

завная с этим поляризуемость атомного осциллятора

$$\alpha = e^2 f / m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega), \quad (5)$$

где f — сила осциллятора атомного перехода с резонансной частотой ω_0 , а γ — скорость релаксации возбуждения этого перехода. Сечение Р. с. атомом определяется из выражения (2), в котором полагается $p = \alpha E_0$, и равно

$$\sigma = 8|\alpha|^2 \omega^4 / 3\pi c^4. \quad (6)$$

Дисперсия Р. с. на атоме по-разному проявляется в разных диапазонах частот. В нерезонансной области, когда $\omega_0 \gg \omega$, как в большинстве случаев для видимого света, $\sigma \propto \omega^4$ (закон Рэлея). Эта зависимость играет гл. роль в эффектах окрашивания рассеянного света (начально белого).

Вблизи атомных линий, когда $\omega \approx \omega_0$, Р. с. наз. резонансным. Макс. сечение в этом случае определяется величиной γ , значение к-рой не может быть меньше скорости радиац. релаксации:

$$\gamma = 2fe^2 \omega_0^3 / 3mc^3. \quad (7)$$

В этом предельном случае сечение Р. с. не зависит от f и определяется только длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ и близко к $\sigma \approx \lambda_0^2/2$, что гигантски велико ($\sim 10^{-9}$ см² для видимого света) по сравнению с сечением нерезонансного рассеяния, имеющего порядок величины $\sigma_0 \omega^4/\omega_0^4$. Из-за узости спектральной области резонансного Р. с. оно различно для разных ширин спектра падающего излучения: если последняя уже ширины атомной линии, то в рассеянном излучении повторяется спектр падающего; при обратных условиях спектр рассеянного излучения имеет форму атомной линии. При этом обнаруживаются некогерентность и инерция Р. с. Отмеченные спектральные особенности резонансного Р. с. объясняются острой селективностью взаимодействия света с атомом, связанной с длит. затуханием возбуждения атомного осциллятора.

Р. с. на неподвижном атоме упругое и изотропное. Его индикатриса аналогична рассмотренной. Движение атомов вызывает неупругое Р. с. в соответствии с (4). Р. с. отд. атомами наблюдается в разреженных газах.

При Р. с. отдельными молекулами, в отличие от Р. с. атомами, в спектре рассеяния появляются новые, соседние с несмещенной, линии. Неупругое Р. с. молекулами наз. комбинационным рассеянием света (эффектом Рамана). Классич. теория объясняет это рассеяние внутримолекулярным движением, модулирующим электронную поляризуемость молекул, что приводит к появлению спектральных сателлитов возбуждающей гармоники и вместе с этим меняет интенсивность рассеянного света. Интенсивность сателлитов определяется глубиной модуляции поляризуемости и обычно составляет 10^{-6} и менее от интенсивности рэлеевской линии. Причём стоксовы компоненты рассеяния гораздо интенсивнее антистоксовых при темп-рах $T \ll \hbar|\omega - \omega'|/k$. Смещение линий $\Delta\omega = \omega - \omega'$ определяется частотами внутримолекулярных колебаний.

Др. отличие молекулярного Р. с. от атомного связано с анизотропией поляризуемости молекул. Из-за этого и вследствие произвольной ориентации свободных молекул в пространстве свет при рассеянии деполаризуется, а вращение молекул вызывает модуляцию угл. распределения интенсивности рассеяния, что, как и молекулярные колебания, формирует спектр неупругого Р. с. вблизи рэлеевской линии, т. е. её крыло шириной $\Delta\omega/2\pi c = 100 \div 150$ см⁻¹ при комнатных темп-рах.

При Р. с. отдельными адсорбированными атомами и молекулами появ-

ляются особенности, связанные с влиянием конденсиров. среды на действующее на молекулу поле излучения и с возможностью переноса заряда при его разл. характере движений между молекулой и средой. Этим, в частности, вызывается сильное увеличение относит. интенсивности комбинационного Р. с. (см. Гигантское комбинационное рассеяние света).

Р. с. отдельными макроскопически малыми частицами с произвольными относительно λ размерами порождает широкий класс явлений: радуги, гало, ореолы, расцветивание дисперсных сред и др. Этот тип Р. с., называемый *Тиндалл эффектом*, описывается полностью в рамках классич. теории, часто с использованием приближенных методов теории дифракции света.

Если поле падающего излучения мало искажается рассеянием, то описание рассеяния относительно просто. Эти случаи возможны, когда диэлектрич. проницаемости ϵ рассеивающих частиц и окружающей среды близки и частицы не слишком велики либо когда частицы малы по сравнению с λ . В первом случае поле рассеянного света рассчитывается суммированием полей элементарных диполей с учётом (3) и их интерференции. Этот метод даёт качественно правильные результаты, в частности в расчётах Р. с. большими молекулами, звенья цепи к-рых рассматривают как элементарные диполи.

Если размер частицы $< \lambda/10\sqrt{|\epsilon|}$, то она рассеивает как электрич. диполь, наведённый момент к-рого $p = \hat{\alpha} E_0$, где $\hat{\alpha}$ — тензор поляризуемости, пропорциональный объёму частицы, а зависимость $\hat{\alpha}$ от ϵ вещества частицы определяется её формой. Так, для сферич. частиц из оптически изотропного материала с радиусом $a < \lambda/20\sqrt{\epsilon}$ сечение Р. с. даёт формулой Рэлея:

$$\sigma = (4\pi/3)2|\beta|^2 a^6 \omega^4 / c^4, \quad (8)$$

где $\beta = 3(\epsilon - 1)/4\pi(\epsilon + 2)$. Существенно, что частотная зависимость Р. с. в этом случае определяется двумя величинами — ω^4 и $\beta(\omega)$. Это Р. с. имеет рассмотренную выше индикатрису.

Если радиус a частицы велик и при этом $\lambda \gg a > \lambda/\sqrt{|\epsilon|}$, то падающее излучение индуцирует мультипольные моменты и дипольное приближение становится неприменимым. В предельном случае $\lambda \gg a \gg \lambda/\sqrt{|\epsilon|}$ (напр., при рассеянии ИК-излучения на металлич. частицах) индуцированные электрич. и магн. диполи одинаковы по величине. В этом случае сечение

$$\sigma = 10\pi a^6 \omega^4 / 3c^4 \quad (9)$$

качественно подобно рэлеевскому (8), но индикатриса этого Р. с. иная: свет рассеивается в осн. назад, а интенсивность света, рассеянного вперёд, составляет от него только $1/9$.

Описание Р. с. малыми частицами произвольных форм, размеров и диэлектрич. свойств математически трудно. Однако характерные закономерности рассеяния были установлены численно из строгой теории Р. с. на шаровых частицах — т. н. теория Ми.

В этой теории два параметра: приведённый радиус частицы $ka = \omega a/c$ и $\sqrt{\epsilon} = n$ — комплексный показатель преломления среды частицы. При $ka \ll 1$ и небольшом различии показателей преломления среды частицы и окружения рассеяние описывается ф-лами (2) и (8). Сечение имеет неск. максимумов в зависимости от радиуса. При $ka > 1$ сечение монотонно зависит от ka (рис. 3), при этом величины максимумов σ зависят от n . Когда $n \approx 1$, первый максимум появляется при $ka = 2/(n - 1)$ и может достигать $\sigma = 4\pi a^2$. Для полностью «отражающих» частиц ($|n| \rightarrow \infty$) первое макс. значение $\sigma = 2.3 \pi a^2$ появляется при $ka = 1.2$. В случае, когда $ka < 1$, но $nka \gg 1$, максимумы