

таковы, что $\hbar\omega \lesssim e^2 Z_0^2 / a_0$, т. е. $r_0\omega/c \lesssim Z_0/137$. В результате типичные электрич. квадрупольные ($l=2$) и магн. дипольные ($l=1$) переходы в атомах при бл. в $(137/Z_0)^2$ раз менее вероятны, чем электрич. дипольные (разрешённые переходы). Высшие мультиполи, в частности тороидный диполь (анатополь), играют принципиальную роль лишь для рентг. переходов в атомах тяжёлых элементов. Учёт высших мультиполей необходим также при определении влияния внутр. поля на спектры молекулярных кристаллов и при расчёте экситонных переходов в полупроводниках, где эффективная масса электронов может понижаться на порядок и более.

Размер атомных ядер $r_0 \approx 1,2A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см (A — число нуклонов в ядре), а частоты переходов лежат в широком диапазоне (соответствующие энергии от неск. кэВ до ~ 10 МэВ). При этом обычно $r_0\omega/c \lesssim 1$ и $w^{(l)} \sim w^{(l)}/(3A^{1/3})$, так что, согласно указанной упрощённой оценке, и в ядрах наиб. вероятными должны быть электрич. дипольные переходы с $l=1$. Однако благодаря сильному взаимодействию нуклонов, не зависящему от заряда, эти электрич. дипольные переходы часто оказываются подавленными (особенно при малых энергиях $\hbar\omega$). Поэтому радиан. время жизни возбуждённых ядер и их излучение в значит. мере определяются высшими мультипольными переходами. В частности, существуют т. н. гигантские резонансы и запрещённые γ -переходы в тяжёлых ядрах.

Если размеры области, занятой источниками, малы по сравнению с излучаемыми ею длинами волн ($r_0\omega/c \ll 1$), то можно пренебречь эффектами запаздывания и легко осуществить обратное фурье-преобразование полей (9). В результате M и на произвольном расстоянии r от системы представит как явную ф-ция времени, задаваемая переменными мультипольными моментами. В волновой зоне поперечные ($\perp r$) поля излучения произвольной системы с точностью (по $r_0\omega/c$) до членов, включающих вклад тороидного диполя $T(t)$, равны

$$B_k(r, t) = c^{-2} r^{-1} \left\{ \dot{p}_k^e + [\dot{p}^m n]_k + c^{-1} \ddot{Q}_{kp}^e n_p + c^{-1} e_{kpq} \ddot{Q}_{pi}^m n_q n_i + c^{-2} \ddot{Q}_{kpq}^e n_p n_q + c^{-1} \ddot{T}_k \right\},$$

$$E(r, t) = [B(r, t) n]$$

(суммирование по повторяющимся индексам). Здесь p^e и p^m — векторы электрич. и магн. дипольных моментов, Q_{kp}^e и Q_{pi}^m — тензоры электрич. и магн. квадрупольных моментов, Q_{kpq}^e — тензор электрич. октупольного момента.

Мультипольное разложение поля является эфф. средством исследования свойств разл. излучателей, особенно если их размеры малы по сравнению с излучаемыми длинами волн. Представление о M и используется не только для скалярного и векторного полей в вакууме [как в (1) — (7)], но и для более сложных тензорных полей (напр., гравитационного) или для полей в сплошных средах, в частности для эл.-магн. поля излучения мультиполей, движущихся со сверхсветовой скоростью в среде (Черенкова — Вавилова излучение), для поля упругих деформаций в анизотропных кристаллах и т. д.

Лит.: Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Берестецкий В. В., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; Дубовик В. М., Чешков А. А., Мультипольное разложение в классической и в квантовой теории поля и излучение, «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, с. 791; Грау С. Г., Multipole expansions of electromagnetic fields using Debye potentials, «Amer. J. Phys.», 1978, ч. 46, р. 169; Франк И. М., Излучение Вавилова — Черенкова для электрических магнитных полутопов, «УФН», 1984, т. 144, с. 251; Виденхарн Л., Ланг Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 2, М., 1984; Müller E. E., Scalar potentials for vector fi-

elds in quantum electrodynamics, «J. Math. Phys.», 1987, ч. 28, р. 2786.

МУТНЫЕ СРЕДЫ — среды, в к-рых распространение света сопровождается значит. рассеянием, влияющим на условия распространения, вследствие чего нарушается прозрачность среды. Рассеяние света в среде происходит на её оптич. неоднородностях, что было установлено Л. И. Мандельштамом в 1907. Среда может быть мутной вследствие неоднородности структуры, наличия в ней посторонних макроскопич. частиц и включений (дымы, туманы, облака, коллоидные растворы). Флуктуации плотности, возникающие из-за тепловых движения частиц, могут привести к резкому увеличению рассеяния, и среда станет сильно мутной (опалесценция кристаллическая). Среда может стать мутной при резонансном рассеянии.

В M с. оптич. неоднородности распределены хаотично. Среда, в к-рых оптич. свойства изменяются плавно (локально однородные), света не рассеивают: внутри такой среды происходит постепенное искривление световых лучей (рефракция света).

Оптич. свойства M с. определяются явлениями ослабления проходящего излучения вследствие рассеяния и поглощения и взаимного облучения разл. объёмов M с. рассеянным излучением. Взаимное облучение имеет когерентную и некогерентную части. Когерентная часть взаимного облучения неоднородностей ведёт к изменению эфф. эл.-магн. поля, в к-ром они находятся, а следовательно, и рассеянного ими поля. Когерентная часть взаимного облучения и интерференция излучений, рассеянных различными объёмами, относятся к т. н. кооперативным эффектам, к-рые ведут к отличию оптич. свойств M с. от оптич. свойств образующих её частиц. Некогерентная часть взаимного облучения неоднородностей или объёмов среды представляется в форме многократного рассеяния.

Теория рассеяния света в M с. принципиально не отличается от дифракц. задач электродинамики: при известном внеш. излучении (освещении) и при известном пространственном распределении эл.-магн. свойств M с. нужно определить поле в нек-рой точке вне или внутри среды.

Эту задачу можно представить состоящей из двух частей: 1) определить поле, рассеянное отд. элементом M с., предполагая внеш. поле, в к-ром находится «мутный элемент», суперпозицией облучающего поля и поля, создаваемого всеми остальными элементами тела; 2) просуммировать действие всех элементов (частиц) тела (см. Рассеяние света).

В большинстве реальных M с. эту общую задачу удаётся свести к более простым случаям, определяемым соотношением с длиной волны λ след. четырёх линейных величин: d — расстояния между «элементами» (молекулами, микровключениями) внутри частицы, a — размера частицы, l — ср. расстояния между центрами частиц в M с., R — размера M с. Конкретная задача и метод её решения определяются величинами четырёх безразмерных параметров: $x_1 = d/\lambda$, $x_2 = a/\lambda$, $x_3 = l/\lambda$, $x_4 = R/\lambda$. Параметры x_i удовлетворяют очевидным неравенствам $x_1 < x_2 < x_3 < x_4$. Обычно также $x_1 \ll 1$ и $x_4 \gg 1$.

Если параметр $x_2 \gg 1$, т. е. расстояние между частицами $l \gg \lambda$, то отд. частицы среды рассеивают свет некогерентно. В этом случае задача сводится к анализу однократного рассеяния на частице, к-рое зависит от величины x_2 (размера частицы) и относительного комплексного показателя преломления частицы $n = n' - ik$. При очень малых размерах частицы ($x_2 \ll 1$ и $|n| \approx 1$) наблюдается рэлеевское рассеяние. При этом показателю рассеяния приблизительно $\propto \lambda^{-4}$, т. е. синие лучи, напр., рассеиваются в 16 раз сильнее, чем красные. Поэтому прямой свет от Солнца кажется красным, а небо — от рассеянного света Солнца — синим.

Более общий случай любых x_2 был рассмотрен А. Лявом (A. Love, 1899) и Г. Ми (G. Mie, 1908) (см. Ми теор-