

длиннее (поскольку волны длиннее), но декремент затухания больший.

Выделенный диафрагмой узкий пучок света, называемый обычно световым лучом, является результатом излучения огромного числа независимых атомов, иначе говоря, он является совокупностью огромного количества не связанных между собой цугов, следующих друг за другом или взаимно накладывающихся. Колебания электронов в этих атомах происходят, конечно, в самых разнообразных направлениях и с различными фазами. Полагая, что в каждом цуге колебания электрического вектора волны по направлению совпадают с колебаниями электронов в излучающем атоме, мы приходим к выводу о непрерывном изменении плоскости колебаний вектора \vec{E} (светового вектора) в луче, что сразу же приводит к наглядному представлению о естественном (неполяризованном) луче света.

Итак, реальные световые волны, испускаемые отдельными атомами, имеют ограниченную длину цуга и убывающие амплитуды.

В последнее время получили широкое распространение оптические квантовые генераторы (лазеры), излучение которых представляет собой также совокупность огромного количества цугов, но связанных друг с другом: все характеристики этих цугов (частота, направление распространения, поляризация) совпадают. Вследствие узкой направленности лазерного луча (т. е. $k \approx k_0$ в импульсе) амплитуда почти не изменяется в пространстве.

Все эти особенности позволяют считать излучение лазера близким к монохроматическому.

§ 45. ФАЗОВАЯ И ГРУППОВАЯ СКОРОСТИ

Скорость распространения волн v входит в выражение для фазы волнового колебания в рассматриваемой точке x :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v}\right)} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kx)}.$$

Это уравнение, как указывалось, описывает строго монохроматическую волну. Для наблюдателя, движущегося со скоростью v (например, на определенном «гребне» волны), фаза постоянна: $\omega \left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const}$. Дифференцируя это выражение по времени, получаем:

$$v = \frac{dx}{dt}.$$

Таким образом, v — скорость распространения определенной фазы колебания, поэтому она называется фазовой скоростью.

Реальная световая волна, как указывалось, не является монохроматической. Она может быть представлена как суперпозиция

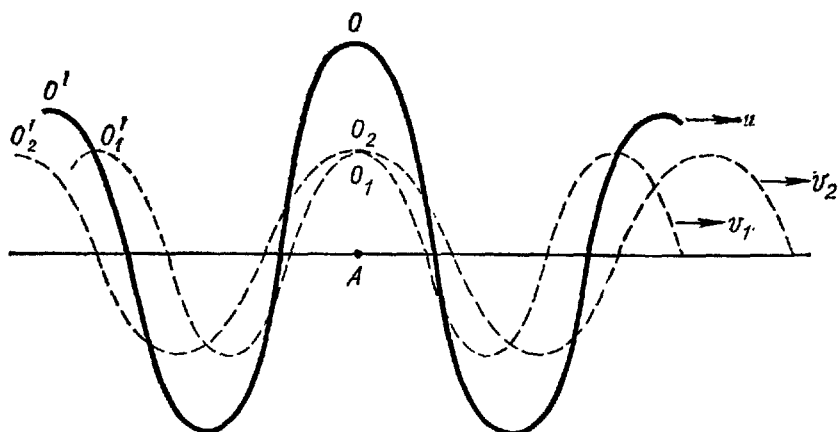


Рис. 73

ряда монохроматических волн, длины которых в случае почти монохроматической световой волны мало отличаются друг от друга. Скорость распространения каждой из монохроматических волн является фазовой скоростью. При отсутствии дисперсии (зависимости скорости от частоты), что имеет место, например, в вакууме, у всех этих волн фазовая скорость одинакова. В диспергирующих средах фазовые скорости отдельных монохроматических составляющих волны неодинаковы.

Вопрос о скорости переноса энергии такой совокупностью (группой) монохроматических волн можно выяснить при рассмотрении группы из двух монохроматических волн разной (но весьма близкой) длины, распространяющихся в диспергирующей среде с разными, но близкими фазовыми скоростями. На рисунке 73 волна λ_1 предполагается немного короче волны λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$), а следовательно, при нормальной дисперсии $v_1 < v_2$. Жирной линией изображена результирующая волна (группа) в некоторый момент времени. Область около точки A , в которой фазы обеих составляющих волн совпадают, называют центром энергии, скорость его перемещения и является групповой скоростью. По мере перемещения составляющих волн вправо образуемый их амплитудами O_1 и O_2 максимум O будет расплываться, но зато слева от них амплитуды O'_1 и O'_2 образуют новый максимум, так как O'_2 нагоняет O'_1 . Таким образом, центр энергии, распространяясь вместе с группой вправо, отстает от каждой из составляющих волн. Наблюдая со стороны за этой группой волн, мы заметим, что передние максимумы группы (перед центром энергии) становятся все меньше и меньше. Вместо них образуются новые максимумы, в связи с чем вся группа в целом и ее центр энергии перемещаются медленнее, чем отдельные составляющие волны.

Определим скорость распространения центра энергии—групповую скорость u . Пусть в некоторый момент времени в центре

энергии фазы составляющих волн совпадают, т. е. здесь фаза не зависит от частоты ω (или длины волны λ , или, наконец, волнового числа k), а следовательно, производная от фазы по ω (λ или k) равна нулю. Запишем это условие, используя выражение для фазы:

$$\begin{aligned}\varphi &= \omega t - kx, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial k} &= \frac{d\omega}{dk} t - x = 0.\end{aligned}\quad (45.1)$$

Выразим отсюда x :

$$x = \frac{d\omega}{dk} t = ut. \quad (45.2)$$

Из формулы (45.2) ясно, что производная $\frac{d\omega}{dk}$ представляет собой групповую скорость u , т. е. скорость перемещения центра энергии:

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (45.3)$$

Ее часто определяют через другие параметры волны. Выразим фазу через длину волны, используя формулу $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi v}{\lambda}$:

$$\begin{aligned}\varphi &= \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = 2\pi \left(\frac{v}{\lambda} t - \frac{x}{\lambda} \right); \\ \frac{d\varphi}{d\lambda} &= 2\pi \left\{ t \frac{d\left(\frac{v}{\lambda}\right)}{d\lambda} + \frac{x}{\lambda^2} \right\} = 0,\end{aligned}$$

откуда

$$x = -\lambda^2 \frac{d\left(\frac{v}{\lambda}\right)}{d\lambda} = ut.$$

Выполнив дифференцирование, приходим к так называемой формуле Рэлея

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (45.4)$$

Тождественность формул (45.3) и (45.4) можно легко проверить. Производная $\frac{dv}{d\lambda}$ характеризует дисперсию в данной среде. Из выражения (45.4) вытекает, что при отсутствии дисперсии (т. е. при $\frac{dv}{d\lambda} = 0$) фазовая скорость равна групповой. Это полностью справедливо для вакуума. В воздухе и очень многих веществах (например, в воде) дисперсия мала, поэтому фазовая и групповая скорости в таких средах различаются очень мало. В некоторых веществах дисперсия $\frac{dv}{d\lambda}$ велика, поэтому между значения-

ми v и u наблюдаются существенные расхождения. Майкельсон опытным путем определил показатель преломления сероуглерода $n_1 = 1,75$, между тем как по теории ожидалось $n_2 = 1,64$. Анализ показал, что Майкельсон имел дело с групповой скоростью, а в теории исходили из фазовой скорости:

$$u = \frac{c}{n_1}, \quad v = \frac{c}{n_2}, \quad v > u,$$

откуда

$$n_1 > n_2.$$

В экспериментальных методах определения скорости света фактически всегда измеряют групповую скорость. С помощью формулы Рэля можно сразу перейти к значению фазовой скорости.

Специальная теория относительности ограничивает скорость передачи сигнала скоростью света c , т. е. ограничивает значение групповой скорости. Величина фазовой скорости может превышать c (если показатель преломления n оказывается, как, например, в плазме, меньше единицы), но, поскольку сигнал передается не с фазовой, а с групповой скоростью, которая всегда меньше c , противоречия с теорией относительности не возникает.

§ 46. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

На границе двух прозрачных сред падающий луч преобразуется в отраженный и преломленный лучи, направления которых находятся по законам отражения и преломления. Чтобы описание явления было полным, необходимо еще определить интенсивность и характер поляризации обоих лучей. Несостоятельность механических теорий света домаквелловского периода, строившихся на гипотезе об упругом эфире, особенно наглядно выявилась в безуспешных попытках этих теорий дать ответ на поставленный вопрос. Френель решил этот вопрос в начале XIX в. с помощью формул, носящих теперь его имя. Он рассматривал свет как волны упругости в эфире, но столкнулся при этом с необходимостью ввести ряд противоречивых предположений о свойствах эфира. Напротив, электромагнитная теория света при объяснении явлений, наблюдаемых при отражении и преломлении, не требует каких-либо специальных допущений, выходящих за ее рамки.

Понятия световых колебаний и плоскости поляризации были введены в оптике задолго до установления электромагнитной теории света. Поскольку почти все виды воздействия света на вещество обусловлены электрическим вектором, было решено понимать под световыми колебаниями колебания электрического вектора \vec{E} . В линейно поляризованной волне электрический вектор \vec{E} колеблется в плоскости, перпендикулярной к плоскости