

03:07:09

©1993 г.

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ ВРМБ В ЖИДКОСТИ С РАССЕИВАЮЩИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Г.А.Лятов, Н.В.Суязов

Достаточно сильное рассеяние на случайных неоднородностях среды может служить механизмом положительной распределенной обратной связи (РОС) и, следовательно, повышать эффективность взаимодействия световых волн, например, при возбуждении лазерной генерации в матрице, находящейся в предпереходном состоянии [1]. Такую же роль рассеяние должно играть в нелинейных оптических процессах: для вынужденных рассеяний (будем говорить о мандельштам-бриллюэновском рассеянии — ВРМБ: порог его в большинстве жидкостей ниже, чем у других видов ВР) ожидаемое проявление — это понижение порога наблюдаемого эффекта. Существенно, что вклад в понижение порога дают только выделенные геометрией волнового взаимодействия угловые компоненты рассеяния, большая же часть углового спектра, напротив, приводит к потерям энергии. Благодаря наличию двух этих конкурирующих тенденций (при очевидном различии их функциональных зависимостей от концентрации неоднородностей) существует оптимум по величине сечения линейного рассеяния на неоднородностях, при котором порог ВРМБ самый низкий.

Исходными служат уравнения баланса в одномерной геометрии для интенсивностей прямой и обратной волн накачки I_p^\pm и соответствующих стоксовых волн I_s^\pm :

$$\pm dI_p^\pm/dz = -gI_s^\mp I_p^\pm - \delta I_p^\pm + \kappa I_p^\mp,$$

$$\pm dI_s^\pm/dz = gI_p^\mp I_s^\pm - \delta I_s^\pm + \kappa I_s^\mp + q^\pm(z) \quad (1)$$

с условиями на границах ($z = 0, L$) перетяжки в пучке накачки, $I_p^+(0) = I_0 I_{p,s}^-(L) = I_s^+(0) = 0$. Здесь g — инкремент ВРМБ, $q^\pm(z)$ — плотность источников спонтанного стоксового излучения; $\delta = \sigma_t N$, где σ_t — полное сечение рассеяния на микронеоднородности, N — плотность рассеивателей, $\kappa = \Delta\Omega\sigma_b N$, σ_b — дифференциальное сечение обратного рассеяния, $\Delta\Omega$ — телесный угол, рассеяние в который обеспечивает участие в создании РОС. Отношение $\gamma = \kappa/\delta = \sigma_t \Delta\Omega/\sigma_b$ не зависит от концентрации рассеивателей. Для рассеяния на малых по сравнению с длиной волны (радиус $r \ll 0.05\lambda$) проводящих шариках $\sigma_t = (8\pi/3)(2\pi r/\lambda)^4 r^2$, $\sigma_b = (2\pi r/\lambda)^4 r^2$ и $\gamma \approx 0.12 \cdot \Delta\Omega$. Для рассеяния на больших проводящих шариках ($r > \lambda$) $\sigma_t = 2\pi r^2$, $\sigma_b = r^2/4$ и $\gamma \approx 0.04 \cdot \Delta\Omega$. Таким образом, величина γ слабо зависит от размеров рассеивателей и определяется прежде всего эффективным телесным углом: $\gamma \lesssim 10^{-1} \cdot \Delta\Omega$. С учетом этого из (1) для околопорогового режима

ВРМБ ($I_s \ll I_p^+$) следует, что $I_p^- < \gamma I_0/2 \ll I_0$, поэтому можно считать $I_p^+(z) = I_0 \exp(-\delta z)$, $q^- = q_0 \exp(-\delta z)$, $q^+ \ll q^-$, тогда (1) сводится в новых переменных $W^+(z)$, $W^-(z)$ к уравнениям

$$-dW^-/dz = \gamma \delta W^+ + q_0 \cdot \exp \left(\int_0^z f(z') dz' \right),$$

$$dW^+/dz = f(z)W^+ + \gamma \delta W^-, \quad (2)$$

где

$$f(z) = gI_0 \cdot \exp(-\delta z) - 2\delta,$$

$$W^\pm = I_s^\pm \cdot \exp \{ -\delta z + (gI_0/\delta)[1 - \exp(-\delta z)] \}.$$

Приближенное решение (2) по схеме [2], использующее малость $\gamma \delta / f(0) \lesssim 10^{-2}$, а также малость (в области возможного проявления эффекта снижения — за счет РОС — порога ВРМБ) $\delta / gI_0 \lesssim 10^{-1}$, сводит (2) к одному уравнению:

$$dW^-/dz = \left[(\gamma \delta)^2 W^-(0) / f(0) + q_0 \right] \cdot \exp \left[\int_0^z f(z') dz' \right]$$

с граничным условием $W^-(L) = 0$, — решение которого дает явное выражение для выходной (при $z = 0$) интенсивности встречной стоксовой волны:

$$I_s^-(0) = (q_0/gI_0) \{ G(Ae^A + G)^{-1} \cdot \exp[A - G(1 - e^{-A})A^{-1}] - \gamma^2 A^2 / G(G - 2A) \}^{-1}, \quad (3)$$

где $G = gI_0L$, $A = \delta L$.

Определяя теперь условный порог наблюдения ВРМБ равенством $I_s^-(0) = I_0$, вводим [3] логарифм отношения $G_0 \equiv \ln(gI_0^2/q_0)$, который характеризует пороговое значение полного инкремента ВРМБ в отсутствие РОС ($A = 0$). Тогда для порогового значения полного инкремента $\Gamma = G(I_s^-(0) = I_0)$, с учетом линейного рассеяния из (3) следует:

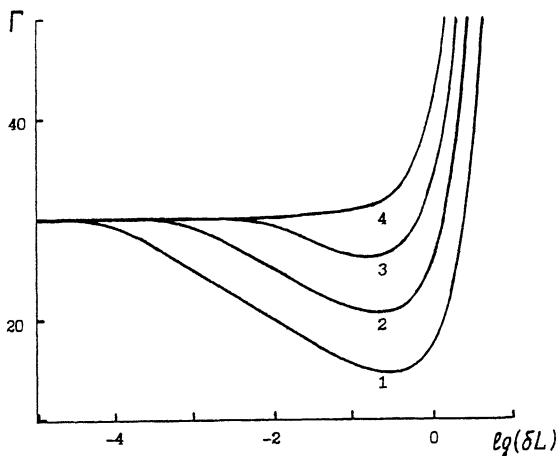
$$\Gamma(Ae^A + \Gamma)^{-1} \cdot \exp[A - \Gamma(1 - e^{-A})A^{-1}] - \gamma^2 A^2 / \Gamma(\Gamma - 2A) = \exp(-G_0). \quad (4)$$

Решение этого уравнения (см. рисунок) в отсутствие линейного рассеяния ($A \rightarrow 0$) совпадает с известным $\Gamma = G_0$, при увеличении A оно проходит через минимум, при $A \rightarrow \infty$ и $\Gamma \rightarrow \infty$. Величину минимума Γ из (4) можно аппроксимировать выражением

$$\Gamma_m \approx \min \{ G_0, 10 - 2.3 \cdot \ln \gamma \}; \quad (5)$$

достигается он (если $10 - 2.3 \cdot \ln \gamma < G_0$) при

$$\delta L \approx 4(10 - 2.3 \cdot \ln \gamma)^{-1} \approx 0.1 - 0.3. \quad (6)$$



Зависимость порога ВКМБ при РОС, обеспечиваемой линейным рассеянием от полного декремента ослабления при $G_0 = 30$, $\gamma = 10^{-1}$ (1), 10^{-2} (2), 10^{-3} (3), 10^{-4} (4).

Выражая q_0 и g через дифференциальный коэффициент экстинкции $dh/d\Omega d\omega$ [3], $q_0 = (dh/d\Omega d\omega)\Delta\Omega\Delta\omega_s I_0$, $g = (dh/d\Omega d\omega) \times \times (16\pi^3 v c / k T n \omega^2)$, где $\omega = 2\pi c / \lambda \approx \omega_s$ — частота света, v и c/n — скорости звука и света в среде, T — температура, k — постоянная Больцмана, $\Delta\omega_s$ и $\Delta\Omega$ — эффективная ширина линии и телесный угол спонтанного стока излучения, получаем, что $G_0 = a_1 - \ln \Delta\Omega$, где $a_1 = \ln(10\pi^3 v c I_0 / k T n \omega^2 \Delta\omega_s)$. При $I_0 = 10^9$ Вт/см² для типичных жидкостей $a_1 \approx 18-21$ ($a_1 \approx 18.5$ для ацетона при $\lambda = 0.69$ мкм и $a_1 \approx 20.5$ для CS₂ при $\lambda = 1.06$ мкм). Минимальное значение порога (5) теперь

$$\Gamma_m \approx \min\{a_1 - \ln \Delta\Omega, a_2 - 2.3 \cdot \ln \Delta\Omega\}, \quad (7)$$

где $a_2 = 10 + 2.3 \cdot \ln(\sigma_t / \sigma_b) \approx 15 \div 17$.

Следовательно, эффект снижения порога ВРМБ за счет РОС на линейном рассеянии может проявляться при условии $\Delta\Omega > > \exp[(a_2 - a_1) / 1.3] > 10^{-3} - 0.5$. Это неравенство достаточно жестко ограничивает геометрию активной области (перетяжка сфокусированного пучка накачки). Следует также иметь в виду, что для заметного снижения порога за счет РОС эффективный телесный угол $\Delta\Omega$ должен обеспечивать достаточное число m проходов луча через активную область: $m \gtrsim \exp(G_0 - \Gamma)$. В то же время обеспечение многопроходности уменьшает эффективный телесный угол по сравнению с телесным углом $\Delta\Omega_0 = (d/L)^2$, характеризующим активную область (d и L — ее диаметр и длина): $\Delta\Omega_0 \approx m^2$. Таким образом, заметное снижение порога ВРМБ ($\Delta\Gamma \gtrsim 2.5$) можно обеспечить только при слабо вытянутой активной области, $d/L \gtrsim 0.3$. Это жесткое требование должны реально смягчать, во-первых, известный эффект нелинейного стягивания световых пучков в процессе ВР [4,5], во-вторых, локальные изменения волновых фронтов на неоднородностях среды.

Наблюдение предложенного эффекта наиболее интересно в условиях оптического пробоя жидкости. Именно в этих условиях, во-первых, высока концентрация неоднородностей в пучке, во-вторых, по представлениям последовательной теории оптического пробоя жидкости [6] неоднородности в этих условиях имеют необходимое для обеспечения РОС качество — это плазменные микросгустки внутри равновесных газовых пузырьков. Наконец, наблюдение в этих условиях обсуждаемого эффекта может дать дополнительную информацию о таких важных деталях механизма пробоя [6], как кинетика светоиндуцированной коалесценции пузырьков.

Список литературы

- [1] *Лятов Г.А., Свирко Ю.П.* // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 2059.
- [2] *Алманов С.А., Лятов Г.А., Суязов Н.В.* // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. С. 556.
- [3] *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 285 с.
- [4] *Беспалов В.И., Пасманик Г.А.* // ДАН СССР. 1973. Т. 210. С. 309.
- [5] *Абдуллин У.А., Горшков В.А., Ключач И.Л.* и др. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. С. 967.
- [6] *Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 512; *Leser Physics*. 1993. В печати.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
5 мая 1993 г.