

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 621.378.33

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц, А.В. Пальчиков

### ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПРОЗРАЧНЫХ ЧАСТИЦАХ. ВЛИЯНИЕ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск*

Поступила в редакцию 16.02.99 г.

Принята к печати 10.03.99 г.

Рассмотрены некоторые особенности развития процесса вынужденного рассеяния в прозрачных частицах жидкости при наличии пондеромоторного действия на них светового поля. Отмечено возникновение в области так называемого «декартова кольца» (ДК) резких деформаций, величина которых более чем на порядок превосходит деформации остальной поверхности частицы. Исследования динамики развития деформаций капли показали возможность рассмотрения этих деформаций как основной причины, приводящей к отмеченному в экспериментах срыву генерации вынужденного рассеяния. Получено аналитическое выражение добротности собственных резонансных мод, обусловленной небольшими отклонениями формы частицы от сферической. Показано, что чем выше добротность резонансных мод капли, тем большее влияние на нее оказывают деформации поверхности.

#### Введение

В последнее время в научной литературе возрос интерес к исследованиям закономерностей проявления нелинейных эффектов вынужденного рассеяния света (ВКР, ВРМБ, вынужденная флюоресценция) в микрочастицах. Это связано с уникальным свойством диэлектрических сфер накапливать в своем объеме и преобразовывать энергию световой волны, что открывает широкие перспективы практического применения микрочастиц как самостоятельных оптических устройств для целей спектроскопии высокого разрешения [1], оптической связи [2], дистанционной диагностики химических свойств и микрофизических параметров аэрозоля [3].

Как известно, основной предпосылкой возникновения вынужденных эффектов светорассеяния в сферических микрочастицах является наличие в них высокодобротных электромагнитных колебательных мод, возбуждающихся при фиксированных значениях параметра дифракции частиц  $x = k_0 a_0$  (где  $a_0$  – радиус частицы,  $k_0$  – модуль волнового вектора световой волны в вакууме) [4]. Прозрачная частица, по сути дела, может рассматриваться как открытый сферический оптический резонатор с набором резонансных колебательных мод.

Возникающее при неупругом рассеянии волны накачки в объеме частицы спонтанное комбинационное излучение при определенных условиях может быть «захвачено» одной (или несколькими) из резонансных мод и многократно усилено. В результате в сферической частице формируется волна вынужденного рассеяния, электромагнитное поле которой преимущественно сосредоточено в тонком слое вблизи поверхности частицы [5]. С точки зрения волновой оптики его можно трактовать как стоячую волну, образованную интерференцией двух волн неупругого рассеяния, синхронизированных по фазе и распространяющихся навстречу друг другу вдоль поверхности частицы. Радиационные потери этих волн через поверхность капли приводят к свечению ее края. Частотный спектр данного излучения имеет характерную «пичковую» структуру, отражающую спектральное положение высвечиваемых собственных мод [3, 5].

В то же время ряд проведенных в последнее десятилетие экспериментальных исследований по вынужденному рассеянию света в жидких частицах выявил некоторые особенности в угловой структуре сигнала вынужденного рассеяния [6–11]. В частности, было отмечено, что наряду с традиционно наблюдаемым излучением от края частицы присутствует интенсивное свечение на комбинационных частотах и из кольцевой области на теневой стороне частицы, названной «декартовым кольцом» (ДК) [8].

Для объяснения этой дополнительной эмиссии в [7] была выдвинута гипотеза о том, что, в отличие от комбинационного излучения, обусловленного тангенциальными потерями находящейся в резонансе стоковой волны, излучение из ДК появляется за счет высокой интенсивности внутреннего поля накачки в этой области из-за фокусировки падающей волны передней поверхностью сферической частицы на теневую полусферу. Следовательно, поскольку комбинационное рассеяние из ДК не связано с резонансными свойствами частицы, то спектральная диаграмма излучения из области кольца должна быть подобна вынужденному рассеянию в сплошной среде, характеризующейся, как известно, отсутствием пичковой структуры [12].

Однако дальнейшие экспериментальные исследования [8–10] показали, что спектральные, временные и пороговые характеристики вынужденной эмиссии из области ДК имеют те же особенности, что и излучение от края капли. Авторы данных работ предположили, что дополнительное свечение из зоны кольца вызвано рассеянием света на нелинейных возмущениях среды, создаваемых излучением накачки в областях максимумов внутреннего поля [9]. Это могут быть либо процессы, приводящие к светоиндуцированному изменению показателя преломления вещества частицы (эффект Керра, электрострикция), либо возмущения поверхности жидкой частицы, вызванные пондеромоторными силами светового поля [10]. Последний механизм, на наш взгляд, более вероятен, поскольку до сих пор в научной литературе не существует данных по наблюдению ДК в сферических частицах, изготовленных из твердого вещества и имеющих, следовательно, жесткую границу. Та-

ким образом, можно предположить, что электромагнитные волны, образующие поле резонансной моды, встречая на своем пути наведенные полем накачки резкие искажения сферической поверхности в области ДК, претерпевают на них рассеяние и тем самым обуславливают добавочную эмиссию. Само появление этой эмиссии указывает на то, что деформации приводят к ухудшению резонансных свойств жидкой частицы, а именно к снижению величины ее добротности на частоте вынужденного рассеяния.

В настоящей работе исследуется изменение радиационной добротности собственных электромагнитных колебаний жидкой частицы, обусловленное деформациями ее поверхности в области ДК. Численные оценки данного эффекта проводятся на основе расчетов пондеромоторных колебаний капель в поле интенсивного светового излучения. Полученные результаты позволили интерпретировать достаточно интересные, на наш взгляд, экспериментальные данные работы [11] по возможности снижения энергетического порога проявления ВКР в прозрачных каплях, облученных цугом пикосекундных лазерных импульсов, при наличии пондеромоторного действия излучения на их поверхность.

### Теория формирования «декартова кольца»

Декартовым кольцом, называют границу области на теневой поверхности сферической частицы, образованную лучами, претерпевшими одно преломление ее освещенной полусферой [8]. Положение ДК по отношению к главному сечению сферической частицы, облученной плоской электромагнитной волной, можно получить из приближения геометрической оптики. Наглядно геометрия образования ДК приведена на рис. 1, где показано сечение сферической частицы в плоскости падения световой волны. Плоская волна падает на каплю воды в направлении оси  $z$ . Угол  $\varphi_i$  является прицельным параметром ( $0 \leq \varphi_i \leq \pi/2$ ) и определяет положение точки на сфере, в которую попадает  $i$ -й луч падающего поля. Угловое положение точки вторичного преломления луча на теневой стороне капли  $\theta_i$  однозначно связано с углом  $\varphi_i$  в соответствии с законом Снеллиуса:

$$\theta_i = 2\arcsin [(n_1/n_2) \sin\varphi_i] - \varphi_i, \quad (1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – коэффициенты преломления окружающей среды и вещества частицы соответственно. Вид зависимости  $\theta_i(\varphi_i)$  для различных показателей преломления вещества капли показан на рис. 2.

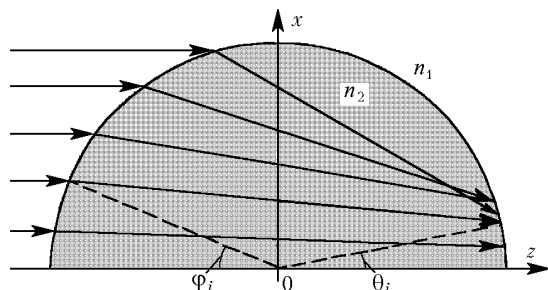


Рис. 1. Геометрическая схема, отражающая поведение световых лучей внутри сферической диэлектрической частицы:  $\varphi_i$  – угловое положение  $i$ -го входного луча (прицельный параметр);  $\theta_i$  – угловое положение точки второго преломления  $i$ -го луча

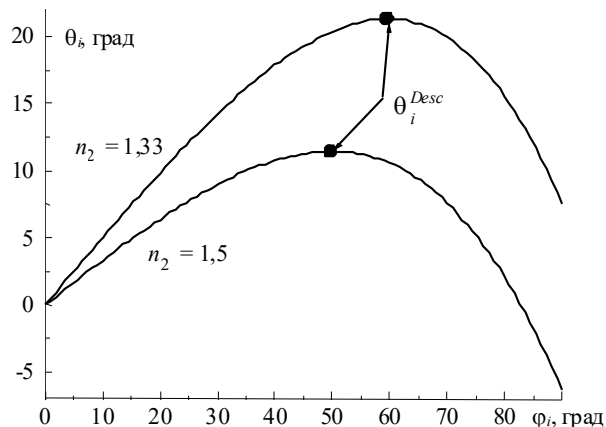


Рис. 2. Зависимость углового положения точки второго преломления луча  $\theta_i$  от прицельного параметра  $\varphi_i$  для частиц с различным показателем преломления  $n_2$ . Точками выделены критические углы

Видно, что данная зависимость имеет максимум  $\theta_i^{Desc}$  при прицельном параметре  $\varphi_i^{Desc}$ , выражение для которого следует из (1):

$$\varphi_i^{Desc} = \arctg \left( \sqrt{\frac{4n_1^2 - n_2^2}{n_2^2 - n_1^2}} \right).$$

При этом

$$\theta_i^{Desc} = 2\arcsin [(n_1/n_2) \sin\varphi_i^{Desc}] - \varphi_i^{Desc}. \quad (2)$$

Значение  $\theta_i^{Desc}$  определяет критический угловой размер ДК на теневой поверхности частицы для лучей, претерпевших одно преломление.

Как видно из выражения (2), угол  $\theta_i^{Desc}$  целиком определяется отношением коэффициентов преломления  $n_2/n_1$ . Причем при  $n_2/n_1 \geq 2$  кольцо исчезает.

Аналогичный результат дает рассмотрение на основе строгого решения задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на сфере (теория Ми). На рис. 3 приведено полученное из численных расчетов распределение относительной поверхностной интенсивности светового поля  $B(r, \theta, \varphi)$  в зоне ДК для капель различных жидкостей с радиусом  $a_0 = 40$  мкм, где

$$B(r, \theta, \varphi) = [E(r, \theta, \varphi) E^*(r, \theta, \varphi)]/E_0^2,$$

а  $E_0$ ,  $E$  – напряженности электрических полей падающей волны и внутри частицы соответственно;  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  – сферические координаты. Из рис. 3 видно, что максимумы поверхностной интенсивности светового поля, например для воды, наблюдаются в точках, смещенных  $\sim$  на  $20^\circ$  от главной оси на теневой полусфере капли. Они образуют кольцо, положение которого совпадает со значением, полученным с использованием приближения геометрической оптики.

Для частиц жидкости с большим показателем преломления (бензол,  $CS_2$ ) положение кольца также совпадает с предсказанным, однако в этом случае кроме краевых максимумов поверхностной интенсивности имеется еще и другой, в центре теневой стороны капли. Его амплитуда практически равна амплитуде, наблюдающейся в зоне кольца (для бензола), или даже значительно превышает ее ( $CS_2$ ).

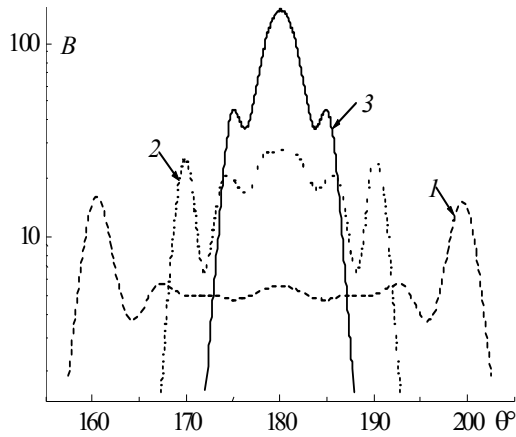


Рис. 3. Угловое распределение относительной поверхностной интенсивности светового поля  $B$  вблизи центра теневой полушеры капли ( $\theta = 180^\circ$ ) для различных веществ: 1 – вода; 2 – бензол; 3 –  $CS_2$

### Пондеромоторные деформации поверхности капли в области «декартова кольца»

При воздействии интенсивного лазерного излучения на жидкую диэлектрическую частицу в результате пондеромоторного эффекта в ее объеме возникают силы, которые приводят к появлению объемного градиента плотности жидкости (эффект стрикции), к движению капли как целого под действием сил светового давления, а также вызывают ее деформации за счет действия поверхностных сил. Последний физический механизм, связанный со скачком нормальной составляющей напряженности электрического поля на границе раздела жидкость – окружающая среда, и будет интересовать нас в дальнейшем.

Традиционно постановка задачи о деформации прозрачной капли в световом поле включает в себя уравнения вязкой несжимаемой жидкости, а также кинематическое и динамическое условия на свободной поверхности [13, 14]. Первое из них связывает вектор деформаций и скорость течения жидкости, а второе отражает баланс напряжений на поверхности:

$$\left\{ p - \frac{\rho}{8\pi} \frac{\partial \epsilon_2}{\partial \rho} E^2 - p_a - \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + f \right\} n_i = \eta \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) n_k, \quad (3)$$

где  $v$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $\eta$  – скорость, давление, плотность, динамическая вязкость жидкости соответственно;  $\epsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость жидкости;  $p_a$  – внешнее (атмосферное) давление;  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости;  $R_1$ ,  $R_2$  – главные радиусы кривизны поверхности;  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности капли;  $n_{i,k}$  – его проекции на оси координат  $x_{i,k}$ ;

$$f = (\epsilon_2 - 1) [(\epsilon_2 - 1) (\mathbf{E}\mathbf{n})^2 + E^2] / 8\pi \quad (4)$$

– скачок нормальной компоненты натяжения электромагнитного поля на поверхности жидкости [15]. В выражениях (3), (4) следует учитывать лишь низкочастотные по отношению к частоте возбуждающего светового поля составляющие.

Для получения уравнения колебаний жидкой частицы воспользуемся развитым в [16] подходом, основанным на интегральной форме закона сохранения энергии жидкости

в деформированной частице. Известно, что изменение кинетической энергии жидкости в поле массовых сил дается выражением [13, 14]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{\rho v^2}{2} dV = - \int_S \left[ \rho v \left( \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{s}) \right] dS - \int_V \sigma_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} dV + \int_V \mathbf{f}_E \cdot \mathbf{v} dV, \quad (5)$$

где  $\sigma_{ik}$  – тензор вязких напряжений;  $V$  – объем;  $S$  – деформированная поверхность жидкости;  $dS = \mathbf{n} dS$ ;  $\mathbf{f}_E$  – объемная плотность пондеромоторных сил [15].

Дальнейший анализ проводится в приближении малых деформаций поверхности капли и малой вязкости жидкости. Условие малых деформаций означает, что  $|\xi|/|\mathbf{r}_0| = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/|\mathbf{r}_0| \ll 1$ , где через  $\mathbf{r}_0$  обозначен вектор точки на невозмущенной поверхности капли;  $\xi$  – вектор смещения поверхности. В приближении малой вязкости жидкости течение внутри капли можно рассматривать потенциальным ( $\nabla \times \mathbf{v} = 0$ ), за исключением лишь области пограничного слоя толщиной  $l_b \sim a_0 (\text{Re})^{-1/2}$ , где  $\text{Re}$  – число Рейнольдса [13]. Совместное использование данных приближений обеспечивает корректное вычисление поверхностного интеграла в (5).

Таким образом, с учетом граничного условия (3) в рамках сделанных допущений, записывая амплитуду деформаций поверхности частицы в виде разложения по шаровым функциям  $(r/a_0)^l Y_{ln}(\theta, \varphi)$ :

$$\xi(r, \theta, \varphi) = \sum_{ln} \xi_{ln} (r/a_0)^l Y_{ln}(\theta, \varphi),$$

где  $Y_{ln}(\theta, \varphi)$  – сферическая гармоника, из (5) получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \xi_{ln}}{dt^2} + \frac{2}{t_l} \frac{d\xi_{ln}}{dt} + \Omega_l^2 \xi_{ln} = \frac{l f_{ln}(t)}{a_0 \rho}, \quad (6)$$

где

$$f_{ln} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi f(t, r_0) Y_{ln}^*(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta; \\ t_l = \frac{a_0^2}{2\nu (2l+1)(l-1)}$$

– характерное время затухания колебаний за счет вязких сил;

$$\Omega_l = \sqrt{l(l-1)(l+2) a / (\rho a_0^3)}$$

– собственная (рэлеевская) частота гидродинамических колебаний капли;  $\nu = \eta/\rho$  – кинематическая вязкость жидкости.

Решение уравнения (6) при известном виде функции  $f(\mathbf{r}, t)$  может быть проведено с использованием стандартных процедур численного дифференцирования.

На рис. 4 представлена форма поверхности капель различных жидкостей, искаженных пондеромоторными деформациями, для фиксированного момента времени. Относительная амплитуда деформаций  $\xi/a_0$  в зависимо-

сти от полярного угла  $\theta$  показана на рис. 5. Расчеты проведены при следующих исходных параметрах: воздействие на частицу осуществлялось последовательностью импульсов с пиковой интенсивностью  $I_0 = 0,1 \text{ ГВт/см}^2$ , длительностью  $t_p = 100 \text{ пс}$  и периодом следования  $\tau = 13,2 \text{ нс}$ , длина волны падающего излучения  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ , что соответствовало данным [10]. Форма деформаций поверхности приведена на момент начала действия второго лазерного импульса в цуге, т.е. через 13,2 нс после начала воздействия.

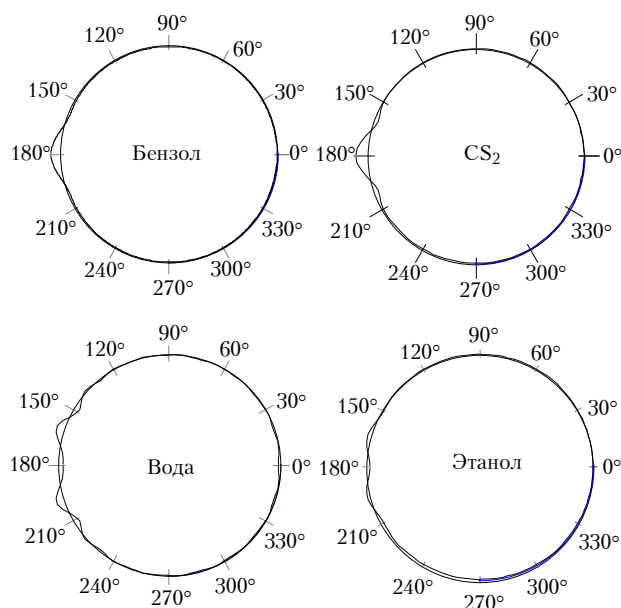


Рис. 4. Форма деформированной поверхности капель различных жидкостей (излучение падает справа налево). Масштаб деформаций увеличен

На представленных рисунках хорошо заметны сильные деформации в области ДК для капли воды в области углов  $\theta \approx 160$  и  $200^\circ$ . Это совпадает с положением ДК для параметра  $n_2/n_1 = 1,33$  (см. рис. 3) и соответствует угловому смещению  $\sim 20^\circ$  от главной оси. Амплитуда деформаций в данной области на порядок превосходит смещение в остальной части поверхности капли.

Для частицы бензола ( $n_2 \approx 1,5$ ) конфигурация области деформаций уже не является кольцом, а представляет собой одну выпуклость в направлении главной оси. Ее величина более чем в 20 раз превосходит амплитуду деформаций на остальной поверхности капли. Это объясняется тем, что максимум электромагнитного поля на теневой стороне капли бензола расположен ближе к центру по сравнению с водной каплей. Размер зоны максимума интенсивности светового поля в этом случае составляет примерно  $10^\circ$ , и ДК, вследствие увеличения интенсивности света в данной области, вырождается в пятно (см. рис. 3). Подобная закономерность в пространственной картине эмиссии вынужденного рассеяния отмечена также и в [10], где для частиц жидкостей с большим, чем у воды, показателем преломления ( $\text{CS}_2$ ) отмечено дополнительное излучение из точечной области на теневой стороне капли.

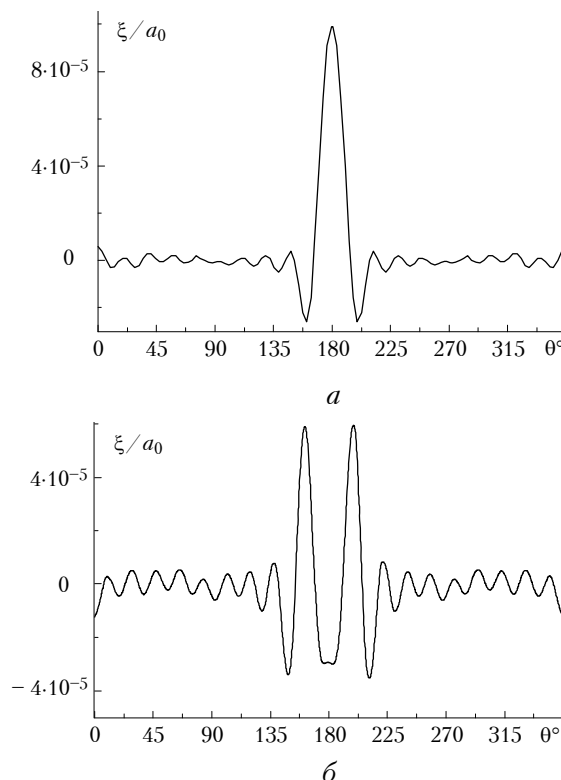


Рис. 5. Зависимость относительной величины деформаций поверхности капли радиусом  $a_0 = 40 \text{ мкм}$ , вызванных пондеромоторными силами, от полярного угла  $\theta$ : а – бензол; б – вода

Экспериментальные исследования воздействия последовательности коротких лазерных импульсов ( $t_p = 100 \text{ пс}$ ) на прозрачные капли выявили также ряд интересных особенностей во временной структуре сигналов ВКР [11]. Так, оказалось, что при подобном временном режиме источника накачки возможно снижение энергетического порога появления ВКР. При этом, несмотря на то, что отдельно взятый импульс излучения в цуге не приводит к появлению детектируемого сигнала ВКР, вынужденное комбинационное рассеяние от жидких частиц все же возникало после прохождения некоторого количества лазерных импульсов в цуге. Кроме того, ВКР наблюдалось только лишь в определенном временном интервале, протяженность которого, как было установлено, зависит от величины интенсивности импульсов накачки. Данная зависимость показана на рис. 6, где интенсивность облучения указана в процентах от некоторой пороговой интенсивности  $I_0 = 30 \text{ ГВт/см}^2$ . Поясним, что под пороговой интенсивностью авторы работы [11] понимают пиковую интенсивность в импульсе накачки, когда для появления сигнала ВКР достаточно одного импульса в последовательности. Светлыми кружками на рис. 6 обозначено время, когда возникает сигнал ВКР в каплях, а квадратами – время, когда какое-либо свечение на частоте комбинационного рассеяния от частиц прекращается. Кривые на данном рисунке приведены для наглядности и ограничивают временной коридор, в рамках которого лазерные импульсы накачки приводят к генерации ВКР в каплях.

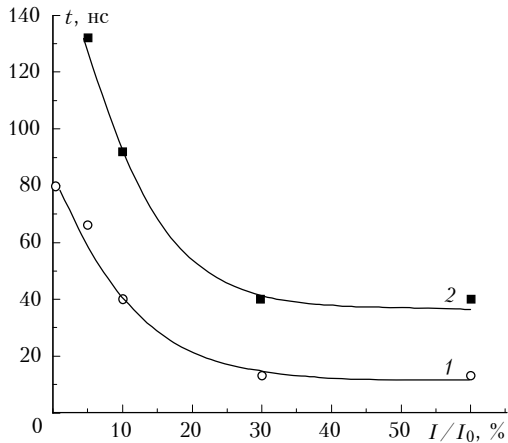


Рис. 6. Экспериментальные данные [11] по зависимости времени появления и прекращения сигнала ВКР в каплях этанола от относительной пиковой интенсивности в импульсе накачки  $I/I_0 \cdot 100\%$ . Светлые кружки – время появления сигнала ВКР, квадраты – время прекращения ВКР. Кривые 1, 2 ограничивают временной коридор, в рамках которого происходит генерация ВКР

Наиболее вероятной причиной существования данного временного коридора, на наш взгляд, как раз и являются локальные деформации поверхности частицы, вызванные пондеромоторными силами в зонах максимумов светового поля на поверхности капли (в зоне ДК). Данные деформации, как было показано выше, приводят к искажению сферической поверхности капли и образованию в этих зонах пиков и впадин, благодаря которым происходит своеобразная селекция резонансных электромагнитных мод частицы, поддерживающих процесс вынужденного рассеяния. Очевидно, что в идеальной сфере вопрос о конкуренции резонансных мод при прочих равных условиях будет решаться всегда в пользу наиболее высокодобротных колебаний. Поскольку типичные значения величины радиационной добротности больших диэлектрических сфер (с параметром дифракции  $x > 100$ ) составляют порядка  $Q_R \geq 10^{10}$  (см., например, [17]), то, очевидно, эффективная добротность собственных колебаний  $Q$  целиком будет определяться только потерями на поглощение в жидкости  $Q_A$ :  $1/Q = 1/Q_A + 1/Q_R$ . Поэтому если временная длительность импульса накачки  $t_p$  меньше характерного времени удержания излучения вынужденного рассеяния в резонаторе  $\tau_R$  ( $\tau_R \sim 1/Q_R$ ), то излучение данной моды практически не будет выходить за пределы капли, а полностью в ней поглотится.

Ситуация в корне меняется, если поверхность жидкой частицы начинает деформироваться. В этом случае преимущество получают моды с меньшими значениями добротности, но наиболее устойчивые к деформациям поверхности резонатора, поскольку электромагнитное поле данных мод сконцентрировано дальше от поверхности [4]. Вследствие того, что радиационные потери таких мод выше, большая часть излучения вынужденного рассеяния покидает частицу, и она начинает светиться. Однако спустя некоторое время, в рамках развивающегося процесса деформации капли, пространственная структура резонансных мод нарушается в такой степени, что дальше они становятся уже неспособными поддерживать нелинейный процесс рассеяния. Это приводит к срыву генерации.

С помощью приведенной выше теоретической модели светоиндуцированных деформаций жидкой частицы был

проведен численный эксперимент, в котором сопоставили очерченный на рис. 6 временной интервал существования ВКР соответствующим амплитудам деформации поверхности капли в зоне ДК. Результаты расчетов приведены на рис. 7. Две кривые ограничивают интервал амплитуд деформаций частицы, в котором происходит генерация ВКР. Видно, что за время существования ВКР амплитуда деформаций поверхности возрастает на порядок, значительно превышая уровень естественных термокапиллярных колебаний капли (штриховая линия на рис. 7), характерная амплитуда которых может быть записана [18]:

$$|\xi_{т.к.}| = \sqrt{k_B T / (4\pi\alpha)},$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура частицы.

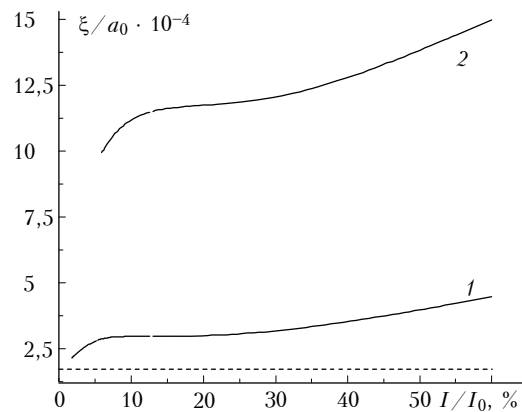


Рис. 7. Численный расчет зависимости относительной амплитуды пондеромоторных деформаций капли этанола ( $a_0 = 40$  мкм) от относительной пиковой интенсивности в импульсе накачки: кривая 1 – начало генерации ВКР; 2 – прекращение ВКР. Данные для расчетов взяты из рис. 6. Пунктирная прямая показывает среднеквадратическую амплитуду термокапиллярных колебаний жидкости

Таким образом, представленные результаты позволяют сделать следующие выводы. В области ДК существуют резкие деформации поверхности прозрачной капли, вызванные пондеромоторными силами в интенсивном световом поле. При величине показателя преломления жидкости  $n_2 = 1,33$  (вода) и  $n_2 = 1,36$  (этанол) область деформаций имеет форму кольца, а в каплях жидкости с большим показателем преломления  $n_2 > 1,4$  (бензол,  $CS_2$ ) кольцо трансформируется в пятно в центре теневой поверхности капли. Величина данных деформаций более чем на порядок превосходит амплитуду деформаций на остальной поверхности жидкой частицы, и, следовательно, они могут быть причиной появления дополнительного излучения вынужденного рассеяния из области ДК.

#### Оценка влияния деформаций поверхности прозрачных капель на добротность собственных резонансных мод

Чтобы оценить влияние деформаций поверхности капель на добротность резонансных мод, будем исходить из традиционного представления резонансной моды как стоячей волны, поле которой локализовано главным образом в плоскости, проходящей через центр сферы и наклоненной к оси  $z$  под углом  $\theta_{lm}$  (рис. 8) [5]. Данный угол определяется отношением азимутального индекса резонансной моды  $m$  к ее

номеру  $l$ :  $\theta_{lm} = \arccos(m/l)$ . Поскольку значение индекса  $m$  меняется в интервале  $(l; -l)$ , то и плоскость круга, где преимущественно локализовано поле мод, располагается под полярными углами  $\theta = 0 \div \pi/2$ .

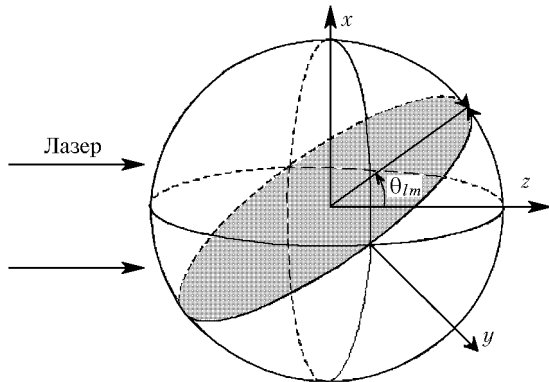


Рис. 8. Схема, иллюстрирующая распределение поля резонансной моды, имеющей значение азимутального индекса  $m$ . Электромагнитное поле локализовано в кольцевой зоне, наклоненной относительно экватора под углом  $\theta_{lm}$

Для формирования стоячей волны бегущие волны должны приходить в исходную точку с фазой, кратной  $2\pi$ , т.е. должно выполняться условие фазового синхронизма:  $ka_0 = l$ , где  $k$  – волновое число внутри капли. Следовательно, любые деформации поверхности сферы, приводящие к изменению длины пути бегущих волн на величину  $\delta L$ , должны, для сохранения фазового синхронизма, компенсироваться соответствующим изменением величины модуля волнового вектора  $\delta k$ :  $\delta L/L_0 = \delta k/k$ , где  $L_0 = 2\pi a_0$  – геометрическая длина пути волны в идеальной сфере.

Для приращения длины можно получить

$$\delta L \cong \frac{2\pi a_0}{\pi - 2\theta_{lm}} \int_{\theta_{lm}}^{\pi - \theta_{lm}} \xi(\theta) d\theta = \xi_A \frac{2\pi a_0}{\pi - 2\theta_{lm}} \int_{\theta_{lm}}^{\pi - \theta_{lm}} \bar{\xi}(\theta) d\theta,$$

где  $\xi_A$  – амплитуда деформаций поверхности,  $\bar{\xi} = \xi(\theta)/\xi_A$ .

В первом приближении ( $\xi_A \ll 1$ ) будем считать, что форма деформированного главного сечения частицы также является кругом с некоторым эффективным радиусом  $a_e$ , зависящим от амплитуды и угловой структуры наложенных деформаций:

$$a_e = (L_0 + \delta L) = a_0 (1 + \xi_A q_{lm}).$$

Здесь  $q_{lm} = \frac{1}{\pi - 2\theta_{lm}} \int_{\theta_{lm}}^{\pi - \theta_{lm}} \bar{\xi}(\theta) d\theta$  – коэффициент преобразования (очевидно, что  $|q_{lm}| \leq 1$ ). Тогда для величины изменения параметра дифракции эффективной сферы  $\delta x$  для ТЕ(ТМ) $_{lm}$ -моды получим выражение

$$\delta x = x_e - x_0 = \frac{dk}{n_2} a_0 = x_0 \xi_A q_{lm}, \quad (7)$$

где  $x_0$  – резонансное значение параметра дифракции невозмущенной сферы,  $x_e = k_0 a_e$ .

Зависимость  $q_{lm}$  от величины  $m/l$  в частицах жидкости, деформированных в соответствии с рис. 5, приведена на рис. 9. Видно, что значения  $q_{lm}$  лежат в пределах  $10^{-3} \div 10^{-2}$  и

максимальны для мод, лежащих в плоскости экватора капли ( $m = l$ ).

Как показывают расчеты, форма резонансной кривой собственных мод частицы соответствует лоренцеву контуру [19]. Поэтому в непосредственной окрестности какого-либо резонанса можно ввести, так называемую функцию добротности:

$$Q_D(x_0) = Q_0 [1 + (x_e - x_0)^2 / \Delta x^2],$$

где  $Q_0$  – добротность какой-либо резонансной моды невозмущенной сферы (модовые индексы мы опускаем для упрощения);  $\Delta x$  – полуширина резонансной кривой. Значение данной функции при  $x_e = x_0$ , очевидно, совпадает с добротностью резонанса. Используя (7) и учитывая, что  $Q_0 = x_0 / \Delta x$ , получим

$$Q_D(x_0) = Q_0 [1 + (q_{lm} \xi Q_0)^2]. \quad (8)$$

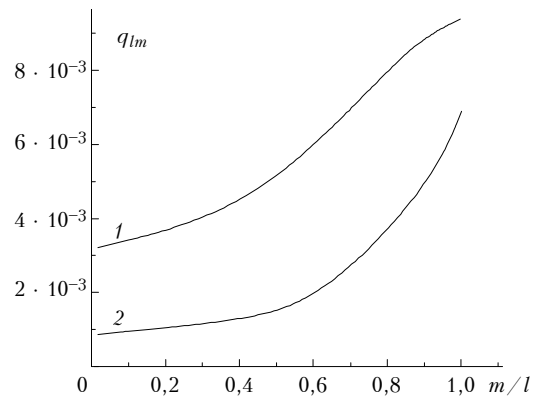


Рис. 9. Зависимость коэффициента преобразования  $q_{lm}$  от параметра  $m/l$  для величин деформаций капель, взятых из рис. 5: 1 – вода; 2 –  $CS_2$

На рис. 10 приведена зависимость  $Q_D$  от  $Q_0$  для различных величин деформаций поверхности капли  $\xi_A$ , взятых из рис. 7. При этом величина коэффициента  $q_{lm}$  задавалась параметрически в диапазоне  $|q_{lm}| \sim 10^{-3} \div 10^{-1}$ . Как следует из данного рисунка, чем выше значение  $Q_0$ , тем сильнее деформации оказывают влияние на добротность резонансных мод.

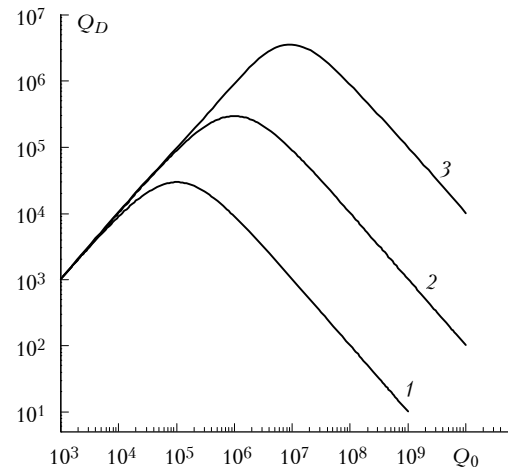


Рис. 10. Зависимость добротности деформированной капли  $Q_D$  от добротности идеальной сферы  $Q_0$  для различных величин параметра  $q_{lm} \xi / a_0$ :  $10^{-1}$  (1);  $10^{-2}$  (2);  $10^{-3}$  (3)

Представленные результаты позволяют провести сопоставление величин деформаций капли этанола (см. рис. 7) и рассчитанных по выражению (8) изменений их радиационной добротности при различной пиковой интенсивности в импульсе воздействующего излучения. Данная зависимость приведена на рис. 11. Из рисунка следует, что с увеличением интенсивности в импульсах накачки пороговая величина добротности капли, при которой возникает детектируемый сигнал ВКР, уменьшается  $\sim$  в 3 раза. В то же время граничное значение  $Q_D$ , соответствующее прекращению ВКР, практически не изменяется. Другими словами, резонансные моды, добротность которых ниже некоторой пороговой величины  $Q_D \sim 8 \cdot 10^3$ , не могут поддерживать процесс вынужденного рассеяния вне зависимости от величины интенсивности накачки.

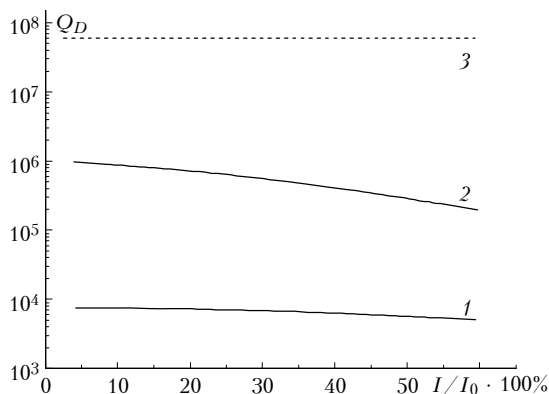


Рис. 11. Результаты численного эксперимента (данные для расчетов взяты из [11]), показывающие зависимость добротности деформированных капель этанола от относительной пиковой интенсивности в импульсе накачки: 1 – начало генерации ВКР; 2 – прекращение ВКР; штриховая прямая ограничивает добротность, обусловленную термокапиллярными деформациями

### Заключение

В работе были рассмотрены некоторые особенности развития процесса вынужденного рассеяния в прозрачных частицах жидкости при наличии пондеромоторного действия на них светового поля. Было отмечено возникновение в области ДК резких деформаций, величина которых более чем на порядок превосходит деформации остальной поверхности частицы.

*A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints, A.V. Pal'chikov. Stimulated Scattering of Light by Transparent Particles. Influence of Surface Ponderomotive Deformations.*

Some peculiarities of the process of stimulated scattering by liquid transparent particles exposed to ponderomotive action of light field are treated in the paper. Sharp deformations of a drop surface were marked within the region of so called Descartes ring (DR), the magnitude of which more than an order of magnitude exceeded the deformations of the rest of the particle surface. The dynamics of drop deformations allowed us to treat these deformations as possible main cause of stimulated scattering generation violation, marked in the experiments. An analytical expression is obtained for resonance eigenmodes  $Q$ -factor caused by slight violation of a particle sphericity. It is shown that the higher is the resonance modes  $Q$ -factor of a drop, the more it is affected by the surface deformations.

Исследования динамики развития деформаций капли показали возможность рассмотрения этих деформаций как основной причины, приводящей к отмеченному в экспериментах срыву генерации вынужденного рассеяния. Получено аналитическое выражение для оценки снижения добротности собственных резонансных мод, вызванного небольшими отклонениями формы частицы от сферической. Показано, что чем выше добротность резонансных мод капли, тем большее влияние на нее оказывают деформации поверхности. При этом сам уровень интенсивности накачки является тем фактором, который производит эффективную селекцию резонансных мод при их конкуренции в поддержании процессов вынужденного рассеяния в прозрачных частицах.

1. Kwok A.S., Chang R.K. // Optics & Photonics News. 1993. V. 4. № 12. P. 34.
2. Little B., Haus H., Ippen E., Steinmeyer G., Thoen E. // Optics & Photonics News. 1998. V. 9. № 12. P. 32–33.
3. Schweiger G. // J. Aerosol Sci. 1990. V. 21. № 4. P. 483–509.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 10. С. 1345–1352.
5. Chang R.K., Campillo A.J. Optical processes in microcavities. World Scientific Publ. Co. Singapore 1996.
6. Jarzembski M.A., Srivastava V. // Appl. Opt. 1989. V. 28. № 23. P. 4962–4965.
7. Srivastava V., Jarzembski M.A. // Opt. Lett. 1991. V. 16. № 3. P. 126–128.
8. Xie J.G., Ruekgauer T.E., Gu J., Armstrong R.L., Pinnick R.G. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 17. P. 1310–1312.
9. Xie J.G., Ruekgauer T.E., Gu J., Armstrong R.L., Pinnick R.G., Pendleton J.D. // Opt. Lett. 1991. V. 16. № 23. P. 1817–1819.
10. Chen G., Chowdhury D.Q., Chang R.K., Hsieh W.-F. // J. Opt. Soc. Am. B. 1993. V. 10. № 4. P. 620–632.
11. Hartings J.M., Pu X., Cheung J.L., Chang R.K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. № 11. P. 2842–2849.
12. Суцинский М.М. Вынужденное рассеяние света. М.: Наука, 1985. 175 с.
13. Землянов А.А. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. С. 2085–2088.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 735 с.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 266 с.
16. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 4–5. С. 500–515.
17. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
18. Lai H.M., Leung P.T., Young K. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. № 9. P. 5199–5204.
19. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Пальчиков А.В. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1553–1560.