства ядерных сил

Ядро атома состоит из нуклонов, которые подразделяются на протоны и нейтроны.



Символическое обозначение ядра атома:

A - число нуклонов, т.е. протонов + нейтронов (или атомная масса)

Z - число протонов (равно числу электронов)

N- число нейтронов (или атомный номер)

$$N = A - Z$$

Нуклоны притягиваются друг к другу ядерными силами, которые совершенно непохожи ни на гравитационные, ни на электростатические. Ядерные силы очень быстро спадают с расстоянием. Радиус их действия порядка 0,000 000 000 000 001 метра.

Для этой сверхмалой длины, характеризующей размеры атомных ядер, ввели специальное обозначение - 1 Фм (в честь итальянского физика Э. Ферми). Все ядра имеют размеры нескольких ферми. Радиус ядерных сил равен размеру нуклона, поэтому ядра - сгустки очень плотной материи. Возможно, самой плотной в земных условиях.

Ядерные силы - сильные взаимодействия. Они многократно превосходят кулоновскую силу (на одинаковом расстоянии). Короткодействие ограничивает действие ядерных сил. С ростом числа нуклонов ядра становятся неустойчивыми, и поэтому большинство тяжелых ядер радиоактивны, а совсем тяжелые вообще не могут существовать.

Конечное число элементов в природе - следствие короткодействия ядерных сил.

Итак, перечислим основные свойства ядерных сил:

- 1) ядерные силы являются силами притяжения;
- 2) ядерные силы являются короткодействующими — их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15} м.
- 3) ядерным силам свойственна зарядовая независимость. Отсюда следует, что ядерные силы имеют незлектрическую природу;
- 4) ядерным силам свойственно насыщение, т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов.
- 5) ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов.
- 6) ядерные силы не являются центральными

45. Радиоактивное излучение. Закон радиоактивного распада

Радиоактивное излучение это феномен, который подразумевает, что поток элементарных частиц производят ионизацию, проходя через энное вещество. Радиация всегда присутствовала на Земле, с самого момента формирования Земли как планета. Радиоактивное излучение может действовать на человеческий организм, так как изнутри, так и снаружи, попадая туда пищей. Испускание радиоактивного излучения называется радиоактивностью.

Первое открытие этого феномена было сделано в 1896 году химиком Беккерель А.. Далее этот феномен исследовали Пьер и Мария Кюри. Именно они определили, что кроме урана, радиоактивное излучение свойственно также таким элементам как: полоний, радий, актиний, торий и т.д. Разные элементы обладают разными степенями радиоактивности, или и вовсе не обладают ею.

Виды радиоактивного излучения: α -излучение, β -излучение, γ -излучение

α -излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощаются слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). α -излучение представляет собой поток ядер гелия; заряд α -частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия He. По отклонению α - частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/ma , 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 (поглощается слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α -частиц. β -излучение представляет собой поток быстрых электронов (это вытекает из определения их удельного заряда).

Поглощение потока электронов с одинаковыми скоростями в однородном веществе подчиняется экспоненциальному закону $N=N_0e^{-mx}$, где N_0 и N — число электронов на входе и выходе слоя вещества толщиной x , m — коэффициент поглощения. β -излучение сильно рассеивается в веществе, поэтому m зависит не только от вещества, но и от размеров и формы тел, на которые β -излучение падает.

γ -излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой свинца толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. γ -излучение 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).

Первые два вида радиоактивного излучения не предоставляют опасность для организма, если речь о внешнем излучении. В случае внутреннего излучения же, они чрезвычайно опасны. Гамма-излучение отрицательно влияет на организм тем, что влияет на него снаружи.

По происхождению, радиоактивность может быть естественной и искусственной. Особо эти два вида радиоактивности не отличаются, если не считать то, что в случае искусственного радиоактивного излучения изотопы, которые в ней участвуют, получены искусственным путем, посредством ядерных реакций.

Ионизирующее излучение осуществляется двумя способами: потоками частиц и короткими волнами. В зависимости от этого выделяются виды излучения:

А) электромагнитное излучение короткими волнами

- излучение гамма-лучами
- излучение рентгеновскими лучами.

В) излучение потоками частиц

- частицы альфа
- протоны
- частицы бета
- нейтроны

- тяжелые ионы (осколки деления ядер).

Особое свойство радиоактивного излучения заключается в том, что одно радиоактивное излучение тянет за собой другое, и характеристики излучения могут меняться со временем. Этот процесс носит название цепочка ядерных превращений.

Способы измерения радиоактивного излучения:

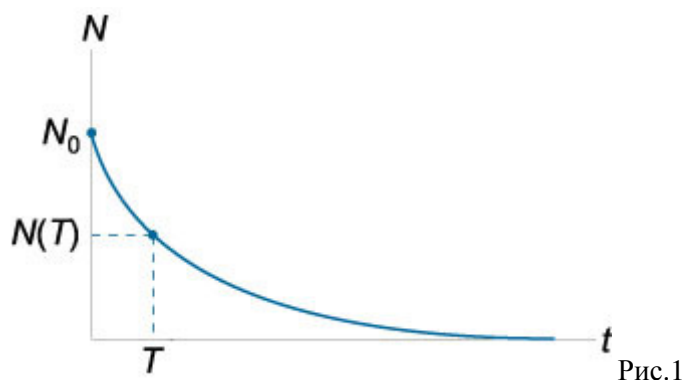
- счетчик Гейгера
- пропорциональный счетчик
- камера Вильсона
- сцинтилляторы
- пузырьковая камера.

Единицей измерения радиоактивного излучения является грэй Гр. Эта единица указывает, какое количество радиации было поглощено 1 Джоуль на 1 кг. Старинная единица измерения радиации является рад.

В природе существует большое число атомных ядер, которые могут спонтанно излучать элементарные частицы или ядерные фрагменты. Такое явление называется радиоактивным распадом. Этот эффект изучали на рубеже 19-20 веков Антуан Беккерель, Мария и Пьер Кюри, Фредерик Содди, Эрнест Резерфорд и другие ученые. В результате экспериментов, Ф.Содди и Э.Резерфорд вывели закон радиоактивного распада, который описывается дифференциальным уравнением

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

где N – количество радиоактивного материала, λ – положительная константа, зависящая от радиоактивного вещества. Знак минус в правой части означает, что количество радиоактивного материала $N(t)$ со временем уменьшается (рисунок 1).



Данное уравнение легко решить, и решение имеет вид:

$$N(t) = Ce^{-\lambda t}.$$

Чтобы определить постоянную C , необходимо указать начальное значение. Если в момент $t = 0$ количество вещества было N_0 , то закон радиоактивного распада записывается в виде:

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



Рис.2

Далее мы введем две полезных величины, вытекающие из данного закона.

Периодом полураспада T радиоактивного материала называется время, необходимое для распада половины первоначального количества вещества. Следовательно, в момент T :

$$N(T) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}.$$

Отсюда получаем формулу для периода полураспада:

$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}, \quad \Rightarrow \quad -\lambda T = \ln \frac{1}{2} = -\ln 2, \quad \Rightarrow \quad T = \frac{1}{\lambda} \ln 2.$$

Среднее время жизни τ радиоактивного атома определяется выражением $\tau = \frac{1}{\lambda}$.

Видно, что период полураспада T и среднее время жизни τ связаны между собой по формуле:
 $T = \tau \ln 2 \approx 0.693 \tau$

Эти два параметра широко варьируются для различных радиоактивных материалов. Например, период полураспада полония-212 меньше 1 микросекунды, а период полураспада тория-232 превышает миллиард лет! Большой спектр изотопов с различными периодами полураспада был выброшен из атомных реакторов и охлаждающих бассейнов при авариях в Чернобыле и Фукусиме (рисунок 2).

Активность A - среднее количество ядер распадающихся в единицу времени $A(t) = \lambda N(t)$.

Активность измеряется в кюри (Ки) и беккерелях (Бк)

1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$ распадов/с,

1 Бк = 1 распад/с.

46. Свойства α -излучения

Радиоактивность — это природное явление когда происходит самопроизвольный распад ядер атомов, при котором возникают излучения. Эти излучения имеют большую энергию и

способны ионизировать в той или иной степени любое вещество, например: воздух; воду; металлы; строительные материалы; человеческий организм и т. д. Ионизация вещества всегда сопровождается изменением его основных физико-химических свойств, а для биологической ткани, например, организма человека — нарушением ее жизнедеятельности, что в конечном итоге может привести к тяжелым заболеваниям или даже вызвать гибель организма. Ионизирующая способность радиоактивного излучения зависит от его типа и энергии, а также свойства ионизирующего вещества и оценивается удельной ионизацией, которая измеряется количеством ионов этого вещества, создаваемых излучением на расстоянии в 1 см.

Поражение человека радиоактивными излучениями возможно от источников как искусственного, так и естественного происхождения.

Альфа-излучение представляет собой поток альфа-частиц, распространяющихся с начальной скоростью около 20 тыс. км/с. Их ионизирующая способность огромна, а так как на каждый акт ионизации тратится определенная энергия, то их проникающая способность незначительна (длина пробега в воздухе составляет 3—11 см, а в жидких и твердых средах — сотые доли миллиметра).

Защита организма от радиоактивного альфа-излучения

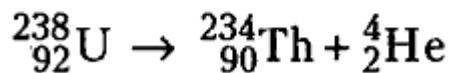
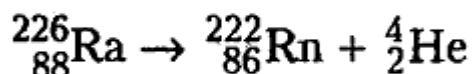
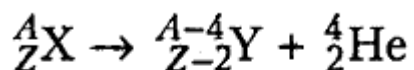
Полностью задерживается листом плотной бумаги.

Не менее надежной защитой от альфа-частиц является одежда человека.

Поскольку альфа-излучение имеет наибольшую ионизирующую, но наименьшую проникающую способность, внешнее облучение альфа-частицами практически безвредно, но попадание их внутрь организма весьма опасно.

Явление радиоактивности сопровождается превращением ядра одного химического элемента в ядро другого химического элемента, а также выделением энергии, которая "уносится" с альфа-бета- и гамма-излучениями. Все радиоактивные элементы подвержены радиоактивным превращениям. В некоторых случаях у радиоактивного элемента наблюдается альфа- и бета-излучения одновременно. Чаще химическому элементу присуще или альфа-излучение, или бета-излучение. Альфа- или бета-излучения часто сопровождаются гамма-излучением. Испускание радиоактивных частиц называется радиоактивным распадом. Различают альфа-распад (с испусканием альфа-частиц), бета-распад (с испусканием бета-частиц), термина "гамма-распад" не существует. Альфа- и бета-распады — это естественные радиоактивные превращения.

Альфа-частицы испускаются только тяжелыми ядрами, т.е. содержащими большое число протонов и нейтронов. Прочность тяжелых ядер мала. Для того, чтобы покинуть ядро, нуклон должен преодолеть ядерные силы, а для этого он должен обладать достаточной энергией. При объединении двух протонов и двух нейтронов в альфа-частицу ядерные силы в подобном сочетании (между нуклонами частицы) являются наиболее крепкими, а связи с другими нуклонами слабее, поэтому альфа-частица способна "выйти" из ядра. Вылетевшая альфа-частица уносит положительный заряд в 2 единицы и массу в 4 единицы. В результате альфа-распада радиоактивный элемент превращается в другой элемент, порядковый номер которого на 2 единицы, а массовое число на 4 единицы, меньше.



То ядро, которое распадается, называют материнским, а образовавшееся дочерним.

Дочернее ядро оказывается обычно тоже радиоактивным и через некоторое время распадается. Процесс радиоактивного распада происходит до тех пор, пока не появится стабильное ядро, чаще всего ядро свинца или висмута.

47. β -излучение

Бета-излучение — поток бета-частиц, которые в зависимости от энергии излучения могут распространяться со скоростью, близкой к скорости света (300 тыс. км/с). Заряд бета-частиц меньше, а скорость больше, чем у альфа-частиц, поэтому они имеют меньшую ионизирующую, но большую проникающую способность. Длина пробега бета-частиц с высокой энергией составляет в воздухе до 20 м, воде и живых тканях — до 3 см, металле — до 1 см.

Защита организма от радиоактивного бета-излучения

Бета-частицы почти полностью поглощают оконные или автомобильные стекла и металлические экраны толщиной в несколько миллиметров.

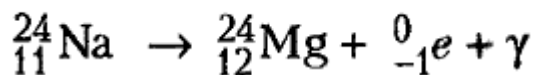
Одежда поглощает до 50 % бета-частиц.

При внешнем облучении организма на глубину около 1 мм проникает 20—25 % бета-частиц, поэтому внешнее бета-облучение представляет серьезную опасность лишь при попадании радиоактивных веществ непосредственно на кожу (особенно на глаза) или же внутрь организма.

Явление бета-распада состоит в том, что ядра некоторых элементов самопроизвольно испускают электроны и элементарную частицу очень малой массы - антинейтрино.

Так как электронов в ядрах нет, то появление бета-лучей из ядра атома можно объяснить способностью нейтронов ядра распадаться на протон, электрон и антинейтрино. Появившийся протон переходит во вновь образующееся ядро. Электрон, вылетающий из ядра, и является частицей бета-излучения.

Такой процесс распада нейтронов характерен для ядер с большим количеством нейтронов.



у γ -кванта нет m , нет q

В результате бета-распада образуется новое ядро с таким же массовым числом, но с большим на единицу зарядом.

48. γ -излучение

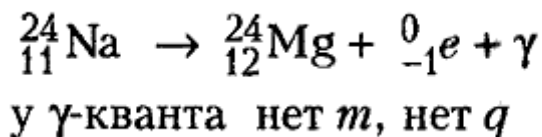
Гамма-излучение — это электромагнитное излучение, испускаемое ядрами атомов при радиоактивных превращениях. Оно, как правило, сопровождает бета-распад, реже альфа-распад. По своей природе гамма-излучение представляет собой электромагнитное поле с длиной волны менее 2×10^{-8} см. Оно испускается отдельными порциями (квантами) и распространяется со скоростью света. Ионизирующая способность его значительно меньше, чем у бета-частиц и тем более у альфа-частиц. Зато гамма-излучение имеет наибольшую проникающую способность и в воздухе может распространяться на сотни метров. Из-за наибольшей проникающей способности гамма-излучение является важнейшим фактором поражающего действия радиоактивных излучений при внешнем облучении.

Защита организма от радиоактивного гамма-излучения

Для ослабления его энергии в два раза необходим слой вещества (слой половинного ослабления) толщиной: Воды — 23 см; Стали — около 3 см; бетона — 10 см; дерева — 30 см.

Хорошей защитой от гамма-излучений являются тяжелые металлы, например свинец.

В процессе радиоактивного излучения ядра атомов могут испускать гамма-кванты. Испускание гамма-квантов не сопровождается распадом ядра атома. Гамма излучение зачастую сопровождает явления альфа- или бета-распада. При альфа- и бета-распаде новое возникшее ядро первоначально находится в возбужденном состоянии и, когда оно переходит в нормальное состояние, то испускает гамма-кванты (в оптическом или рентгеновском диапазоне волн)



Так как радиоактивное излучение состоит из альфа-частиц, бета-частиц и гамма-квантов (т.е. ядер атома гелия, электронов и гамма-квантов), то явление радиоактивности сопровождается потерей массы и энергии ядра, атома и вещества в целом.

Доказательством того, что радиоактивное излучение несет энергию, является опыт, показывающий, что при поглощении радиоактивного излучения вещество нагревается.

49. Ядерные реакции

Ядерная реакция – это процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, сопровождающийся изменением состава и структуры ядра и выделением вторичных частиц или γ -квантов.

Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:



где X и Y — исходное и конечное ядра, a и b — бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

В результате ядерных реакций могут образовываться новые радиоактивные изотопы, которых нет на Земле в естественных условиях. Первая ядерная реакция была осуществлена Э. Резерфордом в 1919 году в опытах по обнаружению протонов в продуктах распада ядер. Резерфорд бомбардировал атомы азота α -частицами. При соударении частиц происходила ядерная реакция, протекавшая по следующей схеме:



При ядерных реакциях выполняется несколько законов сохранения: импульса, энергии, момента импульса, заряда. В дополнение к этим классическим законам при ядерных реакциях выполняется закон сохранения так называемого барионного заряда (т. е. числа нуклонов – протонов и нейтронов).

Ядерные реакции могут протекать с выделением и поглощением энергии. Изменение энергии, которым сопровождается ядерная реакция, может в 10^6 раз и более превышать энергию, выделяющуюся или поглощающуюся при химических реакциях. Поэтому при ядерной реакции становится заметным изменение масс взаимодействующих ядер: выделяемая или поглощаемая энергия равна разности сумм масс частиц до и после ядерной реакции. Возможность выделения огромных количеств энергии при осуществлении ядерных реакций лежит в основе ядерной энергетики.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют эффективным сечением. С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают свое эффективное сечение: эффективное сечение рассеяния определяет процессы рассеяния, эффективное сечение поглощения — процессы поглощения. Эффективное сечение ядерной реакции

$$\sigma = \frac{dN}{nNdx},$$

где N — число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объема n ядер, dN — число этих частиц, вступающих в ядерную реакцию в слое толщиной dx . Эффективное сечение σ имеет размерность площади и характеризует вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдет реакция. Единица эффективного сечения ядерных процессов — барн ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

Важную роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936) о том, что ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме:



Первая стадия — это захват ядром X частицы a , приблизившейся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$), и образование промежуточного ядра C , называемого составным (или компаунд-ядром). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбужденном состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон — ядро тяжелого изотопа водорода — дейтерия, содержащее один протон и один

нейтрон) или α -частица может получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате возможна вторая стадия ядерной реакции — распад составного ядра на ядро Y и частицу b .

В ядерной физике вводится характерное ядерное время — время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины, равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15}$ м). Так, для частицы с энергией 1 МэВ (что соответствует ее скорости $v \approx 10^7$ м/с) характерное ядерное время $\tau = 10^{-15}$ м/ 10^7 м/с = 10^{-22} с. С другой стороны, доказано, что время жизни составного ядра равно 10^{-16} — 10^{-12} с, т.е. составляет (10^6 — 10^{10}) т. Это же означает, что за время жизни составного ядра может произойти очень много столкновений нуклонов между собой, т.е. перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро живет настолько долго, что полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Поэтому характер распада составного ядра (испускание им частицы b) — вторая стадия ядерной реакции — не зависит от способа образования составного ядра — первой стадии.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($b = a$), то схема (262.1) описывает рассеяние частицы: упругое — при $E_b = E_a$, неупругое — при $E_b \neq E_a$. Если же испущенная частица не тождественна с захваченной ($b \neq a$), то имеем дело с ядерной реакцией в прямом смысле слова.

Некоторые реакции протекают без образования составного ядра, они называются прямыми ядерными взаимодействиями (например, реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

1) *по роду участвующих в них частиц* — реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например, протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов;

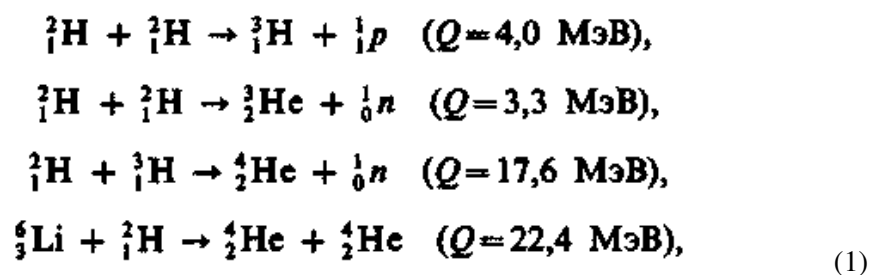
2) *по энергии вызывающих их частиц* — реакции при малых энергиях (порядка электрон-вольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (до нескольких мегаэлектрон-вольт), происходящие с участием γ -квантов и заряженных частиц (протоны, α -частицы); реакции при высоких энергиях (сотни и тысячи мегаэлектрон-вольт), приводящие к рождению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющие большое значение для их изучения;

3) *по роду участвующих в них ядер* — реакции на легких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжелых ядрах ($A > 100$);

4) *по характеру происходящих ядерных превращений* — реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ -квантов).

50. Термоядерные реакции

Источником огромной энергии может служить реакция синтеза атомных ядер — образование из легких ядер более тяжелых. Удельная энергия связи ядер резко увеличивается при переходе от ядер тяжелого водорода (дейтерия ${}^2_1\text{H}$ и трития ${}^3_1\text{H}$) к литию ${}^6_3\text{Li}$ и особенно к гелию ${}^4_2\text{He}$, т.е. реакции синтеза легких ядер в более тяжелые должны сопровождаться выделением большого количества энергии, что действительно подтверждается расчетами. В качестве примеров рассмотрим реакции синтеза:



где Q — энергосвободное.

Реакции синтеза атомных ядер обладают той особенностью, что в них энергия, выделяемая на один нуклон, значительно больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер. В самом деле, если при делении ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ выделяется энергия примерно 200 МэВ, что составляет на один нуклон примерно 0,84 МэВ, то в реакции (1) эта величина равна $17,6/5 \text{ МэВ} \approx 3,5 \text{ МэВ}$.

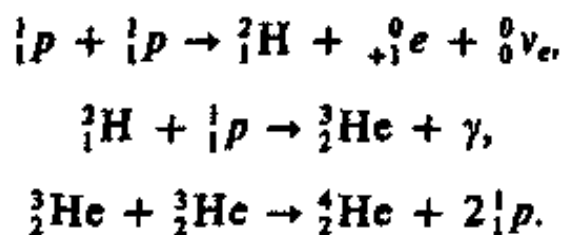
Оценим на примере реакции синтеза ядер дейтерия ${}^2_1\text{H}$ температуру ее протекания. Для соединения ядер дейтерия их надо сблизить до расстояния $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, равного радиусу действия ядерных сил, преодолевая при этом потенциальную энергию отталкивания $e^2/(4\pi\epsilon_0 r) \approx 0,7 \text{ МэВ}$. Так как на долю каждого сталкивающегося ядра приходится половина указанной энергии, то средней энергии теплового движения, равной 0,35 МэВ, соответствует температура, приблизительно равная $2,6 \cdot 10^9 \text{ К}$. Следовательно, реакция синтеза ядер дейтерия может происходить лишь при температуре, на два порядка превышающей температуру центральных областей Солнца (примерно $1,3 \cdot 10^7 \text{ К}$).

Однако оказывается, что для протекания реакции синтеза атомных ядер достаточно температуры порядка 10^7 К . Это связано с двумя факторами: 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.

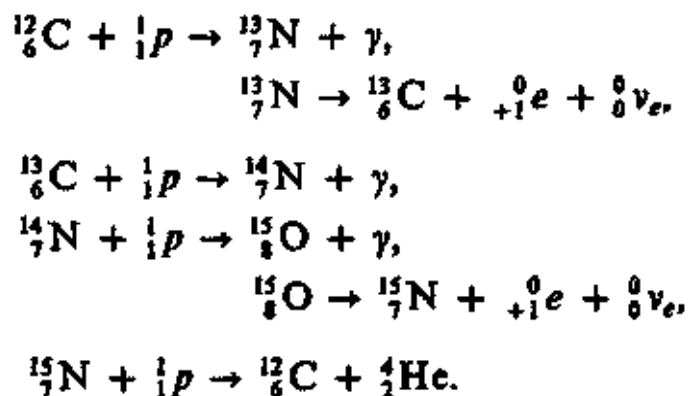
Реакции синтеза легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при сверх высоких температурах (примерно 10^7 К и выше), называются термоядерными реакциями.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, одним из источников энергии Солнца и звезд. В принципе высказаны два предположения, о возможных способах протекания термоядерных реакций на Солнце:

1) протонно-протонный, или водородный, цикл, характерный для температур (примерно 10^7 К):



2) углеродно-азотный, или углеродный, цикл, характерный для более высоких температур (примерно $2 \cdot 10^7 \text{ К}$):



В результате этого цикла четыре протона превращаются в ядро гелия и выделяется энергия, равная 26,7 МэВ. Ядра же углерода, число которых остается неизменным, участвуют в реакции в роли катализатора.

Термоядерные реакции дают наибольший выход энергии на единицу массы «горючего», чем любые другие превращения, в том числе и деление тяжелых ядер. Например, количество дейтерия в стакане простой воды энергетически эквивалентно примерно 60 л бензина. Поэтому заманчива перспектива осуществления термоядерных реакций искусственным путем.

Впервые искусственная термоядерная реакция осуществлена в нашей стране (1953), а затем (через полгода) в США в виде взрыва водородной (термоядерной) бомбы, являющегося неуправляемой реакцией. Взрывчатым веществом служила смесь дейтерия и трития, а запалом — «обычная» атомная бомба, при взрыве которой возникает необходимая для протекания термоядерной реакции температура.

Особый интерес представляет осуществление управляемой термоядерной реакции, для обеспечения которой необходимо создание и поддержание в ограниченном объеме температуры порядка 10^8 К. Так как при данной температуре термоядерное рабочее вещество представляет собой полностью ионизованную плазму, возникает проблема ее эффективной термоизоляции от стенок рабочего объема. На данном этапе развития считается, что основной путь в этом направлении — это удержание плазмы в ограниченном объеме сильными магнитными полями специальной формы.

Начало широкого международного сотрудничества в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза положено работами И. В. Курчатова.

Под руководством Л. А. Арцимовича коллектив ученых Института атомной энергии (ИАЭ) им. И. В. Курчатова осуществил широкий круг исследований, результатом которых явился пуск летом 1975 г. в ИАЭ крупнейшей в мире термоядерной установки «Токамак-10» (Т-10).

Управляемый термоядерный синтез открывает человечеству доступ к неисчерпаемой «кладовой» ядерной энергии, заключенной в легких элементах.