



**Некоммерческое
акционерное
общество**

**АЛМАТИНСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ЭНЕРГЕТИКИ И
СВЯЗИ**

Кафедра физики

ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Конспект лекций

для студентов специальности 5В070300 – Информационные системы

Алматы 2015

СОСТАВИТЕЛИ: Калшабеков А.С., Байпакбаев Т.С. Основы геометрической и волновой оптики. Конспект лекций для студентов специальности 5В070400 – Вычислительная техника и программное обеспечение. – Алматы: АУЭС, 2015. – с.

Излагается краткое содержание лекций по дисциплине «Основы геометрической и волновой оптики» для студентов специальности 5В070300 - Информационные системы. Приведены цели изучения, определяющие уровень усвоения определенного учебного материала.

Конспект лекций «Основы геометрической волновой оптики» представляет собой ещё один элемент системы методического обеспечения учебного процесса по дисциплине и может быть использован в качестве раздаточного материала на лекционных занятиях, а также в СРС над теоретическим материалом при подготовке к практическим, лабораторным занятиям и экзамену. Рекомендуется студентам и молодым преподавателям.
Ил. 26., библиограф.5

Рецензент

Печатается по плану издания некоммерческого акционерного общества «Алматинский университет энергетики и связи» на 2015 г.

© НАО «Алматинский университета энергетики и связи», 2015 г.

Содержание

Лекция 1. Свет как электромагнитная волна. Световая волна. Уравнение электромагнитной волны. Энергия электромагнитных волн.

Лекция 2. Фотометрия. Световой поток. Фотометрические величины и единицы: освещенность, сила света, светимость, яркость.

Лекция 3. Геометрическая оптика. Основные положения геометрической оптики. Центрированная оптическая система. Линзы. Формула тонкой линзы. Построение изображения на линзах.

Лекция 4. Интерференция света. Интерференция световых волн. Условия когерентности и монохроматичности световых волн. Интерференция света в тонких пленках. Кольца Ньютона.

Лекция 5. Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля. Зоны Френеля. Дифракция Фраунгофера на щели. Дифракционная решетка. Дифракция рентгеновских лучей.

Лекция 6. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Поляризация при отражении и преломлении на границе двух сред. Закон Брюстера. Двойное лучепреломление. Эффект Керра. Вращение плоскости поляризации. Эффект Фарадея.

Лекция 7. Дисперсия света. Взаимодействие электромагнитных волн с веществом. Классическая электронная теория дисперсии света. Закон Бугера-Ламберта. Излучение Вавилова-Черенкова.

Лекция 8. Элементы квантовой оптики. Квантовая природа излучения. Тепловое излучение и законы теплового излучения абсолютно черного тела. Законы Кирхгофа, Стефана-Больцмана и Вина.

Лекция 9. Волновое и квантовое представление света. Квантовая гипотеза Планка. Формула Релея-Джинса. Ультрафиолетовая катастрофа. Оптическая пирометрия.

Лекция 10. Фотоэлектрические явления. Внешний и внутренний фотоэлектрический эффект. Формула Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Применение фотоэффекта. Опыты Столетова. Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом.

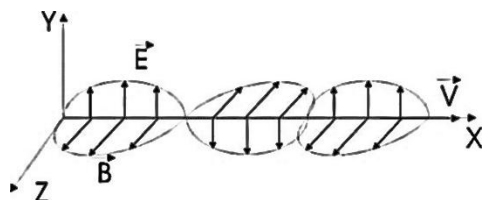
Лекция 11. Волновые свойства микрочастиц. Масса, импульс и энергия фотона. Гипотеза де Бройля. Эффект Комптона. Давление света. Корпускулярно-волновая двойственность свойств света.

Список литературы

Лекция 1. Свет как электромагнитная волна. Световая волна. Уравнение электромагнитной волны. Энергия электромагнитных волн.

1.1 Свет как электромагнитная волна.

Цель лекции: изучение основных свойств электромагнитных волн. Уравнение электромагнитных волн. Энергия электромагнитных волн.



В теории Максвелла свет рассматривался как электромагнитная волна. Векторы \vec{E} и \vec{B} колеблются в одинаковых фазах.

Рис 1.1

Волновое уравнение:

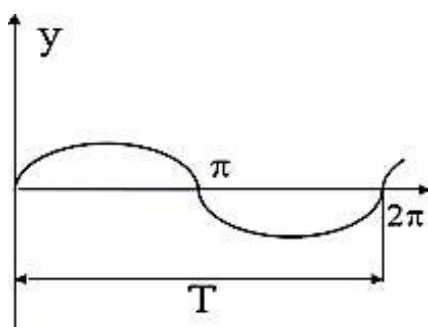
$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon\mu} * \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon\mu} * \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}. \quad (1.1)$$

Скорость волны:

$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.2)$$

Решения этих уравнений:

$$y = A * \sin \frac{2\pi}{T} (t - \frac{x}{V}). \quad (1.3)$$



Волна распространяется вдоль оси со скоростью \vec{V} . A – амплитуда, T – период ($\frac{2\pi}{T} = \omega$),

$t \frac{2\pi}{T} (t - \frac{x}{V})$ – фаза

или

$$y = A * \sin(\omega t - kx) \quad (1.4)$$

Где $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число,

$$\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{T} * \frac{x}{V} = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x = \omega t - kx \quad (1.5)$$

Рис 1.2

$\lambda = VT$ – путь, пройденный волной за время T .

1.2 Уравнения электромагнитных волн

Известно, что электрические заряды создают в пространстве электрические поля. Если заряды находятся в движении, то эти поля меняются во времени; кроме того, движущиеся заряды создают магнитные поля. Если движения зарядов являются колебательными, то и создаваемые зарядами поля также колеблются во времени и в пространстве, причем эти возмущения полей распространяются с конечной скоростью (скоростью света), то есть происходит распространение электромагнитных волн. Колебания зарядов в природе в большинстве случаев являются гармоническими, то есть синусоидальными, или близкими к синусоидальным. Волны, возникнув, существуют уже независимо от своего источника; даже если он исчезнет, созданная им волна продолжит свой путь в пространстве. Поэтому волновое уравнение описывает только волну, но никак не её источник. Поступим также с электромагнитными волнами. Напишем основные уравнения электродинамики - уравнения Максвелла для области пространства, занятой волнами, где нет никаких источников - зарядов и токов. Иными словами, уберём из этих уравнений все заряды и токи. Для однородной и изотропной среды, не обладающей ферромагнитными и сегнетоэлектрическими свойствами (такая среда называется линейной, поскольку выполняется линейная связь между напряженностью и индукцией электрического и магнитного полей соответственно), получим:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{d\vec{H}}{dt}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt}, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0. \quad (1.6)$$

Эти уравнения приводятся к виду:

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2}, \quad \Delta \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 \frac{d^2 \vec{H}}{dt^2}. \quad (1.7)$$

А это есть ни что иное, как волновые уравнения для векторов напряженности электрического и магнитного полей. Мы знаем, что коэффициент в правой части уравнений есть обратный квадрат фазовой скорости волны; отсюда сразу находим эту скорость:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}. \quad (1.8)$$

В вакууме $\varepsilon = \mu = 1$, откуда получаем результат, весьма озадачивший современников Максвелла: скорость распространения электромагнитных волн в вакууме есть константа, не зависящая от системы отсчета (уравнения Максвелла, как известно, не инвариантны к преобразованиям Галилея):

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \quad (1.9)$$

Общее решение волнового уравнения нам известно. Частный случай этого решения - синусоидальные волны. Особенность электромагнитных волн в том, что решения для E и H дают одну волну с двумя составляющими; кроме того, колеблющиеся величины - векторные.

1.3 Энергия электромагнитных волн. Вектор Умова – Пойнтинга

Возможность обнаружения электромагнитных волн указывает на то, что они переносят энергию. Объемная плотность w энергии электромагнитной волны складывается из объемных плотностей $w_{эл}$ и $w_{м}$:

$$w = w_{эл} + w_{м} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2} \quad (1.10)$$

Учитывая выражение, получим, что плотности энергии электрического и магнитного полей в каждый момент времени одинаковы, т. е. $w_{эл} = w_{м}$. Поэтому

$$w = 2w_{эл} = 2w_{м} = \varepsilon \varepsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2 = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} * \sqrt{\mu \mu_0} * EH \quad (1.11)$$

Умножив плотность энергии w на скорость v распространения волны в среде, получим модуль плотности потока энергии:

$$S = w * v = E * H. \quad (1.12)$$

Так как векторы E и H взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то направление вектора $[EH]$ совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен EH . Вектор плотности потока электромагнитной энергии называется вектором Умова — Пойнтинга: $S=[EH]$. Вектор S направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

Лекция 2. Фотометрия. Световой поток. Фотометрические величины и единицы: освещенность, сила света, светимость, яркость.

Цель лекции: изучение явления фотометрии. Основные понятия фотометрии. Теория фотометрического метода.

2.1 Фотометрия

Понятие о фотометрии. Фотометрией называется раздел оптики, в котором рассматриваются изменения энергии, которую переносят электромагнитные световые волны. Обычно в фотометрии рассматриваются действия на глаз и другие оптические приборы электромагнитных волн видимого оптического диапазона. Для характеристики этого действия вводятся следующие основные физические величины, характеризующие свет сточки зрения переносимой им энергии: световой поток, сила света, освещенность.

Фотометрические величины. Поток световой энергии измеряется в люменах. 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 1012 Гц ($\lambda = 555$ нм), энергетическая сила светового излучения которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср. Протяженный источник света или освещенный предмет характеризуется фотометрической яркостью. Ес-

ли сила света, испускаемого 1 м² такой поверхности в данном направлении, равна 1 кд, то ее яркость в этом направлении равна 1 кд/м².

2.2 Световой поток

Световой поток — физическая величина, характеризующая количество «световой» мощности в соответствующем потоке излучения, где под световой мощностью понимается световая энергия, переносимая излучением через некоторую поверхность за единицу времени. В свою очередь величина «поток излучения» определяется как мощность, переносимая излучением через какую-либо поверхность. Обозначение: Φ_v

Единица измерения в Международной системе единиц (СИ): люмен. Если имеется монохроматическое излучение с длиной волны λ , поток излучения которого равен $\Phi_e(\lambda)$, то в соответствии с определением световой поток такого излучения $\Phi_v(\lambda)$ выражается равенством:

$$\Phi_v(\lambda) = K_m * V(\lambda) * \Phi_e(\lambda). \quad (2.1)$$

где $V(\lambda)$ — спектральная световая эффективность монохроматического излучения, имеющая смысл нормированной в максимуме на единицу чувствительности человеческого глаза при дневном зрении, а K_m — коэффициент, величина которого определяется используемой системой единиц. В системе СИ этот коэффициент равен 683 лм/Вт. Световой поток излучения с дискретным (линейчатым) спектром получается суммированием вкладов всех линий, составляющих спектр излучения:

$$\Phi_v(\lambda) = K_m \sum_{i=1}^N V(\lambda_i) * \Phi_e(\lambda_i) \quad (2.2)$$

где λ_i — длина волны линии с номером «i», а N — общее количество линий.

Выражение для светового потока всего рассматриваемого излучения:

$$\Phi_v = K_m * \int_{380\text{ нм}}^{780\text{ нм}} V(\lambda) d\Phi_e(\lambda) \quad (2.3)$$

где $\Phi_{\text{полн}}$ есть *полный световой поток* источника света, то есть мощность излучения, создаваемая источником по всем направлениям, - энергия света, которая за единицу времени переносится сквозь произвольную замкнутую поверхность, охватывающую источник света. Если источник света не точечный, а протяженный, то сила света I малого участка S его поверхности в данном направлении:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega} \quad (2.4)$$

где Φ - световой поток, который создает участок S поверхности источника в данном направлении внутри телесного угла. Для произвольного источника света средней сферической силой света называемая величина:

$$\langle I \rangle = \frac{\Phi_{\text{полн}}}{4\pi} \quad (2.5)$$

где $\Phi_{\text{полн}}$ - полный световой поток источника света. В СИ единица силы света *кандела* (кд) является основной единицей.

2.3 Фотометрические величины и единицы

Сила света. Силой света I точечного источника называется величина, численно равная световому потоку Φ , который этот источник создает в единичном телесном угле. Если точечный источник равномерно излучает свет по всем направлениям, то $I = \frac{\Phi_{\text{полн}}}{4\pi}$ (2.6)

Освещенность. Источник света почти всегда освещает поверхности предметов неравномерно. И дело здесь не только в том, что сила света электрической лампы различна по различным направлениям. Даже в случае точечного источника на площадку придется большая световая мощность (световой поток), чем на такую же площадку на краю. *Освещенностью* E называется отношение светового потока Φ , падающего на некоторый участок поверхности, к площади S этого участка: $E = \frac{\Phi}{S}$

(2.7)

За единицу освещенности принимается *люкс* (лк). Выяснить зависимость освещенности от расстояния до источника можно, поместив мысленно точечный источник в центр сферы. Площадь сферы $S=4\pi R^2$, а полный световой поток равен $\Phi=4\pi I$. Поэтому освещенность выразится так:

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi R^2} = \frac{I}{R^2} \quad (2.8)$$

В рассмотренном случае лучи падали на поверхность сферы перпендикулярно. Но так происходит далеко не всегда. *Углом падения* луча называют угол между падающим лучом и перпендикуляром, восстановленным к поверхности в точке падения луча. Освещенность, которую создает точечный источник с силой света I на поверхности, удаленной на расстояние R от источника, где угол падения лучей, выражается формулой:

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi R^2} = \frac{I}{R^2} \quad (2.9)$$

Лекция 3. Геометрическая оптика. Основные положения геометрической оптики. Центрированная оптическая система. Линзы. Формула тонкой линзы. Построение изображения на линзах.

Цель лекции: ознакомление с основными положениями геометрической оптики. Построение изображения в тонкой линзе.

3.1 Направление распространения света

Направление движения энергии световой волны определяется вектором Пойнтинга $\mathbf{S} = (c/4\pi) \cdot [\mathbf{E}, \mathbf{H}]$ (система единиц СГС Гаусса), здесь c — скорость света в вакууме, \mathbf{E} и \mathbf{H} — векторные напряженности электрического и магнитного полей. Длина вектора Пойнтинга равна плотности потока энергии, т.е. количеству энергии, которое в единицу времени протекает через единичную площадку, перпендикулярную вектору \mathbf{S} . В изотропной среде направление \mathbf{k} движения поверхности фиксированной фазы совпадает с направлением \mathbf{S} движения энергии световой волны. В кристалле эти направления могут не совпадать. Далее будем рассматривать изотропную среду.

3.2 Световые лучи.

Линии векторного поля \mathbf{S} , вдоль которых распр-ся свет, называются *лучами*. Если пов-ти равных фаз представляют собой параллельные плоскости, то волна называется *плоской*. Плоской волне соответствует параллельный пучок лучей, так как лучи в изотропной среде перпендикулярны поверхностям равных фаз. *Сферической волной* называется волна с поверхностями равных фаз сферической формы. Ей соответствует пучок лучей, выходящих из одной точки или собирающихся в одну точку. В этих двух случаях говорят соответственно о *расходящейся* и о *сходящейся сферической волне*.

Приближение геометрической оптики. Если длина световой волны очень мала по сравнению со всеми размерами оптических приборов, то явлениями дифракции и интерференции можно пренебречь. Такое рассмотрение распространения света называется *приближением геометрической оптики*.

3.3 Отражение и преломление света.

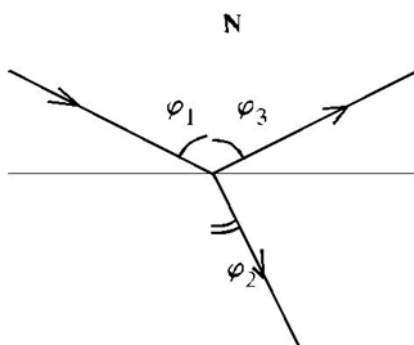


Рис. 3.1

Если световая волна распространяется в однородной среде без препятствий, то волна распространяется по прямым линиям — лучам. На границе раздела двух однородных сред лучи отражаются и преломляются. Угол падения φ_1 равен углу отражения φ_3 . Угол преломления φ_2 можно найти из равенства $n_1 \cdot \sin \varphi_1 = n_2 \cdot \sin \varphi_2$, где n_1 и n_2 — показатели преломления 1-й и 2-й среды.

3.4 Отражение от плоского зеркала.

Плоское зеркало отражает лучи света в соответствии с законом отражения (угол падения равен углу отражения). Свет после отражения от плоского зеркала во всех смыслах распространяется так, как если бы вместо зеркала

стояло окошко, а источник света располагался бы за поверхностью зеркала, за окошком. Интересно, что изображение в зеркале находится не просто в другом месте, оно вывернуто "наизнанку", при этом "правое" и "левое" меняются местами. Преломление света, так же как и отражение, можно рассматривать, как "кажущееся" изменение положения источника света. Этот факт проявляется в кажущемся изломе прямой палки, наполовину опущенной в воду под углом к поверхности воды. Мнимое положение источника света в данном случае будет различаться для лучей, падающих на границу раздела двух сред под различными углами. По этой причине обычно избегают говорить о мнимом положении источника света при преломлении.

Центрированная оптическая система – это оптическая система, которая имеет ось симметрии (оптическую ось) и сохраняет все свои свойства при вращении вокруг этой оси. Для центрированной оптической системы должны выполняться следующие условия:

- все плоские поверхности перпендикулярны оси,
- центры всех сферических поверхностей принадлежат оси,
- все диафрагмы круглые, центры всех диафрагм принадлежат оси,
- все среды либо однородны, либо распределение показателя преломления симметрично относительно оси.

Центрированные оптические системы могут включать в себя плоские зеркала и отражающие призмы, ломающие оптическую ось, но по сути не влияющие на симметрию системы (рис.3.2).

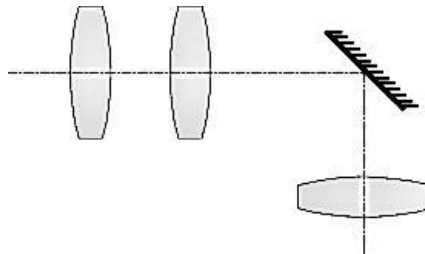


Рис. 3.2

Центрированная оптическая система с изломом оптической оси.

Оптической осью называется прямая линия, проходящая через центры кривизны отражающих и преломляющих пов-тей. Если система имеет оптическую ось, то это центрированная оптическая система.

3.5 Линза.

Обычно прохождение света через линзу рассм-тся в приближении параксиальной оптики, это означает, что направление распространения света всегда составляет малый угол с оптической осью, и лучи пересекают любую поверхность на малом расстоянии от оптической оси. Линза может быть собирающей или рассеивающей. Лучи, параллельные оптической оси, после собирающей линзы проходят через одну и ту же точку, которая называется

фокусом линзы. Расстояние от линзы до ее фокуса называется *фокусным расстоянием*. Плоскость, перпендикулярная оптической оси и проходящая через фокус линзы, называется *фокальной плоскостью*. Параллельный пучок лучей, наклоненный к оптической оси, собирается за линзой в одну точку (А на рис. 3.3) в фокальной плоскости линзы. Рассеивающая линза преобразует параллельный оптической оси пучок лучей в расходящийся пучок (рис. 3.4). Если расходящиеся лучи продолжить назад, то они пересекутся в одной точке F — фокусе рассеивающей линзы. При небольшом повороте пучка параллельных лучей точка пересечения перемещается по фокальной плоскости рассеивающей линзы.

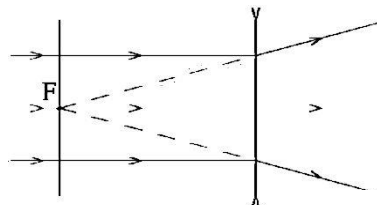
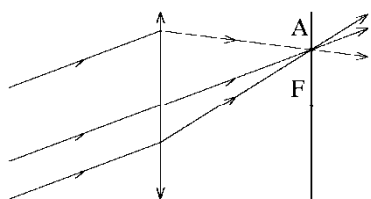


Рис. 3.3

Рис. 3.4

3.6 Построение изображений

Изображение точечного источника — это точка пересечения всех лучей

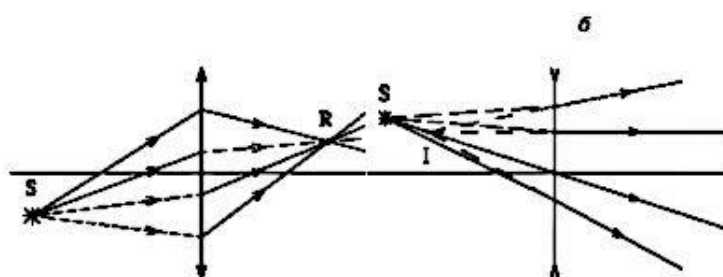


Рис. 3.5

после прохождения через систему лучей, испущенных точечным источником света. Точечный источник испускает сферическую световую волну. В приближении параксиальной оптики сферическая

волна, проходя через линзу (рис. 3.5), распространяется и далее в виде сферической волны, но с другим значением радиуса кривизны. Лучи за линзой либо сходятся в одну точку (см. рис.3.5,а), которую называют *действительным изображением источника* (точка R), либо расходятся (см. рис. 3.5,б). В последнем случае продолжения лучей назад пересекаются в некоторой точке I, которая называется *мнимым изображением источника света*. В параксиальном приближении все лучи, исходящие из одной точки до линзы, после линзы пересекаются в одной точке, поэтому для построения изображения точечного источника достаточно найти точку пересечения "удобных нам" двух лучей, эта точка и будет изображением. Если перпендикулярно оптической оси поставить лист бумаги (экран) так, чтобы изображение точечного источника попало на экран, то в случае действительного изображения на экране будет видна светящаяся точка, а в случае мнимого изображения — нет.

Построение изображения в тонкой линзе. Есть три луча, удобных для построения изображения точечного источника света в тонкой линзе. Первый луч проходит через центр линзы. После линзы он не изменяет своего направления (рис. 3.6,а) как для собирающей, так и для рассеивающей линзы. Это

справедливо только в том случае, если среда с обеих сторон линзы имеет одинаковый показатель преломления. Два других удобных луча рассмотрим на примере собирающей линзы. Один из них проходит через передний фокус (рис. 3.6,б), или его продолжение назад проходит через передний фокус (рис. 6,в). После линзы такой луч пойдет параллельно оптической оси. Другой луч проходит до линзы параллельно оптической оси, а после линзы через задний фокус (рис.3.6,г).

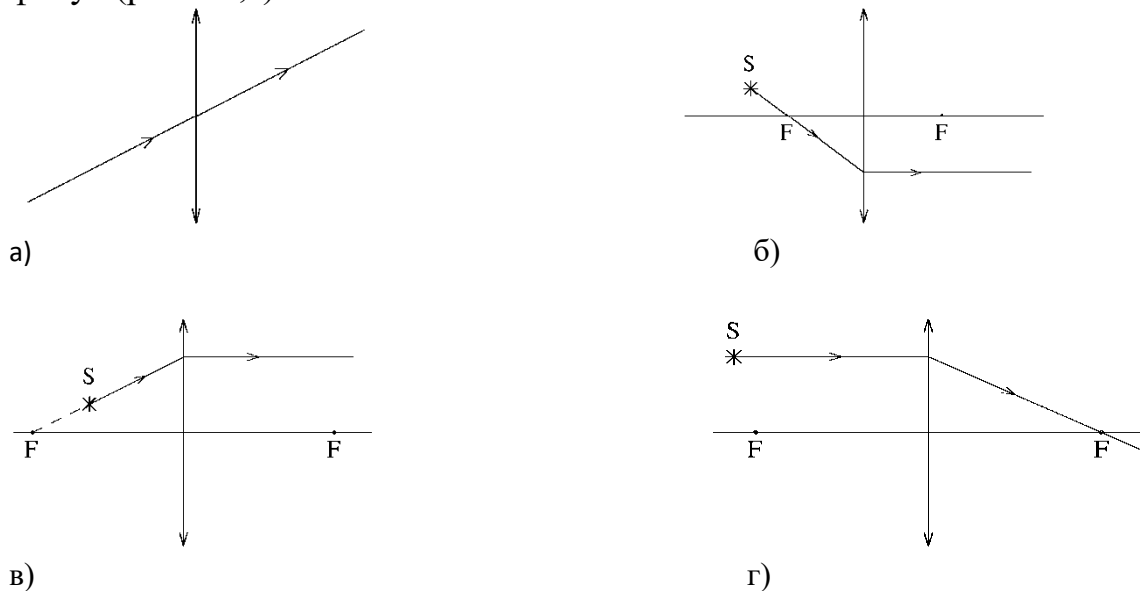
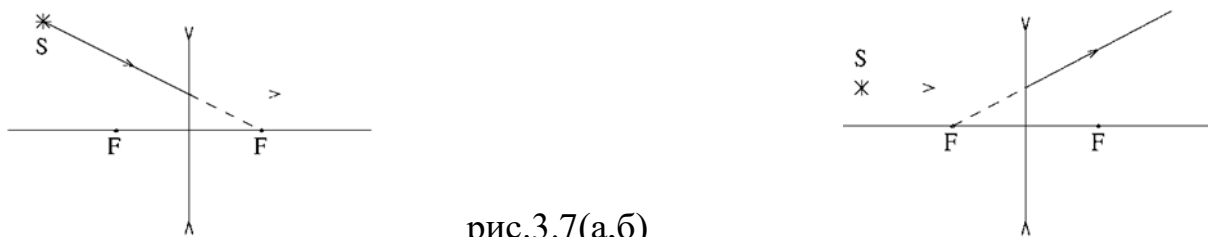
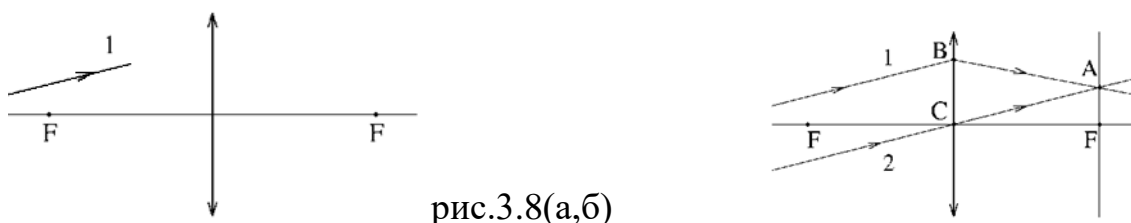


Рис. 3.6

Удобные для построения изображения лучи в случае рассеивающей линзы показаны на (рис.3.7,а,б). Точка пересечения, мнимого или действительного, любой пары из этих трех лучей, прошедших линзу, совпадает с изображением источника.



В задачах по оптике иногда возникает потребность найти ход луча не для одного из удобных нам трех лучей, а для произвольного луча (1 на рис. 3.8,а), направление которого до линзы определено условиями задачи. В таком случае полезно рассмотреть, например, параллельный ему луч (2 на рис. 3.8,б), проходящий через центр линзы С, независимо от того, есть или нет такой луч на самом деле



Параллельные лучи собираются за линзой в фокальной плоскости. Эту точку (А на рис. 3.8,б) можно найти как точку пересечения фокальной плоскости и вспомогательного луча 2, проходящего линзу без изменения направления. Вторая точка, необходимая и достаточная для построения хода луча 1 после

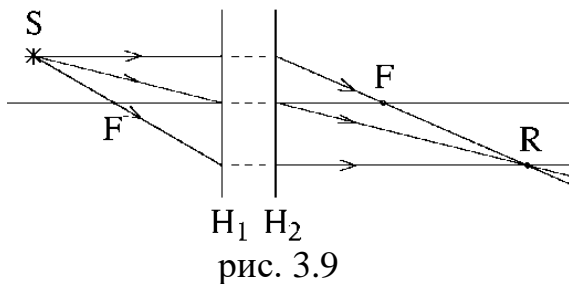


рис. 3.9

линзы, это точка на тонкой линзе (В на рис. 3.8б), в которую упирается луч 1 с той стороны, где его направление известно. Тонкая линза — линза, толщина которой много меньше ее фокусного расстояния. Для построения изображения точечного источника достаточно

рассмотреть прохождение через оптическую систему двух удобных нам лучей и найти точку их пересечения после линзы, либо точку пересечения продолжений лучей назад (для мнимого изображения). Построение хода лучей проводится так, как будто между главными плоскостями системы находится тонкая линза, а пространство между главными плоскостями отсутствует. H_1 и H_2 — главные плоскости системы (рис 3.9).

Формулы тонкой линзы. $\Phi = \frac{1}{f}$; $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$; $\frac{1}{f} = (n - 1) * (\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2})$ (3.1)

Здесь Φ — оптическая сила линзы, f — фокусное расстояние, a — расстояние от линзы до источника света, b — расстояние от линзы до изображения, r_1 и r_2 — радиусы кривизны обеих поверхностей линзы, n — показатель преломления материала линзы. В этих формулах все величины с размерностью длины могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. f положительно для собирающей линзы, b положительно для действительного изображения, r_1 и r_2 положительны для двояковыпуклой линзы. Если показатели преломления среды с двух сторон от линзы различаются, тогда потребуются следующие формулы:

$$\Phi = \frac{n_1}{f_1} = \frac{n_2}{f_2} = \frac{n_1}{a} + \frac{n_2}{b} \quad (3.2)$$

Формула для оптической силы одной сферической поверхности, в частности при рассмотрении толстой линзы как двух сферических поверхностей:

$$\Phi = \frac{n_2 - n_1}{r} \quad (3.3)$$

Лекция 4. Интерференция света. Интерференция световых волн. Условия когерентности и монохроматичности световых волн. Интерференция света в тонких пленках. Кольца Ньютона.

Цель лекции: изучение явления интерференции света. Условия когерентности и монохроматичности световых волн.

4.1 Интерференция света.

Закон независимости световых пучков геометрической оптики означает, что световые пучки встречаясь, не воздействуют друг на друга. В явлении-

ях, в которых проявляется волновая природа света, этот закон утрачивает силу. При наложении световые волн в общем случае выполняется *принцип суперпозиции*: результирующий световой вектор является суммой световых векторов отдельных волн. При этом может получиться волна, интенсивность которой не будет равна сумме интенсивностей складывающихся волн. Сущность интерференции рассмотрим на примере сложения двух одномерных гармонических волн (волн вида $\alpha = A \sin(\omega t - kx + \alpha)$) одинаковой частоты. Накладываясь друг на друга, они возбуждают в некоторой точке пространства гармонические колебания

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = A_1 \sin(\omega t + \alpha) + A_2 \sin(\omega t + \alpha) = A \sin(\omega t + \alpha). \quad (4.1)$$

амплитуда которых определяется выражением

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (4.2)$$

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$.

Поэтому, наблюдаемая при наложении волн интенсивность

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad \delta = \alpha_2 - \alpha_1 \quad (4.3)$$

Результат сложения зависит от разности фаз δ (меняющейся при переходе к другой пространственной точке). В тех точках пространства, для которых $\cos \delta > 0$, $I > I_1 + I_2$; в точках, для которых $\cos \delta < 0$, $I < I_1 + I_2$. Таким образом, при наложении гармонических (в общем случае когерентных) световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется *интерференцией* волн. Пусть дан точечный источник света S , который излучает монохроматический свет (свет фиксированной частоты). До точки P первый луч проходит в среде с показателем преломления n_1 путь S_1 , второй луч проходит в среде с показателем преломления n_2 путь S_2 . Если в точке S фаза колебаний равна ωt , то первый луч возбудит в точке P колебание $A_1 \sin \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$, а второй луч – колебание $A_2 \sin \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$ ($v_1 = c/n_1$ и $v_2 = c/n_2$ – фазовые скорости волн). Следовательно, разность фаз колебаний, возбуждаемых лучами в точке P , будет равна

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1) \quad (4.4)$$

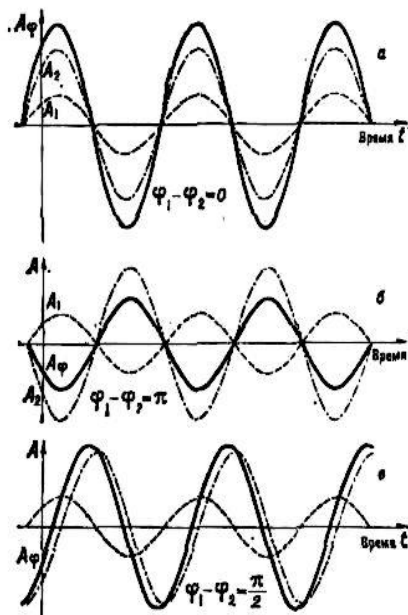
$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ (λ_0 – длина волны в вакууме) и выражению для разности фаз можно придать вид

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (4.5)$$

где

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1 \quad (4.6)$$

Δ – *оптическая разность хода*. Из формулы (1.5) видно, что если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме



$$\Delta = \mp m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.7)$$

то разность фаз $\delta = \pm 2m\pi$ или колебания будут происходить с одинаковой фазой. Следовательно, условие (1.7) есть условие интерференционного максимума. Если Δ равна полному числу длин волн в вакууме,

$$\Delta = \mp (m + \frac{1}{2}) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.8)$$

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$, так что колебания в точке P находятся в противофазе. Условие (5) есть условие интерференционного минимума.

Рисунок 4.1

4.2 Когерентность.

В реальности *монохроматических* волн (неограниченных во времени волн фиксированной частоты) не существует. Для реальных световых волн необходимым условием интерференции является их *когерентность*. Так называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

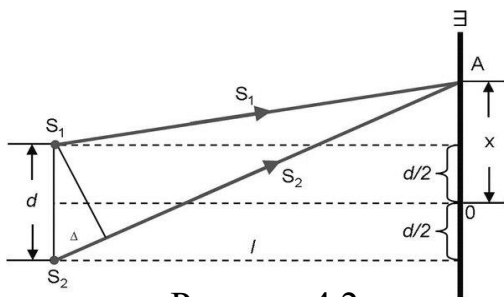


Рисунок 4.2

Расчет интерференционной картины от двух источников. Рассмотрим две цилиндрические когерентные световые волны, исходящие из источников S_1 и S_2 , имеющих вид параллельных, тонких светящихся нитей либо узких щелей. Если в области, в которой волны перекрываются, внести экран, то на нем будет видна интерференционная картина, которая имеет вид чередующихся

светлых и темных полос. Рассчитаем положение полос и их ширину. Экран поместим параллельно обеим щелям на одинаковом расстоянии l . Начало отсчета выберем в точке O , относительно которой S_1 и S_2 расположены симметрично. Источники будем считать испускающими свет в одинаковой фазе. Из рисунка видно, что

$$s_1^2 = l^2 + (x - \frac{d}{2})^2, \quad s_2^2 = l^2 + (x + \frac{d}{2})^2 \quad (4.9)$$

Следовательно

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd \quad (4.10)$$

и оптическая разность хода равна

$$\Delta = n(s_2 - s_1) = n \frac{2xd}{s_2 + s_1} \quad (4.11)$$

Разность хода $s_2 - s_1$ составляет несколько длин волн и всегда значительно меньше s_1 и s_2 ($s_1 \approx s_2 = s$). Поэтому можно положить $s_1 + s_2 \approx 2s$ и

$$\Delta = n \frac{xd}{s}, \quad \Delta = n \frac{xd}{l}. \quad (4.12)$$

поэтому $s \approx l$, подстановка значения Δ в условие (4.7) дает, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при значениях

$$x_{max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.13)$$

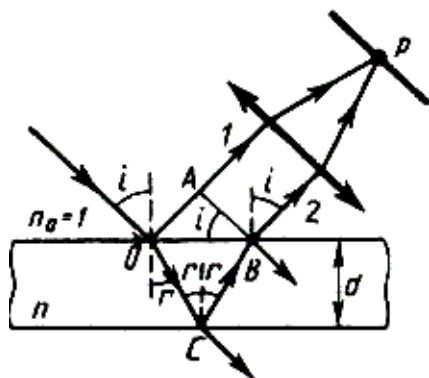
Здесь $\lambda = \lambda_0/n$ – длина волны в среде. Подставив (4.12) в условие (4.8), получим координаты минимумов интенсивности

$$x_{min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.14)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами называется *расстоянием между интерференционными полосами*, а расстояние между соседними минимумами – *шириной интерференционной полосы*. Из (4.13) и (4.14) следует, что эти расстояния имеют одинаковое значение $\Delta x = \frac{l}{d} \lambda$.

(4.15)

4.3 Интерференция света в тонких пленках.



В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, 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. 4.3) падает плоская мо-

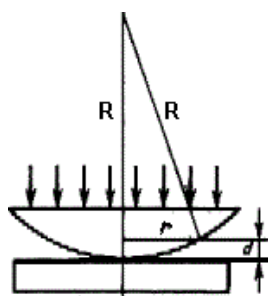
нохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На по-

Рис. 4.3

верхности 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 соб. 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.

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, обра-



зованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 4.4). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы точно отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей

рис. 4.4

возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей. В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), при условии, что показатель преломления воздуха $n=1$, а $i=0$,

$$\Delta = 2d + \lambda_0/2 \quad (4.16)$$

где d - ширина зазора. Из рис. 4.4 следует, что $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, где R - радиус кривизны линзы, r - радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . Учитывая, что d мало, получим $d = r^2/(2R)$. Следовательно,

$$(4.17)$$

Приравняв (4.4) к условиям максимума ($\Delta = \pm m\lambda_0$ ($m=0,1,2,\dots$)) и минимума ($\Delta = \pm(2m+1)\lambda_0/2$ ($m=0,1,2,\dots$)), получим выражения для радиусов m -го светлого кольца и m -го темного кольца соответственно

$$r_m = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda_0 R} \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (4.18)$$

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная R кривизны линзы) определить λ_0 и, наоборот, по известной λ_0 найти R кривизны линзы.

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому система светлых

и темных полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Все рассуждения были проведены для отраженного света. Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на $\lambda_0/2$, т. е. максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.

Лекция 5. Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля. Зоны Френеля. Дифракция Фраунгофера на щели. Дифракционная решетка. Дифракция рентгеновских лучей.

Цель лекции: изучение явления дифракции света. Метод зон Френеля. Дифракция Френеля от простейших преград. Дифракция Фраунгофера на щели. Дифракционная решетка. Дифракция рентгеновских лучей.

5.1 Дифракция света

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшое отверстие в экранах и т.д. Отклонение от закона прямолинейного распространения света принято называть дифракцией волн. Дифракцию можно наблюдать обычно по следующей схеме. На пути световой волны, распространяющейся от некоторого источника, помещается непрозрачная преграда, закрывающая часть волновой поверхности световой волны. За преградой располагается экран, на котором возникает дифракционная картина. Различают два вида дифракции. Если источник света S и точка наблюдения P расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельные пучки, говорят о *дифракции в параллельных лучах* или о *дифракции Фраунгофера*. Согласно *принципу Гюйгенса-Френеля*, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых малыми элементами некоторой замкнутой поверхности, охватывающей источник S .

5.2 Метод зон Френеля.

Суть этого метода разберем на примере точечного источника света S . Волновые поверхности представляют собой в этом случае концентрические сферы с центром в S . Разобьем изображенную на рисунке волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки P отличаются на $\frac{\lambda}{2}$. Обладающие таким свойством зоны называются *зонами Френеля*. Из рис. видно, что расстояние b_m от внешнего края m -й зоны до точки P равно

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (5.1)$$

где b – расстояние от вершины волновой поверхности O до точки P .

Колебания, приходящие в точку P от аналогичных точек двух соседних зон (точек, лежащих в середине зон или у внешних краев зон), находятся в противофазе. Поэтому колебания от соседних зон будут взаимно ослаблять друг друга и амплитуда результирующего светового колебания в точке P :

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (5.2)$$

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

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Пусть внеш-

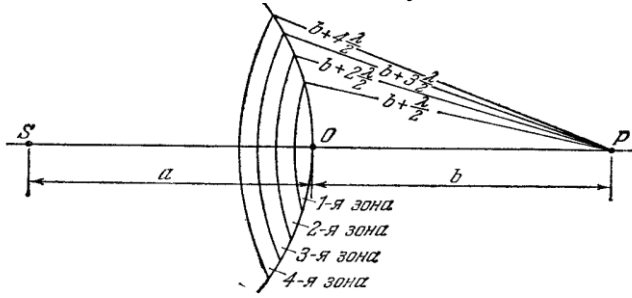


Рис 5.1

няя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m . Обозначив площадь этого сегмента через σ_m , найдем, что, площадь m -й зоны Френеля равна

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}. \text{ Из рис 5.1 видно, что}$$

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2 \quad (5.3)$$

5.3)

После несложных преобразований, получим $h_m = \frac{mb\lambda}{2(a+b)}$. Площадь сферического сегмента и площадь m -й зоны Френеля соответственно равны

$$\sigma_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b \lambda}{a+b} m, \quad \Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}. \quad (5.4)$$

Таким образом, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Согласно предположению Френеля, действие отдельных зон в точке P тем меньше, чем больше угол φ_m между нормалью n к поверхности зоны и направлением на P , т.е. действие зон постепенно убывает от центральной к периферийным. Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки P уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки P . Таким образом, амплитуды колебаний образуют монотонно убывающую последовательность

$$A > A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots \geq 0.$$

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико; например, при $a = b = 10\text{см}$ и $\lambda = 0,5\text{мкм}$ число зон достигает $\sim 10^6$. Это означает, что амплитуда убывает очень медленно и поэтому можно приближенно считать

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (5.5)$$

Тогда выражение (5.2) после перегруппировки суммируется

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (5.6)$$

так как выражения в скобках, согласно (5.5), равны нулю, а вклад последнего слагаемого ничтожно мал. Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке P определяется как бы половинным действием центральной зоны Френеля. При не слишком больших m высота сегмента $h_m \ll a$, поэтому можно считать, что $r_m^2 = 2ah_m$. Подставив значение для h_m , получим для радиуса внешней границы m -й зоны

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda. \quad (5.7)$$

Распространение света от S к P происходит прямолинейно.

5.3 Дифракция Френеля на круглом отверстии.

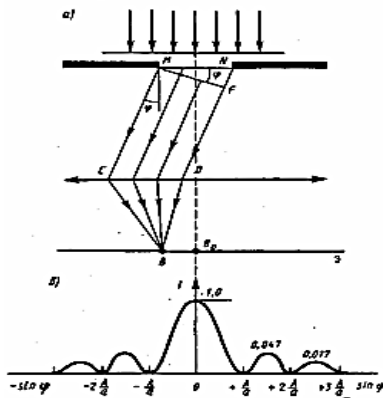


Рис 5.2

распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути экран с отверстием. Ее вид зависит от расстояния между отверстием

Сферическая волна,

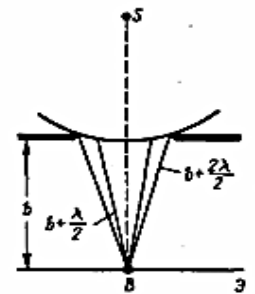


Рис 5.3

и экраном. Проще определить амплитуду световых колебаний в центре картины. Для этого разобьем открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля. Амплитуда колебания, возбуждаемая всеми зонами равна

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (5.8)$$

где знак плюс отвечает нечетным m и минус – четным m . Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда в центральной точке будет больше, чем при свободном распространении волны; если четное, то $A = 0$.

5.4 Дифракция Фраунгофера на одной щели.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a . Оптическая разность хода между крайними лучами, идущими от щели в некотором направлении φ , $\Delta = a \sin \varphi$. Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели на зоны Френеля, имеющие вид равновеликих полос, параллельных щели. Так как ширина каждой зоны выбирается такой, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, то на ширине щели уместится $\Delta = \lambda/2$, зон. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения. Фазы колебаний от пары соседних зон Френеля отличаются на π , поэтому, суммарная амплитуда этих колебаний равна нулю.

Если число зон Френеля четное, то $a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), (5.9a)

и в точке B наблюдается минимум освещенности (темный участок), если же число зон Френеля нечетное, то $a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), (5.9б)

и наблюдается близкая к максимуму освещенность, соответствующей действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. В направлении $\varphi = 0$ щель действует, как одна зона Френеля, и в этом направлении наблюдается наибольшая освещенность, точке B_0 соответствует центральный или главный максимум освещенности.

Расчет освещенности в зависимости от направления дает

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2(\pi a \sin \varphi / \lambda)}{(\pi a \sin \varphi / \lambda)^2}, \quad (5.10)$$

где I_0 – освещенность в середине дифракционной картины (против центра линзы), I_{φ} – освещенность в точке, положение которой определяется направлением φ . Максимумы освещенности соответствуют значениям φ , удовлетворяющие условиям

$$a \sin \varphi = 1.43\lambda, \quad a \sin \varphi = 2.46\lambda, \quad a \sin \varphi = 3.47\lambda \quad \text{и т.д.}$$

Вместо этих условий для максимумов приближенно можно пользоваться соотношением (9б), дающим близкие значения углов. Величина вторичных максимумов быстро убывает. Численные значения интенсивностей главного и следующих максимумов относятся как $1:0,045:0,016$ и т.д, т.е. основная часть световой энергии, прошедшей через щель, сосредоточена в главном максимуме. Сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а его освещенность уменьшается. Наоборот, чем щель шире, тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

5.5 Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.

Дифракционная решетка представляет собой систему одинаковых щелей, разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d = a + b$ называется *периодом дифракционной решетки*. Согласно формуле для многолучевой интерференции освещенность в условиях интерференции световых лучей от N щелей равна

$$I = I_{\varphi} = \frac{\sin^2(\frac{N\delta}{2})}{\sin^2(\frac{\delta}{2})}. \quad (5.11)$$

Разность хода от соседних щелей равна $\Delta = d \sin \varphi$. След – но разность фаз

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi, \quad (5.12)$$

где λ – длина волны в данной среде. Подставив в формулу (5.11) выражение для I_{φ} (освещенность от одной щели) и (5.12) для δ , получим

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\pi a \sin \varphi / \lambda)}{(\pi a \sin \varphi / \lambda)^2} - \frac{\sin^2(N \pi d \sin \varphi / \lambda)}{(\pi d \sin \varphi / \lambda)^2}, \quad (5.13)$$

(I_0 – освещенность, создаваемая одной щелью на оси линзы).

Первый множитель обращается в нуль в точках, для которых

$$a \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (5.14)$$

В этих точках освещенность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю. Будут наблюдаться *главные минимумы* освещенности. Второй множитель в правой части (5.13) принимает экстремальное, а все выражение близкое к экстремальному, значение (локальный максимум) в точках, удовлетворяющих условию $d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$.

(5.15)

Для направлений, определяемых этим условием, колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга. Условие (5.15) с достаточной точностью определяет положения *главных максимумов*. Число m дает *порядок* главного максимума.

5.6 Дифракция рентгеновских лучей.

Дифракция также трехмерных периодических структурах. Подобными структурами являются все кристаллические тела. Однако их период ($\sim 10^{-10}$ м) слишком мал для того, чтобы можно было наблюдать дифракцию в видимом свете. В случае кристаллов соотношение $d \sim \lambda$ выполняется только для рентгеновских лучей. В случае света лучи сводятся при помощи линзы. Для рентгеновских лучей осуществить линзу невозможно, так как показатель преломления этих лучей во всех веществах практически равен единице. Поэтому интерференция вторичных волн достигается путем использования весьма узких пучков лучей, которые и без линзы дают на экране пятна очень малых размеров. Рассматриваем кристалл как совокупность параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки), отстоящих друг от друга на расстояние d . Полагаем, что при падении рентгеновского излучения на кристалл происходит частичное отражение излучения от этих плоскостей. Вторичные волны, отразивши-

еся от разных плоскостей, когерентны и будут интерферировать между собой. Видно, что разность хода двух волн, отразившихся от соседних плоскостей, равна $2d\sin\theta$, где θ – угол, называемый углом скольжения падающих лучей. Максимумы интенсивности наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления определяются условием

$$2d\sin\theta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.16)$$

Это соотношение называется Вульфа-Брегга.

Лекция 6. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Поляризация при отражении и преломлении на границе двух сред. Закон Брюстера. Двойное лучепреломление. Эффект Керра. Вращение плоскости поляризации. Эффект Фарадея.

Цель лекции: изучение явления поляризации света. Двойное лучепреломление.

6.1 Поляризация света

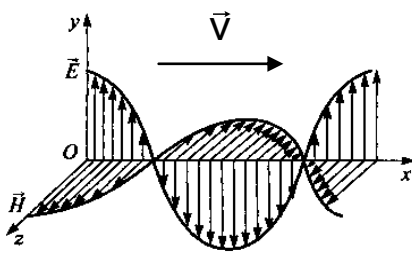


Рис.6.1

Линейно поляризованный свет. Следствием теории Максвелла является поперечность световых волн: векторы напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \vec{v} распространения волны (рис.6.1).



Рис.6.2

При рассмотрении поляризации обычно все рассуждения связывают с плоскостью колебаний вектора напряженности электрического поля \vec{E} – светового вектора, так как химическое, физиологическое и другие виды воздействия света на вещество обусловлены электрическими колебаниями. Электромагнитная волна от отдельного элементарного излучателя всегда поляризована. В световых волнах, исходящих из различных элементарных излучателей, векторы \vec{E} имеют различные ориентации, причем все эти ориентации равновероятны, что обусловлено большим числом атомных излучателей. Такой свет называется *естественным*, или *неполяризованным* (рис.6.2).

Из пучка естественного света можно выделить часть, в которой колебания вектора \vec{E} будут происходить в одном определенном направлении в плоскости, перпендикулярной лучу, т.е. выделенный свет будет *линейно поляризованным*. Плоскость, в которой колеблется световой вектор, называется *плоскостью коле-*

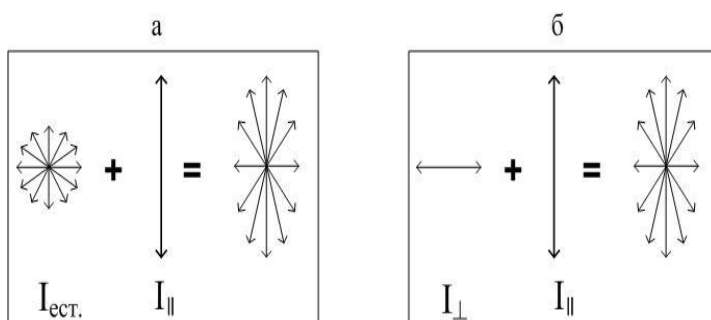


Рис.6.3

блещет, перпендикулярной лучу, т.е. выделенный свет будет *линейно поляризованным*. Плоскость, в которой колеблется световой вектор, называется *плоскостью коле-*

баний. По историческим причинам *плоскостью поляризации* была названа не плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , а перпендикулярная к ней плоскость. При прохождении естественного света через неидеальный поляризатор свет становится *частично поляризованным*, то есть колебания светового вектора происходят во всевозможных направлениях, но существует преимущественное направление колебаний. Частично поляризованный свет можно представить как суперпозицию лучей естественного и линейно поляризованного (рис.6.3, а), либо как суперпозицию двух некогерентных линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях лучей разной интенсивности (рис.6.3, б).

6.2 Эллиптическая и круговая поляризация.

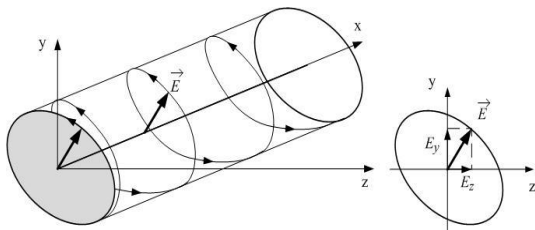


Рис.6.4

Рассмотрим две когерентные плоско поляризованные световые волны, распространяющиеся вдоль оси x , плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны. Пусть колебания в одной волне совершаются вдоль оси y , во второй – вдоль оси z (оси uy и z лежат в перпендикулярной к лучу плоскости). Проекции световых векторов этих

волн на соответствующие оси изменяются по закону:

$$E_y = A_1 \cos(\omega t); E_z = A_2 \cos(\omega t + \alpha) \quad (6.1)$$

Величины E_y и E_z представляют собой координаты конца результирующего светового вектора \vec{E} (см. рис.6). Исключая переменную t , получим:

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{z^2}{A_2^2} - \frac{2yz}{A_1 A_2} \cos \alpha = \sin^2 \alpha \quad (6.2)$$

Таким образом, две когерентные плоско поляризованные световые волны при наложении друг на друга дают волну, в которой световой вектор изменяется со временем так, что конец его описывает эллипс. Такой свет называется *эллиптически поляризованным*. При разности фаз $\alpha = \pm\pi$ эллипс вырождается в прямую, и получается плоско поляризованный свет. При разности фаз $\alpha = \frac{\pi}{2}$ и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс превращается в окружность. В этом случае получается свет, *поляризованный по кругу*. В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} различают правую и левую эллиптическую и круговую поляризацию.

6.3 Поляризация света при отражении. Закон Брюстера.

Опыт показывает, что отраженный от поверхности диэлектрика и преломленный лучи всегда частично поляризованы. Степень поляризации света зависит от угла падения и относительного показателя преломления двух сред, на границе которых происходит отражение и преломление света. Установлена связь между отно-

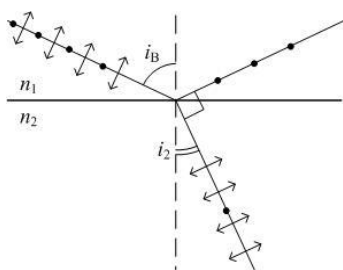


Рис.6.5

сительным показателем преломления диэлектрика n_{21} и углом падения i_B (угол Брюстера), при котором отраженный луч полностью поляризован:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.3)$$

Если свет падает на границу раздела двух диэлектриков под углом Брюстера, определяемым соотношением (6.3), то отражённый луч полностью линейно поляризован перпендикулярно плоскости падения, а преломлённый луч будет поляризован в плоскости падения частично, но максимально по сравнению с другими углами падения. При этом отражённый и преломлённый лучи перпендикулярны друг другу. Запишем закон преломления:

$$\frac{\sin i_B}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (6.4)$$

Из (6.3) следует:
$$\frac{\sin i_B}{\cos i_B} = n_{21} \quad (6.5)$$

Сравним с (6.4) и получим $\sin i_2 = \cos i_B$; $i_B + i_2 = 90^\circ$. Откуда следует, что преломленный луч перпендикулярен отражённому (рис.6.5). Для того чтобы объяснить, почему отражённый при падении под углом Брюстера луч линейно поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, учтём, что отражённый свет есть результат излучения вторичных волн колеблющимися под действием электрического поля падающей волны зарядами во второй среде. Эти колебания происходят в направлении колебаний \vec{E} падающей волны. Разложим колебания вектора \vec{E} во второй среде на два взаимно перпендикулярных колебания: на рис.6.5 колебания в плоскости падения обозначены стрелками (\leftrightarrow), перпендикулярно – точками (\cdot). В случае падения света под углом Брюстера отражённый луч перпендикулярен преломленному, следовательно параллелен колебаниям первой компоненты (\leftrightarrow). Из электромагнитной теории Максвелла известно, что колеблющийся электрический заряд не излучает электромагнитных волн вдоль направления своего движения. Поэтому колеблющийся в диэлектрике излучатель типа (\leftrightarrow) вдоль отражённого луча не излучает. Таким образом, по направлению отражённого луча распространяется свет, посылаемый излучателями типа (\cdot), направления колебаний которых перпендикулярны плоскости падения.

6.4 Двойное лучепреломление. Элементы кристаллооптики.

При прохождении света через некоторые кристаллы световой луч разделяется на два луча. Это явление, получившее название *двойного лучепреломления*. При этом один из лучей удовлетворяет обычному закону преломления и лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается на чертежах буквой o . Для другого луча, называемого *необыкновенным* (обозначают буквой e), отношение ($\sin i_1 / \sin i_2$) не остается постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении необыкновенный луч, вообще говоря, отклоняется от первоначального направления (рис.6.6). Кро-

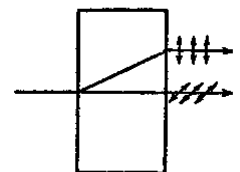


Рис.6.6

ме того, необыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. У так называемых одноосных кристаллов имеется направление, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются не разделяясь и с одинаковой скоростью. Это направление называется *оптической осью кристалла*. Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется *главным сечением или главной плоскостью кристалла*.

6.5 Эффект Керра.

Под воздействием внешнего постоянного или переменного электрического поля в среде может наблюдаться двойное лучепреломление, вследствие изменения поляризации вещества. Пусть коэффициент преломления для обыкновенного луча равен n_0 , а для необыкновенного — n_e . Разложим разность коэффициентов преломления $n_0 - n_e$, как функцию внешнего поля E , по степеням E . Если до наложения поля среда была неполяризованной и изотропной, то $n_0 - n_e$ должно быть чётной функцией E (при изменении направления поля эффект не должен менять знак). Значит, в разложении по степеням E должны присутствовать члены лишь чётных порядков, начиная с E^2 . В слабых полях членами высших порядков можно пренебречь, в результате чего

$$n_e - n_0 = kE^2 \quad (6.6)$$

Эффект Керра обусловлен, главным образом, гиперполяризуемостью среды, происходящей в результате деформации электронных орбиталей атомов или молекул или вследствие переориентации последних. Оптический эффект Керра оказывается очень быстрым — от сотен фемтосекунд до нескольких наносекунд (10^{-13} — 10^{-9} с), — так как в твёрдых телах может произойти только деформация электронного облака атома.

Закон Керра:
$$n_e - n_0 = b\lambda_0 E^2 \quad (6.7)$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме; b — постоянная Керра, зависящая от природы вещества, длины волны λ_0 и температуры. Для большинства веществ $b > 0$, что означает их подобие оптически положит-ным одноосным кристаллам.

6.6 Эффект Фарадея

Продольный магнитооптический эффект Фарадея — магнитооптический эффект, который заключается в том, что при распространении линейно поляризованного света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле, наблюдается вращение плоскости поляризации света. Теоретически, эффект Фарадея может проявляться и в вакууме в магнитных полях порядка 10^{11} — 10^{12} Гс.

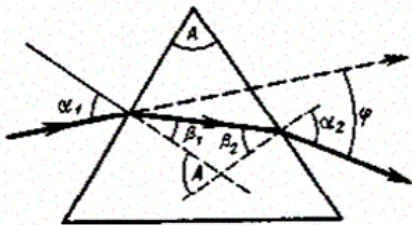
Эффект Фарадея тесно связан с эффектом Зеемана, заключающимся в расщеплении уровней энергии атомов в магнитном поле. При этом переходы

между расщеплёнными уровнями происходят с испусканием фотонов правой и левой поляризации, что приводит к различным показателям преломления и коэффициентам поглощения для волн различной поляризации. Грубо говоря, различие скоростей различно поляризованных волн обусловлено различием длин волн поглощаемого и переизлучаемого фотонов.

Лекция 7. Дисперсия света. Взаимодействие электромагнитных волн с веществом. Классическая электронная теория дисперсии света. Закон Бугера-Ламберта. Излучение Вавилова-Черенкова. Дисперсия света.

Цель лекции: Изучение дисперсии света. Закон Бугера-Ламберта. Излучение Вавилова-Черенкова.

7.1 Взаимодействие электромагнитных волн с веществом



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

$$n = f(\lambda)$$

Рис. 7.1

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (рис.7.1) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ . Из (рис. 7.1) следует, что

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A \quad (7.2)$$

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

$$\alpha_1 + \alpha_2 = nA \quad (7.3)$$

Из выражений (7.3) и (7.2) следует, что

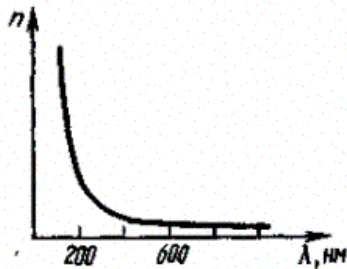
$$\varphi = A(n - 1) \quad (7.4)$$

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

Из выражения (7.4) 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 ди-

фракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$ называемая *дисперсией вещества*, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис.7.2 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением



λ увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ .

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*.

Рис. 7.2

сти 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.

7.2 Электронная теория дисперсия света.

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, μ - магнитная проницаемость. В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (7.5)$$

Из формулы (7.5) выявляются некоторые противоречия с опытом: величина n , являясь переменной, остается в то же время равной определенной постоянной - $\sqrt{\epsilon}$. Кроме того, значения n , получаемые из этого выражения, не согласуются с опытными значениями. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Применим электронную теорию дисперсии света для однородного диэлектрика, предположив формально, что дисперсия света является следствием зависимости ϵ от частоты ω световых волн. Диэлектрическая проницаемость вещества, по определению, равна $\epsilon = 1 + \epsilon_0 = 1 + P/(\epsilon_0 E)$, где ϵ_0 - ди-

электрическая восприимчивость среды, ϵ_0 - электрическая постоянная, P - мгновенное значение поляризованности. Следовательно,

$$n^2 = P/(\epsilon_0 E) \quad (7.6)$$

т. е. зависит от P . В данном случае основное значение имеет электронная поляризация, т. е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока ($\nu \approx 10^{15}$ Гц).

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны - оптические электроны. Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e - заряд электрона, x - смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна n_0 то мгновенное значение поляризованности

$$P = n_0 p = n_0 ex \quad (7.7)$$

$$n^2 = 1 + n_0 ex/(\epsilon_0 E) \quad (7.8)$$

Следовательно, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля E . Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т. е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$.

Уравнение вынужденных колебаний электрона (для простейшего случая (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны) запишется в виде

$$x + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t \quad (7.9)$$

где $F_0 = eE_0$ - амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны, $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ - собственная частота колебаний электрона, m - масса электрона. Решив уравнение (7.9), найдем n^2 в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т. е. решим задачу дисперсии. Решение уравнения (7.9) можно записать в виде

$$x = A \cos \omega t \quad (7.10)$$

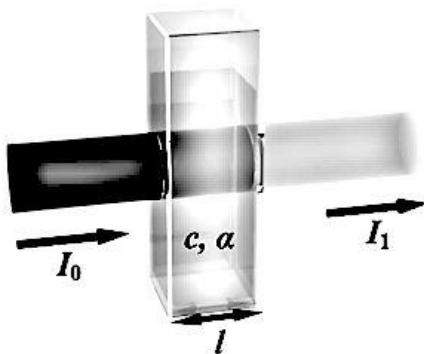
$$A = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (7.11)$$

7.3 Закон Бугера — Ламберта — Бера

Описываемый закон определяют ослабление параллельного монохроматического пучка света при проходе через поглощающую среду.

$$I(l) = I_0 e^{-k_\lambda l} \quad (7.12)$$

Показатель поглощения k_λ характеризует свойства вещества и зависит от длины волны λ по-



глощаемого света. Эта зависимость называется спектром поглощения вещества.

Коэффициент поглощения для растворов может быть рассчитан как:

$$k_{\lambda} = x_{\lambda} c \quad (7.13)$$

c — концентрация растворённого вещества, а k_{λ} — коэффициент, не завися-

Рис. 7.2

щий от c и характеризующий взаимодействие молекулы поглощающего вещества со светом с длиной волны λ . Утверждение, что k_{λ} не зависит

от c , называется законом А. Бера, и его смысл состоит в том, что поглощающая способность молекулы не зависит от влияния окружающих молекул. Закон этот надо рассматривать скорее как правило, так как наблюдаются многочисленные отступления от него, особенно при значительной увеличении концентрации поглощающих молекул.

7.4 Излучение Вавилова-Черенкова

При движении релятивистских заряженных частиц в среде с постоянной скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде, т. е. при условии $v > c/n$ (n - показатель преломления среды), возникает электромагнитное излучение, названное излучением (эффектом) Вавилова - Черенкова. Данное свечение не является люминесценцией, как считалось ранее, и высказал предположение, что оно связано с движением свободных электронов сквозь вещество.

Отличительной особенностью излучения Вавилова - Черенкова является его распространение не по всем направлениям, а лишь по направлениям, составляющим острый угол θ с траекторией частицы, т. е. вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы. Определим угол θ :

$$\cos \theta = \left(\frac{c}{nv} \right) / v = c / (nv) \quad (7.14)$$

Возникновение излучения Вавилова - Черенкова и его направленность истолкованы Франком и Таммом на основе представлений об интерференции света с использованием принципа Гюйгенса.

На основе излучения Вавилова - Черенкова разработаны широко используемые экспериментальные методы для регистрации частиц высоких энергий и определения их свойств (направление движения, величина и знак заряда, энергия).

Лекция 8. Элементы квантовой оптики. Квантовая природа излучения. Тепловое излучение и законы теплового излучения абсолютно черного тела. Законы Кирхгофа, Стефана-Больцмана и Вина. Элементы квантовой оптики.

Цель лекции: изучение законов теплового излучения. Законы Кирхгофа, Стефана-Больцмана и Вина.

8.1 Квантовая природа излучения.

Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся. Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется тепловым (температурным) излучением. Тепловое излучение, являясь самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (т. е. за счет его внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры.

Тепловое излучение - практически единственный вид излучения, который может быть равновесным. Предположим, что нагретое (излучающее) тело помещено в полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой. Допустим, что равновесие между телом и излучением по какой-либо причине нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Если в единицу времени тело больше излучает, чем поглощает (или наоборот), то температура тела начнет понижаться (или повышаться). В результате будет ослабляться (или возрастать) количество излучаемой телом энергии, пока, наконец, не установится равновесие. Все другие виды излучения неравновесны. Характерной характеристикой теплового излучения служит спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела - мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+dv}^{\text{изл}}}{dv} \quad (8.1)$$

где $dW_{\nu,\nu+dv}^{\text{изл}}$ - энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + dv$. Единица спектральной плотности энергетической светимости ($R_{\nu,T}$) - джоуль на метр в квадрате (Дж/м²).

Записанную формулу можно представить в виде функции длины волны: $dW_{\nu,\nu+dv}^{\text{изл}} = R_{\nu,T} dv = R_{\lambda,T} d\lambda$ так как $c = \lambda\nu$, то

$$\frac{d\lambda}{dv} = -\frac{c}{v^2} = -\frac{\lambda^2}{c} \quad (8.2)$$

где знак минус указывает на то, что с возрастанием одной из величин (v или λ) другая величина убывает. Поэтому в дальнейшем знак минус будем опускать. Таким образом,

$$R_{v,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c} \quad (8.3)$$

С помощью этой формулы можно перейти от $R_{v,T}$ к $R_{\lambda,T}$, и наоборот. Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить интегральную энергетическую светимость (интегральную излучательность) (ее называют про сто энергетической светимостью тела), просуммировав по всем частотам:

$$R_T = \int_0^\infty R_{\lambda,T} d\lambda \quad (8.4)$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглощательной способностью

$$A_{v,T} = \frac{dW_{v,v+dv}^{\text{погл}}}{dW_{v,v+dv}} \quad (8.5)$$



показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от v до $v + dv$, поглощается телом. Спек-

Рис. 8.1

тральная поглощательная способность - величина безразмерная. Величины $R_{v,T}$ и $A_{v,T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом различаются для излучений с различными частотами. Поэтому эти величины относят к определенным T и v (вернее, к достаточно узкому интервалу частот от v до $v+dv$). Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется черным. Следовательно, спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($A_{v,T}^{\text{ч}} = 1$). Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале частот по своим свойствам близки к ним.

Наряду с понятием черного тела используют понятие серого тела - тела, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела. Таким образом, для серого тела $A_{v,T}^{\text{с}} = A_T = \text{const} < 1$. Австрийскими физиками Стефаном и Больцманом был установлен закон, выра-

жающий количественное соотношение между полной излучательной способностью и температурой черного тела: $\varepsilon = \sigma T^4$. (8.6)

Этот закон носит название закон Стефана–Больцмана. Константа $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$ получила название постоянной Стефана–Больцмана. Все планковские кривые имеют заметно выраженный максимум, приходящийся на длину волны
$$\lambda_{\max} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} (\text{К} \cdot \text{м})}{T(\text{К})} \quad (8.7)$$

Этот закон получил название закон Вина. Так, для Солнца $T_0 = 5\,800 \text{ К}$, и максимум приходится на длину волны $\lambda_{\max} \approx 500 \text{ нм}$, что соответствует зеленому цвету в оптическом диапазоне. С увеличением температуры максимум излучения абсолютно черного тела сдвигается в коротковолновую часть спектра. Более горячая звезда излучает большую часть энергии в ультрафиолетовом диапазоне, менее горячая – в инфракрасном.

8.2 Первый закон Кирхгофа.

Излучение электромагнитных волн (свечение тел) может осуществляться за счет различных видов энергии. Самым распространенным является *тепловое излучение*, т.е. испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тел. Все остальные виды свечения, возбуждаемые за счет любого вида энергии, кроме внутренней (тепловой), объединяются под общим названием *люминесценция*.

Рассмотрим замкнутую полость, стенки которой имеют температуру T (в ней могут находиться другие тела). Благодаря излучению стенок полость заполнена электромагнитным излучением со всевозможными направлениями распространения, поляризациями и частотами. В равновесном состоянии во всех точках полости устанавливается одинаковая и неизменная *плотность энергии излучения* $u(T)$, зависящая от температуры T . Более того, стационарность равновесного состояния подразумевает, что в каждой точке полости устанавливается одинаковое распределение энергии по спектру и изотропная направленность излучения, в том числе каждой спектральной составляющей. Это позволяет ввести *спектральную плотность энергии* $u_{\omega}(\omega, T)$, так что произведение $u_{\omega}(\omega, T) d\omega$ дает долю плотности энергии, приходящейся на интервал частот $d\omega$. Очевидно, между $u(T)$ и $u_{\omega}(\omega, T)$ существует следующая связь

$$u(T) = \int_0^{\infty} u_{\omega}(\omega, T) d\omega \quad (8.8)$$

Внутренняя энергия излучения связана с объемной плотностью соотношением

$$U = u(T)V \quad (8.9)$$

Легко установить, что спектральная (и объемная) плотность энергии не зависит от свойств стенок полости и представляет собой универсальную функцию частоты и температуры (объемная плотность – только температуры). Данное утверждение составляет содержание *первого закона Кирхгофа*.

Действительно, пусть две такие полости с разными материалами стенок, но одинаковой температурой имеют хотя бы для одной частоты ω разные спектральные плотности. Тогда соединяя их с помощью отверстия (возможно со встроенным светофильтром), мы получили бы сначала поток энергии от одной полости к другой при равенстве температур, а затем от полости с более низкой температурой к полости с более высокой температурой, что запрещено принципами термодинамики.

8.3 Второй закон Кирхгофа.

Поток энергии, испускаемой единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π), называют *энергетической светимостью тела* $r(T)$, которая зависит от температуры. Излучение состоит из волн различных частот ω . Обозначим через $r_\omega(\omega, T)$ *спектральную плотность энергетической светимости (испускательная способность)* тела, так что произведение $r_\omega(\omega, T)d\omega$ дает долю излучаемой энергии, приходящейся на интервал частот $d\omega$. Очевидно, между $r(T)$ и $r_\omega(\omega, T)$ существует связь следующего вида

$$r(T) = \int_0^\infty r_\omega(\omega, T) d\omega. \quad (8.10)$$

Пусть на элементарную площадку поверхности тела падает поток лучистой энергии $d\Phi_\omega$, приходящийся на интервал частот $d\omega$. Часть этого потока $d\Phi'_\omega$ будет поглощена телом. Безразмерная величина

$$a_\omega(\omega, T) = d\Phi'_\omega / d\Phi_\omega \quad (8.11)$$

называется *поглощательной способностью* тела ($a_\omega(\omega, T) \leq 1$). Тело, полностью поглощающее упавшее на него излучение всех частот ($a_\omega(\omega, T) = 1$) называется *абсолютно черным*. Тело, для которого $a_\omega(\omega, T) = a(T) < 1$, называют *серым*. Обозначим через $r_\omega^*(\omega, T)$ *испускательную способность абсолютно черного тела*. Согласно *второму закону Кирхгофа* между испускательной и поглощательной способностью любого тела существует связь

$$\frac{r_\omega(\omega, T)}{a_\omega(\omega, T)} = r_\omega^*(\omega, T) \quad (8.12)$$

Обосновать закон можно исходя из энергетического баланса на поверхности тела между падающим, отраженным и испущенным излучением. Этот баланс

должен выполняться не только в целом, но и в каждом спектральном интервале.

Вследствие изотропии излучения, из каждой точки полости исходит поток энергии, равномерно распределенный и равный в расчете на единицу телесного угла $cu_{\omega}(\omega, T)/4\pi$. На единицу площади поверхности полости за единицу времени под углом θ к нормали в телесном угле $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ падает поток энергии $(\frac{c}{4\pi})u_{\omega}(\omega, T) \cos \theta d\theta d\Omega$. Общее количество падающей энергии в единичном интервале частот равно

$$\frac{1}{2} cu_{\omega}(\omega, T) \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta = 1/4 cu_{\omega}(\omega, T) \quad (8.13)$$

В результате отражения падающего излучения и собственного излучения в полость с единичной поверхности тела идет поток энергии

$$1/4 cu_{\omega}(\omega, T)[1 - a_{\omega}(\omega, T)] + r_{\omega}(\omega, T) \quad (8.14)$$

Так как тепловое равновесие не должно нарушаться, то между энергией падающего и идущего от поверхности излучения должно выполняться равенство. На этом основании приходим ко второму закону Кирхгофа (8.12) с установлением связи

$$r_{\omega}^*(\omega, T) = 1/4 cu_{\omega}(\omega, T) \quad (8.15)$$

8.4 Закон Стефана-Больцмана.

Электромагнитным излучением переносится импульс. Если объемная плотность энергии плоской волны равна u , то объемная плотность импульса $p=u/c$. По этой причине равновесное излучение оказывает давление на стенки полости. Нетрудно установить (подсчитав импульс падающего и уходящего от стенки излучения), что это давление не зависит от материала стенки и равно одной трети плотности энергии излучения $P = 1/3 u(T)$

(8.16)

Используя термодинамическое соотношение: $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P$ (8.17)

и выражения (8.9) и (8.16), приходим к уравнению: $4u(T) = Tu'(T)$ (8.18)

Интегрируя, получаем отсюда для объемной плотности энергии формулу

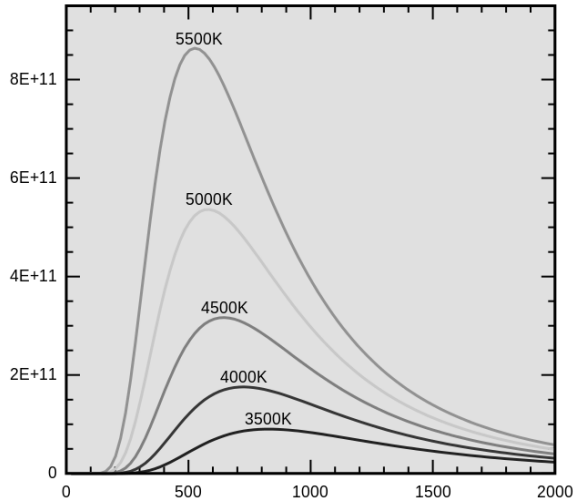
$$u(T) = \frac{4\sigma}{c} T^4 \quad (8.19)$$

а для энергетической светимости абсолютно черного тела выражение

$$r^*(T) = \sigma T^4 \quad (8.20)$$

Соотношение (8.20) носит название закона Стефана-Больцмана, а константа σ – постоянной Стефана-Больцмана.

8.5 Закон смещения Вина.



ра), Вин пришел к выводу, что испускательная способность черного тела имеет вид

Вин теоретически обосновал второй закон черного излучения из общего характера функции $r_{\omega}^*(\omega, T)$. Он рассмотрел процесс адиабатического сжатия излучения, заключенного внутри идеально зеркального сосуда. Принимая во внимание изменение частоты излучения при отражении от движущегося зеркала (эффект Доплера),

Рис. 8.2

ка-
име-

$$r_{\omega}^*(\omega, T) = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right). \quad (8.21a)$$

Испускательная способностью $r_{\lambda}^*(\lambda, T)$, выраженная в шкале длин волн, связана с $r_{\omega}^*(\omega, T)$, выраженной в шкале частот формулой $r_{\lambda}^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} r_{\omega}^*\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right)$

(ее легко установить из соотношений $r_{\lambda}^*(\lambda, T)d\lambda = r_{\omega}^*(\omega, T)d\omega$ и $\omega = 2\pi c/\lambda$).

Используя формулу (8.21a), находим общий вид функции $r_{\lambda}^*(\lambda, T)$

$$r_{\lambda}^*(\lambda, T) = \lambda^{-5} \varphi(\lambda T). \quad (8.21b)$$

Соотношение (8.21b) позволяет установить зависимость между длиной волны λ_m , на которую приходится максимум функции $r_{\lambda}^*(\lambda, T)$, и температурой.

Представим (8.21b) в виде $r_{\lambda}^*(\lambda, T) = T^5 \phi(\lambda, T)$. Из него с очевидностью вытекают два закона. Согласно первому – закону смещения Вина

$$\lambda_m T = b_1. \quad (8.22)$$

где b_1 – постоянная Вина. Согласно второму закону Вина максимум испускательной способности абсолютно черного тела возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры

$$\max r_{\lambda}^* = T^5 \phi(b_1) = b_2 T^5. \quad (8.23)$$

Закон смещения Вина объясняет, почему при нагревании тел они светятся сначала красным светом, переходя затем к белому калению.

Лекция 9. Волновое и квантовое представление света. Квантовая гипотеза Планка. Формула Рэлея-Джинса. Ультрафиолетовая катастрофа. Оптическая пирометрия.

Цель лекции: изучение волновых и квантовых представлений света. Формула Рэлея-Джинса. Радиационная и яркостная температура.

9.1 Формула Планка

С классической точки зрения вывод формулы Рэлея-Джинса является безупречным. В связи с этим возникла необходимость изменения некоторых положений классической теории. В 1900 г. Планк предположил, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций, величина которых пропорциональна частоте излучения.

$$\varepsilon = \hbar\omega$$

(9.1)

Коэффициент пропорциональности \hbar получил впоследствии название *постоянной Планка*. Если излучение испускается порциями $\hbar\omega$, то его энергия будет кратна этой величине $\varepsilon_n = n\hbar\omega$, где n – целое неотрицательное число.

В состоянии равновесия распределение энергии стоячей волны (моды колебаний) должно подчиняться распределению Больцмана. Вероятность того, что энергия моды колебаний имеет значение ε_n , определяется выражением

$$P_n = \frac{e^{-\varepsilon_n/kT}}{\sum_n e^{-\varepsilon_n/kT}} \quad (9.2)$$

Тогда средняя энергия данной моды найдется как

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_n P_n \varepsilon_n \quad (9.3)$$

Проведя суммирование, получим

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (9.4)$$

Заменив в (15) kT на полученное выражение $\langle \varepsilon \rangle$, приходим к *формуле Планка*

$$u_\omega(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (9.5)$$

Формула Планка точно согласуется с экспериментальными данными во всем интервале частот и дает исчерпывающее описание равновесного излучения.

9.2 Формула Рэлея-Джинса

С точки зрения электромагнитной теории равновесное излучение в полости представляет собой систему стоячих волн с разными частотами ω , направлениями распространения и поляризациями. Найдем число различных стоячих волн в единице объема с частотами в интервале от ω до $\omega+d\omega$. Допу-

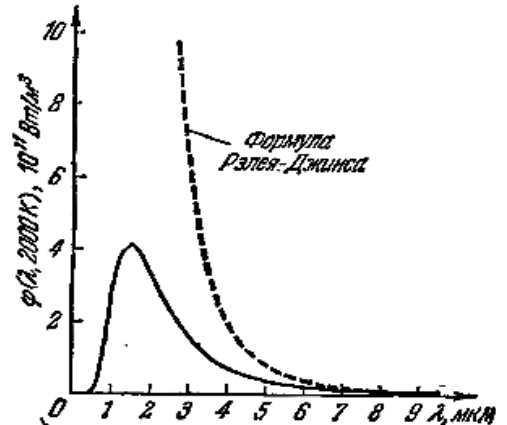


Рис 9.1

стим для простоты, что полость представляет собой куб с ребрами длины l , ориентированными вдоль координатных осей (результат, очевидно, не должен зависеть от формы полости).

Уравнение стоячей волны имеет вид

$$E = A \sin(kr + \delta), \quad (9.6)$$

где E электрическое поле (аналогичное уравнение имеет место и для магнитного поля), k представляет собой волновой вектор, направление которого совпадает с направлением волны, а модуль равен $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega/c$, δ – начальная фаза, и A – амплитуда волны. Для поля должны выполняться периодические граничные условия. Физически это связано с тем, что в зависимости отражающих свойств стенок на них должны находиться либо узлы, либо пучности стоячих волн. Отсюда получаются условия

$$k_i l = 2\pi m_i, \quad i = x, y, z \quad m_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (9.7)$$

Частоты волн принимают, следовательно, квантованные значения

$$\omega = \frac{2\pi c}{l} m = \frac{2\pi c}{l} \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2} \quad (9.8)$$

Введем пространство чисел m_x, m_y, m_z . Каждой частоте соответствует в этом пространстве точка. На каждую точку приходится куб, с объемом равным единице. Число точек в сферическом слое с радиусом m и толщиной dm равно с большой точностью объему этого слоя $4\pi m^2 dm$. Учитывая две независимые поляризации (на каждую точку приходится две волны), находим отсюда число стоячих волн $dn(\omega)$ в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$

$$dn(\omega) = \frac{l^3}{\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega$$

(9.9)

Согласно закону равнораспределения энергии по степеням свободы каждая колебательная степень свободы в состоянии равновесия имеет энергию kT . Половина из которой приходится на электрическую, другая на магнитную составляющую энергии волны. В результате получим

$$u_\omega(\omega, T) = \frac{kT}{\pi^2 c^3} \omega^2. \quad (9.10)$$

Равенство (9.10) называется *формулой Рэлея-Джинса*. Она дает достаточно хорошее согласие с экспериментом при малых ω . При больших ω спектральная плотность значительно превосходит наблюдаемую. Полная объемная плотность излучения, имеет бесконечно большое значение $u(T) = \infty$. Этот недопустимый результат (равновесная величина $u(T)$ имеет конечное значение) получил название *ультрафиолетовой катастрофы*.



Рис 9.2

9.3 Оптическая пирометрия

Основываясь на законах теплового излучения, можно определять температуру раскаленных тел. Если испускающее тело является черным (или достаточно к нему приближается), то для определения его температуры можно воспользоваться законами черного излучения. По существу для сильно

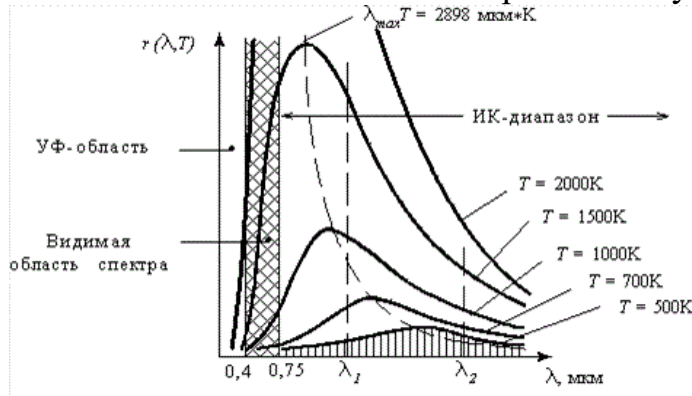


Рис 9.3

нагретых тел этот метод является единственным, другие методы не работают при таких температурах.

1. Радиационная температура. Это температура черного тела T_p , при которой его энергетическая светимость равна энергетической светимости рассматриваемого тела $r^*(T_p) = r(T)$. По за-

кону Стефана-Больцмана вычисляется температура

$$T_p = \sqrt[4]{r(T)/\sigma} \quad (9.11)$$

Радиационная температура T_p всегда меньше его истинной температуры T .

Покажем это на примере серого тела. Для серого тела

$$r(T) = a(T)r^*(T) \quad (9.12)$$

Учитывая $r^*(T) = \sigma T^4$, получаем $T_p = \sqrt[4]{a(T)}T$

Так как $a(T) < 1$, то $T_p < T$.

2. Цветовая температура. Для серых тел испускательная способность прямо пропорциональна испускательной способности черного тела. Ее максимум, следовательно, приходится на ту же длину волны, что и для черного тела. Зная длину волны λ_m соответствующую максимальной испускательной способности, можно определить температуру,

$$T_c = b_1/\lambda_m \quad (9.13)$$

которая называется *цветовой температурой*. Для серых тел цветовая температура совпадает с истинной. Так, для Солнца с учетом поправок на поглощение в земной атмосфере найдено $\lambda_m = 470 \text{ нм}$, что соответствует $T_c = 6150 \text{ K}$. Для тел, которые сильно отличаются от серых (например, обладающих селективным поглощением), понятие цветовой температуры теряет смысл.

3. Яркостная температура. Это температура черного тела T_λ , при которой для выделенной длины волны его испускательная способность равна испускательной способности рассматриваемого тела, т.е.

$$r_\lambda^*(\lambda, T_\lambda) = r_\lambda(\lambda, T) \quad (9.14)$$

где T – истинная температура тела. По закону Кирхгофа

$$\frac{r_\lambda(\lambda, T)}{a_\lambda(\lambda, T)} = r_\lambda^*(\lambda, T) \quad (9.15)$$

Так как $a_\lambda(\lambda, T) < 1$, то из двух последних формул следу-

ет $tr_{\lambda}^*(\lambda, T_{\text{я}}) < r_{\lambda}^*(\lambda, T)$ и, следовательно, $T_{\text{я}} < T$. Таким образом, истинная температура тела всегда выше яркостной.

В качестве яркостного пирометра обычно используется пирометр с исчезающей нитью. Накал нити подбирается таким, чтобы изображение нити пирометра стало неразличимым на фоне раскаленного тела, т.е. нить как бы “исчезает”. Используя проградуированный по черному телу миллиамперметр, можно определить яркостную температуру. Зная поглощательную способность $a_{\lambda}(\lambda, T)$ тела при той же длине волны, по яркостной температуре можно определить истинную.

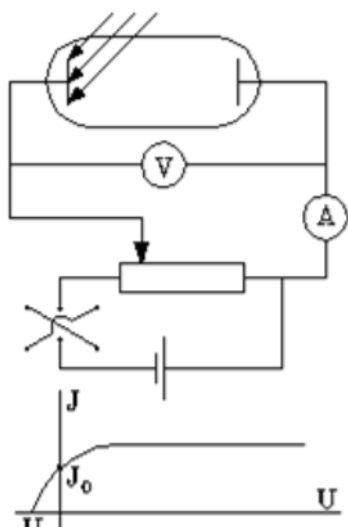


Рис.10

Лекция 10 Фотоэлектрические явления.

Цель лекции: изучение явления фотоэффекта.

Формула Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

10.1 Фотоэффект.

Фотоэлектрическим эффектом или *фотоэффектом* называется испускание электронов веществом под действием света. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. Два электрода (катод K из исследуемого материала и анод A) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно не только изменять значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко), измеряется включенным в цепь миллиамперметром.

При изучении вольтамперных характеристик разнообразных материалов при различных частотах падающего на катод излучения и различных энергетических освещенностях катода были установлены следующие три закона фотоэффекта.

Из вольтамперной кривой (рис.10) видно, что при некотором напряжении фототок достигает насыщения – все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Таким образом:

Из вольтамперной кривой (рис.10) видно, что при некотором напряжении фототок достигает насыщения – все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Таким образом:

I. 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).

Пологий ход кривой указывает на то, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Для отсечки тока нужно приложить задерживающее напряжение U_0 . При таком напряжении ни одному из электронов, даже обладающему наибольшей при вылете скоростью v_m , не удастся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода. Измерив задерживающее напряже-

ние U_0 , по формуле $\frac{mv_m^2}{2} = eU_0$ можно определить максимальное значение скорости фотоэлектронов. Было выяснено:

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

III. Для каждого металла существует *красная граница фотоэффекта*, т.е. минимальная частота ω_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

В 1905 г. А. Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта легко объяснить, если предположить, что свет поглощается такими же порциями $\hbar\omega$ (квантами), какими он, по предположению Планка, испускается. Энергия кванта, по предположению Эйнштейна, усваивается электроном целиком. Часть этой энергии, равная работе выхода A , затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело. Остаток энергии переходит в кинетическую энергию электрона. По закону сохранения энергии

$$\hbar\omega = A + \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (10.1)$$

Это уравнение называется *уравнением Эйнштейна*.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Из уравнения Эйнштейна следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от интенсивности последнего. В случае, когда работа выхода A превышает энергию кванта $\hbar\omega$, электроны не могут покинуть металл. Следовательно, для возникновения фотоэффекта необходимо выполнения условия $\hbar\omega \geq A$ или $\omega \geq \omega_0 = A/\hbar$.

Частота ω_0 называется *красной границей фотоэффекта*.

Число высвобождаемых фотоэлектронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность квантов света. Вместе с тем энергетическая освещенность E_e определяется количеством квантов света, падающих на единицу поверхности в единицу времени. В соответствии с этим ток насыщения I_m должен быть пропорционален освещенности поверхности $I_m \sim E_e$.

Эта зависимость также подтверждается экспериментально. Отметим, что лишь малая часть квантов передает свою энергию фотоэлектронам. Энергия остальных квантов затрачивается на нагревание вещества.

10.2 Законы Столетова

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.

10.3 Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники. В настоящее время практически невозможно указать отрасли производства, где бы не использовались фотоэлементы — приемники излучения, работающие на основе фотоэффекта и преобразующие энергию излучения в электрическую.

Простейшим фотоэлементом с внешним фотоэффектом является вакуумный фотоэлемент. Он представляет собой откачанный стеклянный баллон, внутренняя поверхность которого (за исключением окошка для доступа излучения) покрыта фоточувствительным слоем, служащим фотокатодом. В качестве анода обычно используется кольцо или сетка, помещаемая в центре баллона. Фотоэлемент включается в цепь батареи, э.д.с. которой выбирается такой, чтобы обеспечить фототок насыщения. Выбор материала фотокатода определяется рабочей областью спектра: для регистрации видимого света и инфракрасного излучения используется кислородно-цезиевый катод, для регистрации ультрафиолетового излучения и коротковолновой части видимого света — сурьмяно-цезиевый. Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность фототока интенсивности излучения. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве фотометрических приборов, например фотоэлектрический экспонометр, люксметр (измеритель освещенности) и т. д.

Для увеличения интегральной чувствительности вакуумных фотоэлементов (фототок насыщения, приходящийся на 1 лм светового потока) баллон заполняется разреженным инертным газом (Ar или Ne при $p \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$ Па). Фототок в таком элементе, называе-

мом газонаполненным, усиливается вследствие ударной ионизации молекул газа фотоэлектронами. Интегральная чувствительность газонаполненных фотоэлементов (≈ 1 мА/лм) гораздо выше, чем для вакуумных (20—150 мкА/лм), но они обладают по сравнению с последними большей инерционно-

стью (менее строгой пропорциональностью фототока интенсивности излучения), что приводит к ограничению области их применения.

Для усиления фототока применяются фотоэлектронные умножители, в которых наряду с фотоэффектом используется явление вторичной электронной эмиссии. Размеры фотоэлектронных умножителей немного превышают размеры обычной радиолампы, общий коэффициент усиления $\approx 10^7$ (при напряжении питания 1—1,5 кВ), а их интегральная чувстви-

тельность может достигать 10 А/лм. Поэтому фотоэлектронные умножители начинают вытеснять фотоэлементы, правда, их применение связано с использованием высоковольтных стабилизированных источников питания, что несколько неудобно.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, называемые полупроводниковыми фотоэлементами или фотосопротивлениями (фоторезисторами), обладают гораздо большей интегральной чувствительностью, чем вакуумные. Для их изготовления используются PbS, CdS, PbSe и некоторые другие полупроводники. Если фотокатоды вакуумных фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей имеют красную границу фотоэффекта не выше 1,1 мкм, то применение фотосопротивлений позволяет производить измерения в далекой инфракрасной области спектра (3–4 мкм), а также в областях рентгеновского и гамма-излучений. Кроме того, они малогабаритны и имеют низкое напряжение питания. Недостаток фотосопротивлений — их заметная инерционность, поэтому они непригодны для регистрации быстропеременных световых потоков.

Фотоэлементы с вентильным фотоэффектом, называемые вентильными фотоэлементами (фотоэлементами с запирающим слоем), обладая, подобно элементам с внешним фотоэффектом, строгой пропорциональностью фототока интенсивности излучения, имеют большую по сравнению с ними интегральную чувствительность (примерно 2—30 мА/лм) и не нуждаются во внешнем источнике э.д.с.

Кремниевые и другие вентильные фотоэлементы применяются для создания солнечных батарей, непосредственно преобразующих световую энергию в электрическую. Эти батареи уже в течение многих лет работают на космических спутниках и кораблях. К.п.д. этих батарей составляет $\approx 10\%$ и,

как показывают теоретические расчеты, может быть доведен до $\approx 22\%$, что

открывает широкие перспективы их использования в качестве источников электроэнергии для бытовых и производственных нужд.

Рассмотренные виды фотоэффекта используются также в производстве для контроля, управления и автоматизации различных процессов, в военной технике для сигнализации и локации невидимым излучением, в технике звукового кино, в различных системах связи и т. д.

Лекция 11 Волновые свойства микрочастиц.

Цель лекции: изучение волновых свойств микрочастиц. Эффект Комптона. Корпускулярно-волновая двойственность свойств света.

11.1 Импульс фотона

Вспомним несколько основополагающих формул специальной теории относительности:

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (11.1)$$

Фотон – «как бы» частица, движущаяся со скоростью c , поэтому масса фотона должна быть $m = 0$, иначе $p = \infty$, тогда энергия фотона:

$$E = cp \quad p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar k. \quad (11.2)$$

Поскольку импульс – величина векторная,

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad E = \hbar\omega, \quad p = \frac{\hbar\omega}{c} \quad (11.3)$$

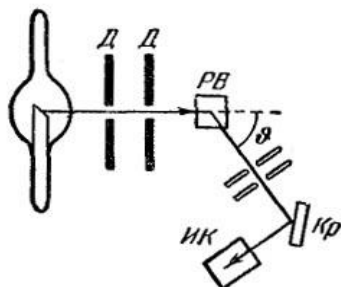
Гипотеза де Бройля заключается в том, что французский физик Луи де Бройль выдвинул идею приписать волновые свойства электрону. Проводя аналогию между квантом, де Бройль предположил, что движение электрона или какой-либо другой частицы, обладающей массой покоя, связано с волновым процессом.

Гипотеза де Бройля устанавливает, что движущейся частице, обладающей энергией E и импульсом p , соответствует волновой процесс, частота которого равна:

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \text{ а длина волны: } \lambda_B = \frac{2\pi\hbar}{p}, \text{ где } p - \text{импульс движущейся частицы.}$$

Эффект Комптона. Особенно отчетливо проявляются корпускулярные свойства света в явлении, которое получило название *эффекта Комптона*. Исследуя рассеяние рентгеновских лучей различными веществами, он обнаружил, что в рассеянных лучах, наряду с излучением первоначальной длины λ содержатся также лучи большей длины волны λ' . Разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ оказалась зависящей только от угла θ между направлением первичного пучка и рассеянным излучением.

Схема опыта Комптона показана на рис.1. Узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения направлялся на рассеивающее вещество PB . Спектральный состав рассеянного излучения исследовался с помощью рентгеновского спектрографа, состоящего из кристалла Kp и фотопластинки (или ионизационной камеры) $ИК$.



Эффект Комптона обусловлен упругим рассеянием рентгеновского излучения на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, которое сопровождается увеличением длины волны. Этот эффект

не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны при рассеянии изменяться не должна: под действием периодического поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

Все особенности эффекта Комптона можно объяснить на основе квантовых представлений о природе света, рассматривая рассеяние как упругое столкновение рентгеновских фотонов со свободными электронами. При столкновении фотон передает электрону часть энергии и импульса в соответствии с законами сохранения.

Рассмотрим упругое столкновение двух частиц (рис.1) – налетающего фотона, обладающего импульсом $p_y = \frac{\hbar\omega}{c}$ и энергией $\varepsilon_y = \hbar\omega$, с покоящимся свободным электроном (энергия покоя $E_0 = m_0 c^2$, m_0 – масса покоя электрона). Согласно закону сохранения энергии

$$E_0 + \varepsilon_y = E + \varepsilon'_y. \quad (11.4)$$

Согласно закону сохранения импульса

$$p_y = p + p'_y. \quad (11.5)$$

В формулах (11.4), (11.5) p – импульс, $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ – энергия электрона после столкновения, $\varepsilon'_y = \hbar\omega'$ – энергия, $p'_y = \frac{\hbar\omega'}{c}$ – импульс рассеянного фотона. Преобразуем (11.5) к виду $p^2 = p_y^2 + p_y'^2 - 2p_y p_y'$ (11.6)

Подставив в (11.5) и (11.4) значения величин и обозначив через θ угол рассеяния фотона (рис.), получим

$$m_0 c^2 + \hbar\omega = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \hbar\omega', \quad (11.6)$$

$$p^2 = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)^2 + \left(\frac{\hbar\omega'}{c}\right)^2 - 2\frac{\hbar^2}{c^2} \omega\omega' \cos \theta, \quad (11.7)$$

Решая совместно уравнения (11.4) и (11.5), получим

$$m_0 c^2 (\omega - \omega') = \hbar\omega\omega' (1 - \cos \theta) \quad (11.8)$$

Поскольку $\omega = 2\pi c/\lambda$ и $\omega' = 2\pi c/\lambda'$, получим

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta), \quad (11.9)$$

где $\lambda_c = 2\pi\hbar/m_0 c$ называется *комптоновской длиной волны* рассматриваемой частицы, в данном случае электрона. Для электрона $\lambda_c = 0,0243 \text{ \AA}$

Как эффект Комптона, так и фотоэффект обусловлены взаимодействием фотонов с электронами. В первом случае фотон рассеивается, во втором – поглощается. Рассеяние происходит при взаимодействии фотона со свободным или связанным электроном, а фотоэффект – со связанным электроном. Можно показать, что при столкновении фотона со свободным электроном не может произойти поглощение фотона, так как этот процесс противоречит законам сохранения энергии и импульса. Поэтому при взаимодействии фотонов со свободными электронами может наблюдаться только их рассеяние, т.е. эффект Комптона.

Давление света - это давление, которое производят электромагнитные световые волны, падающие на поверхность какого-либо тела.

Давление p , оказываемое волной на поверхность металла можно было считать, как отношение равнодействующей сил Лоренца, действующих на свободные электроны в поверхностном слое металла, к площади поверхности металла:

$$p = \sum_{i=1}^n \frac{\vec{F}_{Li}}{S} \quad (11.10)$$

Квантовая теория света объясняет *давление света* как результат передачи фотонами своего импульса атомам или молекулам вещества.

Корпускулярно-волновой дуализм электромагнитного излучения. Рассмотренные явления – излучение черного тела, фотоэффект, эффект Комптона – свидетельствуют о квантовых (корпускулярных) свойствах света, т.е. свет представляет собой поток световых частиц – фотонов. С другой стороны, такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, свидетельствуют о волновой природе света. Таким образом, электромагнитное излучение проявляет, казалось бы, взаимоисключающие свойства – свойства волны (непрерывность) и свойства частиц (дискретность).

Ранее были получены соотношения, связывающие корпускулярные свойства электромагнитного излучения (энергия и импульс фотона) с волновыми свойствами (частота и длина волны)

$$\varepsilon_y = \hbar\omega, \quad p_y = \frac{\hbar\omega}{c} = 2\pi\hbar/\lambda \quad (11.11)$$

Свет, обладая одновременно корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, волновые свойства света проявляются в процессах, связанных с его распространением: интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные – в процессах взаимодействия света с веществом. Чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и в меньшей степени проявляются квантовые свойства света (с этим связано, например, существование красной границы фотоэффекта). Наоборот, чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и в меньшей степени проявляются волновые свойства света (например, дифракция рентгеновского излучения обнаружена лишь при использовании в качестве дифракционной решетки кристаллов).

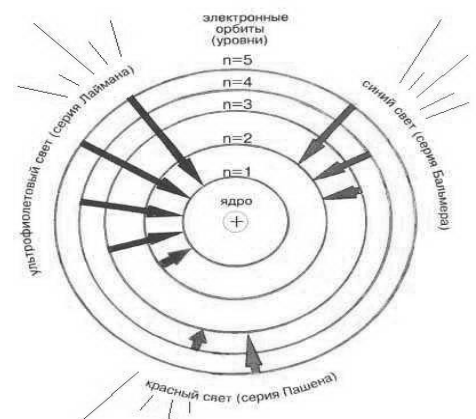


Рис. 11.2

С помощью вероятностной (статистической) интерпретации волновой функции можно устранить противоречие между двумя – корпускулярным и волновым – способами описания излучения. Рассмотрим с обеих точек зрения освещенность какой-либо поверхности. Согласно волновым представлениям освещенность в некоторой точке поверхности пропорциональна квадрату светового вектора. Следовательно, между квадратом светового вектора и плотностью потока фотонов имеется прямая пропорциональность. Примем,

что квадрат светового вектора определяет вероятность попадания фотона в данную точку поверхности

$$dP \sim E^2 ds \quad (11.12)$$

Таким путем устанавливается взаимосвязь двух способов описания.

Последовательный подход требует отказа от точки зрения на микрочастицу как частицу, движущуюся по определенной траектории и имеющей определенные динамические характеристики. В то же время ее нельзя отождествить с волной или волновым пакетом. Микрочастица является новым – квантовым объектом: при распространении она как бы растворена в некоторой пространственной области, при взаимодействии она коллапсирует и проявляет себя целиком. В настоящее время принята точка зрения, согласно которой не существует какого-либо механизма, предопределяющего место и время проявления частицы.

Использованная литература:

1. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. -М.: Высш. шк., 2004.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: Высш. шк., 2004.
3. Савельев И.В. Курс физики: Кн. 4: Волны. Оптика. –М.: «Издательство АСТ», 2004.
4. Волновая оптика. Методические указания к выполнению лабораторных работ для студентов всех форм обучения всех специальностей /Сост. Карсыбаев М.Ш., Дауменов Т.Д., Мухтарова М.Н.- Алматы: АИЭС, 2010 г.- 40 с.
5. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. – СПб.: Книжный мир, 2003.

Сводный план 2015 г., поз.330

Арайбек Салыбекович Калшабеков
Туркестан Сайдахметович Байпакбаев

ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Конспект лекций для студентов специальности специальности 5В070300 -
Информационные системы

Редактор Н.М. Голева
Специалист по стандартизации Н.К. Молдабекова

Подписано к печати
Тираж 100 экз.

Формат 60x84 1/16
Бумага типографская № 1

Объем 3,1 уч. изд.л.

Заказ __ цена 1550 тенге.

Копировально-множительное бюро некоммерческого акционерного общества «Алматинский университет энергетики и связи» 050013, Алматы, Байтурсынова, 126