

ближении интенсивность  $dI_n$ , излучаемая диполем в направлении  $n$  в телесный угол  $d\Omega_n$ , даётся выражением

$$dI_n = \frac{\omega^4 \langle p \rangle^2}{4\pi c^2} d\Omega_n, \quad (2)$$

где  $n^2 = 1$  и  $c$  — скорость света в вакууме.

Гармонич. движение диполя вызывается действием на заряды электрич. поля с частотой  $\omega$ , а значение  $p$  определяется либо ур-ниями классич. механики с учётом  $p = \sum_j e r_j$  (суммирование проводится по всем частицам с зарядами  $e_j$  и координатами  $r_j$ ), либо квантовыми ур-ниями при т. н. полуклассич. подходе, в к-ром полагают  $p = \sum_j e_j \langle r_j \rangle$ , где  $\langle r_j \rangle$  — квантовое среднее координаты  $j$ -го локализов. заряда.

При феноменологич. описании считают  $p = \hat{\alpha} E$ , где  $\hat{\alpha}$  — тензор *поляризуемости* рассеивающей частицы, а  $E$  — напряжённость электрич. поля действующего на неё излучения. Если заряды рассредоточены, рассеянное излучение получается в результате сложения парциальных полей, генерируемых элементарными дипольными моментами элементов объёмов  $d^3r$ :  $dp = P(r)d^3r$ , где  $P$  — поляризация в точке  $r$ , определяемая тензором *диэлектрической проницаемости*  $\hat{\epsilon}$  среды:

$$P(r) = (\hat{\epsilon} - 1)E(r)/4\pi. \quad (3)$$

Напряжённость поля  $E(r)$ , действующего в точке  $r$ , в общем случае отличается от напряжённости поля падающего излучения. При суммировании вкладов элементарных диполей в ф-ле (2) следует учитывать интерференцию рассеянных волн, поэтому существенны фазы колебаний диполей и запаздывание прихода волны от них в место наблюдения.

**Характеристики рассеяния света.** Наиб. употребляемая количественная характеристика Р. с. на частицах — *дифференциальное сечение рассеяния*  $d\sigma_{k'k}$ , определяемое отношением рассеянного потока  $dI_n$  к плотности падающего потока  $cE_0^2/4\pi$ . В классич. и полуклассич. описании сечение определяется из (2), где  $p$  считается зависящим от  $E_0$  линейно.

При квантовом подходе Р. с. описывается в *возмущенной теории* как взаимодействие излучения с веществом и определяется ф-лой вероятности перехода в сплошном спектре состояний поля излучений в единицу времени. Сечение рассеяния определяется этой же ф-лой при условии, что поток падающего света считается равным одному фотону в единицу времени на единицу площади.

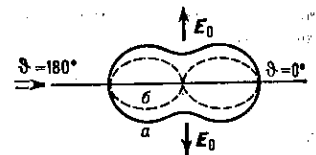
Сечение измеряется в единицах площади, и при упругом рассеянии полное сечение  $\sigma_k = \int d\sigma_{k'k}$  (интегрирование по всем направлениям рассеяния) характеризует, с нек-рой долей условности, размер площадки, «не пропускающей свет» в направлении его падения. Сечение рассеяния может зависеть от поляризации, направления (аннизотропия Р. с.), частоты падающего света (дисперсия Р. с.).

Свотрассеивающую способность сред характеризуют коэф. рассеяния  $R_n$  и дифференц. коэф. экстинкции  $dh_n$ . Первый показывает, какая доля светового потока, падающего на единицу поверхности среды, рассеивается единицей её объёма в заданном направлении.

Второй определяется как удельное (на единицу объёма  $V$  среды) дифференц. сечение рассеяния  $dh_n = d\sigma_{k'k}/V$ . Обе величины измеряются в обратных длинах и связаны друг с другом соотношением, к-рое в случае изотропного рассеяния неполяризов. света имеет вид  $h = (16\pi/3)R_{n/2}$ , где  $h$  — полная экстинкция свотрассеяния,  $R_{n/2}$  — коэф. рассеяния под углом  $90^\circ$  к направлению падения излучения.

Наглядное изображение Р. с. даёт *индикатриса* рассеяния (полярная диаграмма), показывающая распределение относит. интенсивности рассеянного света по направлениям (рис. 2). Вид индикатрисы зависит от частоты, поляризации и направления падающего излуче-

Рис. 2. Индикатрисы дипольного рассеяния падающего слева неполяризованного (естественного) (а) и линейно поляризованного (б) света.



ния. Обычно используются индикатрисы для излучения, поляризованного в плоскости рассеяния, проходящей через волновые векторы  $k$  и  $k'$  падающего и рассеянного излучений, и поляризованного перпендикулярно этой плоскости.

Информацию о связи поляризации и фаз падающей и рассеянной волн даёт матрица рассеяния. Применяются два типа матриц: одни связывают векторные величины — амплитуды падающей и рассеянной волн, другие связывают тензорные величины — *Стокса параметры* или элементы *квантовых матриц плотности* падающего и рассеянного полей. Первые матрицы применяются для описания когерентного рассеяния, вторые — при описании Р. с. частично когерентных световых потоков или потоков с меняющейся степенью когерентности. В случае изотропного Р. с. матрицы рассеяния зависят только от угла между  $k$  и  $k'$  — угла рассеяния  $\theta$ .

Анизотропное Р. с. характеризуется количественной мерой — коэф. деполаризации, к-рый равен  $\Delta = I_{\parallel}/I_{\perp}$  — отношению интенсивностей взаимно перпендикулярно поляризованных составляющих рассеянного первоначально неполяризованного падающего света ( $I_{\parallel}$  — составляющая рассеянного света, поляризованная вдоль направления падающего, а  $I_{\perp}$  — перпендикулярная к плоскости рассеяния).

Разнообразие и обилие факторов, определяющих характер Р. с., не позволяют единообразно и детально описать все случаи, поэтому условия идеализуют с равной степенью адекватности рассматриваемому случаю. Прежде всего различают Р. с. на отд. частицах и Р. с. в средах, т. к. для описания коллективной природы последнего необходимо использовать дополнит. статистич. методы. При этом бывает существенным учёт взаимодействий между отд. рассеивающими частицами.

**Рассеяние света отдельными микрочастицами.** Р. с. свободным покоящимся электроном — процесс упругий с высокой точностью. Движущийся электрон рассеивает свет неупруго: изменение частоты, определяемое (1), зависит от угла рассеяния и скорости  $v$  электрона, к-рая при  $|v| \ll c$  полагается неизменной. В выражении для сдвига частоты

$$\omega - \omega' = v(k - k') \quad (4)$$

считается, что длины волновых векторов  $|k| = |k'| = \omega/c$ . Классич. теория объясняет эту передачу энергии и импульса при Р. с. *Доплера эффект*. При  $|v| \ll c$  Р. с. на электроне изотропное и без дисперсии (томпсовское рассеяние света), его сечение равно  $\sigma_e = (8\pi/3)r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ , где  $r_0 = e^2/mc^2$  — классич. радиус электрона. Индикатриса рассеяния (рис. 2) вперёд такая же, как и назад, но различная для падающего излучения, поляризованного по-разному. При любой поляризации падающего излучения рассеянное под углом  $90^\circ$  излучение всегда линейно поляризовано ( $\Delta = 0$ ).

Р. с. свободными или слабо связанными электронами (*Комптона эффект*) играет большую роль в астрофиз. плазме: оно определяет лучистое давление и процессы переноса в космич. объектах. Р. с. электронами металлов объясняет высокую отражат. способность поверхности металлов.

Р. с. отдельным атомом (связанным электроном) отличается сильной дисперсией рассеяния. В классич. теории дисперсия объясняется зависимостью амплитуды вынужденных колебаний атомного осциллятора от частоты падающего излучения. Свя-