

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

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ ПОНДЕРОМОТОРНОГО ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИДКИЕ ЧАСТИЦЫ. II: РЕЗОНАНСНАЯ РАСКАЧКА КОЛЕБАНИЙ. КОМБИНАЦИОННОЕ ПОВЕРХНОСТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Теоретически исследована задача о резонансной раскачке поверхностных колебаний прозрачных жидких слабвязких частиц произвольного размера под действием модулированного лазерного излучения. Установлена зависимость амплитуды деформации поверхности капель от частоты модуляции воздействующего излучения для различных значений радиуса частицы. Исследованы характеристики вынужденных колебаний при их резонансном возбуждении. Отмечено увеличение ширины резонансной характеристики поверхностных колебаний при уменьшении размера частицы, а также при увеличении вязкости жидкости.

Численно исследована задача о рассеянии света на малых колебаниях поверхности жидких частиц. Показано, что наибольшая модуляция рассеянного света на частоте основной гармоники поверхностных волн происходит в направлении, перпендикулярном к падающему излучению, а также в направлении первой дуги.

Введение

Интенсивное световое поле, воздействуя на жидкую диэлектрическую частицу, способно вызывать деформации ее поверхности [1]. Причиной этого являются пондеромоторные силы, величина которых пропорциональна квадрату напряженности электрического поля световой волны внутри капель [6]. Изменение интенсивности воздействующего на жидкую частицу излучения вызывает релаксационные колебания ее поверхности. При использовании амплитудно-модулированного лазерного излучения, частота модуляции которого совпадает с одной из собственных колебательных частот капли, возможна резонансная раскачка этих колебаний [2, 5].

На существование резонансного режима колебаний поверхности жидких частиц с размерами, малыми по сравнению с длиной волны воздействующего излучения ($a_0 \ll \lambda$, где a_0 – радиус капли; λ – длина волны падающего излучения), было указано в [5]. В [2] получено аналитическое выражение для амплитуды резонансных колебаний и приведены оценки для случая однородного распределения светового поля внутри капель. Однако для случая взаимодействия излучения с оптически крупными частицами ($a_0 \gg \lambda$) в условиях, когда реализуется существенно неоднородное распределение электромагнитного поля, количественные результаты получены не были.

Собственная частота механических колебаний сферической капли, как известно, однозначно связана с ее размером и физическими свойствами жидкости [7]. При лазерном воздействии на полидисперсный капельный аэрозоль, варьируя частоту модуляции воздействующего излучения, в принципе можно вызвать резонансный отклик той или иной группы частиц. Таким образом, при измере-

нии частоты собственных колебаний капель в эксперименте становится возможным осуществить диагностику функции распределения частиц по размерам аэрозольной среды, определить вязкость и коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Подобная методика была экспериментально опробована в [4] и показала реальную возможность получения информации о микроструктуре капельного аэрозоля при его облучении модулированным лазерным излучением.

Однако непосредственная интерпретация полученных в [4] результатов затруднена отсутствием априорной информации о характеристиках резонансных пондеромоторных колебаний капель в интенсивном световом поле. Настоящая работа ставит своей целью получение зависимости амплитуды резонансных колебаний поверхности жидких частиц произвольных размеров от временных параметров воздействующего излучения. Другой важной задачей являются получение и численное исследование выражения для интенсивности световой волны, рассеянной на колеблющейся капле, что может явиться основой для моделирования эффекта спектроскопии размеров аэрозольных частиц, базирующегося на явлении комбинационного рассеяния света на поверхностных колебаниях капель.

Резонансное возбуждение колебаний поверхности жидких прозрачных частиц лазерным излучением

Общая постановка задачи о деформации жидкой прозрачной капли в световом поле приведена в [1–3]. Она включает в себя уравнения динамики несжимаемой жидкости, записанные с учетом пондеромоторных сил.

Пространственно-временную эволюцию деформаций поверхности капли задает динамическое граничное условие, являющееся, по сути дела, модифицированным аналогом формулы Лапласа [1]:

$$\left\{ p - \frac{\rho_a}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_a}{\partial \rho_a} \right)_T E^2 - p_1 - \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + f \right\} \mathbf{n}_i =$$

$$= \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \mathbf{n}_k. \quad (1)$$

Здесь p , T , σ , ρ_a , η – давление, температура, коэффициент поверхностного натяжения, плотность и динамическая вязкость жидкости соответственно; p_1 – внешнее (атмосферное) давление; R_1 , R_2 – главные радиусы кривизны поверхности; $v_{i,k}$ – компоненты скорости жидкости; ε_a – диэлектрическая проницаемость вещества частицы; $E(\theta, \varphi)$ – напряженность электрического поля на поверхности частицы; $x_{i,k}$ – координаты; \mathbf{n} – вектор внешней нормали к поверхности частицы. Величина скачка нормальной составляющей натяжения электрического поля на поверхности частицы, определяющая поверхностную плотность пондеромоторных сил, дается выражением [6]:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\varepsilon_a - 1}{8\pi} [(\varepsilon_a - 1) (\mathbf{E}(\theta, \varphi) \mathbf{n})^2 + E^2(\theta, \varphi)],$$

где θ , φ – сферические координаты.

Из (1) либо из уравнений энергетического баланса деформированной частицы [7] может быть получено уравнение малых колебаний слабовязкой жидкости [2, 3], являющееся основой для теоретического анализа поведения капли в поле лазерного излучения.

Представим величину смещения поверхности частицы в виде разложения по сферическим функциям:

$$a(t, \theta, \varphi) - a_0 = \xi(t, \theta, \varphi) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{l,n} \xi_{ln}(t) Y_{ln}(\theta, \varphi) \right\}, \quad (2)$$

где ξ_{ln} – коэффициенты разложения смещения поверхности частицы; a_0 – радиус невозмущенной капли; $Y_{ln}(\theta, \varphi)$ – сферические функции.

Будем рассматривать симметричные по сферическому углу φ колебания (данное допущение является правомочным, так как интенсивность поля внутри капли, облученной плоской волной, также имеет симметрию по углу φ). В этом случае для коэффициентов разложения смещения поверхности справедлива следующая система уравнений:

$$\frac{d^2 \xi_l}{dt^2} + \frac{2d\xi_l}{t_1 dt} + \Omega_l^2 \xi_l = \frac{l f_l(t)}{a_0 \rho_a}, \quad (3)$$

$$l = 2, 3, \dots,$$

где

$$f_l(t) = \int_0^\pi f(t, \theta) Y_{l0}^*(\theta) \sin \theta d\theta$$

– коэффициенты разложения функции $f(t, \theta)$ по сферическим гармоникам;

$$t_l = a_0^2 / [2(2l+1)(l-1)\nu] \quad (4)$$

– характерное время затухания колебаний за счет вязких сил; $\nu = \eta/\rho_a$ – кинематическая вязкость жидкости;

$$\Omega_l = \sqrt{l(l+2)(l-1)\sigma/\rho_a a_0^3} \quad (5)$$

– собственные колебательные частоты капли.

Система уравнений (3) дополняется начальными условиями при $t=0$: $\xi_l = 0$, $\frac{d\xi_l}{dt} = 0$.

Рассмотрим задачу о возбуждении пондеромоторных колебаний капли гармоническим модулированным излучением. Временную зависимость $f_l(t)$ зададим в следующем виде: $f_l(t) = f_l^0(a_0, \lambda)(1 - \cos \Omega t)$, $t \geq 0$, где $f_l^0(a_0, \lambda)$ – независящий от времени коэффициент, определяемый конкретным видом электрического поля на поверхности частицы; Ω – частота модуляции воздействующего излучения. Для установившихся колебаний ($t \gg t_l$) из (3) получим известное в теории колебаний решение [8]:

$$\xi_l(\Omega) = \frac{f_l^0 l \cos[\Omega t + \arctg \frac{2t_l^{-1} \Omega}{\Omega^2 - \Omega_l^2}]}{\rho_a a_0 [(\Omega^2 - \Omega_l^2)^2 + 4t_l^{-2} \Omega^2]^{1/2}}. \quad (6)$$

При резонансе ($\Omega = \Omega_l$)

$$\xi_l(\Omega) = \frac{f_l^0 l \sin \Omega t}{2\rho_a a_0 \Omega_l t_l^{-1}}. \quad (7)$$

Значение коэффициентов f_l^0 , как было отмечено, определяется распределением электромагнитного поля на поверхности капли. Для больших частиц данное распределение имеет резко неоднородную структуру со множеством пиков с большим разбросом значений, и поэтому f_l^0 можно определить лишь из численных расчетов.

При $(t_l \Omega)^2 \ll 1$ зависимость вида (6) определяет резонансную кривую с полушириной

$$\Delta_l \approx 2\sqrt{3}/t_l. \quad (8)$$

На рис. 1 приведена зависимость относительной амплитуды $\xi = \xi/a_0$ установившихся колебаний поверхности капли от частоты модуляции воздействующего лазерного излучения Ω . Резонансные всплески в зависимости $\xi(\Omega)$ соответствуют случаям совпадения частоты модуляции и собственных частот капли. При этом амплитуда смещения максимальна для основной колебательной моды $l=2$.

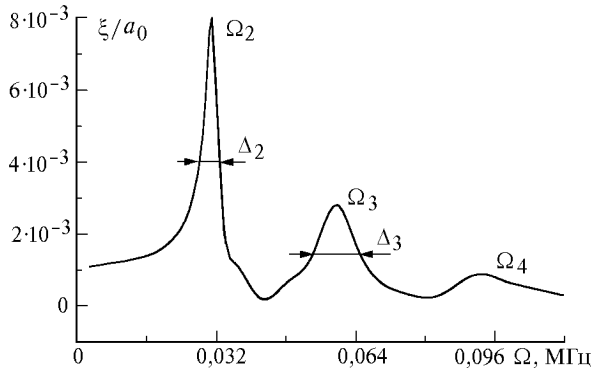


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды установившихся колебаний для водной капли с $a_0 = 25$ мкм от частоты модуляции непрерывного лазерного излучения с $I_0 = 10^5$ Вт/см². Максимумы соответствуют резонансным частотам капли различных порядков

Для малых капель ($a_0 \ll \lambda$) внутреннее световое поле можно считать практически однородным. В этом случае

$$\mathbf{E}(a_0) = \frac{3}{2 + \varepsilon_a} \mathbf{E}_0; f(\theta) = \frac{\varepsilon_a - 1}{8\pi} [(\varepsilon_a - 1)E_0^2 \sin^2\theta + E_0^2],$$

где \mathbf{E}_0 – напряженность падающего на частицу светового поля.

Таким образом, для коэффициентов f_l^0 получим [2]

$$f_l^0 = -\frac{3E_0^2}{2\sqrt{5\pi}} \frac{(\varepsilon_a - 1)^2}{(\varepsilon_a + 2)^2}. \quad (9)$$

Подставляя (4), (5), (9) в (7), получаем

$$\xi_2 = \frac{3E_0^2}{40\sqrt{5\pi}} \frac{(\varepsilon_a - 1)^2}{(\varepsilon_a + 2)^2} \frac{a_0^{5/2}}{\sqrt{\sigma}\sqrt{\rho_a n}}, \quad (\Omega = \Omega_2). \quad (10)$$

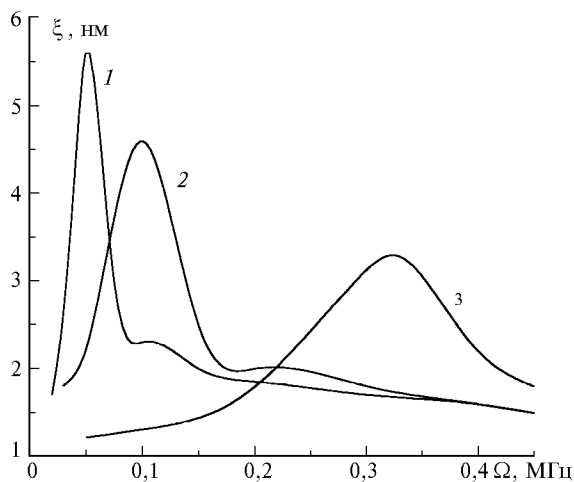


Рис. 2. Зависимость амплитуды установившихся колебаний от частоты следования импульсов лазерного излучения $I_0 = 10^7$ Вт/см², $t_p = 10$ нс, для нескольких размеров капель: $a_0 = 15$ (1), 11 (2), 5 мкм (3)

Рассмотрим теперь ситуацию, когда воздействие на жидкую частицу осуществляется последовательно коротких лазерных импульсов, частота следования которых равна одной из резонансных частот колебаний капли. Характерный вид амплитудно-частотных зависимостей вблизи основной колебательной моды Ω_2 для частиц различного радиуса приведен на рис. 2. Расчеты зависимости $\xi(\Omega)$ выполнены численным путем по системе уравнений (3) с использованием метода численного дифференцирования Рунге–Кутты 4-го порядка.

Из рис. 2 следует, что с увеличением размера частицы происходит сужение резонансной кривой с одновременным увеличением ее добротности. Это связано с увеличением характерного времени затухания колебаний за счет вязких сил. Данный результат хорошо согласуется с выражением (8).

Аналитическое решение рассматриваемой задачи для последовательности лазерных импульсов затруднено, поэтому для качественного изучения зависимости амплитуды колебаний капли от энергетических и временных параметров импульсного воздействия возьмем один импульс, временной профиль которого зададим в виде

$$I(t) = I_0 \frac{t}{t_p} \exp\left\{-\frac{t}{t_p}\right\}. \quad (11)$$

Здесь I_0 , t_p – пиковая интенсивность и характерная длительность импульса соответственно. Подставив (11) в правую часть (3) и решив уравнение методом неопределенных коэффициентов, получим

$$\begin{aligned} \xi_l(t) = & \frac{8\pi l I_0 f_l^0}{c n_a \rho_a a_0 t_p} \frac{1}{((1/t_l - 1/t_p)^2 + \Omega_l^2)^2} \times \\ & \times \left[t \exp(-t/t_p) \left(\left(\frac{1}{t_l} - \frac{1}{t_p} \right)^2 + \Omega_l^2 \right) - 2 \exp(-t/t_p) \left(\frac{1}{t_l} - \frac{1}{t_p} \right) + \right. \\ & + \exp(-t/t_l) \left(\frac{1}{\Omega_l} \left(\frac{1}{t_l} - \frac{1}{t_p} \right)^2 \sin \Omega_l t + \right. \\ & \left. \left. + 2 \left(\frac{1}{t_l} - \frac{1}{t_p} \right) \cos \Omega_l t - \Omega_l \sin \Omega_l t \right) \right], \quad (12) \end{aligned}$$

где c – скорость света; n_a – коэффициент преломления жидкости.

В пределе «коротких» воздействующих импульсов ($t_p \ll \Omega_l^{-1}$, t_l) имеем

$$\xi_l(t) \approx \frac{8\pi l I_0 f_l^0 t_p}{c n_a \rho_a a_0 \Omega_l} \exp(-t/t_l) \sin(\Omega_l t), \quad t > t_p. \quad (13)$$

Из (13) следует, что смещение поверхности колеблющейся капли происходит по гармоническому закону с собственной частотой Ω_l , экспоненциально затухая во времени с постоянной t_l^{-1} .

При обратном неравенстве, т.е. в случае «длинных» импульсов ($t_p \gg \Omega_l^{-1}, t_l$), решение (12) преобразуется к виду

$$\xi_l(t) \approx \frac{8\pi l I_0 f_l^0}{c n_a \rho_a a_0 (1/t_l^2 + \Omega_l^2)} \frac{t}{t_p} \exp(-t/t_p), \quad t \leq t_p. \quad (14)$$

Нетрудно видеть, что в данной ситуации колебания капли отсутствуют, а временную зависимость смещения ее поверхности определяет форма воздействующего лазерного импульса.

Перейдем к обсуждению результатов, полученных путем численного решения системы уравнений (3). В численных экспериментах изучались характеристики колебаний капель воды при воздействии на них либо непрерывного ($\lambda = 0,69$ мкм), модулированного с частотой Ω излучения, либо последовательности лазерных импульсов при широком диапазоне их скважности $q = 2\pi/(t_p \Omega)$.

Исследования зависимости времени установления стационарных колебаний частицы от ее размера при модулированном воздействии показали, что с ростом размера капли увеличивается время выхода амплитуды колебаний на стационарный режим t_{st} по отношению к периоду основного колебания $T_2 = 2\pi/\Omega_2$. Таким образом, для малых частиц ($a_0 \leq 1$ мкм) установление собственных колебаний происходит фактически за один период: $t_{st} \approx T_2$, а при $a_0 \geq 15$ мкм требуется уже 4–5 периодов. Подобное увеличение инерционности колебаний прослеживается и для импульсного воздействия. Кроме того, в этом случае с увеличением размера капли изменяется и характер колебаний. Их форма становится достаточно сложной, и гармонические составляющие колебаний на резонансной частоте прослеживаются неявно. Это может быть объяснено тем, что при увеличении размера частицы уменьшается и частотное расстояние между соседними модами.

Из (5) следует, что частотный интервал между соседними n и $(n+1)$ модами выражается как

$$\Delta\Omega_n = \sqrt{\frac{\sigma n}{\rho_a a_0}} \left(\sqrt{(n+1)(n+3)} - \sqrt{(n-1)(n+2)} \right)$$

и, следовательно, большее количество собственных мод принимает участие в формировании возмущения поверхности частицы. Таким образом, деформационные колебания крупных частиц представляют собой суперпозицию колебаний на разных собственных резонансных частотах.

Как было отмечено выше, с уменьшением радиуса капли происходит уширение резонансной кривой с одновременным уменьшением ее максимального значения (см. рис. 2), что связано с уменьшением времени релаксации колебаний из-за сил вязкости.

Оценим размер частицы a_0^* , при котором она фактически теряет свои резонансные свойства. Для

этого определим условия, когда амплитуды смещения поверхности частицы при резонансе $\Omega = \Omega_l$ и вдали от него одинаковы. Последнее выполняется при значении радиуса капель $a_0 \leq a_0^*$, где

$$a_0^* = 25 \rho_a \nu^2 / (2\sigma).$$

Так, для воды при $\rho_a = 10^3$ кг/м³, $\nu = 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 7,42 \cdot 10^2$ Н/м получим $a_0^* \approx 0,2$ мкм.

На рис. 3 приведена зависимость максимальной амплитуды вынужденных колебаний водной капли с $a_0 = 10$ мкм от интенсивности воздействующего излучения при импульсном ($t_p = 10$ нс) и непрерывном (модулированном с частотой $\Omega = \Omega_2$) режимах облучения. Видно, что данная зависимость линейна, что следует и из аналитического решения (12). Различия в амплитудах смещения поверхности капли при одних и тех же значениях I_0 объясняются разницей в энергии, передаваемой за период световой волны при импульсном и гармоническом воздействиях.

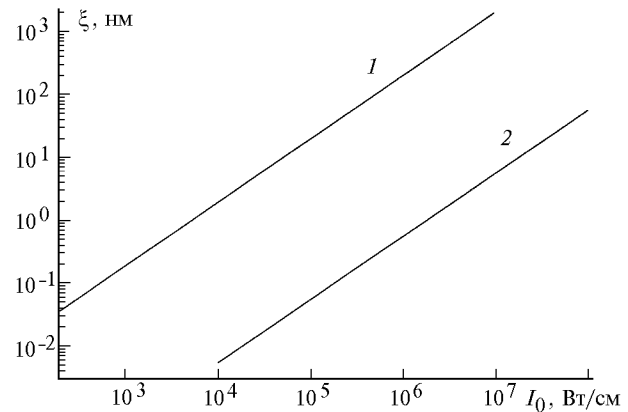


Рис. 3. Зависимость амплитуды установившихся колебаний водной капли с $a_0 = 10$ мкм от интенсивности лазерного излучения для случаев модулированного (1) с частотой $\Omega = \Omega_2$ и импульсного воздействия (2)

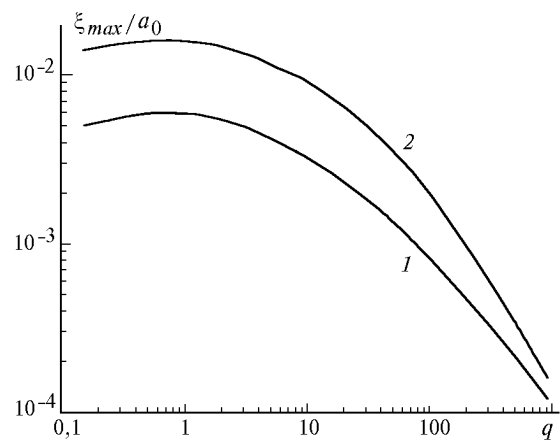


Рис. 4. Максимальное смещение поверхности водных частиц с $a_0 = 3$ мкм (1) и 15 мкм (2) от скважности следования импульсов воздействующего излучения при постоянной пиковой интенсивности в импульсах $I_0 = 10^7$ Вт/см²

Рис. 4 отражает зависимость максимального относительного смещения поверхности капель различного радиуса от скважности импульсов q . Кривые на этом рисунке построены в предположении неизменной пиковой интенсивности лазерного импульса I_0 . С увеличением скважности импульсов амплитуда смещения поверхности линейно падает для $q > 1$, что следует и из аналитических решений (13), (14), а для $q < 1$ переходит в насыщение с небольшим максимумом, наблюдающимся при $q \approx 1$, что соответствует совпадению длительности импульса и периода резонансных колебаний на основной частоте.

Комбинационное поверхностное рассеяние света при резонансных колебаниях капель

Колеблющиеся частицы представляют собой рассеиватели с динамически изменяющейся формой поверхности. Очевидно, что интенсивность света, рассеянного на таких частицах, также будет испытывать временные колебания. Возникает вопрос о том, насколько велика будет амплитуда этих пульсаций, а также под какими углами, с точки зрения наиболее четкого выделения его динамической составляющей, выгоднее принимать этот сигнал.

Анализируемая задача может быть сформулирована как задача об излучении сферического объема с заданным в нем распределением электромагнитного поля в окружающее пространство [3]. Схема, иллюстрирующая геометрию задачи, приведена на рис. 5.

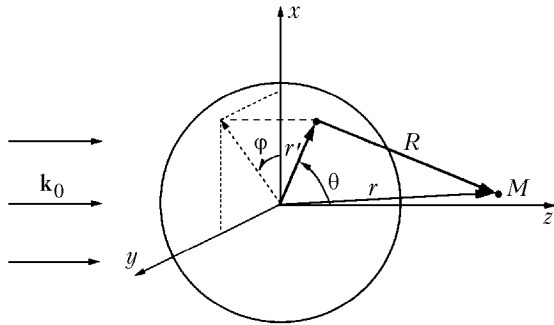


Рис. 5. Геометрическая схема, иллюстрирующая задачу о рассеянии световой волны на частице. Сферическая частица находится в начале декартовой системы координат. Показаны также сферические координаты (r', θ', φ') ; M – точка наблюдения

Пусть на каплю, колебания поверхности которой возбуждены интенсивным излучением, соосно с ним в положительном направлении оси z падает плоская электромагнитная волна: $\vec{E}_0 = E_0 e^{i\omega t - ik_0 z}$. Необходимо найти поле в точке с радиусом-вектором r . Будем исходить из уравнения Гельмгольца для векторного потенциала электромагнитного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \frac{\omega^2}{\epsilon_a} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{J}_a(\mathbf{r}, t), \quad (15)$$

при условии: $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$. Здесь $\mathbf{J}_a = \epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$ – плотность токов поляризации, индуцированных внутренним полем частицы.

Составляющие искомого электромагнитного поля выражаются через векторный потенциал как

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

Решение уравнения (15) известно из [9]. Тогда полное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ находится из соотношения

$$\epsilon_a \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i\omega t - i k_0 z} + \text{rot rot} \int_{V_a} \frac{(\epsilon_a - 1) \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikR}}{4\pi R} d\mathbf{r}',$$

где k_0 – волновое число вне частицы; $k = \sqrt{\epsilon_a} k_0$, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между точкой наблюдения и элементарным источником в объеме частицы. Первое слагаемое в правой части представляет собой падающее поле, а второе – электрическое поле, созданное поляризованными элементами объема частицы. Интегрирование ведется по объему капли V_a .

Дальнейшее рассмотрение проведем только для рассеянного поля. При этом в дальней зоне ($kr \gg 1$) имеем

$$E_s(\mathbf{r}, t) \approx \frac{k_0^2 (\epsilon_a - 1) e^{i\omega t}}{4\pi r} \int_{V_a} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\mathbf{r}'. \quad (16)$$

Здесь γ – угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{r}' , $r = |\mathbf{r}|$.

Для малых возмущений поверхности капли $\xi \ll a_0$ интеграл по объему деформированной частицы возможно представить в виде суммы интегралов:

$$\int_{V_a} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\mathbf{r}' = \int_{V_{a_0}} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\mathbf{r}' + \int_{a_0}^{a(\theta, \varphi)} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\theta' \int r'^2 dr', \quad (17)$$

где V_{a_0} – объем невозмущенной сферы; $d\theta' = \sin \theta' d\theta' d\varphi'$.

Вдали от собственного резонанса электромагнитное поле в деформированной частице $\mathbf{E}(\mathbf{r}', t)$ можно положить равным его значению при отсутствии возмущений сферической поверхности $E_a(\mathbf{r}', t)$. Тогда выражение (16) преобразуется к виду

$$E_s(\mathbf{r}, t) \approx \frac{k_0^2 (\epsilon_a - 1)}{4\pi r} e^{i\omega t} \left[\int_{V_{a_0}} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\mathbf{r}' + \right.$$

$$+ a_0^2 \int \mathbf{E}_a(a_0, \theta', \varphi', t) e^{ikr' \cos \gamma} \times$$

$$\times \operatorname{Re} \left\{ \sum_{l,n} \xi_{ln}(t) Y_{ln}(\theta', \varphi') e^{i\Omega_l t} d\omega' \right\}. \quad (18)$$

Первое слагаемое в правой части (18) описывает обычное упругое рассеяние на частоте волны падающего излучения ω . Второе слагаемое представляет собой комбинационное рассеяние с частотами $\omega \pm \Omega_l$ на поверхностных волнах частицы.

Из (18) следует выражение для интенсивности, записанное с точностью до квадратичных членов:

$$I_s(\mathbf{r}, t) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_a}}{8\pi} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}, t) \approx \left(\frac{k_0^2(\varepsilon_a - 1)}{4\pi r} \right)^2 \times$$

$$\times [S(\mathbf{r}, t) S^*(\mathbf{r}, t) + 2S^*(\mathbf{r}, t) a_0^2 \int \mathbf{E}_a(a_0, \theta', \varphi', t) e^{ikr' \cos \gamma} \times$$

$$\times \operatorname{Re} \left\{ \sum_{l,n} \xi_{ln}(t) Y_{ln}(\theta', \varphi') e^{i\Omega_l t} d\omega' \right\}], \quad (19)$$

где

$$S(\mathbf{r}, t) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_a}}{8\pi} \int_{V_{a_0}} \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) e^{ikr' \cos \gamma} d\mathbf{r}'.$$

Отсюда следует, что интенсивность рассеянного электромагнитного поля на комбинационных частотах пропорциональна квадрату радиуса капли и амплитуде деформаций ее поверхности. Временная зависимость $I_s(t)$ определяется суперпозицией колебаний на собственных частотах капли.

Если интенсивность воздействующего излучения промодулирована с некоторой частотой Ω , то при $\Omega = \Omega_l$ происходит резкое возрастание комбинационной составляющей рассеянного сигнала I_s вследствие резонансного поведения $\xi_s(\Omega)$ (см. рис. 2). При изменении частоты модуляции Ω каждый такой всплеск интенсивности рассеянного излучения будет соответствовать резонансной раскачке колебаний частицы определенного размера. Квадратичная зависимость I_s от a_0 показывает, что с увеличением размера частицы увеличивается и ее вклад в интенсивность рассеянного излучения.

Проведенные по (19) численные расчеты угловых зависимостей интенсивности рассеянного сигнала показали, что относительное изменение интенсивности по сравнению с уровнем невозмущенного (упругого) рассеяния на частотах механических колебаний капли максимально в направлении, перпендикулярном направлению воздействия, а также в направлении угла первой радуги $\theta \sim 137^\circ$. Это определяет диапазон углов оптимального приема динамической составляющей рассеянного сигнала. Временной ход данных зависимостей для нескольких углов наблюдения приведен на рис. 6.

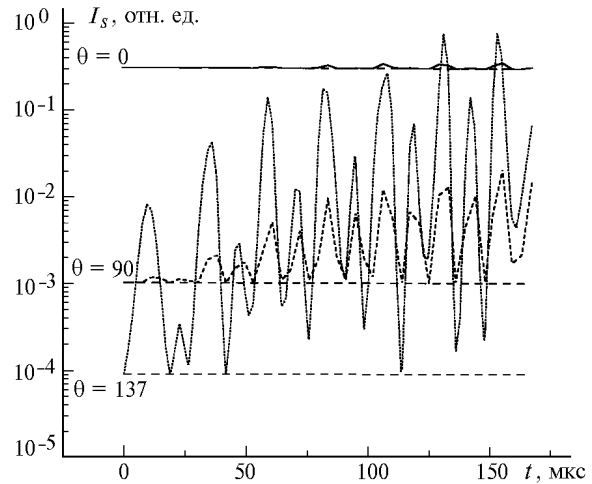


Рис. 6. Временной ход интенсивности рассеянного света на колеблющейся капле с $a_0 = 20$ мкм для различных углов наблюдения при воздействии на нее модулированным излучением ($\Omega = \Omega_2$, $I_0 = 10^7$ Вт/см²)

Начальный радиус частицы составляет $a_0 = 20$ мкм, воздействие осуществляется непрерывным, модулированным с частотой $\Omega_2 = 43$ кГц излучением с $\lambda = 0,53$ мкм, $I_0 = 10^7$ Вт/см².

Заключение

Теоретические исследования зависимости амплитуды поверхностных колебаний прозрачных слабвязких частиц от параметров модуляции воздействующего излучения показали следующее.

1. Существует резонансный характер зависимости амплитуды деформации поверхности прозрачных жидких слабвязких частиц от частоты модуляции воздействующего излучения. Уменьшение радиуса капли и увеличение вязкости жидкости приводят к росту ширины резонансной кривой поверхностных смещений.

2. Интенсивность рассеянного на колебаниях поверхности частицы света резонансно зависит от частоты модуляции воздействующего излучения. С увеличением размера капли возрастает и ее вклад в суммарную интенсивность рассеянного излучения. Интенсивность рассеянного света максимальна в направлении, перпендикулярном направлению воздействующего излучения, и в направлении угла первой радуги, так как именно в этих направлениях наиболее сильно модуляция поверхности частицы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 97-02-16302), а также молодежного гранта СО РАН.

1. Землянов А.А. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. С. 2085–2088.
2. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu.D., Kuzikovskii A.V. High-power laser radiation in atmospheric aerosols. Dordrecht. Holland: D. Reidel Publ. Corp., 1984. 291 p.
3. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 4–5. С. 500–515.

4. Иванов Ю.В., Копытин Ю.Д. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 3. С. 591–593.
5. Быковский Ю.А., Манькин Э.А. и др. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 1. С. 157–162.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 266 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 735 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988. 276 с.
9. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.;Л.: ГИТТЛ, 1951. 288 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
20 марта 1998 г.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints, A.V. Palchikov. **Surface Effect of Laser Radiation Pondermotive Action on Liquid Particles. II. Resonance Amplification of Oscillations. Inelastic Light Surface Scattering.**

The problem of surface oscillations resonance amplification in transparent liquid weakly viscous particles of arbitrary size exposed to modulated laser radiation is investigated theoretically. A dependence of amplitude of the drops surface deformation on the radiation modulation frequency for particles with various radii is found. The characteristics of stimulated oscillations under their resonance excitation are studied. A broadening of resonance characteristic of surface oscillations has been marked at decrease of a particle size as well as at increase of viscosity of the liquid.

The problem of light scattering at the drops small surface oscillations has been treated and numerically investigated. It is shown that the maximum modulation of scattered light at the frequency of fundamental harmonic of surface waves is in the direction perpendicular to incident radiation and in the direction of the first rainbow.