

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 535345.6

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц, Е.К. Чистякова

МНОГОМОДОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО  
РАССЕЯНИЯ В СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ.  
УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 22.04.99 г.

Принята к печати 18.05.99 г.

Рассмотрено влияние многомодового возбуждения вынужденного комбинационного рассеяния в сферической частице на угловое распределение интенсивности в дальней зоне. Показано, что при многомодовом возбуждении ВКР диаграмма направленности становится асимметричной, в отличие от случая, когда процесс осуществляется на одной резонансной моде частицы. Степень ее асимметрии в значительной мере зависит от комбинации возбуждаемых в частице мод, что приводит либо к значительному возрастанию интенсивности рассеянной волны в направлении назад, либо к ее ослаблению в данном направлении. Проведено сравнение с угловым распределением интенсивности при упругом рассеянии.

## Введение

Прозрачная микронная частица, как показывают многочисленные экспериментальные и теоретические исследования, при облучении интенсивным лазерным излучением, вследствие реализации в ее объеме различных нелинейных эффектов светорассеяния [вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), вынужденная флюоресценция (ВФ) и др.], сама может выступать в роли источника когерентного излучения на комбинационных частотах. Это обуславливает интерес к изучению процессов вынужденного рассеяния света (ВР) в микрочастицах, а также открывает широкие перспективы применения указанных эффектов для задач диагностики аэрозолей [1, 2], Раман-микроспектроскопии [3–5], лазерной техники [6–9].

Угловое распределение интенсивности ВР от микронной частицы теоретически исследовалось в [10]. Было показано, что угловая структура ВР при «поддержке» его одной резонансной модой капли симметрична в направлениях вперед и назад. Подобный вид углового распределения является следствием соответствующей симметрии пространственного распределения поля излучающей моды ВР в частице и характеризует именно одномодовый режим вынужденного рассеяния. Авторами работы [10] также были сделаны оценки угловой зависимости интенсивности рассеяния при многомодовом режиме возбуждения ВР в частице. Оказалось, что в этом случае диаграмма рассеяния деформируется, вытягиваясь вперед по направлению действия излучения накачки подобно угловому распределению упругого рассеяния. При этом, однако, в отличие от последнего, угловая структура поля ВР характеризуется меньшей симметрией отношения интенсивности вперед-назад, но существенно большим провалом в области углов рассеяния  $\theta \approx 90^\circ$ .

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в [10]. В ней проводится более детальное рассмотрение закономерностей углового распределения поля ВР от прозрачных частиц в условиях многомодового возбуждения.

Физический механизм возбуждения волны ВР в сферической частице связан с наличием в ней собственных высокочастотных электромагнитных колебательных мод

[11]. Если какая-либо из составляющих спектра рамановского «шума» попадает в резонанс с собственной колебательной модой капли, то усиление такой волны начинает доминировать над поглощением и создаются условия для возникновения вынужденного рассеяния. Одной из особенностей резонансного спектра крупных частиц является высокая плотность собственных мод по шкале частот. Среднее расстояние между модами одной поляризации ( $TE$  или  $TM$ ) и одного порядка  $l$ , например для капли воды с параметром дифракции  $x_a = 50$ , составляет  $\Delta\nu \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . При этом полуширина этих мод  $\Gamma_{nl}$  варьирует в пределах  $10^{-4} \leq \Gamma_{nl} \leq 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, резонансные кривые ряда собственных мод могут пересекаться (рис. 1) и одновременно несколько резонансных мод частицы будут участвовать в усилении спонтанного сигнала до вынужденного.

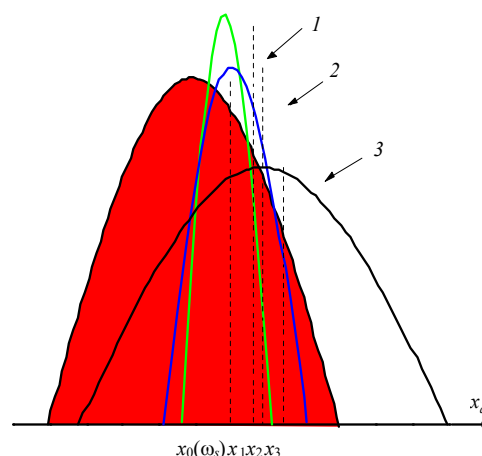


Рис. 1. Схема взаимного расположения резонансных контуров собственных электромагнитных мод сферической частицы при многомодовом режиме возбуждения ВР. 1 – контур  $TE_{81}^1$ -моды, 2 –  $TE_{75}^4$ -моды, 3 –  $TE_{66}^4$ -моды. Заштрихованный контур – базовая резонансная мода  $TE_{70}^3$

## Основные соотношения

Исследуемую задачу будем рассматривать в следующей постановке. Пусть на сферическую частицу с диэлектриче-

ской проницаемостью  $\epsilon_a$  в положительном направлении оси  $z$  падает плоская электромагнитная волна с вектором электрического поля  $\mathbf{E}_0(x, y, z; t) = \tilde{\mathbf{E}}_0(x, y) e^{i\omega t - ikz}$ , которая возбуждает в ней на частоте  $\omega_S$  поле ВР с электрическим вектором  $\mathbf{E}_S(\mathbf{r}', t)$ . Необходимо найти величину интенсивности поля ВР в точке вне частицы с радиусом-вектором  $\mathbf{r}$ . Геометрическая схема задачи приведена на рис. 2.

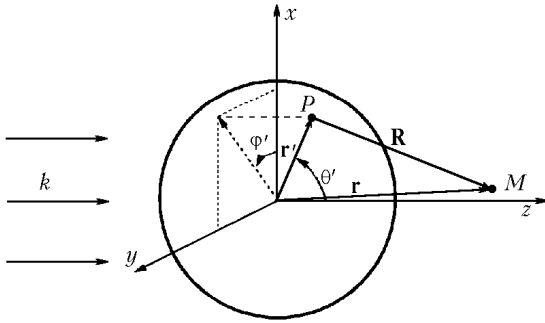


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая геометрию задачи о рассеянии световой волны на сферической частице

Будем исходить из уравнения Гельмгольца для векторного потенциала электромагнитного поля  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$  на частоте комбинационного рассеяния [12]:

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + k^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{J}_a(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

при условии  $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$ , справедливом при отсутствии свободных зарядов в частице. Здесь  $\mathbf{J}_a(\mathbf{r}, t) = \epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$  – плотность токов поляризации, индуцированных внутренним полем частицы;  $\epsilon_a$  – диэлектрическая проницаемость частицы;  $k$  – волновое число. Составляющие искомого электромагнитного поля выражаются через векторный потенциал как

$$\mathbf{H}_S(\mathbf{r}, t) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t); \quad \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}.$$

Решение уравнения (1) известно [9]. Электрическое поле  $\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t)$  в произвольной точке пространства находится из соотношения [13]:

$$\epsilon_a \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \text{rot rot} \int_{V_a} \frac{(\epsilon_a - 1) \mathbf{E}_S(\mathbf{r}', t) e^{-ikR}}{4\pi R} d\mathbf{r}', \quad (2)$$

где  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  – расстояние между точкой наблюдения и элементарным источником в объеме частицы. Интегрирование ведется по всему объему, занятому источниками рассеянной волны (объему частицы  $V_a$ ).

В дальней зоне ( $kr \gg 1$ ,  $r \gg r'$ ), учитывая, что  $R = \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2r r' \cos \gamma} \approx r - r' \cos \gamma$ , и меняя местами операции интегрирования и дифференцирования, имеем

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \approx \frac{k^2(\epsilon_a - 1)}{4\pi r} \exp\{i\omega_S t - ikr\} \int_{V_a} \mathbf{E}_S(\mathbf{r}', t) e^{ik_a r' \cos \gamma} d\mathbf{r}'. \quad (3)$$

Здесь  $k_a = \sqrt{\epsilon_a} k$  – волновое число внутри частицы;  $\gamma$  – угол между векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ ,  $r = |\mathbf{r}|$ . Заметим, что радиальная составляющая электрического поля  $E_r \ll (E_\theta, E_\varphi)$ , и, таким образом, поле вдали от частицы представляет собой поле-

речную расходящуюся сферическую волну, образованную суперпозицией полей, излученных поляризованными элементами ее объема.

Аналогичное интегральное уравнение может быть получено и для другой векторной составляющей электромагнитного поля  $\mathbf{H}_S(\mathbf{r}, t)$ . Основным достоинством данного подхода к определению пространственной структуры поля вынужденного рассеяния по сравнению с традиционным методом решения дифференциальных уравнений для потенциалов Дебая, используемых в теории Ми [14], является то, что интегральное уравнение (3) автоматически содержит в себе граничные условия. Поэтому любое изменение формы рассеивателя не меняет структуру решения (3), а выражается только в изменении пределов интегрирования.

В общем случае интегральное уравнение (3) может быть решено, например, методом последовательных приближений [13]. Однако будем считать, что пространственное распределение поля вынужденного рассеяния в частице соответствует структуре поля одной из ее собственных резонансных мод, т. е. реализуется режим одномодового возбуждения ВР. Тогда можно записать

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \frac{A_E(t, k_a a)}{k_a r} \psi_n(k_a r) \mathbf{M}_{n1}(\theta, \varphi) + \text{к.с. для } TE_n\text{-мод,}$$

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \frac{A_M(t, k_a a)}{k_a r} \frac{1}{k_a} \nabla [\mathbf{M}_{n1}(\theta, \varphi) \psi_n(k_a r)] + \text{к.с. для } TM_n\text{-мод,} \quad (4)$$

где  $a$  – радиус частицы;  $A_E, A_M$  – некоторые амплитудные коэффициенты, определяющие временной ход процесса вынужденного рассеяния и зависящие от резонансных свойств выбранной моды;  $\mathbf{M}_{n1}(\theta, \varphi)$  – сферические вектор-гармоники [15];  $\psi_n$  – функции Риккати–Бесселя. Конкретный вид коэффициентов  $A_E, A_M$  может быть определен из решения системы связанных уравнений для основной и стоксовой волн в частице [16].

Для удобства вычислений разложим выражение (4), например для  $TM_n$ -моды, по сферическим компонентам ( $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi$ ):

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \frac{A_M(t, k_a a)}{k_a r} \left[ \frac{n(n+1)}{k_a r} \psi_n(k_a r) \cos \varphi \sin \theta \pi_{n1}(\theta) \mathbf{e}_r + \right.$$

$$\left. + \psi'_n(k_a r) (\cos \varphi \tau_{n1}(\theta) \mathbf{e}_\theta - \sin \varphi \pi_{n1}(\theta) \mathbf{e}_\varphi) \right], \quad (5)$$

где  $\pi_{n1}(\theta), \tau_{n1}(\theta)$  – угловые функции:

$$\pi_{n1}(\theta) = \frac{P_{n1}(\cos \theta)}{\sin \theta}; \quad \tau_{n1}(\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} [P_{n1}(\cos \theta)],$$

$P_{n1}(\cos \theta)$  – присоединенные полиномы Лежандра.

Экспоненту под интегралом в (3), используя теорему сложения [17], также представим в виде суммы сферических функций:

$$e^{ik_a r \cos \gamma} = \sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m+1) j_m(k_a r) P_m(\cos \gamma), \quad (6)$$

где  $j_m(k_a r) = \frac{1}{k_a r} \psi_m(k_a r)$  – сферическая функция Бесселя.

Учитывая, что

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$$

и применяя известную из теории функций Лежандра формулу разложения [17]:

$$P_m(\cos \gamma) = \{P_m(\cos \theta) P_m(\cos \theta') + 2 \sum_{l=1}^m \frac{(n-l)!}{(n+l)!} P_{ml}(\cos \theta) P_{ml}(\cos \theta') \cos[l(\varphi - \varphi')]\},$$

преобразуем выражение (6):

$$e^{ik_a r \cos \gamma} = \sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m+1) j_m(k_a r) \{P_m(\cos P_m(\cos \theta')) + 2 \sum_{l=1}^m \frac{(m-l)!}{(m+l)!} P_{ml}(\cos \theta) P_{ml}(\cos \theta') \cos[l(\varphi - \varphi')]\}. \quad (7)$$

После подстановки (5) и (7) в интеграл (3) выражение для сферической составляющей электрического поля, например, вдоль единичного вектора  $\mathbf{e}_\theta$ , примет вид

$$E_\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{k^2(\varepsilon_a - 1)}{4\pi r} \exp\{i\omega_s t - ikr\} \frac{A_M(t, k_a a)}{k_a^2} \times \sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m+1) \int_0^{2\pi} \cos \varphi' d\varphi' \int_0^\pi \tau_{j1}(\theta') \{\tau_{n0}(\theta) \pi_{n0}(\theta') + 2 \sum_{l=1}^m \frac{(n-l)!}{(n+l)!} \tau_{nl}(\theta) \pi_{nl}(\theta') \cos[l(\varphi - \varphi')]\} \sin(\theta') d\theta' \times \int_0^a \psi_n(k_a r') \psi'_n(k_a r') dr'. \quad (8)$$

Как видно из полученного выражения, в нем присутствуют интегралы вида

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi' \cos[l(\varphi - \varphi')] d\varphi' = \begin{cases} 0 & \text{при } l \neq 1 \\ \pi \cos \varphi & \text{при } l = 1. \end{cases}$$

Тогда

$$E_\theta(\mathbf{r}, t) = (i)^n (2n+1) \exp\{i\omega_s t - ikr\} \frac{A_M(t, k_a a) (\varepsilon_a - 1)}{2 k_a r} \times \cos \varphi \tau_{n1}(\theta) \mathfrak{R}_{1(n,n)}, \quad (9)$$

где  $\mathfrak{R}_{1(nj)} = \int_0^a \psi'_n(k_a r) \psi_j(k_a r') dr'$ . При получении (9) мы,

кроме того, учли ортогональность угловых функций  $\tau_{n1}$  и  $\pi_{n1}$ . Выражение для составляющей искомого поля по оси  $\mathbf{e}_\varphi$  имеет следующий вид:

$$E_\varphi(\mathbf{r}, t) = -(i)^n (2n+1) \exp\{i\omega_s t - ikr\} \times \frac{A_M(t, k_a a) (\varepsilon_a - 1)}{2 k_a r} \sin \varphi \pi_{n1}(\theta) \mathfrak{R}_{1(n,n)}. \quad (10)$$

Напомним, что модовый индекс  $n$  указывает на конкретную собственную электромагнитную моду, поддерживающую процесс формирования волны вынужденного рассеяния в частице. Для  $TE_n$  резонансных мод частицы выражения для сферических составляющих поля вынужденного излучения подобны (10) при замене коэффициентов  $A_M \rightarrow iA_E$ ;  $\tau_{j1}(\theta) \leftrightarrow \tau_{j1}(\theta)$ ;  $\mathfrak{R}_{1(nj)} \rightarrow \mathfrak{R}_{2(nj)}$ , где

$$\mathfrak{R}_{2(nj)} = \int_0^a \psi_n(k_a r) \psi_j(k_a r') dr'.$$

Коэффициенты  $\mathfrak{R}_{1(n,n)}$  и  $\mathfrak{R}_{2(n,n)}$  отражают фактическую толщину излучающего слоя в частице.

Как следует из выражений (9) и (10), угловая зависимость составляющих вектора  $\mathbf{E}_S$  вне частицы такая же, как и внутри нее, что, вообще говоря, и следовало ожидать, исходя из требования непрерывности тангенциальных составляющих поля при переходе через поверхность частицы.

Интенсивность излучения ВКР от частицы для  $TM_n$  собственных мод равна:

$$I(\theta, \varphi, t) = I_\theta + I_\varphi = (2n+1)^2 |\mathfrak{R}_{1(n,n)}|^2 \frac{c |A_M(t, k_a a)|^2 (\varepsilon_a - 1)^2}{32\pi \varepsilon_a^{1/2} k^2 r^2} \times \{\cos^2 \varphi \tau_{n1}^2(\theta) + \sin^2 \varphi \pi_{n1}^2(\theta)\}. \quad (11)$$

В случае многомодового возбуждения ВКР выражения (9) и (10) примут вид

$$\mathbf{E}_\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{(\varepsilon_a - 1)}{2k_a r} \exp\{i\omega_s t - ikr\} \cos \varphi \times \sum_n (i)^n (2n+1) A_{Mn}(t, k_a a) \tau_{n1}(\theta) \mathfrak{R}_{1(n,n)}; \quad (12)$$

$$\mathbf{E}_\varphi(\mathbf{r}, t) = -\frac{(\varepsilon_a - 1)}{2k_a r} \exp\{i\omega_s t - ikr\} \sin \varphi \times \sum_n (i)^n (2n+1) A_{Mn}(t, k_a a) \pi_{n1}(\theta) \mathfrak{R}_{1(n,n)}. \quad (13)$$

В выражении (11) также будет присутствовать сумма по всем взаимодействующим модам. Вклад каждой из них в суммарную интенсивность рассеяния будет пропорционален объему, занимаемому модой, и добротности парциального резонанса, что учитывается коэффициентом  $A_{Mn}$ :

$$I(\theta, \varphi, t) = \sum_n (I_{\theta n} + I_{\varphi n}) = \frac{c(\varepsilon_a - 1)^2}{32\pi^2 \varepsilon_a^{1/2} k^2 r^2} \times \sum_n \sum_m (2n+1) (2m+1) A_{Mn} A_{Mm}^* \times \{\cos^2 \varphi \tau_{n1} \tau_{m1}^{*2} + \sin^2 \varphi \pi_{n1} \pi_{m1}^*\} \mathfrak{R}_{1(n,n)} \mathfrak{R}_{1(m,m)}^*. \quad (14)$$

Как видно из (14), в выражении для суммарной интенсивности кроме некогерентных вкладов отдельных резонансных мод присутствуют слагаемые вида  $(\tau_{n1} \tau_{m1}^*)$  ( $\mathfrak{R}_{1(nm)} \mathfrak{R}_{1(mn)}^*$ ), учитывающие когерентное взаимодействие отдельных парциальных гармоник. Степень этого взаимодействия зависит от пространственного перекрытия мод (коэффициенты  $\mathfrak{R}_{1(nm)}$ ) и, как показывают расчеты, максимальна, если резонансные моды имеют одно и то же значение порядка. Вместе с тем именно эти «перекрестные» члены привносят асимметрию в угловое распределение интенсивности рассеянного излучения.

## Результаты численных расчетов

Основная трудность при проведении модельных расчетов углового распределения интенсивности ВР в случае многомодового возбуждения связана с тем, что в этом процессе участвуют моды с различными значениями мо-

вого индекса  $l$  и порядка  $l$ , а следовательно, все они имеют разные добротности и занимают разный модовый объем. Вопрос о конкуренции мод в процессе многомодового возбуждения ВР, а другими словами, вопрос о том, какая мода будет доминировать над остальными, до настоящего времени практически не исследован. Именно по этой причине не существует единого критерия, позволяющего хотя бы относительно определить величину амплитуды  $A_{Mn}$ . В связи с этим целесообразно, на наш взгляд, сделать предположение о том, что все взаимодействующие в частице моды имеют равные амплитуды, т.е. выполняется равенство

$$(2n_1 + 1) |A_{Mn1}(t, k_a a) \Re_{1(n_1 n_1)}| = (2n_2 + 1) |A_{Mn2}(t, k_a a) \Re_{2(n_2 n_2)}| = \dots \quad (15)$$

Для численных оценок интенсивности рассеянной волны по выражению (14) были определены различные комбинации резонансных мод, имеющих частоты, близкие к  $\omega_5 = 15400 \text{ см}^{-1}$  (таблица). Последняя соответствует центру стоксовой линии в спектре комбинационного рассеяния воды при освещении ее излучением с  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ .

| Резонансная мода              | Резонансный радиус $a_0$ , мкм | Радиационная добротность моды | Полуширина резонансной кривой $\Gamma_{nl}$ | $\frac{1}{a_0}  \Re_{1(nl)} , \frac{1}{a_0}  \Re_{2(nl)} $ |
|-------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|---------------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $TE_{70}^3$                   | <b>6,842019</b>                | <b>429,79</b>                 | <b><math>1,53 \cdot 10^{-1}</math></b>      | <b>0,306</b>                                               |
| $TE_{62}^5$                   | 6,873510                       | 45,81                         | 1,45                                        | 0,310                                                      |
| $TE_{66}^4$                   | 6,866961                       | 84,99                         | $7,81 \cdot 10^{-1}$                        | 0,310                                                      |
| $TE_{75}^2$                   | 6,857325                       | $1,95 \cdot 10^4$             | $3,38 \cdot 10^{-3}$                        | 0,308                                                      |
| $TE_{81}^1$                   | 6,855499                       | $1,89 \cdot 10^7$             | $3,48 \cdot 10^{-6}$                        | 0,308                                                      |
| <b><math>TM_{70}^3</math></b> | <b>6,868196</b>                | <b>286,11</b>                 | <b><math>2,32 \cdot 10^{-1}</math></b>      | <b><math>0,841 \cdot 10^{-1}</math></b>                    |
| $TM_{62}^5$                   | 6,880742                       | 17,41                         | 3,82                                        | $0,753 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{66}^4$                   | 6,879255                       | 46,89                         | 1,41                                        | $0,753 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{74}^2$                   | 6,814307                       | $1,13 \cdot 10^4$             | $5,81 \cdot 10^{-3}$                        | $0,669 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{75}^2$                   | 6,897084                       | $1,35 \cdot 10^4$             | $4,93 \cdot 10^{-3}$                        | $0,743 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{80}^1$                   | 6,821987                       | $1,09 \cdot 10^7$             | $6,03 \cdot 10^{-6}$                        | $0,744 \cdot 10^{-1}$                                      |
| <b><math>TE_{70}^3</math></b> | <b>6,842019</b>                | <b>429,79</b>                 | <b><math>1,53 \cdot 10^{-1}</math></b>      | <b>0,306</b>                                               |
| $TM_{62}^5$                   | 6,880742                       | 17,41                         | 3,82                                        | $0,753 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{66}^4$                   | 6,879255                       | 46,89                         | 1,41                                        | $0,753 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{74}^2$                   | 6,814307                       | $1,13 \cdot 10^4$             | $5,81 \cdot 10^{-3}$                        | $0,669 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{75}^2$                   | 6,897084                       | $1,35 \cdot 10^4$             | $4,93 \cdot 10^{-3}$                        | $0,743 \cdot 10^{-1}$                                      |
| $TM_{80}^1$                   | 6,821987                       | $1,09 \cdot 10^7$             | $6,03 \cdot 10^{-6}$                        | $0,744 \cdot 10^{-1}$                                      |
| <b><math>TM_{70}^3</math></b> | <b>6,868196</b>                | <b>286,11</b>                 | <b><math>2,32 \cdot 10^{-1}</math></b>      | <b><math>0,841 \cdot 10^{-1}</math></b>                    |
| $TE_{62}^5$                   | 6,873510                       | 45,81                         | 1,45                                        | 0,310                                                      |
| $TE_{66}^4$                   | 6,866961                       | 84,99                         | $7,81 \cdot 10^{-1}$                        | 0,310                                                      |
| $TE_{75}^2$                   | 6,857325                       | $1,95 \cdot 10^4$             | $3,38 \cdot 10^{-3}$                        | 0,308                                                      |
| $TE_{81}^1$                   | 6,855499                       | $1,89 \cdot 10^7$             | $3,48 \cdot 10^{-6}$                        | 0,308                                                      |

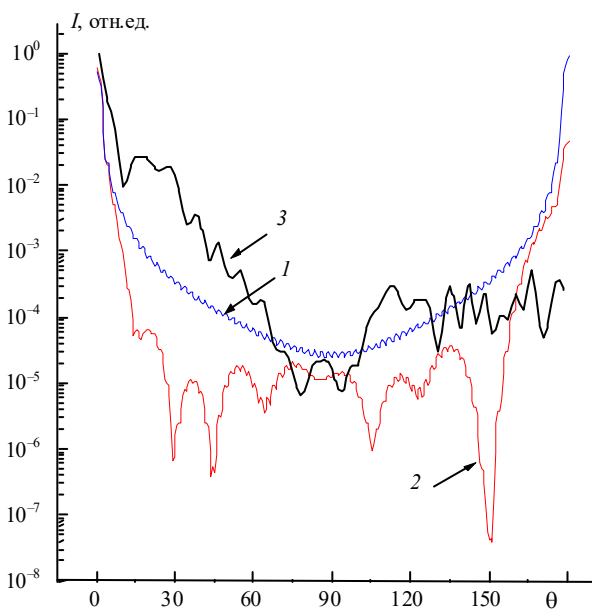


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности ВКР от водной капли в случаях возбуждения: 1 –  $TE_{70}^3$  резонансной моды; 2 – комбинации  $TE_{70}^3$ ,  $TE_{62}^5$ ,  $TE_{66}^4$ ,  $TE_{75}^2$ ,  $TE_{81}^1$ -мод. Кривая 3 – диаграмма упругого рассеяния

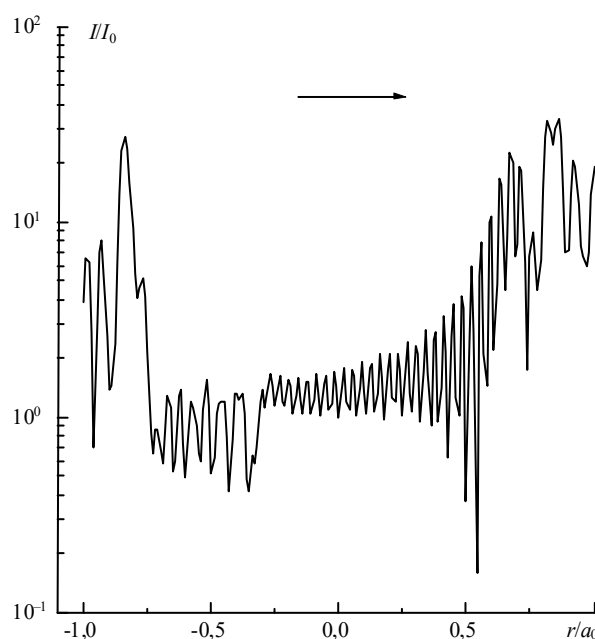


Рис. 4. Распределение интенсивности внутреннего оптического поля в капле воды для  $TE_{70}^3$  резонансной моды. Горизонтальная стрелка – направление действия излучения накачки

На рис. 3 представлены результаты теоретического расчета угловой зависимости ВКР при одномодовом и многомодовом режимах возбуждения в водной капле радиусом  $a_0 = 6,86$  мкм (все кривые для наглядности сглажены). Как видно из рисунка, диаграмма направленности в случае, когда ВКР поддерживается лишь одной резонансной модой (в данном случае  $TM_{70}^3$ ), практически симметрична, что может быть объяснено соответствующей симметрией внутреннего излучающего поля в капле (рис. 4). При этом угловое распределение комбинационного излучения имеет максимум в направлении вперед и назад по отношению к направлению воздействующего излучения, минимум в перпендикулярном направлении и симметрично с периодом, кратным  $\pi/2$ . В отличие от диаграммы упругого рассеяния (кривая 3 на рис. 3), диаграмма направленности ВКР более однородна, что связано с отсутствием

дифрагированной на контуре частицы составляющей поля на комбинационной частоте.

При многомодовом возбуждении ВКР, когда происходит когерентное сложение нескольких резонансных мод, диаграмма направленности становится существенно асимметричной. Причем оказалось, что степень ее неоднородности в значительной мере зависит от того, какие именно моды поддерживают процесс рассеяния. Как видно из рис. 5, поведение угловых функций  $\tau_{n1}(\theta)$  и  $\tau_{n1}(\theta)$ , определяющих диаграмму направленности рассеянной волны за пределами частицы, для мод с четными и нечетными модовыми индексами  $n$  различно. Так, при определенных условиях сложение мод с четными номерами приводит к значительному возрастанию амплитуды суммарной волны в направлении назад, сложение же мод с четным и нечетным значениями  $n$  ведет к ослаблению сигнала рассеяния в данном направлении.

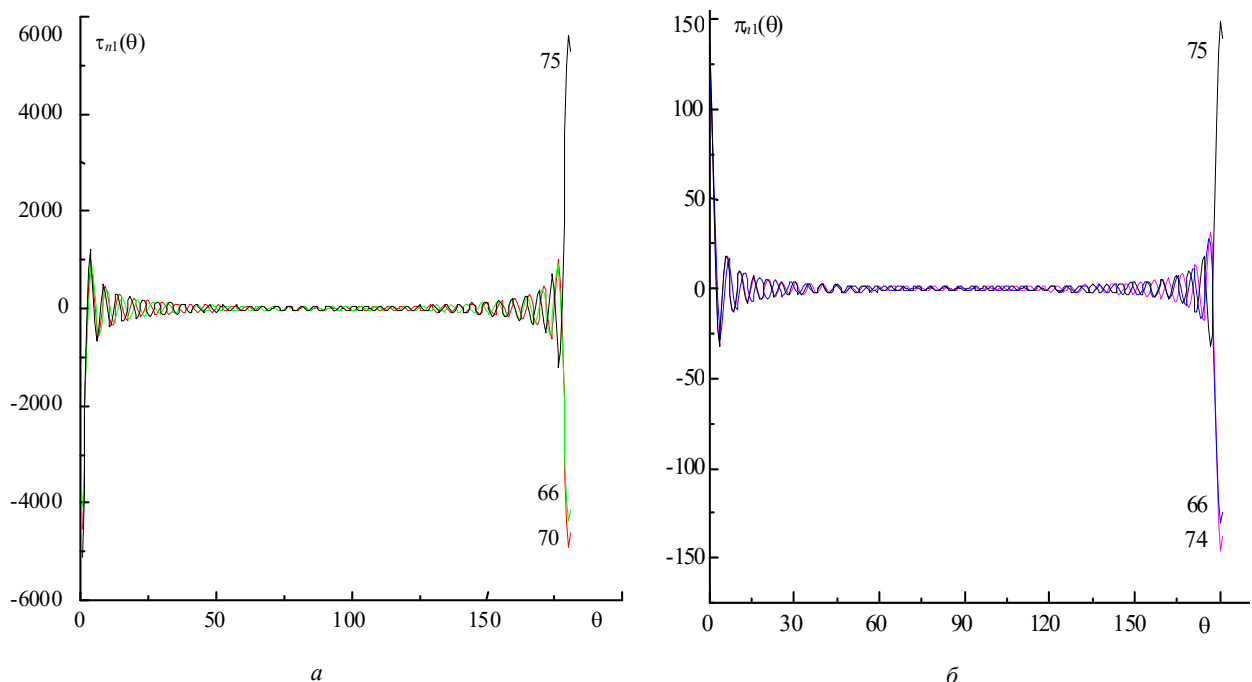


Рис. 5. Поведение угловых функций для а –  $TE$ -мод; б –  $TM$ -мод. Номера у кривых обозначают модовый индекс  $n$

Были рассмотрены различные комбинации возбуждения резонансных мод в капле воды. Например, в случае возбуждения в частице  $TE$ -мод вблизи частоты основной резонансной моды  $TE_{70}^3$  находятся частоты  $TE_{62}^5$ ,  $TE_{66}^4$ ,  $TE_{75}^2$ ,  $TE_{81}^1$ -мод (см. таблицу). Для данной комбинации диаграмма направленности ВКР асимметрична и вытянута в направлении вперед (см. рис. 3). Для сравнения на рис. 6 представлено угловое распределение рассеянного излучения для комбинации  $TE_{70}^5$ ,  $TE_{74}^4$ ,  $TE_{78}^3$ ,  $TE_{83}^2$ ,  $TE_{84}^2$ ,  $TE_{90}^1$  резонансных мод. Как видно из рисунка, диаграмма направленности ВКР в этом случае более симметрична, поскольку в процессе участвуют моды преимущественно четных порядков. Значения интенсивности сигнала рассеяния в направлениях  $0$  и  $180^\circ$  отличаются всего лишь в 1,5 раза. Аналогичные зависимости  $I(\theta)$  наблюдаются и для реализации взаимодействия в капле  $TM$ -мод.

Были также проведены расчеты распределения поля вдали от частицы и в случае возбуждения в капле

смешанной комбинации  $TE$ - и  $TM$ -мод. На рис. 7 представлены соответствующие диаграммы при реализации в водной капле взаимодействия  $TM_{70}^3$ ,  $TE_{65}^5$ ,  $TE_{66}^4$ ,  $TE_{75}^2$ ,  $TE_{81}^1$  резонансных мод. Диаграмма направленности ВКР, как было отмечено выше, определяется поведением угловых функций и четностью модового номера  $n$ . Для данной комбинации мод она асимметрична и, в отличие от ситуации, когда взаимодействуют моды одной поляризации, близка к распределению интенсивности для одной резонансной моды капли.

Обращает на себя внимание также тот факт, что угловая структура интенсивности рассеянной волны при многомодовом режиме ВКР существенно более острая и сосредоточена преимущественно вблизи углов  $\theta = 0$  и  $180^\circ$ . В остальных направлениях происходит взаимное гашение резонансных мод с различным набором модовых индексов. Данный результат является следствием принятого нами приближения о равенстве амплитуд взаимодействующих резонансных мод.

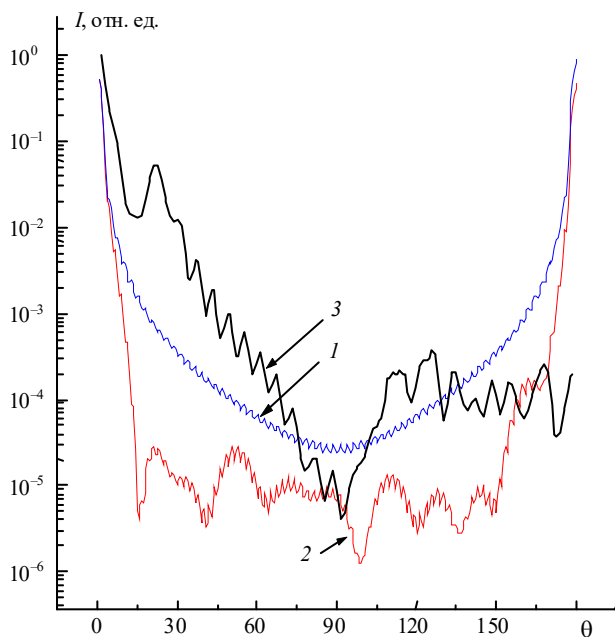


Рис. 6. Угловое распределение интенсивности ВКР от водной капли в случаях возбуждения: 1 –  $TE_{70}^5$  – резонансной моды; 2 – комбинации  $TE_{70}^5$ ,  $TE_{74}^4$ ,  $TE_{78}^3$ ,  $TE_{83}^2$ ,  $TE_{84}^2$ ,  $TE_{90}^1$ -мод. Кривая 3 – диаграмма упругого рассеяния

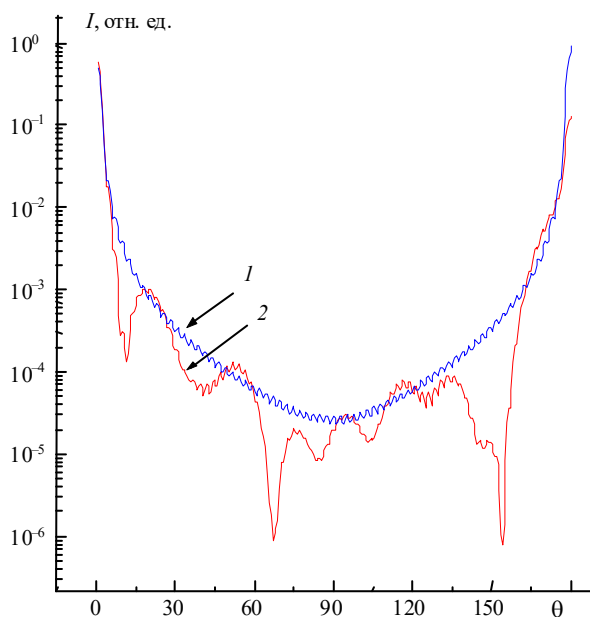


Рис. 7. Сравнение угловых зависимостей интенсивности ВКР при одномодовом (для  $TE_{70}^3$  резонансной моды) (1) и многомодовом (для комбинации  $TE$ - $TM$ -мод) (2) режимах возбуждения

Представленные выше результаты теоретических исследований в целом согласуются с экспериментальными данными по угловой структуре поля ВКР, возбуждаемого лазерным излучением в изолированных каплях этанола [18].

### Заключение

В работе рассмотрены особенности углового распределения поля вынужденного рассеяния от прозрачных сферических частиц микронных размеров, облученных интенсив-

ным лазерным излучением. Получены выражения для интенсивности рассеянной волны при одномодовом и многомодовом режимах возбуждения вынужденного излучения. Установлено, что одномодовый режим характеризуется всегда симметричным в направлениях вперед и назад угловым распределением интенсивности ВР. В то же время участие в процессе развития волны ВР нескольких близко расположенных по частотной шкале мод при определенных их комбинациях может приводить к появлению асимметрии диаграммы направленности ВР. При этом диаграмма рассеяния вытягивается вперед, а отношение вперед-назад по интенсивности составляет  $\sim 10 \div 20$ . Подобная зависимость многомодового режима обусловлена когерентным взаимодействием полей собственных мод в частице, что приводит к их взаимному усилению в одних направлениях и взаимному гашению в других.

1. Букин О.А., Коввиллем У.Х., Столярчук С.Ю., Тяпкин В.А. Исследование спектров комбинационного рассеяния атмосферных газов // ЖПС. 1983. Т. 38. С. 778–785.
2. Коввиллем У.Х., Букин О.А., Чудновский В.М. и др. Вынужденное комбинационное рассеяние назад на водяном аэрозоле в атмосфере // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. Вып. 2. С. 306–310.
3. Schweiger G. In situ determination of molecular composition of aerosol particles in a monodisperse model aerosol. // Part. Charact. 1987. V. 4. P. 67–73.
4. Acker W.P. et al. Stimulated Raman scattering of fuel droplets: chemical composition and size determination // Appl. Phys. 1990. B 51. P. 9–16.
5. Conwell P.R., Rushforth C.K., Benner R.E., Hill S.C. Efficient automated algorithm for sizing of dielectric microspheres using the resonance spectrum // J. Opt. Soc. Am. A. 1984. V. 1. N 12. P. 1181–1187.
6. Yamamoto Y., Slusher R. Optical processes in microcavities // Phys. Today. 1993. N 6. P. 66–73.
7. Ораевский А.Н., Скални М, Величанский В.Л. Лазер на основе квантовой точки // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 3. С. 211–216.
8. Little B., Haus H., Ippen E., Steinmeyer G., Thoen E. Microresonators for integral optical devices // Optics and Photonics News. 1998. V. 9. N 12. P. 32–33.
9. Baer T. Continuous-wave laser oscillation in a Nd-YAG sphere // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 6. P. 392–394.
10. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Угловые характеристики поля ВКР от прозрачных частиц // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 7. С. 910–914.
11. Snow J.B., Quan S.-H., Chang R.K. Stimulated Raman scattering from individual water and ethanol droplets at morphology - dependent resonances // Opt. Lett. 1985. V. 10. N 1. P. 37–39.
12. Стреттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.; Л.: ОГИЗ, 1948. 540 с.
13. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.; Л.: ГИТТЛ, 1951. 288 с.
14. Chew H., McNulty P.J., Kerker M. Model for Raman and fluorescent scattering by molecules embedded in small particles // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. N 1. P. 396–404.
15. Johnson B.R. Theory of morphology - dependent resonances: shape resonances and width formulas // J. Opt. Soc. Am. 1993. V. 10. N. 2. P. 343–350.
16. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Чистякова Е.К. Влияние резонансных свойств прозрачных частиц на порог вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 1. С. 34–42.
17. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 830 с.
18. Pinnick R.G., Biswas A., Armstrong R.L. et al. // Stimulated Raman scattering in micrometer-sized droplets: measurements of angular scattering characteristics // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 12. P. 1099–1101.

*A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints, E.K. Chistyakova.* **Multimode Excitation of Stimulated Raman Scattering in Spherical Particles. Angular Characteristics of the Scattered Radiation.**

The influence of multimode excitation of the stimulated Raman scattering in a spherical particle on angular distribution of intensity in far-field zone is considered. It is shown that at the multimode excitation of SRS the direction diagram becomes asymmetric as opposite to the case when the process is realized on one resonance mode of the particle. The degree of its asymmetry depends significantly on combination of the modes excited in a particle, that results in noticeable increase of the intensity of the backscattering wave or its attenuation in the given direction. A comparison with angular distribution of the intensities at elastic scattering is conducted.