Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 6, стр.376 – 378 20 марта 1974 г.

О РЕЛЕЕВСКОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА ПОЛЯРНЫМ ГАЗОМ

В.М.Эдельштейн

Указано на дополнительный механизм релеевского рассеяния света полярными газами в области частот ω, меньших колебательных частот молекул $\omega_{\text{кол}}$. Этот механизм связан с вынужденным вращательным движением диполей, вызванным падающей волной.

Известно, что рассеяние света связано с тем, что под влиянием внешнего периодического поля частицы среды приобретают дипольные моменты, осциллирующие с частотой поля ω. Рассеянная волна может быть описана как результат излучения этими переменными диполями. При этом обычно принимается во внимание лишь наведенный диполь $\mathbf{d}^{(1)}$, пропорциональный поляризуемости молекулы. Этот механизм был рассмотрен еще Релеем (см., например, [1]) и при достаточно больших частотах является доминирующим. Он дает характерный вклад в сечение рассеяния, пропорциональный четвертой степени частоты. Однако, если рассеивающий газ является полярным, возникает еще переменный электрический момент $\mathbf{d}^{(2)}$, вызванный вращением постоянных диполей. Сечение, обусловленное вынужденным вращением диполей, как нетрудно проверить, не зависит от частоты вовсе. Поэтому ясно, что при описании рассеяния в полярных средах электромагнитных волн с достаточно низкими частотами нужно учитывать оба механизма. Ниже будет показано, что соответствующая область начинается с частот, меньших колебательных частот молекулы.

Рассмотрим рассеяние электромагнитных волн одной молекулой с дипольным моментом d и тензором моментов инерции J_{ik}. В случае шарового волчка эта задача решена, например, в [2]. Для асимметрического волчка решение проводится аналогично и заключается в следующем. Если частота падающей волны ω гораздо больше частоты теплового вращения молекулы Ω_0, то собственным вращением можно пренебречь и рассматривать только вынужденное. Уравнение этого движения: $d(J_{kl}\,\Omega_l)/dt = [\mathbf{d}\mathbf{E}]_k$, где Ω – угловая скорость. Изменение вектора дипольного момента при вращении дается формулой $d(\mathbf{d})/dt = [\vec{\Omega}\,\mathbf{d}]$. Из этих двух уравнений находим

$$\ddot{d}_i = f_{ij}\,E_j, \quad f_{ij} = e_{ikl}\,d_l N_{kq}\,e_{qnj}\,d_n, \tag{1}$$

где N_{kq} – обратный тензор инерции, e_{ikl} – единичный антисимметричный тензор. При выводе формулы (1) опущены малые члены, квадратичные по Ω. Таким образом, переменный момент $\mathbf{d}^{(2)}$ равен

$$d_i^{(2)} = -\frac{1}{\omega^2} f_{ij}\,E_j\,. \tag{2}$$

Заметим, что из выражения (1) можно получить все характеристики рассеянного молекулой света. Если предположить все ориентации молекулы равномерными и усреднить по ним, то в ответ войдут лишь величины главных моментов инерции и дипольного момента.

Рассмотрим теперь релеевское рассеяние полярным газом. Пусть длина волны излучения λ гораздо больше длины свободного пробега l. Известно, что в этом случае релеевское рассеяние в газе связано с флуктуациями плотности и анизотропии, причем последние приводят к сравнительно размытой линии с максимумом при $\omega' = \omega$. Поэтому рассмотрим флуктуации плотности, т. е. усредним поляризацию по ориентациям молекул.

Как было отмечено во введении, поляризация газа переменным полем складывается из наведенного диполя $4\pi a_{ij}(\omega)\,nE_j$ (a_{ij} – тензор поляризуемостей молекулы) и диполя, вызванного вынужденным вращением молекул $(-1)4\pi\overline{f_{ij}}\,nE_j/\omega^2$. Здесь n – плотность молекул газа, а черта означает усреднение по ориентациям. Таким образом, для описания скалярного рассеяния достаточно в формулу для коэффициента экстинкции [1]

$$h = \frac{\omega^4}{6\pi c^4}\,V\,\overline{(\delta\epsilon)^2_V}$$

подставить

$$\delta\epsilon = \frac{4\pi}{3}\left[a_{ii}(\omega) - \frac{B}{\omega^2}\right]\delta n, \tag{3}$$

где $B = d^2 N_{ii} - d_i N_{ij}\,d_j$ и учтено, что $\overline{f_{ij}} = \delta_{ij}\,B/3$.

Отношение первого слагаемого ко второму в формуле (3) легко оценить, заметив, что поляризуемость молекулы a пропорциональна ее объему V. Это отношение имеет вид $V\omega^2 J/d^2$ и приблизительно равно

$(\omega/\omega_{кол})^2$, где $\omega_{кол}$ имеет порядок величины частот внутримолекулярных колебаний.

Условие $\omega >> \Omega_0$, существенное при выводе формулы (1), при $\Omega \sim \sqrt{kT/J}$, $J \sim 10^{-40}$ $г \cdot см^2$, $T \sim 500$°K дает $\omega >> 2{,}5 \cdot 10^{13}$ $гц$.

Условие $\omega < \omega_{кол}$, необходимое для расчета $d^{(2)}$ по модели жесткого диполя, не является сильным ограничением, так как амплитуда колебания d мала по сравнению со средней величиной дипольного момента. Всюду выше не учитывалось взаимодействие молекул друг с другом, приводящее к ориентационной релаксации. В низкочастотном пределе $\omega\tau_D << 1$ (τ_D – дебаевское время релаксации) можно принебречь инерцией вращения молекулы, при этом частотная зависимость поляризуемости описывается известной формулой Дебая. В рассматриваемом случае больших частот $\omega\tau_D >> 1$ в уравнении движения молекулы удерживался инерционный член и принебрегалось релаксацией..

В последнее время в связи с созданием CO_2-лазеров возникла возможность изучения релеевского рассеяния в инфракрасном диапазоне. В этой области частот оба слагаемых в формуле (3), вообще говоря, одного порядка величины.

Автор признателен Э.И.Рашба за важные замечания.

Институт
экспериментальной минералогии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 февраля 1974 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.

[2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., изд. Наука, 1967.