

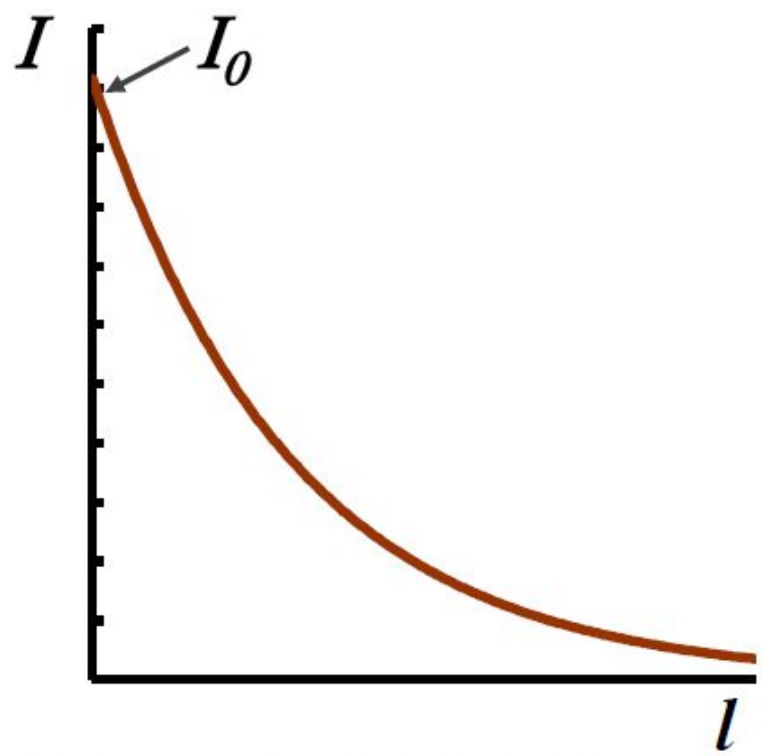
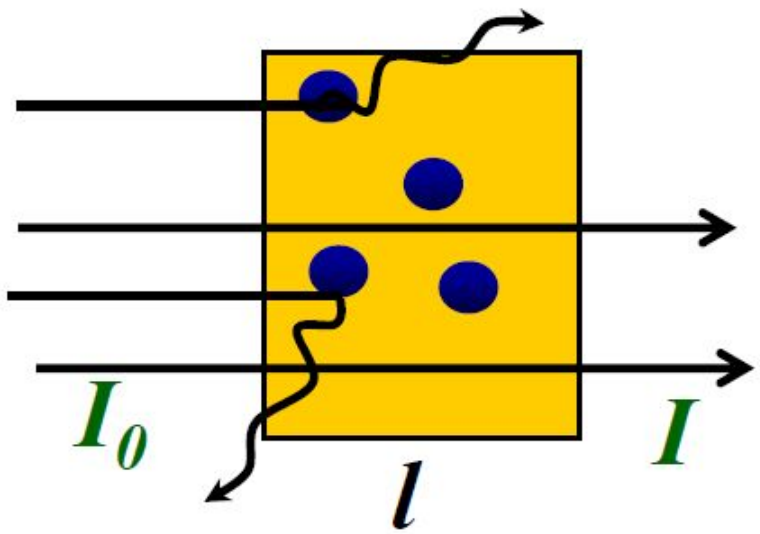
Рассеяние света

Рассеянием света, в общем случае, называется отклонение световых лучей во все стороны от первоначального направления. Рассеяние света возникает в тех случаях, когда среда, в которой распространяется свет, является оптически неоднородной

Потери на рассеяние

вызываются температурными колебаниями и флуктуациями структуры стекла (**Рэлеевское рассеяние**), наличием небольших пузырьков и включений, сравнимых по размерам с длиной волны λ (**рассеяние Ми**), нелинейными эффектами спонтанного и стимулированного излучения (**Рамановское и Бриллюновское рассеяния**)

Ослабление интенсивности света в результате рассеяния:



$$I = I_0 e^{-m_\lambda l}$$

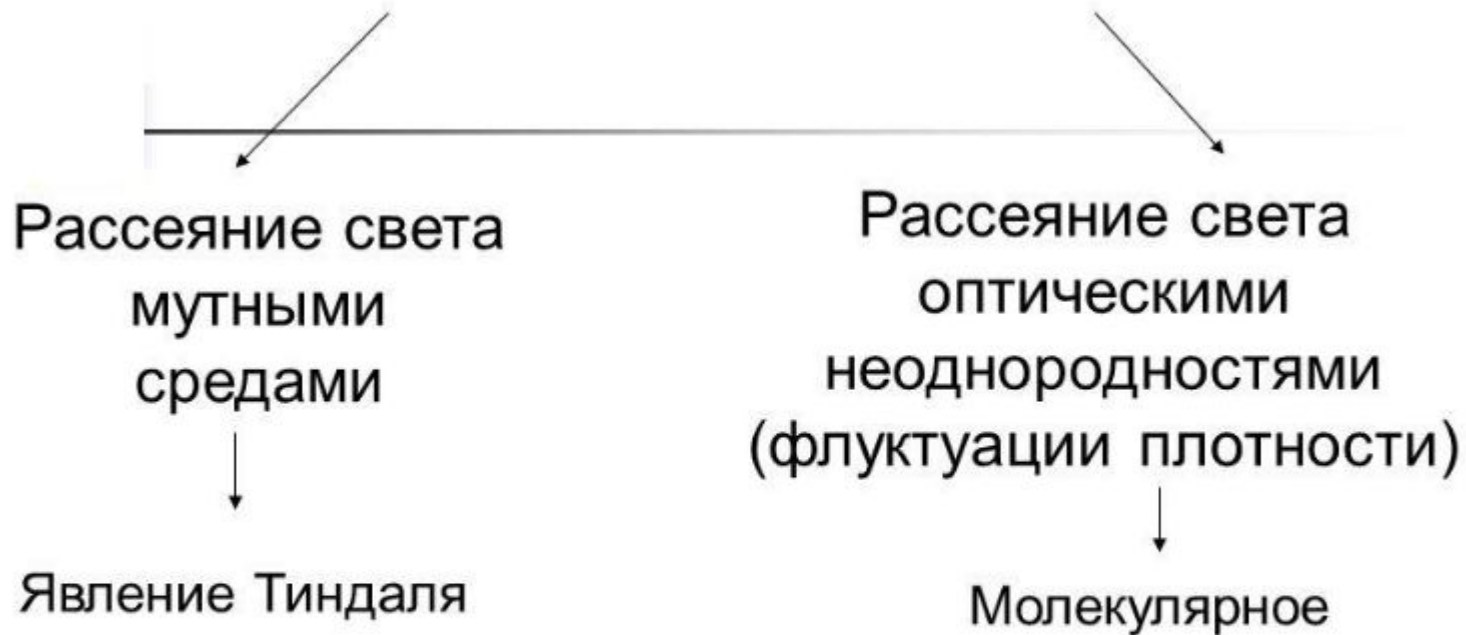
m_λ - натуральный показатель рассеяния, зависит от длины волны света

I_0 - интенсивность падающего на образец света

I - интенсивность прошедшего через образец света

l - толщина слоя

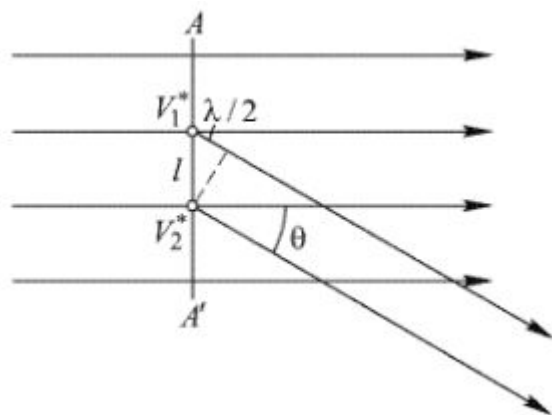
Рассеяние света



$$I_d = I_0 e^{-ml}$$

m – натуральный показатель рассеяния

С точки зрения классической физики рассеяние света состоит в том, что волна света, распространяясь сквозь вещество, является причиной колебания электронов в атомах (молекулах). Данные электроны вызывают вторичные волны, которые распространяются по всем направлениям. Эти волны когерентны между собой, следовательно, подвержены интерференции



$$l = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

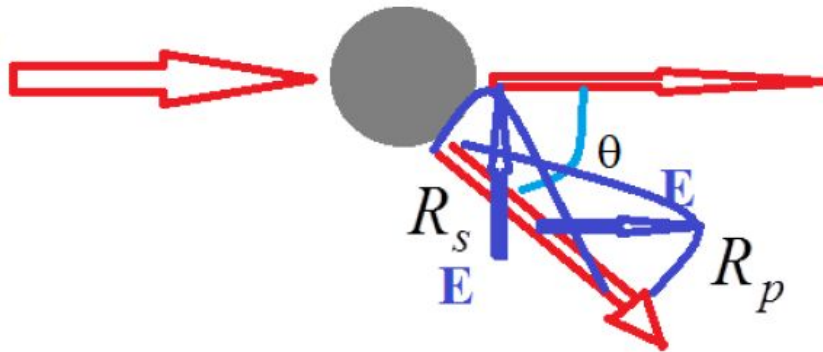
*Если среда является однородной, вторичные волны полностью гасят друг друга по всем направлениям (исключение составляет направление распространения первичной волны). Это означает, что **рассеяния в однородной среде не происходит***

Молекулярным рассеянием называют рассеяние света на оптических неоднородностях возникающих в чистом веществе из-за статистического отклонения молекул от равномерного распределения (флуктуации плотности) или на очень мелких неоднородностях с размерами меньшими $0,2 \lambda$ (λ — длина волны света). Пример - рассеяние света в атмосфере.

Рассеяние света характеризуют коэффициентом интенсивности рассеяния

$$R_{sc} = \frac{\text{ПОТОК на угол } \theta}{\text{ПОТОК, падающий на частицу}}$$

$$R_{sc} = \frac{1}{2} [R_s(\theta) + R_p(\theta)]$$



R_s – коэффициент интенсивности рассеяния света, поляризованного перпендикулярно плоскости рассеяния, R_p – коэффициент интенсивности рассеяния света, поляризованного параллельно плоскости рассеяния, θ – угол рассеяния.

Степень поляризации рассеянного света определяется выражением

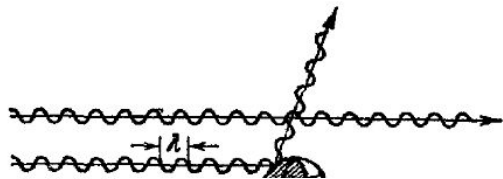
$(R_s - R_p) / (R_s + R_p)$. Интенсивность рассеянного света

$$I_s = R_s I_0 \frac{\pi d_p^2}{4}, I_p = R_p I_0 \frac{\pi d_p^2}{4}$$

Характер рассеяния одиночной частицей зависит от соотношения между ее радиусом r и длиной волны рассеиваемого света λ . В зависимости от $\frac{r}{\lambda}$ следует различать три различные области:

$$s = 2\pi r^2$$

Площадь рассеивающей частицы $\Delta\Phi_{\text{расс}} = \Phi_{\text{пад}} s N \Delta x$



$$r \ll \lambda$$

Вектор поляризации пропорционален полю

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta).$$

N — число частиц в рассеивающем объеме, V' и ε — объем и диэлектрическая проницаемость частицы, ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды, в которой взвешены частицы, θ — угол рассеяния, I_0 — интенсивность падающего света, L — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

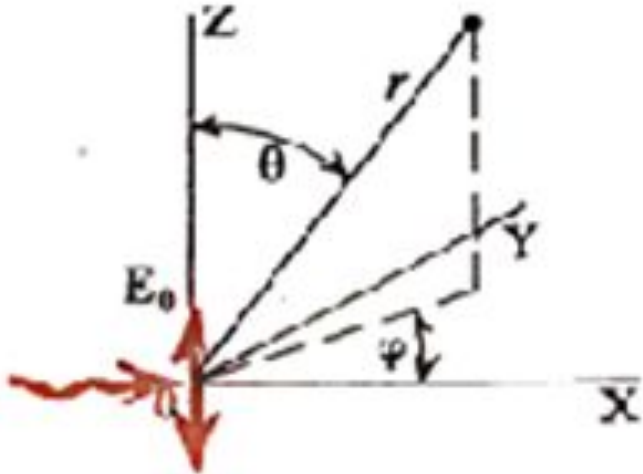
$$\varepsilon_0 \mathbf{E}_{\text{пад}} V$$

$$v = \frac{c}{\lambda}$$

Интенсивность э/м волны

$$S \sim E^2 \sim (v^2 P_V)^2 \sim \frac{P_V^2}{\lambda^4}$$

К выводу закона Рэля



$$m\ddot{z} + m\omega_0^2 z = eE_0 \cos \omega t$$

$$z = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t$$

Модель - элементарный классический излучатель.
Электрон колеблется вокруг неподвижного ядра. Дипольный момент

$$p_z(t) = ez = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos \omega t$$

Поле излучаемой электромагнитной волны в сферических координатах

$$E_\theta = cB_\varphi = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\sin \theta}{r} p(t - r/c)$$

$$E_r = E_\varphi = 0, \quad B_r = B_\theta = 0$$

К выводу закона Рэля

Излучение характеризуется вектором Умова-Пойтинга

$$S(\theta, \varphi, r, t) = E_{\theta} H_{\varphi} = \frac{E_{\theta} B_{\varphi}}{\mu_0} = \frac{\omega^4 \sin^2 \theta p^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^2 r^2}$$

$$\lambda = 2\pi c/\omega$$

$$\langle S \rangle_t = \frac{\pi^2 c \sin^2 \theta}{2\epsilon_0 r^2 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2$$

Поток энергии

$$dP(\theta, \varphi) = \langle S \rangle_t d\sigma = \langle S \rangle_t r^2 d\Omega$$

Интенсивность рассеяния
для одного излучателя

$$I_1(\theta, \varphi) = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{\pi^2 c \sin^2 \theta}{2\epsilon_0 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2$$

$$I_0 = \frac{24\pi^3}{N^2\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \langle S_0 \rangle \quad \text{Для одной частицы}$$

$$I_V = I_0 N = \frac{32\pi^3 (n - 1)^2}{3N\lambda^4} \langle S_0 \rangle \quad \text{Закон Рэлея}$$

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta).$$

N — число частиц в рассеивающем объеме, V' и ε — объем и диэлектрическая проницаемость частицы, ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды, в которой взвешены частицы, θ — угол рассеяния, I_0 — интенсивность падающего света, L — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

Закон Рэлея: интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвёртой степени длины волны излучения:

$$I \sim 1/\lambda^4$$

Интенсивность рассеяния (полная, для сферических частиц)

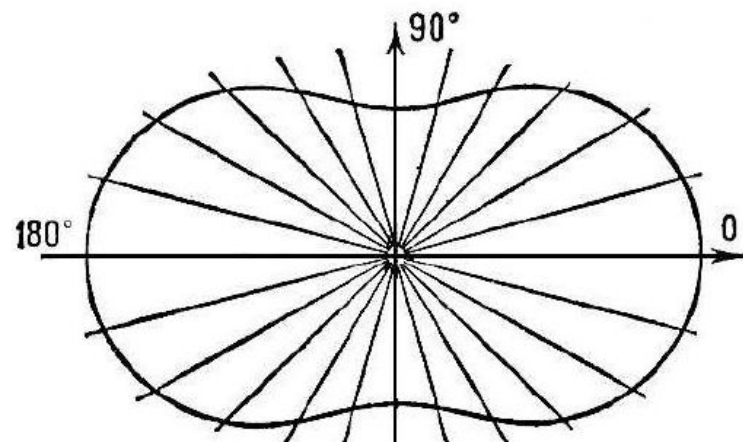
$$R_t = 2\pi \int_0^\pi R_{sc} \sin \theta d\theta.$$

Интенсивность рассеяния зависит от соотношения размера частицы d_p и длины волны излучения λ . Когда размер частиц много меньше длины волны $d_p \ll \lambda$ интенсивность рассеянного (неполяризованного) света была определена **Рэлеем** (*рэлеевское рассеяние*)

$$I = I_0 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \left(\frac{n_p^2 - n_e^2}{n_p^2 + 2n_e^2} \right)^2 \frac{1}{k_l^2} \left(\frac{\pi d_p}{\lambda} \right)^6 \propto \frac{1}{\lambda^4},$$

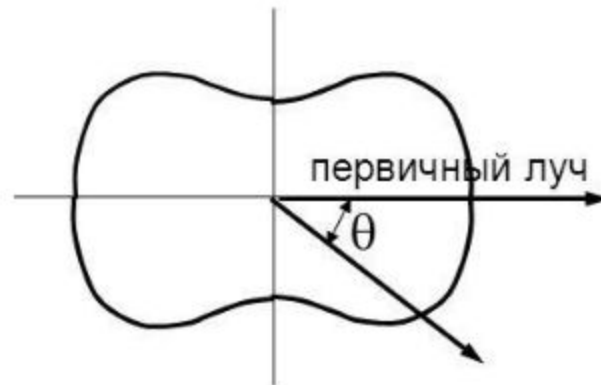
где $k_l = \frac{2\pi}{\lambda}$, n_p, n_e показатели преломления частицы и среды.

Важно: интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату объема частиц (шестой степени размера) и обратно пропорциональна четвертой степени длины волны.



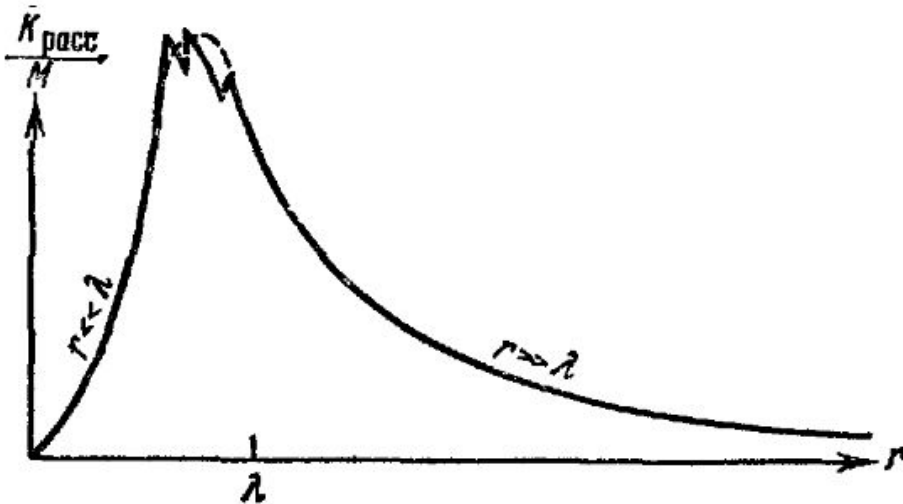
Индикатриссой
рассеяния называют
кривую, описывающую
зависимость
интенсивности
рассеянного света от
угла рассеяния. Для
Тиндалевского
рассеяния она
описывается законом:

$$I \sim 1 + \cos^2 \theta$$



$$r \approx \lambda$$

Основное –дифракционное рассеяние



$$K_{\text{расс}} = \frac{1}{\Phi_{\text{пад}}} \frac{\Delta\Phi_{\text{расс}}}{\Delta x}$$

Рассеяние зависит не только от массы, но и от размера частицы

$$M = N\rho V = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho N$$

$$N \sim \frac{M}{r^3}$$

Среднее число частиц зависит от их радиуса

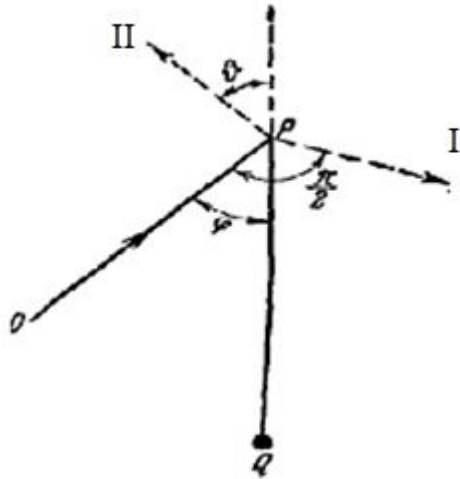
Для крупных частиц в области геометрического рассеяния маскирующая способность дыма, равная коэффициенту рассеяния на единицу массы убывает, с ростом размера частицы

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} = \frac{Ns}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^2 \sim \frac{1}{r}$$

Для мелких частиц в области рэлеевского рассеяния маскирующая способность дыма убывает с уменьшением размера частицы

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} \sim \frac{NV^2}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^6 \sim r^3$$

При рассеивании неполяризованного света наблюдается частично поляризованное рассеянное излучение, степень поляризации которого зависит от угла φ



$$i_I = I \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2Nr^2\lambda^4}$$

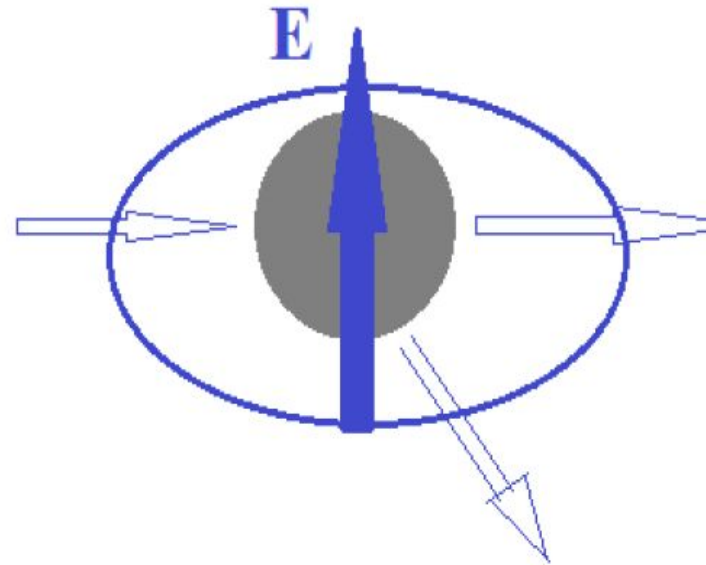
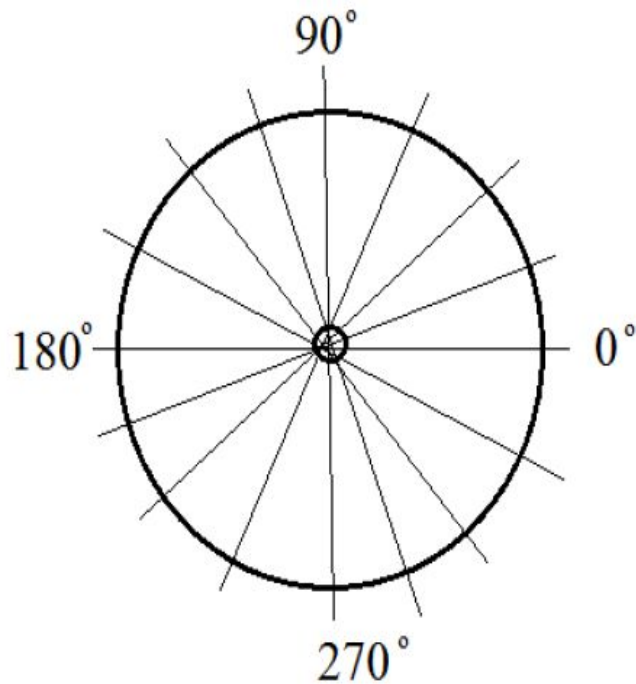
$$i_{II} = I \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2Nr^2\lambda^4} \cos^2 \varphi$$

I интенсивность падающих лучей

$$p = \frac{i_I - i_{II}}{i_I + i_{II}} = \frac{1 - \cos^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi}$$

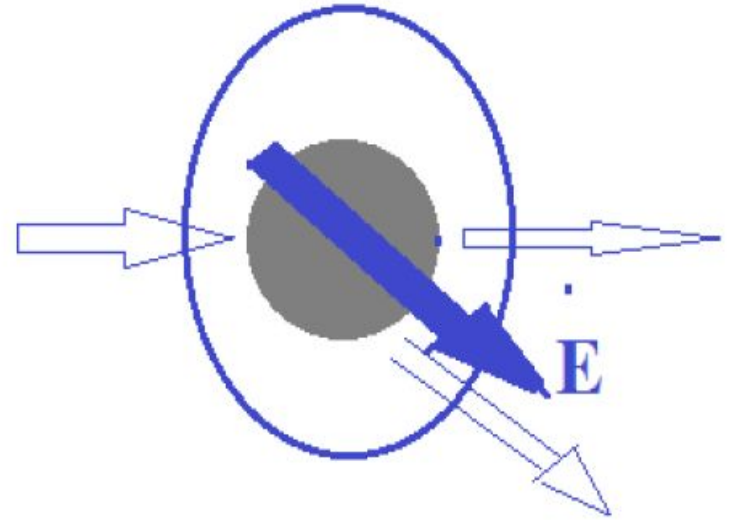
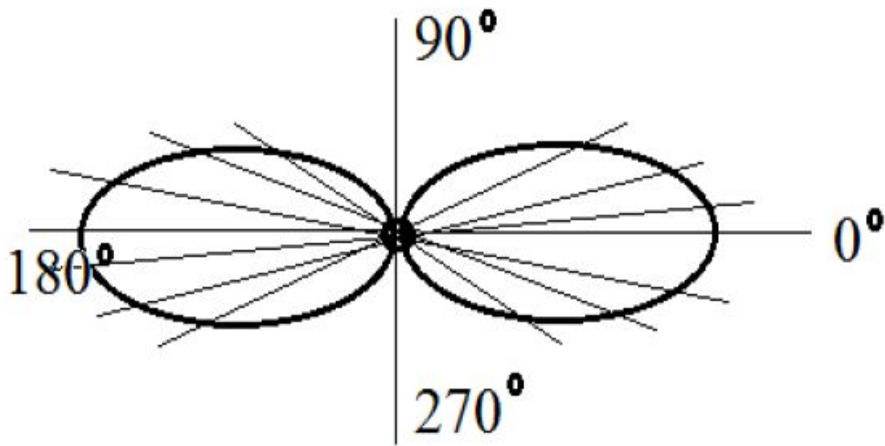
Свет, поляризованный перпендикулярно плоскости рассеяния, рассеивается равномерно по всем направлениям:

$$I_s = I_0 \left(\frac{n_p^2 - n_e^2}{n_p^2 + 2n_e^2} \right)^2 \frac{1}{k_l^2} \left(\frac{\pi d_p}{\lambda} \right)^6,$$



Свет, поляризованный в плоскости рассеяния, рассеивается анизотропно

$$I_p = I_0 \cos^2 \theta \left(\frac{n_p^2 - n_e^2}{n_p^2 + 2n_e^2} \right)^2 \frac{1}{k_l^2} \left(\frac{\pi d_p}{\lambda} \right)^6$$



Рассеяние вперед и назад полностью совпадают. Под углом 90° свет не рассеивается.

Важно: Неполаризованный свет, рассеянный под углом 90°, оказывается полностью поляризованным

$$P = \frac{I_{\perp}(\varphi) - I_{\parallel}(\varphi)}{I_{\perp}(\varphi) + I_{\parallel}(\varphi)} = \frac{\sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi}$$

Если мутную воду осветить белым светом, то в рассеянном свете вещество будет казаться голубым, это означает, что преобладают короткие волны спектра

Причина. Электроны, которые вынуждены колебаться в атомах электрически изотопных частиц небольшого размера (порядка $0,1\lambda$) подобны одному диполю. Данный диполь совершает колебания с частотой, падающей на него волны света, при этом интенсивность света, который он излучает, пропорциональна четвертой степени частоты или обратно пропорциональна четвертой степени длины волны.

Инфракрасные лучи рассеиваются меньше, чем фиолетовые.

Рассеяние Тиндаля (теория Ми)

Теория Рэлея описывает рассеяние на молекулах и малых сферических частицах, радиус которых меньше чем $0,2\lambda$.

При увеличении размеров частиц наблюдается отклонение от теории Рэлея, и используют теорию Ми.

Интенсивность рассеянного света в этом случае

$$I_{\text{рас}} \sim 1/\lambda^2$$

Примеры рассеяния Тиндаля: небо, которое приобрело белесый оттенок при задымлении атмосферы. При полете в самолете на большой высоте нет четкой линии горизонта, ее застигает атмосферная дымка (рассеяние Ми на аэрозолях воздуха).

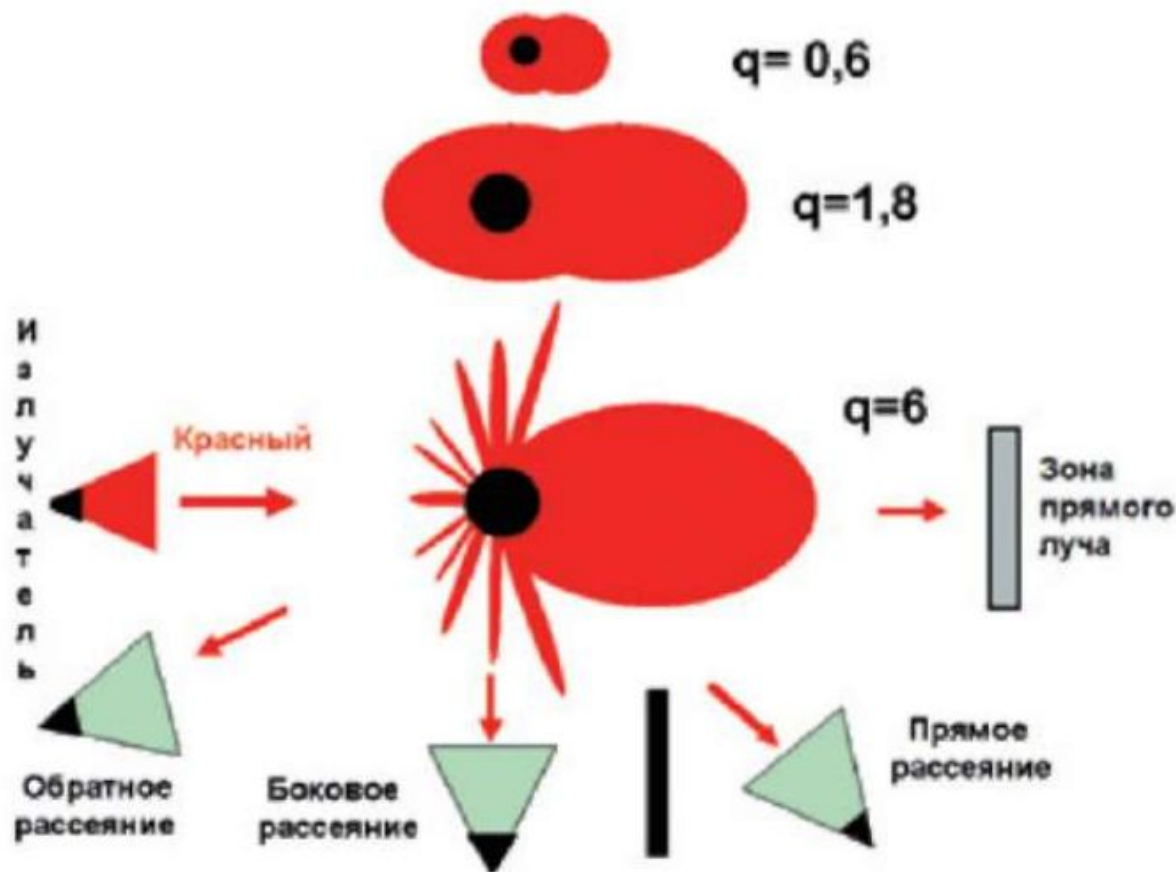
Непрозрачный туман -- рассеяние небольшими каплями воды.

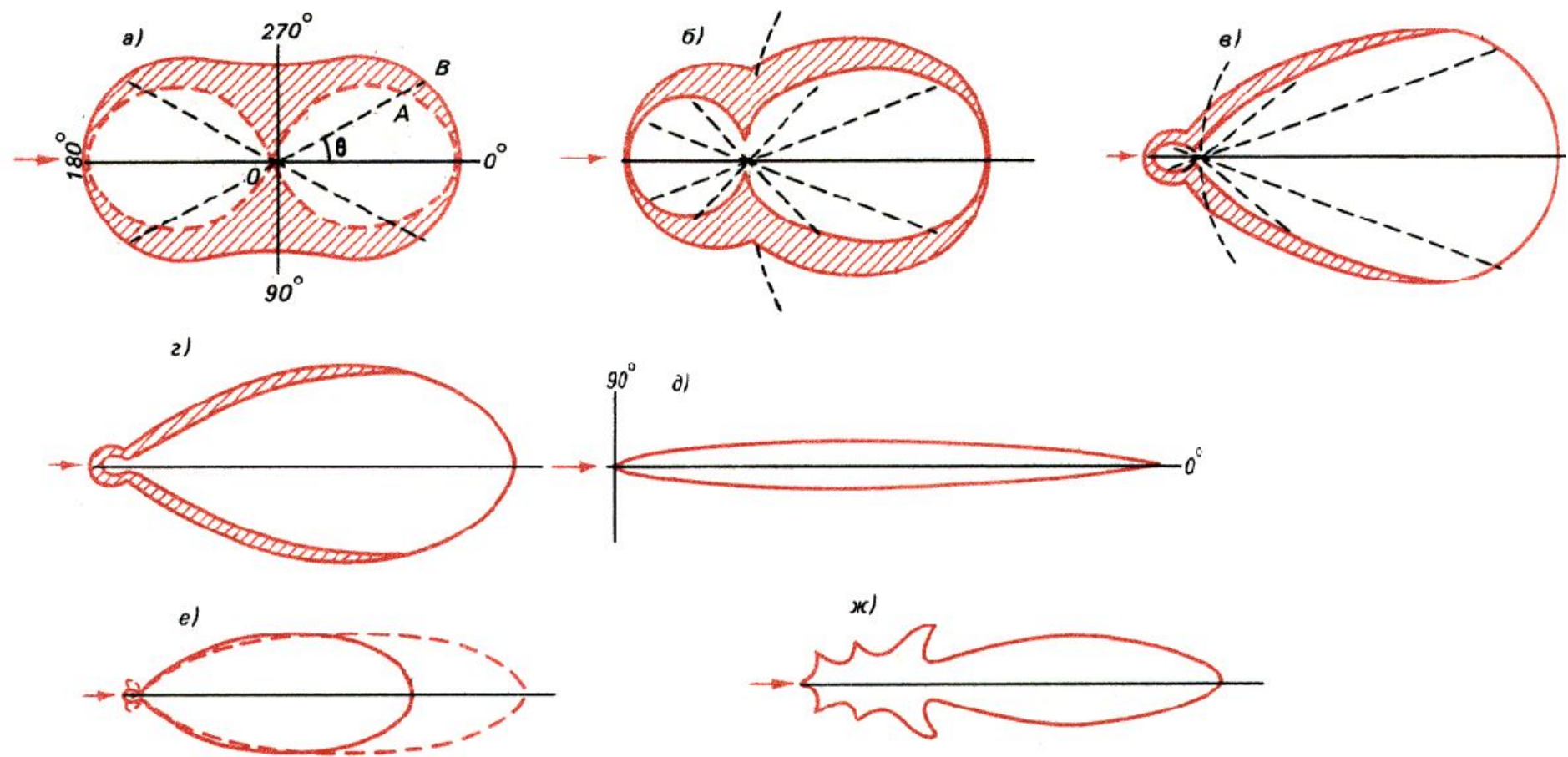
Теория Ми учитывает размеры частиц и представляет рассеяние как ряд, малым параметром в нем служит величина: где a -- радиус сферической частицы. Теория Ми строго говоря, относится только к сферическим частицам, но термин «рассеяние Ми» используют и для рассеяния частиц другой формы. Имеет значение не столько абсолютный размер частиц, а соотношения $a\lambda$.

Плоская электромагнитная волна, облучающая сферу, которой в данном случае выступает частица дыма, представляется как суперпозиция сферических волн, выходящих из центра сферы. Каждая из этих элементарных волн поляризует сферу и возбуждает в ней вторичную волну, которая излучается сферой. Эти вторичные волны называются парциальными волнами Ми, именно они и образуют рассеянный свет

Ми-теория - теория рассеяния (дифракции) плоской электромагнитной волны на однородной сфере произвольного размера.

за исключением случаев с большой проводимостью или диэлектрической проницаемостью интенсивность рассеянного света I достигает максимума как в направлении, совпадающем с направлением падающего света $\theta = 0^\circ$, так и в обратном направлении $\theta = 180^\circ$ и имеет минимум в плоскости симметрии $\theta = 90^\circ$. При увеличении радиуса сферы частиц наблюдаются отклонения от симметрии, причем в направлении падения рассеивается больше света, чем в обратном направлении



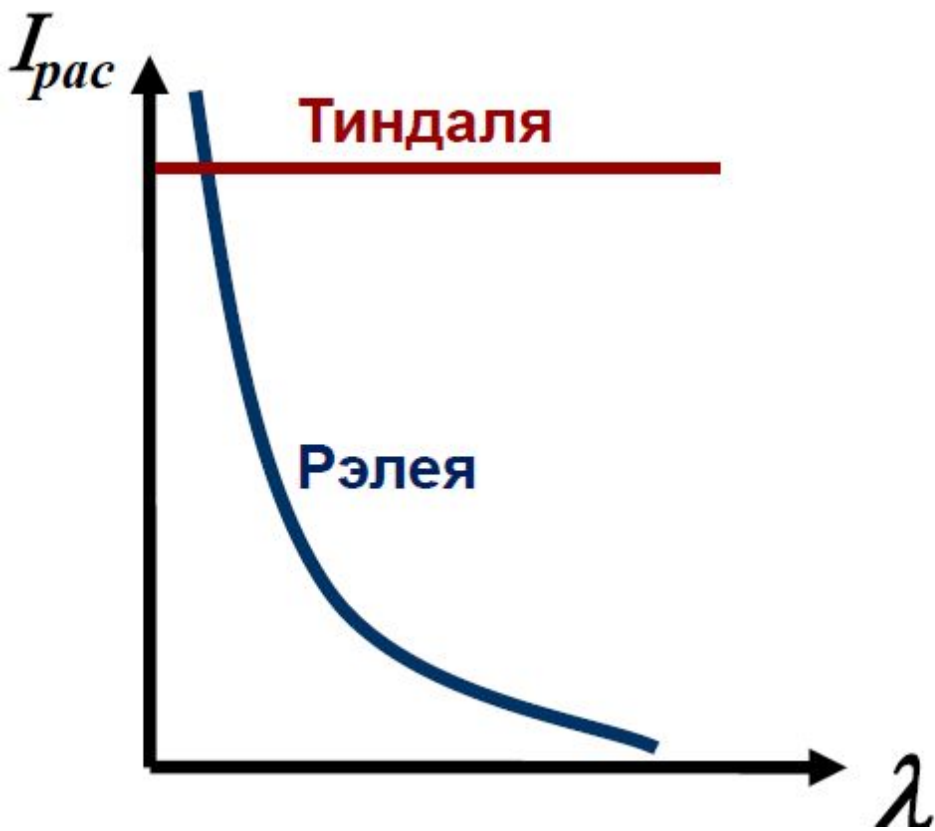


Индикатрисы рассеяния.

a — при молекулярном рассеянии; *б* — для частиц диаметром, равным $1/3\lambda$; *в* — для частиц диаметром λ ; *г* — для частиц диаметром 3λ ; *д* — для частиц диаметром 40λ ; *е*, *ж* — с дополнительными максимумами.

При рассеянии Ми следует учитывать влияние переизлучения первичной волны элементарными рассеивателями. В отличие от рассеивания Рэлея рассеиватели у Ми находятся в разных электромагнитных полях. То есть коэффициент преломления в объеме частицы отличен от единицы. В рассеянии Ми следует учесть различие в фазах излучения элементарных рассеивателей и разность фаз, которую вносит в исследуемое излучение конечное расстояние между элементарными рассеивателями. Это ведет к зависимости распределения интенсивности излучения от направления, которая выражает зависимость условий интерференции излучения элементарных рассеивателей от их расположения относительно точки наблюдения.

С точки зрения математики, теория Ми сводится к решению уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности сферической частицы произвольного радиуса. Она характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостью и электропроводностью



Спектр рассеяния -
зависимость интенсивности
рассеянного света ($I_{рас}$) от
длины (λ) волны:

$$I_{рас} = f(\lambda)$$

Ещё один вид представляет **комбинационное рассеяние** при котором происходит изменение длины волны света за счёт обмена энергией с колебательными движениями молекул

Комбинационное рассеяние (эффект Рамана)

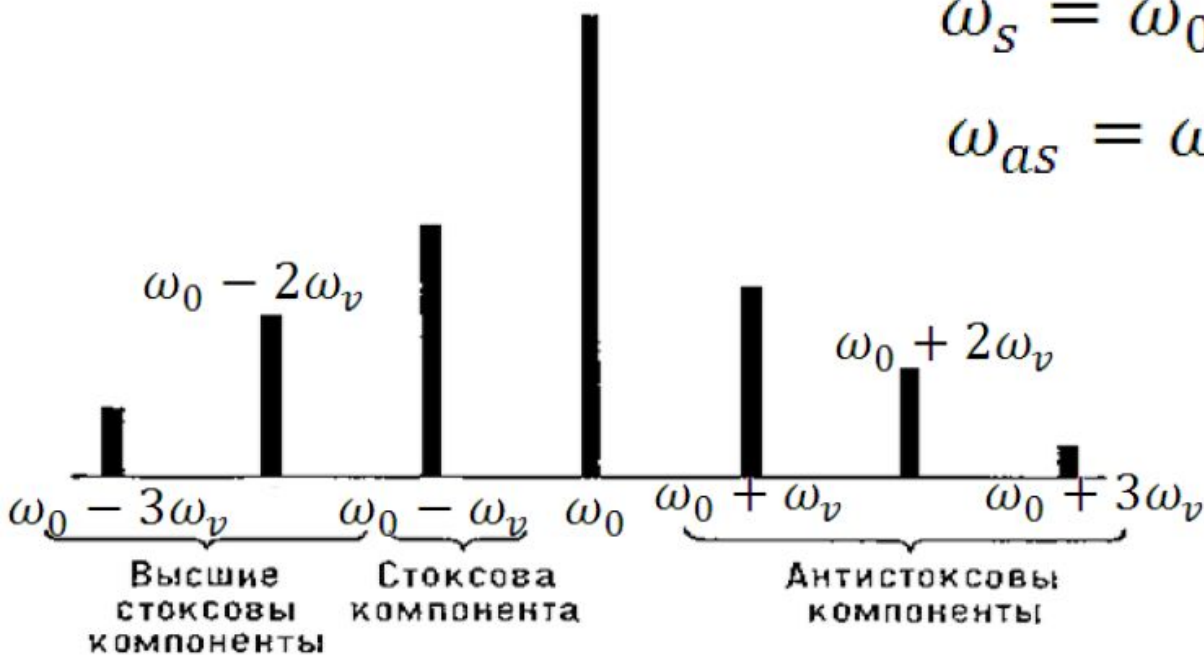


**Ч.В.Раман
(1888–1970)**

Комбинационное рассеяние – это неупругое рассеяние света, при котором в спектральном составе помимо частоты падающей волны ω_0 присутствуют линии, отличающиеся от нее на величину, равную или кратную частоте внутримолекулярных колебаний:

$$\omega_s = \omega_0 - m\omega_v, m = 1, 2, \dots$$

$$\omega_{as} = \omega_0 + m\omega_v, m = 1, 2, \dots$$



Число и расположение линий определяется молекулярным строением вещества.

Элементарная теория эффекта Рамана

В классической модели электрическое поле световой волны индуцирует переменный дипольный момент молекулы, которая дает соответствующий частотный спектр во всех направлениях.

$$p(t) = \varepsilon_0 \alpha E, \text{ где } \alpha = \alpha_0 + \alpha_\omega \cdot \cos \omega t$$

– поляризуемость молекулы.

$$E(t) = A \cdot \cos \omega_0 t \Rightarrow$$

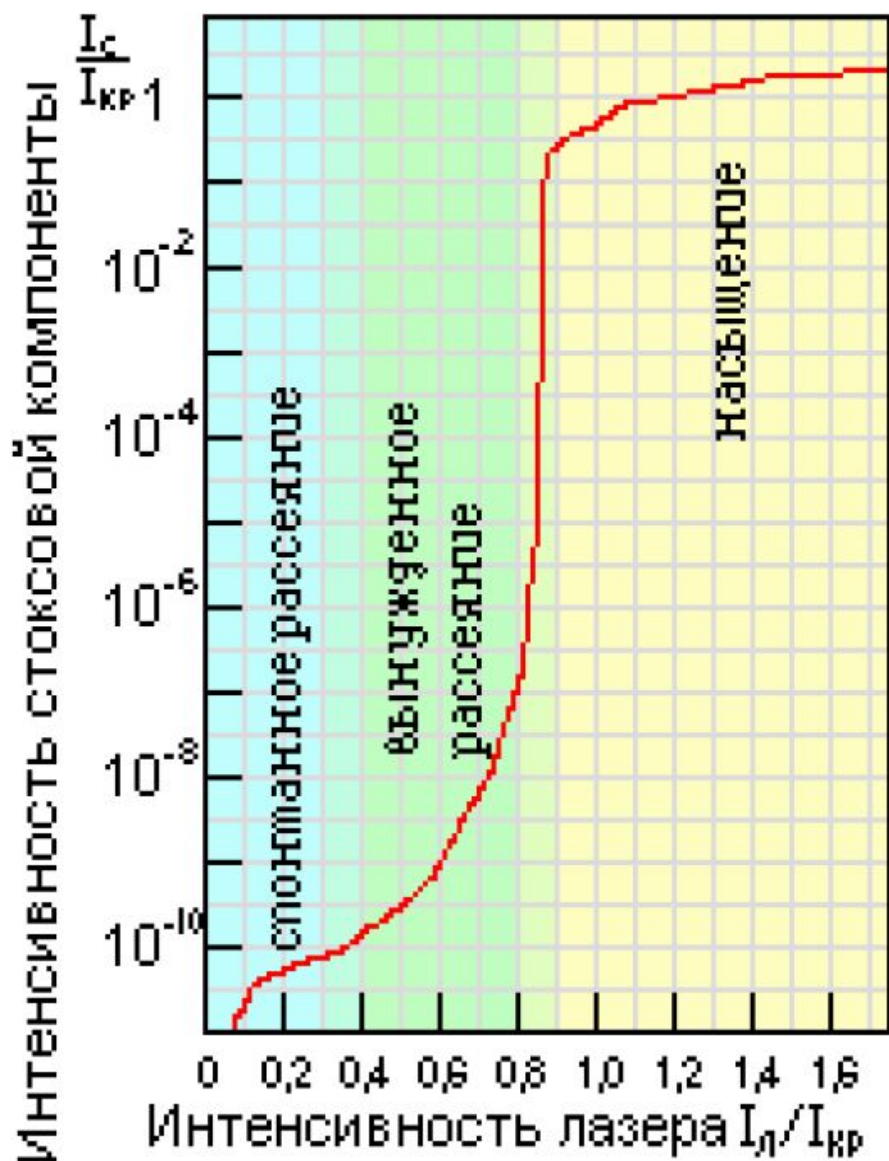
$$p(t) = \varepsilon_0 A \cdot \left(\underbrace{\alpha_0 \cos \omega_0 t}_{\text{Излучение на частоте падающей волны}} + \underbrace{\frac{1}{2} \alpha_\omega \cos(\omega_0 - \omega) t}_{\text{Стоксова компонента}} + \underbrace{\frac{1}{2} \alpha_\omega \cos(\omega_0 + \omega) t}_{\text{Антистоксова компонента}} \right)$$

**Излучение
на частоте
падающей
волны**

**Стоксова
компонента**

**Антистоксова
компонента**

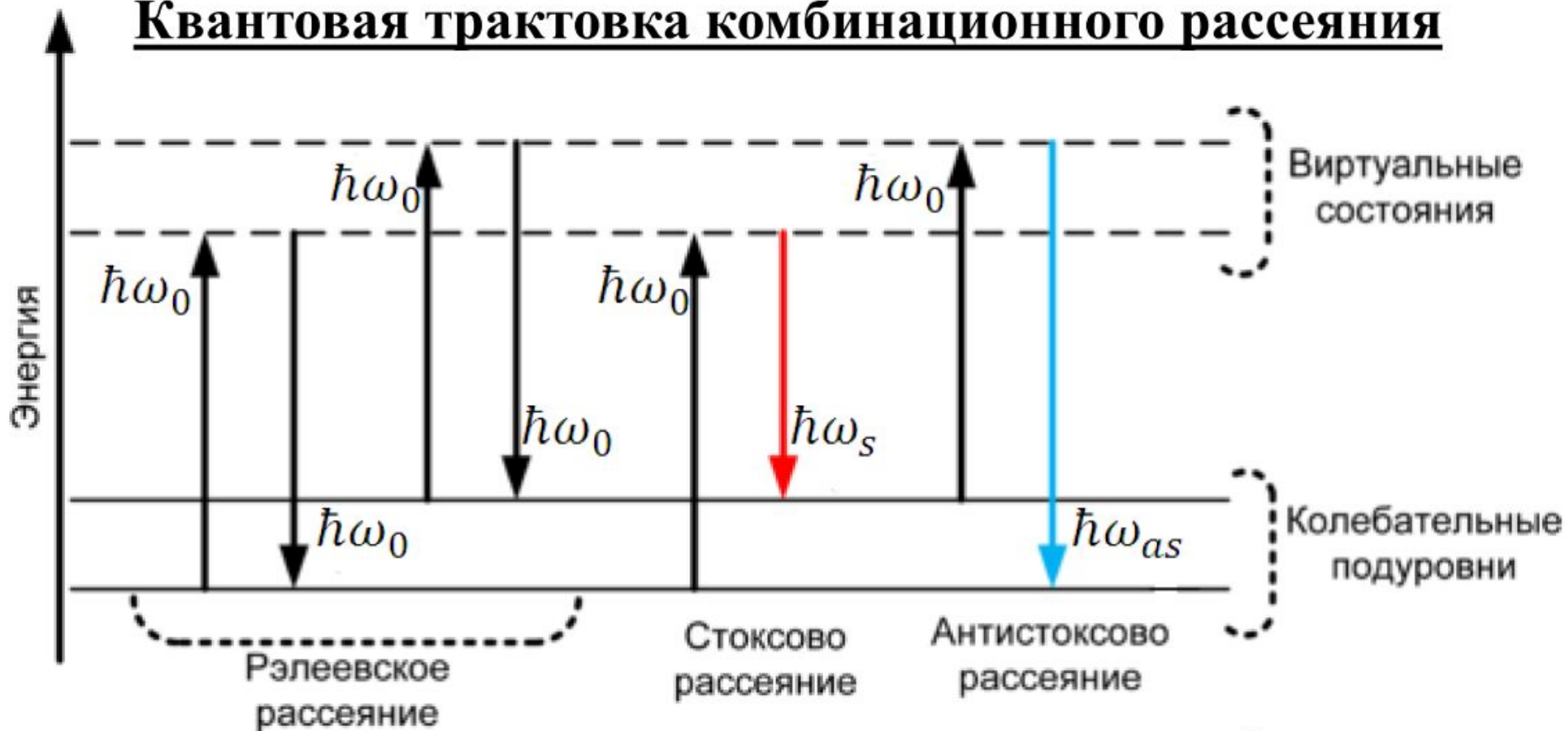
Спонтанное и вынужденное комбинационное рассеяние



При небольших интенсивностях света рассеивающая молекула переходит из одного колебательного состояния в другое с самопроизвольным испусканием стоксова или антистоксова фотона (**линейный процесс**).

При высоких интенсивностях света вероятность рассеяния пропорциональна интенсивности и падающего, и рассеянного излучений, что приводит к экспоненциальному усилению (**нелинейный пр.**)

Квантовая трактовка комбинационного рассеяния



С квантовой точки зрения происходит уничтожение фотона с энергией $\hbar\omega_0$ и испускание фотона с другой энергией за счет колебательного кванта молекулы.

Модель вынужденного комбинационного рассеяния

$$U = \frac{1}{2} f_1 x^2 + \frac{1}{2} f_2 y^2 + \alpha x y^2$$

$$\ddot{x} + \gamma_1 \dot{x} + \Omega^2 x = -\frac{\alpha}{M} y^2$$

$$\ddot{y} + \gamma_2 \dot{y} + \omega_0^2 y = eE - \frac{2\alpha}{m} x y$$

$$\chi^{(3)} \sim \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)^2$$

Описывается с помощью модели *нелинейно связанных осцилляторов*.

x – смещение атомов в молекуле.

y – смещение внешних электронов.

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) \cdot x$$

– поляризуемость молекулы.

$$\Omega = \omega_0 - \omega_S = \omega_V$$

– частота колебательного

кванта.

На хаотическое внутримолекулярное движение накладываются вынужденные колебания, синфазные с компонентами светового поля (происходит фазирование молекулярных колебаний во всем объеме, занятом полем).

ВКР-усиление

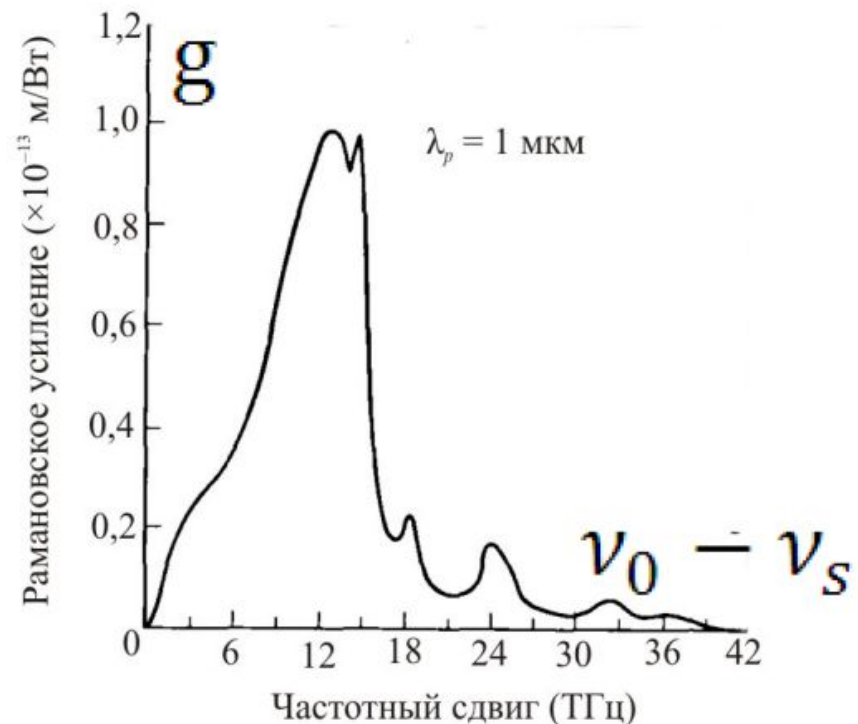
Система уравнений, описывающая взаимодействие между волной накачки и стоксовой волной в отсутствие потерь:

$$\begin{cases} \frac{dI_s}{dz} = gI_s I \\ \frac{dI}{dz} = -\frac{\omega_0}{\omega_s} \cdot gI_s I \end{cases}$$

Решение:

$$I_s(z) = I_s(0) \cdot \exp [I(0)gz]$$

Энергия волны накачки передается стоксовой волне и при достаточной интенсивности накачки рассеяние нарастает экспоненциально (имеет место ВКР-усиление).

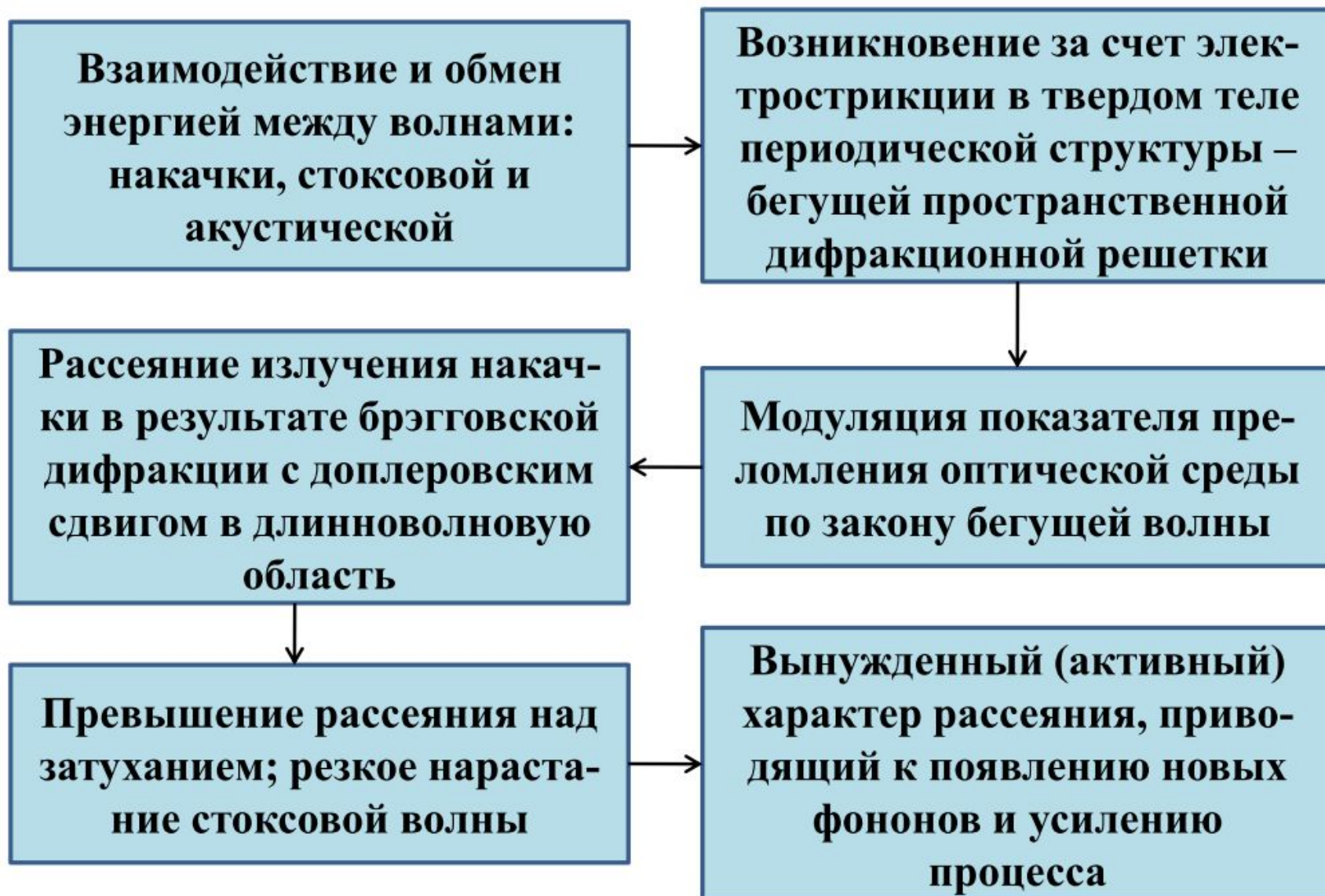


Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ)

ВРМБ – процесс неупругого рассеяния света на акустических фонах, генерируемых за счет взаимодействия падающей и стоксовой волн, при этом рассеянное излучение играет активную роль и лавинообразно нарастает.

Явление ВРМБ аналогично ВКР, только в качестве молекулярных колебаний при этом выступает волна избыточного давления среды (акустическая волна).

Физический механизм ВРМБ

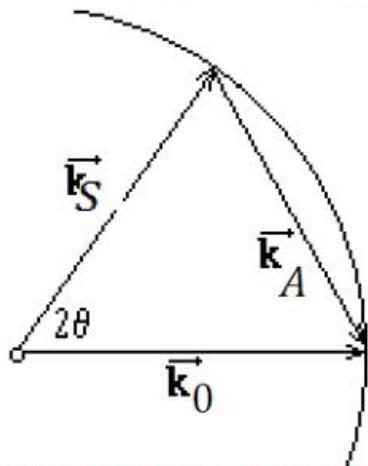


Законы сохранения

С точки зрения квантовой механики ВРМБ представляет собой процесс уничтожения фотона накачки с одновременным появлением стоксова фотона и акустического фонона.

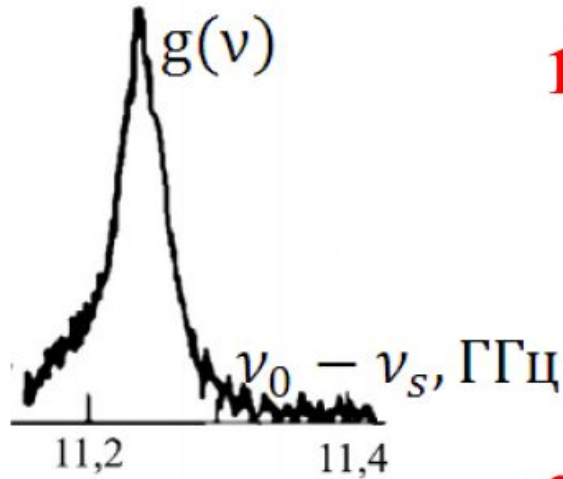
$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega_s + \hbar\omega_A \\ \vec{k}_0 = \vec{k}_s + \vec{k}_A \end{cases} \Rightarrow \omega_0 - \omega_s = 2v_A k_0 \sin\theta$$

$(\omega_A = v_A k_A)$



В волоконном световоде смещение частоты стоксовой волны максимально для обратного направления и исчезает для прямого направления.

ВРМБ-усиление



Спектр ВРМБ-усиления
для световода с сердцевиной
из кварцевого стекла

1. Для кварцевого волокна
 $g_{\max} = 5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{Вт}}$, что более чем на
два порядка пре-
вышает соответствующий коэффи-
циент ВКР-усиления.
2. Ширина полосы ВРМБ-усиления
очень мала (менее 100 МГц против
5...10 ТГц для ВКР-усиления).

Пороговая мощность ВРМБ

$$P_{\text{пор}} \approx \frac{21S_{\text{эфф}}}{g_{\max}L}$$

При $S_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $L = 2 \text{ км}$
имеем: $P_{\text{пор}} = 0,01 \text{ Вт}$.

**Порог мощности при ВРМБ примерно на 2 порядка ниже,
чем при ВКР.**

Позитивная и негативная роль ВРМБ в волоконной оптике

1. Используется для усиления сигналов в оптическом волокне, однако, ВРМБ-усилители непригодны для широкополосных сигналов и в схемах с DWDM.
2. Находит техническое применение в ВРМБ-лазерах с регулируемой пороговой мощностью для различных типов ВОЛС, для повышения добротности лазерных резонаторов за счет применения так называемых ВРМБ-зеркал.
3. Технических проблем с ВРМБ не возникает в линиях с длиной оптического волокна до 10 км.

1. Поскольку ВРМБ из всех нелинейных эффектов имеет самый низкий порог возникновения, то в ряде случаев оно ухудшает эффективность передачи основного сигнала в ВОЛС (ограничивает мощность полезного распространяющегося сигнала, снижает его качество).
2. Негативное влияние ВРМБ усиливается с уменьшением диаметра сердцевины волокна и спектральной ширины передаваемых сигналов.