ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 6,7 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 537.868.531

ПОРОГ РЕЗОНАНСНОГО СТРИКЦИОННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В КАПЛЯХ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Г.В. Белокопытов, Н.П. Пушечкин

Рассмотрено параметрическое стрикционное возбуждение акустических колебаний в каплях под действием интенсивной световой волны. Рассчитаны пороговые интенсивности вынужденного рассеяния Мандельштама - Бриллюэна с учетом пространственной неоднородности полей и резонансного характера взаимодействия. Найдены условия, при которых для водяных капель радиусом свыше 4 мкм и λ = 0,4 - 0,7 мкм порог имеет порядок 10^3 Вт/м^2. При этом тепловые расстройки не препятствуют наблюдению эффекта при непрерывной накачке.

Интенсивные световые пучки способны вызывать параметрическое возбуждение акустических колебаний капель, что оказывает влияние на процессы рассеяния света. Это явление, по физическому механизму аналогичное вынужденному рассеянию Мандельштама - Бриллюэна (ВРМБ), впервые экспериментально наблюдалось в [1]. В отличие от реализации эффекта ВРМБ в традиционных условиях возбуждение в каплях обладает существенными особенностями. По отношению к световым волнам видимого диапазона и к ультразвуку малые капли воды ведут себя как высокодобротные резонаторы, то есть частотно избирательные колебательные системы с малым затуханием. При этом эффективность нелинейного (стрикционного или фотоупругого) взаимодействия электромагнитных и акустических колебаний определяется пространственным распределением взаимодействующих стоячих волн. Кроме того, она резонансным образом зависит от частот этих волн. В силу последнего обстоятельства на условия наблюдения эффекта большое влияние оказывают нелинейные расстройки теплового происхождения, связанные с зависимостью параметров резонатора - капли от температуры.

Целью данной работы является расчет пороговой интенсивности и оценка возможности наблюдения различных вариантов пондеромоторного параметрического возбуждения акустических колебаний в водяных каплях

под действием монохроматической электромагнитной волны. Интерес к данному вопросу очевиден в связи с проблемами лазерного зондирования аэрозолей [2]. Ранее аналогичная задача рассматривалась в [3, 4], однако без должного учета резонансных свойств акустических колебаний и пространственной неоднородности взаимодействующих полей. В то же время электроакустическое взаимодействие описанного выше типа было обнаружено и исследовано в другом частотном диапазоне при рассеянии СВЧ волны на диэлектрических резонаторах (ДР) из танталата калия [5 - 7]. Волна накачки, имевшая частоту $\omega_н$, в результате стрикционного взаимодействия с упругими степенями свободы преобразовывалась в акустические колебания на одной из собственных частот резонатора $\Omega_а$ и электромагнитные колебания комбинационных частот вида $(\omega_н + n\Omega_а)$, где $n = \pm 1, \pm 2 \ldots$ Последние, как правило, возбуждались на той же моде ДР, что и накачка. Пороговая напряженность электрического поля была исключительно малой (порядка единиц В/см).

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖМОДОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Как показано в [8], запас энергии электрического поля вынужденных колебаний на частоте накачки в резонаторе, который соответствует порогу параметрического возбуждения, равен

$$W_{пор} = F/(8\pi\ Q_к\ Q_а\ K^2_{эфф}), \qquad (1)$$

где $Q_а$ и $Q_к$ - соответственно добротности возбуждающихся акустических колебаний и электромагнитных - на разностной -комбинационной частоте $(\omega_к = \omega_н - \Omega_а)$, F - функция настройки колебательной системы и $K^2_{эфф}$ - коэффициент, определяющий зависимость эффективности электроакустического взаимодействия от параметров среды и пространственного перекрытия взаимодействующих мод. Наибольшую сложность представляет вычисление интегральных коэффициентов $K^2_{эфф}$:

$$K^2_{эфф} = (K_{анк} - S_{анк})(K_{анк} - S^*_{анк}). \qquad (2)$$

Коэффициент $K_{анк}$ описывает объемное нелинейное взаимодействие стоячих волн - акустической, имеющей частоту $\Omega_а$, и электромагнитных, на частотах $\omega_н$ и $\omega_к$. Коэффициенты $S_{анк}$ и $S^*_{анк}$ являются добавками, отражающими изменение геометрических размеров резонатора при механических колебаниях жидкой капли. С учетом того, что электромагнитные и упругие характеристики жидкости однородны и

изотропны, соотношения [8, 9] для $K_{анк}$, $S_{анк}$ и $\dot{S}_{анк}$ сводятся к виду

$$K_{анк} = G \int_v \mathrm{div}(\vec{U}_a)\ \vec{D}_н\ \vec{D}_к\ dv; \qquad (3а)$$

$$S_{анк} = G \oint_s (\vec{U}_a)_r\ \vec{D}_н\ \vec{D}_к\ ds \qquad (3б)$$

(Здесь и далее r, θ и φ - сферические координаты.)

$$\dot{S}_{анк} = \frac{G\ c^2}{\omega_к^2 \varepsilon^2} \oint_s \{[\vec{D}_н, \mathrm{rot}(\vec{D}_к\ \mathrm{div}\vec{U}_a)] - [\vec{D}_к\ \mathrm{div}\vec{U}_a,\ \mathrm{rot}(\vec{D}_к)]\} ds. \qquad (3в)$$

Здесь $\vec{D}_н(\vec{r})$, $\vec{D}_к(\vec{r})$ и $\vec{U}_a(\vec{r})$ - векторы электрической индукции и механического смещения, отвечающие возбуждаемым нормальным модам, с частотами $\omega_н$, $\omega_к$ и Ω_a и нормированные таким образом, что

$$\int_v \vec{D}^2_{(к,н)} dv = \varepsilon, \qquad \int_v \vec{U}^2_a\ dv = 1/(\rho\ \Omega_a).$$

Материальные параметры ε, G и ρ - диэлектрическая проницаемость, стрикционный коэффициент, пропорциональный фотоупругой константе, и плотность жидкости. Для воды они хорошо известны: $\rho = 1$ г/см^3, $\varepsilon = 1,77$, $G = -4\pi\ p_{11} = -3,9$ СГС [10].

Величины интегральных коэффициентов существенно зависят от пространственного перекрытия взаимодействующих мод. Для сферического резонатора, которым является капля, известны аналитические выражения компонент акустических и электромагнитных полей, что облегчает исследование свойств интегральных коэффициентов. В жидкой капле возбуждаются только сфероидальные упругие колебания S_{plm} (сдвиговые напряжения и соответствующие им колебательные движения отсутствуют) [11] и электромагнитные колебания двух семейств: электрические моды E_{pnm} и магнитные моды H_{pnm} [12, 13]. Индексы p, n и m равны числу узлов волновой функции, соответствующих вариации сферических координат r, θ и φ. Условия резонансного взаимодействия с акустическими модами (собственные частоты которых на пять порядков ниже, чем электромагнитных) могут быть выполнены только в тех случаях, когда колебания на частоте накачки и комбинационной частоте соответствуют одной и той же моде либо двум различным модам,

собственные частоты которых практически одинаковы. Последнему требованию удовлетворяют электромагнитные моды, принадлежащие одному семейству (E или H), у которых различаются только азимутальные индексы m (в силу симметрии, собственные колебания диэлектрической сферы вырождены по m). Если скорость капли относительно воздуха составляет несколько сантиметров в секунду, то ее форма отклоняется от сферической на величину ~ 10^{-5}. Это достаточно для снятия вырождения и трехмодового синхронизма, но практически не сказывается на распределении полей и величине интегральных коэффициентов.

Дальнейшие ограничения на комбинации мод, между которыми возможна эффективная электроакустическая связь, можно получить при учете свойств симметрии волновых полей, входящих в интегральные коэффициенты (3). Установлено, что в стрикционном взаимодействии с электромагнитными модами могут находиться акустические моды с четными зональными индексами ($n = 2j$, где j-целое). Для нечетных акустических мод энергия, вкладываемая в результате взаимодействия в одной части резонатора, в точности компенсируется изъятием энергии в другой его части, так что суммарный эффект отсутствует: $K^2_{эфф} = 0$. Далее, если рассматривать только радиальные акустические колебания ($n = 0$), то их связь с электромагнитными колебаниями возможна лишь в случае, когда на частоте накачки и на комбинационной частоте возбуждаются одни и те же моды (в сегнетоэлектрических резонаторах такой режим был назван двухмодовым, или с сохранением моды [8]). Более разнообразны варианты взаимодействия с участием сфероидальных акустических мод с $n \neq 0$. Здесь возможно как двухмодовое, так и трехмодовое (когда колебания на частоте накачки и на частоте электромагнитного комбинационного колебания отвечают двум разным электромагнитным модам) взаимодействие. При этом для азимутальных индексов должно выполняться соотношение

$$|m_a \mp m_к \mp m_н| = 0. \qquad (4)$$

ДОБРОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ МОД

Порог параметрического возбуждения существенно зависит от уровня затухания. Примечательно то, что добротность водяной капли по отношению к акустическим и электромагнитным колебаниям может быть весьма высокой. Ее величина определяется собственной диссипацией и потерями на излучение:

$$Q_H^{-1} = Q_t^{-1} + Q_{re}^{-1} \quad , \quad Q_a^{-1} = Q_v^{-1} + Q_{ra}^{-1}. \tag{5}$$

В соответствии с [14], потери на излучение для H- и E - мод (с индексами p , n , m) можно вычислить по формулам

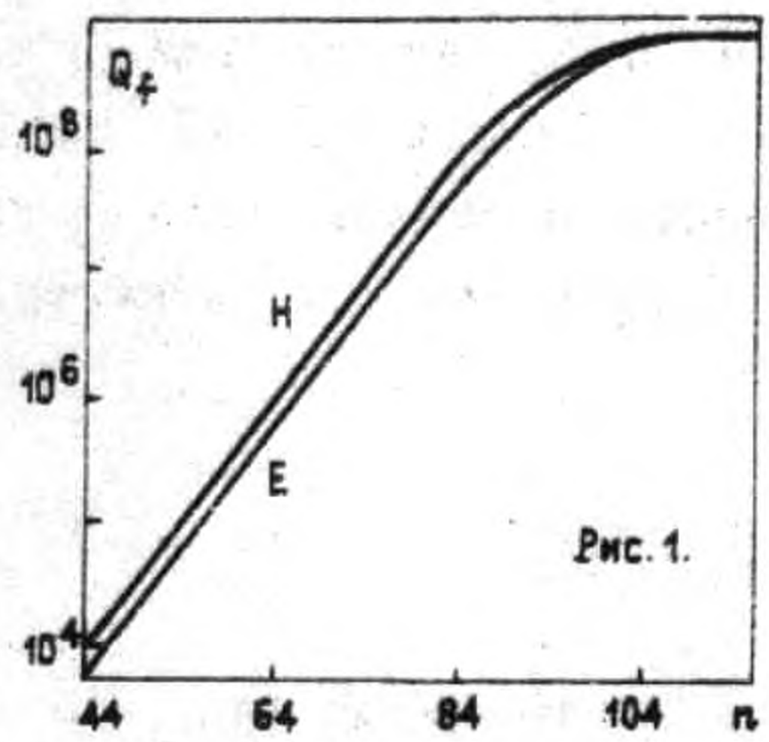
$$(Q_{re})^E_{pnm} = p_f(\varepsilon - 1)\ y_n^2/2 + Z(p_f),$$

$$(Q_{re})^H_{pnm} = \frac{\varepsilon - 1}{2\ p_f}[n\ (n\varepsilon+n+1)y_n^2/\varepsilon + p_f^2 y_{n-1}^2 - 2p_f y_n y_{n-1}] + Z(p_f), \tag{6}$$

где $p_f = \omega_f a\ /c$, a - радиус капли, ω_f - собственная частота электромагнитных колебаний, $z_n = \sqrt{\pi\ p_f/2}\ \ J_{n+1/2}(p_f)$, $y_n = \sqrt{\pi\ p_f/2}$, $N_{n+1/2}(p_f)$ - сферические функции Бесселя, $Z(p_f) = [(n/p_f - p_f)z_n - p_f z_{n-1}^2 + 2nz_n z_{n-1}]/2 + p_f$.

Согласно [15] коэффициент поглощения света на длине волны λ = = 0,53 мкм соответствует собственной добротности $Q_t = 6\cdot 10^8$. Расчет по формулам (6) показывает, что наименьшими потерями на излучение обладают колебания типа H_{1nm} или E_{1nm} - "моды шепчущей галереи" (ШГ). Для указанных мод зависимость добротности Q_f от индекса n представлена на рис. 1.

Потери на излучение акустических волн в случае радиальных колебаний можно оценить, если учесть, что при нормальном падении на границу раздела двух сред теряется доля энергии $\frac{4\ R}{(R+1)^2}$ [16], где $R = \rho_B v_B/\rho_0 v_0$ - отношение акустических импедансов воды и окружающей среды. Несложный расчет дает



Нагруженные добротности вынужденных электромагнитных колебаний $Q_f(n)$ (E- и H-моды) в капле.

$$Q_{ra} = \frac{\pi\ (R+1)^2 p}{2R}, \tag{7}$$

что для воздуха при атмосферном давлении составляет величину Q_{ra}=

$= 5\cdot10^3$ ($p = 1$). Собственное затухание электромагнитных и упругих колебаний существенно зависит от частоты. Для акустических волн имеет место зависимость $\alpha = \beta f^2$, причем коэффициент затухания α связан с добротностью следующим образом: $Q_v = \pi/2a\alpha$. При комнатной температуре $\beta = 2,5\cdot10^{-16}$ см$^{-1}$с$^{-2}$ [17]. Таким образом, для $f = 1,5\cdot10^8$ Гц ($a = 6$ мкм) находим $Q_a \approx Q_v \approx 700$.

РАСЧЕТ ПОРОГА СТРИКЦИОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

В оптическом диапазоне порог стрикционного возбуждения более удобно характеризовать не энергией, запасенной в отдельной капле, а пропорциональной ей интенсивностью светового потока I. Для перехода от W к I воспользуемся соотношением

$$I_{пор} = I_0(W_{пор}/W_0), \tag{8}$$

где $I_0 = 3\cdot10^7/4\pi$ Вт/м^2 – интенсивность, соответствующая амплитуде поля волны, равной 1 СГС, W_0 – запас энергии электрического поля в диэлектрическом резонаторе для случая, когда на диэлектрическую сферу падает электромагнитная волна единичной амплитуды. Если частота волны совпадает с резонансной, то согласно расчету [14] имеем

$$W_0 = W|B_n^{(E,H)}|^2, \tag{9}$$

где для E-(H-)мод имеем

$$W = [(2n + 1)\pi/2\ \tilde{p}_f^{\,2}]L_n^{(E,H)},$$

$$B_n^E = (h'_n\tilde{z}_n - \varepsilon^{-1/2}\tilde{z}'_n h_n)^{-1}, \quad B_n^H = (h'_n\tilde{z}_n - \varepsilon^{1/2}\tilde{z}'_n h_n)^{-1},$$

$$L_n^E = (\tilde{p}_f/2 - n/\tilde{p}_f)\tilde{z}_n^2 + \tilde{p}_f\tilde{z}_{n-1}^2/2 - (2n - 1)\tilde{z}_n\tilde{z}_{n-1}/2,$$

$$L_n^H = \tilde{p}_f(\tilde{z}_n^2 + \tilde{z}_{n-1}^2)/2 - (2n - 1)\tilde{z}_n\tilde{z}_{n-1}/2,$$

и

$$h_n(p_f) = \sqrt{\pi\ p_f/2}\ H_{n+1}^{(2)}(p_f), \quad \tilde{z}_n(\tilde{p}_f) = z_n(p_f\sqrt{\varepsilon}), \quad \tilde{p}_f = p_f\sqrt{\varepsilon}, \quad k = \omega_f/c.$$

Если частота волны накачки не совпадает с резонансной, то запас энергии W будет меньшим:

$$W_0 = W|B_n^{(E,H)}|^2(Q_f/1 + d^2), \tag{10}$$

где $d = Q_H(1 - \omega_f^2/\omega_H^2)$ - приведенная расстройка.

Если произвести вычисление интегральных коэффициентов (3) с учетом пространственного распределения полей акустических мод S_{pim} и электромагнитных E_{inm} или H_{inm}, то выражение для пороговой интенсивности, которое следует из (1), (8) и (10), принимает вид

$$I_{пор} = \frac{8\pi C Q_{re} F I_0 (1 + d^2)}{G^2 \varepsilon^2 Q_H Q_K Q_a |B_n^{(E,H)}|^2 N^{(E,H)}}, \tag{11}$$

где C - модуль объемного сжатия (для воды $C = 2,25\cdot10^{10}$ дин/см^2). Приведенные интегральные коэффициенты $N^{(E,H)}$ в общем случае зависят от 9 чисел (p_M, n_M, m_M), где индекс "м" пробегает значения "н, к, а", соответствующие модам накачки, комбинационной и акустической частот. С учетом изложенных выше правил отбора получены следующие выражения для N^E и N^H:

$$N^{(E,H)} = \frac{p_a^3 (2n+1)^3 \Pi^{(E,H)}}{[n(n+1)\tilde{p}_f]^2 L_l^A L_n^{(E,H)}} \times$$

$$\times \frac{(2l+1)(n-m_K)!\,(n-m_H)!\,(l-m_a)!}{16\pi^3 (n+m_K)!\,(n+m_H)!\,(l+m_a)!\,\delta(m_K)\,\delta(m_H)\,\delta(m_a)},$$

где $\delta(m) = 1 + \delta_{m0}$,

$$\Pi^H = \Sigma_1^2 (M_1^H - M_2^H)[M_1^H + (p_a/\tilde{p}_f)^2 M_2^H],$$

$$\Pi^E = [\Sigma_1(M_1^E - M_2^E) + \Sigma_2(M_3^E - M_4^E)][\Sigma_1(M_3^E - M_4^E) + \Sigma_2 M_1^E],$$

$$\Sigma_1 = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} Y_a\left(\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial Y_K}{\partial\phi}\frac{\partial Y_H}{\partial\phi} + \frac{\partial Y_K}{\partial\theta}\frac{\partial Y_H}{\partial\theta}\right)\sin\theta\, d\theta\, d\phi,$$

$$\Sigma_2 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} Y_a\, Y_K\, Y_H\, n\,(n+1)\, \sin\theta\, d\theta\, d\phi\,,$$

$$M_1^H = \int_0^1 \frac{z_l(p_a x)}{p_a x}\, z_n^2\,(\tilde{p}_f x)\, dx, \qquad M_2^H = -\frac{z_{l-1}(p_a)}{p_a^2}\, \tilde{z}_n^2,$$

$$M_1^E = \int_0^1 \frac{z_l(p_a x)}{p_a\, x^3}\, z_n^2\,(\tilde{p}_f x)\; n(n+1)\; dx\,,$$

$$M_2^E = -\frac{z_{l-1}(p_a)}{p_a^2}\, \tilde{z}_n^2\; n(n+1),$$

$$M_3^E = \int_0^1 \frac{z_l(p_a x)\;\tilde{p}_f^2}{p_a\, x^3}\,(z_{n-1}(\tilde{p}_f x) - n\, z_n(\tilde{p}_f x)/\tilde{p}_f x)^2 dx\,,$$

$$M_4^E = -\frac{z_{l-1}(p_a)}{p_a^2}\,(\tilde{p}_f^2\, \tilde{z}_{n-1} - n\, \tilde{p}_f \tilde{z}_n)^2,$$

$$L_l^A = (p_a/2 - (l+1)/p_a) z_l^2 + p_a z_{l-1}^2/2 - (2l-1) z_l\, z_{l-1}/2,$$

где $z_l = z_l(p_a)$, l - радиальный индекс акустической моды ($l = n_a$),

$Y(\theta, \phi) = P^{(m)}(\cos\theta) \begin{cases} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{cases}$ - сферические гармоники, соответствующие набору чисел (n_M, m_M), м- й моды (м = а, н, к).

Итак, величины Π^E и Π^H представляют собой комбинацию интегралов, содержащих только угловую (Σ_1 и Σ_2) или только радиальную (M_1 - M_4) зависимость полей взаимодействующих мод. При этом интеграл Σ_2 с точностью до численного множителя совпадает с коэффициентом Клебша - Гордана, который характеризует перекрытие волновых функций в квантовомеханической задаче сложения угловых моментов [18]. В этом контексте не случайно подобие условия (4) и правил отбора при сложении моментов. Вместе с тем, векторный характер волновых полей и необходимость учета их радиальной зависимости в нашей задаче являются обстоятельствами, которые

существенно усложняют расчет по сравнению с квантовомеханическим аналогом.

Вычисление пороговой интенсивности было произведено для ряда вариантов двух- и трехмодового взаимодействия. Ниже представлены результаты расчета для случаев взаимодействия мод ШГ с основной радиальной акустической модой s_{100} (рис. 2, двухмодовый режим) и со сфероидальной акустической модой s_{121} (рис. 3, трехмодовый режим).

Расчетные точки рис. 2 и 3 соответствуют оптимальной настройке. В двухмодовом режиме оптимальными являются условия, при которых акустическая (Ω_a) и разностная (ω_k) частоты настроены в резонанс, а частота колебаний накачки лежит выше собственной частоты электромагнитной моды. В трехмодовом режиме оптимальная настройка достигается тогда, когда собственная частота акустической моды равна разности частот электромагнитных колебаний, а частота волны накачки равна большей собственной частоте электромагнитных мод. Подобная настройка возможна в слегка деформированных каплях за счет снятия вырождения по азимутальным индексам m. В обоих случаях фактор настройки $F = 4$ [8].

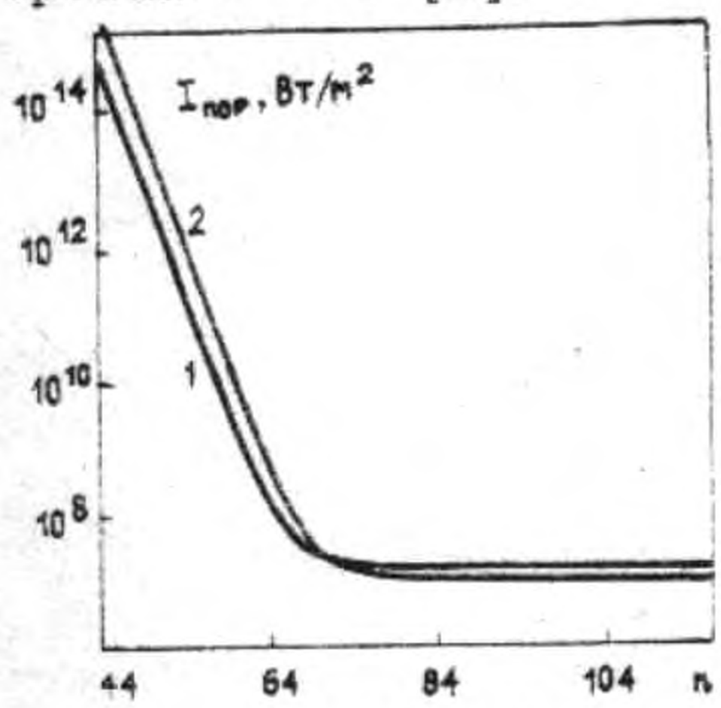
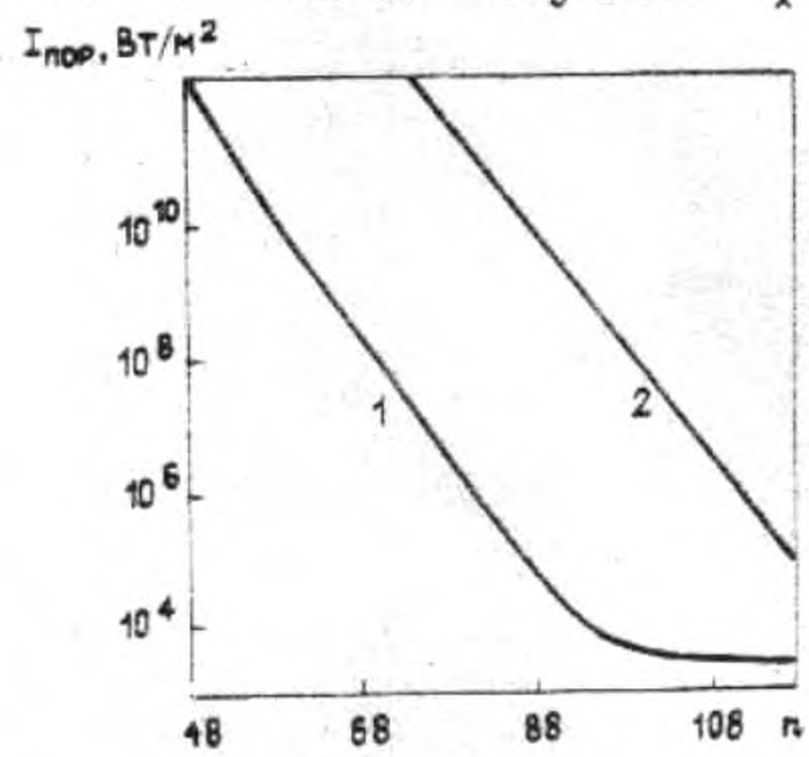


Рис. 2,3.

Зависимость $I_{пор}(n)$ при оптимальной настройке для двухмодового режима стрикционного параметрического возбуждения. Акустическая мода - s_{100}. Электромагнитные моды: *1* - H_{1n1}, *2* - E_{1n1}.



Зависимость $I_{пор}(n)$ для трехмодового режима. Акустическая мода - s_{121}. Электромагнитные моды на частоте накачки и комбинационной частоте: *1* - (H_{1n1}, H'_{1n1}), *2* - (H_{2n1}, H'_{2n1}).

Если расстройка d отличается на единицу от оптимального значения, то $I_{пор}$ увеличивается вдвое. Таким образом, зависимость пороговой интенсивности от радиуса капли представляет собой ряд узких долин с минимумами при радиусах, соответствующих условию резонанса для электромагнитных мод.

Большая величина порога в каплях малого радиуса - следствие высоких потерь на излучение при малых n. В двухмодовом режиме для

$n > 70$ пороговая интенсивность достигает величины $I_{пор} = (1,0+1,4)\cdot 10^7$ Вт/м^2 и при дальнейшем росте n меняется весьма слабо. Расчет порога возбуждения для второй радиальной акустической моды S_{200} показал, что ход зависимости $I_{пор}$ аналогичен рис. 2, но требуемые значения интенсивности оказываются на порядок выше. В трехмодовом режиме пороговая интенсивность достигает величин менее $3,4\cdot 10^3$ Вт/м^2, что на три порядка ниже значений для двухмодового режима.

Пространственное перекрытие мод в рассмотренных выше случаях далеко от оптимального и на 2 - 3 порядка хуже, чем при взаимодействии бегущих волн. Относительно слабая электроакустическая связь обусловлена здесь тем, что энергия упругих мод низших порядков сосредоточена во внутренних областях капли, в то время как электромагнитные колебания типа ШГ локализованы вблизи поверхности капли. Тем не менее, благодаря высокой добротности капли для акустических и электромагнитных колебаний пороговая интенсивность параметрического возбуждения довольно мала. При длинах волн, где собственное поглощение воды возрастает, увеличивается и $I_{пор}$. Однако в интервале длин волн 0,4 - 0,7 мкм, где добротность лимитируется потерями на излучение, а не собственным затуханием, пороговая интенсивность увеличивается незначительно.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные для капель величины пороговой интенсивности ВРМБ оказались намного порядков меньше, чем порог возбуждения в случае бегущих волн [19]. Они также гораздо ниже оценок [3,4], полученных из модельных представлечий, которые не в полной мере учитывали специфику волновых процессов в каплях, а именно - их резонансный характер и пространственную неоднородность.

Особого внимания заслуживает трехмодовый режим взаимодействия, для которого достижимы величины $I_{пор} \approx 10^3 \div 10^4$ Вт/м^2. Это позволяет рассчитывать на осуществление резонансного стрикционного возбуждения не только при импульсной, но и при непрерывной накачке. В частности, освещение капель излучением указанной интенсивности не приводит к их чрезмерному нагреву. Для оценки приращения стационарной температуры воспользуемся формулой

$$\Delta T \approx \frac{P}{4\pi K_0 a}, \qquad (12)$$

где P - мощность тепловых потерь в капле, k_0 - коэффициент теплопроводности окружающего пространства (для воздуха k_0 = 0,24 мВт/см^2·град). Формула (12) справедлива, если мощность потерь равномерно рассеивается в поверхностном слое капли (что близко к истине для мод ШГ), а конвективный тепломассообмен не учитывается. Поскольку $P = IS_э Q_н/Q_t$, где $S_э$- сечение экстинкциии ($S_э \approx 2\pi a^2$ для сравнительно больших капель, $a/\lambda \geq 10$ [13]), получим соотношение

$$\Delta T \approx \frac{a\ I\ Q_н}{2\ k_0 Q_t}\ . \qquad (13)$$

На рис. 4 представлен результат расчета нагрева капель для варианта трехмодового взаимодействия ($H_{1n1}, H_{1n1э}, S_{121}$). Как видно, при $n > 85$ условия теплового баланса приемлемы для сохранения капель.

Вместе с тем, нагревание капли вызывает изменение показателя преломления и скорости звука, и как следствие - расстройку собственных частот резонатора. При нагреве может также происходить частичное испарение капли, которое ведет к еще большим расстройкам. Правда, в условиях пересыщения, которые часто имеют место в аэрозоле, испарение может отсутствовать. Вследствие остро резонансного характера эффекта тепловые расстройки могут существенно влиять на условия его реализации. В связи с этими обстоятельствами предметом отдельного исследования должна быть динамика взаимодействия света и звука в каплях, которую описывают уравнения двух- и трехмодового электроакустического взаимодействия [8].

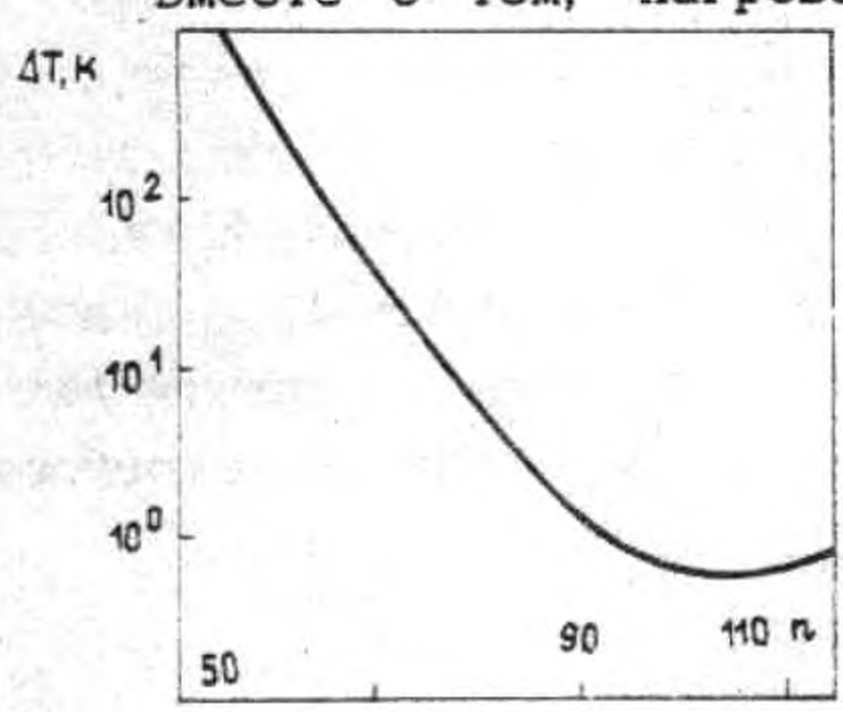


Рис. 4.

Стационарная температура капли при нагревании ее падающим излучением с интенсивностью, равной пороговой (вариант I, рис.3).

Большая величина нелинейных инерционных тепловых расстроек накладывает принципиальные ограничения на возможность наблюдения стрикционного параметрического возбуждения. Так, время, в течение которого происходит эффективное преобразование энергии оптической накачки в энергию акустического колебания и колебания на комбинационной частоте, оказывается ограниченным не только длительностью импульса, но и промежутком, в течение которого расстройка изменяется на величину, не большую полосы резонанса. Это

время должно быть достаточным для того, чтобы вынужденные колебания с частотой накачки успели передать заметную часть своей энергии колебаниям на комбинационной и акустической частотах. Оценки для условий рис. 2 показывают, что в двухмодовом режиме тепловые расстройки препятствуют наблюдению ВРМБ в каплях. Однако в трехмодовом режиме такое наблюдение оказывается возможным, о чем свидетельствует и эксперимент [1].

Предполагая, что наиболее вероятные значения $Q_н$ и $Q_к$ лежат в пределах 10^3 - 10^4 [3], получим грубую оценку $I_{пор} \approx 10^9 \div 10^{11}$ Вт/м^2. В эксперименте с каплями воды интенсивность накачки была намного больше пороговой (I=9 ГВт/см^2, $I/I_{пор} \approx 10^3 \div 10^5$). Благодаря этому акустические колебания успевали нарасти до значительной амплитуды за малое время (τ=10 нс), при этом нагрев капли составлял порядка 0,1 град, что при $Q_н \leq 10^4$ не влияло на условия настройки.

Отметим, что за время действия импульса накачки в каплях сравнительно большого радиуса (a = 50 мкм [1]) не успевало установиться стационарное распределение акустических колебаний. Это обстоятельство, а также невозможность по данным [1] произвести идентификацию электромагнитных мод препятствуют количественному сопоставлению расчета с экспериментом. Однако и здесь представление о взаимодействии стоячих волн плодотворно, поскольку объясняет большую величину сдвига стоксовой линии по сравнению с взаимодействием плоских волн (ср. [1] и [19]), а также ее аномальное уширение. Так, следуя Рэлею и Джинсу, нетрудно оценить, что для a = = 50 мкм и $F_a \approx$ 6 ГГц густота акустических мод составляет порядка 10^3 на 1 МГц. При этом, если условия возбуждения выполняются для многих акустических мод, то стоксова компонента может не разрешаться на отдельные линии, так как $Q_a \approx 100$ [20]. При этом возбуждаемые стоячие акустические волны могут иметь частоту более высокую, чем это следует из условия Брэгга. Параллельное возбуждение нескольких акустических мод наблюдалось и в сегнетоэлектрических резонаторах при высоком уровне накачки [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhang J.Z., Chang R.K.// JOSA B.1989.V.6. N 2. P.151.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1989.

3. Chitanvis S.M., Cantrell C.D.// JOSA B.1989. V.6. N 7. P.1326.
4. Пожидаев В.Н. // Опт. и спектр. 1971. Т.31. N 3. С.478.
5. Белокопытов Г.В., Иванов И.В. и др. //Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. N 19. С.1210.
6. Белокопытов Г.В., Иванов И.В., Чистяев В.А. // ЖТФ. 1988. Т.58. N 7. С. 1381.
7. Белокопытов Г.В., Иванов И.В., Семененко В.Н. // Изв. АН СССР. Сер.физ. 1990. Т.54. N 4. С.621.
8. Белокопытов Г.В. // Изв.вузов. Радиофизика. 1987. Т.30. N 9. С.1121.
9. Белокопытов Г.В., Пушечкин Н.П. Статья депонирована в ВИНИТИ. Рег. N 7404-В89. Деп. от 13 декабря 1989 г.
10. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. - М.: Наука, 1970.
11. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. - М.: Мир. 1983. Т.1.
12. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. - М.-Л. : Гостехиздат. 1948.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука. 1973.
14. Affolter P., Eliasson B. // IEEE Trans. 1973. V. MTT-21. N 9. P.573.
15. Smitsonian physical tables / Prep. W.E. Forsythe, Washington. 1954.
16. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. - М.: Гос.ун-т. 1960.
17. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. - М.: Физматгиз. 1962.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Наука. 1974.
19. Garmire E., Townes C.H. // Appl.Phys.Lett.1964.V.5.N 4.P.84.
20. Fleury P.A., Chiao R.Y.// JASA.1966.V.39.N 6.P.751.
21. Семененко В.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т.34. N 1. С.77.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
1 апреля 1991 г.,
после доработки
29 октября 1991 г.

THE THRESHOLD OF RESONANCE STRICTION PARAMETRIC EXCITATION IN DROPLETS BY OPTICAL PUMPING

G.V.Belokopytov, N.P.Pushechkin

Parametric striction excitation of acoustic oscillations in droplets under intense light wave pump is considered. Threshold intensities of Mandelshtam - Brillouin scattering were calculated with account of fields inhomogeneity and resonance character of interaction. Conditions are found where threshold intensity is low and of the order of 10^3 W/m^2 for water drops of radii more then 4 μm at 0.4-0.7 μm light wavelengths. The observation of the excitation is possible in spite of nonlinear detaining effects of thermal origin.