

Глава 24

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом

§ 185. Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн (см. § 154) от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n=f(\lambda). \quad (185.1)$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону (1672 г.). Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с показателем преломления n (рис. 268) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и пра-

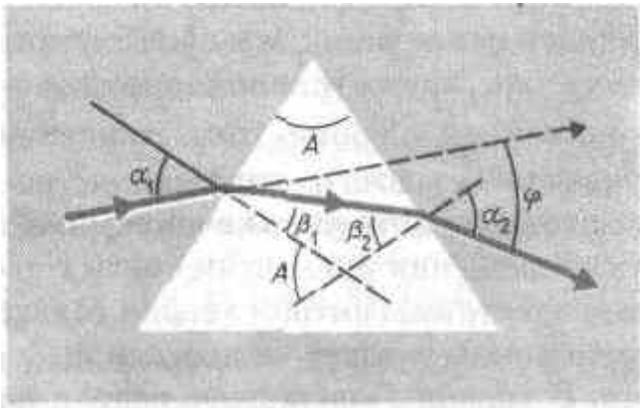


Рис. 268

Из рисунка следует, что $\varphi=(\alpha_1-\beta_1)+(\alpha_2-\beta_2)=\alpha_1+\alpha_2-A$. (185.2)

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

$$\alpha_2=\beta_2 n=n(A-\beta_1)=n(A-\alpha_1/n)=nA-\alpha_1,$$

$$\alpha_1+\alpha_2=nA. \quad (185.3)$$

Из выражений (185.3) и (185.2) следует, что

$$\varphi=A(n-1), \quad (185.4)$$

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

Из выражения (185.4) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от величины $n-1$, а n — функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим различия в дифракционном и призматическом спектрах.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн (см. (180.3)), поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость $n=f(\lambda)$ (185.1).

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Из (180.3) следует, что в дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя пре-

ломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны монотонно уменьшается (рис. 269). Следовательно, красные лучи, имеющие меньший показатель преломления, чем фиолетовые, отклоняются призмой слабее.

Величина

$$D=dn/d\lambda.$$

называемая **дисперсией вещества**, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 269 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны монотонно увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также

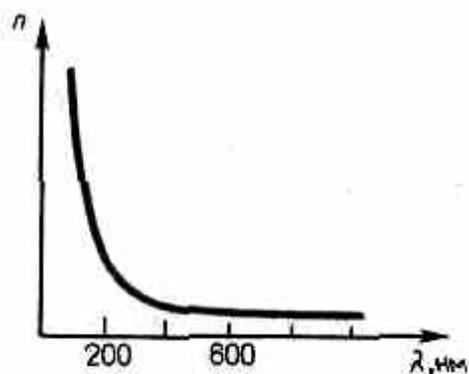


Рис. 269

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

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

§ 186. Электронная теория дисперсии 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

$$n=\sqrt{\epsilon}. \quad (186.1)$$

Из формулы (186.1) выявляются некоторые противоречия с опытом: величина n , являясь переменной (см. § 185), 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 (см. (88.6) и (88.2)) равна

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + P/(\varepsilon_0 E),$$

где χ — диэлектрическая восприимчивость среды, ε_0 — электрическая постоянная, P — мгновенное значение поляризованности. Следовательно,

$$n^2 = 1 + P/(\varepsilon_0 E), \quad (186.2)$$

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

$$P = n_0 p = n_0 ex. \quad (186.3)$$

Из (186.2) и (186.3) получим

$$n^2 = 1 + n_0 ex/(\varepsilon_0 E). \quad (186.4)$$

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 (см. § 147) для простейшего случая (без учета силы

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t,$$

$$(186.5)$$

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 (186.5), найдем $\varepsilon = n^2$ в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т. е. решим задачу дисперсии.

Решение уравнения (186.5) можно записать в виде

$$x = A \cos \omega t, \quad (186.6)$$

где

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (186.7)$$

в чем легко убедиться подстановкой (см. (147.8)). Подставляя (186.6) и (186.7) в (186.4), получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (186.8)$$

Если в веществе имеются различные заряды e_i , совершающие вынужденные колебания с различными собственными частотами ω_{0i} , то

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}, \quad (186.9)$$

где m_i — масса i -го заряда.

Из выражений (186.8) и (186.9) вытекает, что показатель преломления n зависит от частоты ω внешнего поля, т. е. полученные зависимости действительно подтверждают явление дисперсии света, хотя и при указанных выше допущениях, кото-

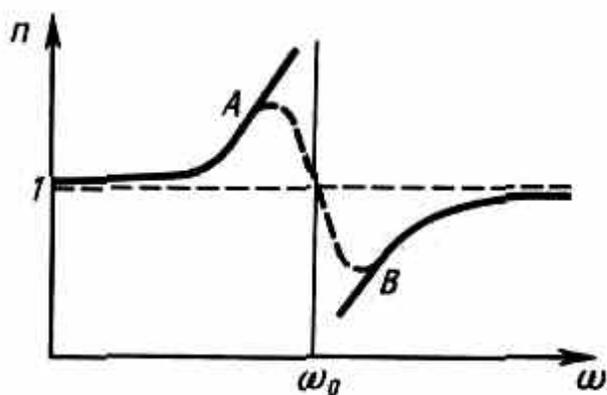


Рис. 270

рые в дальнейшем надо устранить. Из выражений (186.8) и (186.9) следует, что в области от $\omega=0$ до $\omega=\omega_0$ n^2 больше единицы и возрастает с увеличением ω (нормальная дисперсия); при $\omega=\omega_0$ $n^2 = \pm\infty$; в области от $\omega=\omega_0$ до $\omega=\infty$ n^2 меньше единицы и возрастает от $-\infty$ до 1 (нормальная дисперсия). График зависимости n от ω представлен на рис. 270. Подобное поведение n вблизи собственной частоты ω_0 получилось в результате допущения об отсутствии сил сопротивления при колебаниях электронов. Если принять в расчет и это обстоятельство, то график функции $n(\omega)$ вблизи ω_0 задается штриховой линией AB . Область AB — область аномальной дисперсии (n убывает при возрастании ω), остальные участки зависимости n от ω описывают нормальную дисперсию (n возрастает с возрастанием ω).

Советскому физику Д. С. Рождественскому (1876—1940) принадлежит классическая работа по изучению аномальной дисперсии в парах натрия. Он разработал интерференционный метод для очень точного измерения показателя преломления паров и экспериментально показал, что формула (186.9) правильно характеризует зависимость n от ω , а также ввел в нее поправку, учитывающую квантовые свойства света и атомов.

§ 187. Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество, вследствие преобразования энергии волны в другие формы (внутреннюю энергию вещества и в энергию вторичного излучения других направлений и спектрального состава). В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается.

Поглощение света в веществе описывается **законом Бугера**:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (187.1)$$

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

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты ω) и для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т. е. вещества, в которых атомы рас-

положены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения и лишь для очень узких спектральных областей (примерно 10^{-12} — 10^{-11} м) наблюдаются резкие максимумы (так называемый **линейчатый спектр поглощения**). Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется **полосами поглощения** (примерно 10^{-10} — 10^{-7} м).

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно 10^{-3} — 10^{-5} см⁻¹), однако у них наблюдается селективное поглощение света в определенных интервалах длин волн, когда α резко возрастает, и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения, т. е. диэлектрики имеют **сплошной спектр поглощения**. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

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

На рис. 271 представлены типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ). Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления **светофильтров**, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей, пленки из пластмасс,

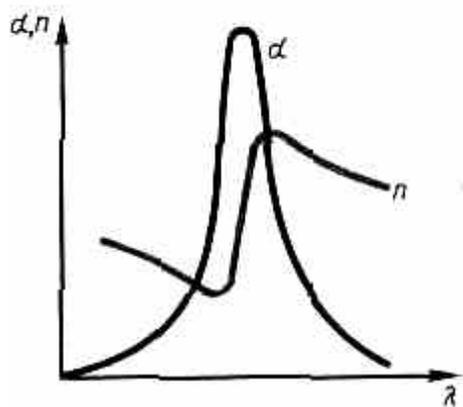


Рис. 271

растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Явление поглощения широко используется в **абсорбционном спектральном анализе** смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров

поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

188. Эффект Доплера

Эффект Доплера в акустике (см. § 159) объясняется тем, что частота колебаний, воспринимаемых приемником, определяется скоростями движения источника колебаний и приемника по отношению к среде, являющейся носителем звуковых волн. Эффект Доплера наблюдается также и для световых волн. Так как особой среды, служащей носителем электромагнитных волн, не существует, то частота световых волн, воспринимаемых приемником (наблюдателем), определяется только относительной скоростью источника и приемника (наблюдателя).

Согласно принципу относительности Эйнштейна (см. §35), уравнение световой волны во всех инерциальных системах отсчета одинаково по форме. Используя преобразования Лоренца (см. §36), можно получить уравнение волны, посылаемой источником, в направлении приемника в другой инерциальной системе отсчета, а следовательно, и связать частоты световых волн, излучаемых источником (ν_0) и воспринимаемых приемником (ν). Теория относительности приводит к следующей

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + (v/c) \cos \theta} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta}, \quad (188.1)$$

где v — скорость источника света относительно приемника, c — скорость света в вакууме, $\beta = v/c$, θ — угол между вектором скорости v и направлением наблюдения, измеряемый в системе отсчета, связанной с наблюдателем.

Из выражения (188.1) следует, что при $\theta = 0$

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v/c}}{\sqrt{1 + v/c}} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\sqrt{1 + \beta}}. \quad (188.2)$$

Формула (188.2) определяет так называемый **продольный эффект Доплера**, наблюдаемый при движении приемника вдоль линии, соединяющей его с источником. При малых относительных скоростях v ($v \ll c$), разлагая (188.2) в ряд по степеням β и пренебрегая членом порядка β^2 , получим $\nu = \nu_0(1 - \beta) = \nu_0(1 - v/c)$. (188.3)

Следовательно, при удалении источника и приемника друг от друга (при их положительной относительной скорости) наблюдается сдвиг в область более длинных волн ($v < v_0$, $\lambda > \lambda_0$) — так называемое **красное смещение**. При сближении же источника и приемника (при их отрицательной относительной скорости) наблюдается сдвиг в область более коротких волн ($v > v_0$, $\lambda < \lambda_0$) — так называемое **фиолетовое смещение**.

Если $\theta = \pi/2$, то выражение (188.1) примет вид

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (188.4)$$

Формула (188.4) определяет так называемый **поперечный эффект Доплера**, наблюдаемый при движении приемника перпендикулярно линии, соединяющей его с источником.

Из выражения (188.4) следует, что поперечный эффект Доплера зависит от β^2 , т. е. при малых β является эффектом второго порядка малости по сравнению с продольным эффектом, зависящим от β (см. (188.3)). Поэтому обнаружение поперечного эффекта Доплера связано с большими трудностями. Поперечный эффект, хотя и много меньше продольного, имеет принципиальное значение, так как не

наблюдается в акустике (при $v \ll c$ из (188.4) следует, что $v = v_0!$), и является, следовательно, чисто релятивистским эффектом. Он связан с замедлением течения времени движущегося наблюдателя. Экспериментальное обнаружение поперечного эффекта Доплера явилось еще одним подтверждением справедливости теории относительности; он был обнаружен в 1938 г. в опытах американского физика Г. Айвса.

Продольный эффект Доплера был впервые обнаружен в 1900 г. в лабораторных условиях русским астрофизиком А. А. Белопольским (1854—1934) и повторен в 1907 г. русским физиком Б. Б. Голицыным (1862—1919). Продольный эффект Доплера используется при исследовании атомов, молекул, а также космических тел, так как по смещению частоты световых колебаний, которое проявляется в виде смещения или уширения спектральных линий, определяется характер движения излучающих частиц или излучающих тел. Эффект Доплера получил широкое распространение в радиотехнике и радиолокации, например в радиолокационных измерениях расстояний до движущихся объектов.

§ 189. Излучение Вавилова — Черенкова

Советский физик П. А. Черенков (1904—1990), работавший под руководством Вавилова, показал, что 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 впоследствии **излучением (эффектом) Вавилова — Черенкова**. Природа данного излучения, обнаруженного для разнообразных веществ, в том числе и для чистых жидкостей, подробно изучалась С. И. Вавиловым. Он показал, что данное свечение не является люминесценцией (см. §245), как считалось ранее, и высказал предположение, что оно связано с движением свободных электронов через вещество.

Излучение Вавилова — Черенкова в 1937 г. было теоретически объяснено советскими учеными И. Е. Таммом (1895—1971) и И.М.Франком (р. 1908) (Черенков, Тамм и Франк в 1958 г. удостоены Нобелевской премии).

Согласно электромагнитной теории, заряженная частица (например, электрон) излучает электромагнитные волны лишь при движении с ускорением. Тамм и Франк показали, что это утверждение справедливо только до тех пор, пока скорость заряженной частицы не превышает фазовой скорости c/n электромагнитных волн в среде, в которой частица движется. Если частица обладает скоростью $v > c/n$, то, даже двигаясь равномерно, она будет излучать электромагнитные волны. Таким образом, согласно теории Тамма и Франка, электрон, движущийся в прозрачной среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, должен сам излучать свет.

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

$$\cos\theta = (c/n)/v = c/(nv). \quad (189.1)$$

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). Счетчики для регистрации заряженных частиц, в которых используется излучение Вавилова — Черенкова, получили название **черенковских счетчиков**. В этих счетчиках частица регистрируется практически мгновенно (при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, возникает световая вспышка, преобразуемая с помощью фотоэлектронного умножителя (см. § 105) в импульс тока). Это позволило в 1955 г. итальянскому физiku Э. Сегре (р. 1905) открыть в черенковском счетчике короткоживущую античастицу — антипротон.