

## О НАРУШЕНИИ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

С.Ф. Григорьев, О.П. Заскалько

*Показано, что в процессе ВРМБ, изменение показателя преломления, возникающее вследствие поглощения света, приводит к нарушению фазового синхронизма и, следовательно, подавлению рассеяния. Для линейного и двухфотонного поглощений найдена зависимость интенсивности и смещения частоты излучения ВРМБ от интенсивности накачки с учетом ее истощения.*

В теории ВРМБ [1,2] роль поглощения сводится к экстинкции световых пучков в области нелинейного взаимодействия. При сравнительно больших значениях коэффициента поглощения  $al \sim 1$  влияние его должно быть невелико, поскольку в эксперименте, как правило, коэффициент усиления ВРМБ  $GI_L l > 25 \div 30$ . Однако на практике оказывается, что незначительное увеличение поглощения света может подавлять процесс ВРМБ [3,4]. При этом еще не происходит истощение накачки, связанное с ВТР, которое либо вообще не возбуждается [3], либо имеет малую эффективность [4]. В настоящей работе показано, что влияние поглощения на процесс ВРМБ не сводится только к экстинкции световых пучков в среде. Более важным эффектом является изменение показателя преломления вследствие нагрева, что уже при небольших коэффициентах поглощения приводит к нарушению фазового синхронизма и подавлению ВРМБ.

Для описания процесса ВРМБ волны накачки  $E_L$  с образованием стоксовой волны  $E_S$  воспользуемся уравнениями для медленно меняющихся комплексных амплитуд:

$$\begin{aligned} \partial E_L / \partial z &= -i(\omega/2cn) (\delta\epsilon_0 E_L + \delta\epsilon_1^* E_S), \\ \partial E_S / \partial z &= i(\omega/2cn) (\delta\epsilon_0 E_S + \delta\epsilon_1 E_L). \end{aligned} \quad (1)$$

Возмущение диэлектрической проницаемости  $\delta\epsilon_0$  связано с нагревом среды в области нелинейного взаимодействия:

$$\delta\epsilon_0 = -|\partial\epsilon/\partial T|\delta T, \quad \rho C_P \partial\delta T/\partial t = (cna/8\pi) (|E_L|^2 + |E_S|^2) \quad (2)$$

и приводит к возникновению у волн  $E_L$  и  $E_S$  сдвигов мгновенных частот. Коэффициент поглощения  $a$  учитывает линейное и двухфотонное поглощение:  $a = a_0 + \beta(cn/8\pi) (|E_L|^2 + |E_S|^2)$ . Возмущение  $\delta\epsilon_1$  связано с модуляцией плотности  $\delta\rho$  в поле стоксовой и возбуждающей волн:

$$\delta\epsilon_1 = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)\delta\rho, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right)\delta\rho = -i \frac{\rho_0(\partial\epsilon/\partial\rho)n\omega}{16\pi c v_S} E_L^* E_S, \quad (3)$$

где  $v_S$  — скорость звука;  $\Gamma$  — полуширина линии спонтанного рассеяния.

Система уравнений (1) обладает интегралом, выражающим закон сохранения числа квантов:

$$(cn/8\pi) (|E_L|^2 - |E_S|^2) = A_0, \quad (4)$$

поскольку непосредственно в уравнениях (1) слагаемые, описывающие экстинкцию накачки и стоксовой волны вследствие поглощения, опущены. Их учет качественно не меняет характер процесса, поскольку, как будет показано далее, фазовые эффекты доминируют.

Рассмотрим процесс стационарного рассеяния, когда интенсивности взаимодействующих волн  $E_L$  и  $E_S$  не зависят от времени. Сделаем замену:

$$E_{L,S} = \mathcal{E}_{L,S} \exp\left(\pm i \int_0^z \frac{\omega}{2cn} \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| \delta T dz'\right),$$

где  $z = 0$  и  $z = l$  — границы нелинейной среды; предполагается, что накачка входит со стороны границы  $z = l$  и распространяется в направлении  $-z$ . Можно показать, что в этом случае оказывается стационарной также амплитуда накачки  $\mathcal{E}_L$ :  $\partial \mathcal{E}_L / \partial t = 0$ . Тогда для интенсивности стоксовой волны  $I_S = (cn/8\pi) |\mathcal{E}_S|^2$  из (1) с учетом (2) — (4) получим

$$dI_S/dz = G(A_0 + I_S) I_S [1 + (\delta\Omega + 2 \int_0^l (h_1 + h_2(A_0 + 2I_S)) (A_0 + 2I_S) dz')^2 / \Gamma^2]^{-1}, \quad (5)$$

где  $G = \frac{\rho_0 (\partial \epsilon / \partial \rho)^2 \omega^2}{2c^3 v_S n \Gamma}$ ;  $h_1 = \frac{\alpha_0 \omega}{2cn \rho C_P} \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right|$ ,  $h_2 = \frac{\beta \omega}{2cn \rho C_P} \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)$ ;  $\delta\Omega$  — отстройка частоты излучения ВРМБ от центра линии усиления. Из (5) следует уравнение для коэффициента преобразования  $\eta =$

$= I_S(l) / I_L(l)$ , в которое входят выражения вида  $A_0 l + 2 \int_0^l I_S dz$ ,  $A_0^2 l + 4 \int_0^l I_S^2 dz$ . Можно показать, что при  $\eta \ll 0,8$  даже для решения /5/, в котором не учитывается поглощение,  $\int_0^l I_S dz \ll A_0 l$ ,  $\int_0^l I_S^2 dz \ll A_0 l$ . По-

этому пренебрежение этими интегралами в рассматриваемом случае для  $\eta \ll 0,8$  также оправдано. При этом из (5) получим уравнение, описывающее зависимость максимизированного по  $\delta\Omega$  коэффициента преобразования  $\eta$  от интенсивности накачки  $I_L$ :

$$h_1 \left( D + \ln \eta \frac{1}{(1-\eta)} \right) + 4h_2 \eta I_L + h_2 I_L (1-\eta) (D + \ln \eta (1-\eta)) = \Gamma G \arctg \Delta, \quad (6)$$

$$\Delta = A_0 l (h_1 + h_2 A_0) / \Gamma, \quad A_0 = I_L (1-\eta),$$

где  $D = \ln [I_L(l) / I_S(0)] \cong 25 \div 30$ . При этом оптимальная частотная отстройка  $\delta\Omega = -A_0 (h_1 + h_2 A_0)$ , т.е. имеет место зависящий от интенсивности накачки сдвиг спектра ВРМБ в синюю сторону относительно положения линии спонтанного рассеяния.

В случае, когда истощение накачки незначительно ( $\eta \ll 1$ ,  $A_0 \approx I_L$ ), из соотношения (6) получим

$$\eta = \exp [\Gamma G \arctg \Delta / (h_1 + h_2 I_L) - D]. \quad (7)$$

Если линейное поглощение преобладает над двухфотонным ( $h_1 \gg h_2 I_L$ ), то из формулы (7) следует, что  $\eta$  насыщается на уровне  $\exp(\pi G \Gamma / 2h_1 - D)$ , много меньшем при  $h_1 / \Gamma G \gtrsim \pi / 2D$  того, при котором существенно истощение накачки.

Оценим соответствующую величину  $a_0$  при возбуждении ВРМБ в ацетоне излучением с длиной волны  $\lambda_L = 1,06$  мкм. Если длительность накачки  $t_u$  такова, что на характерном масштабе неоднородности поля  $d$  успевает выравняться давление ( $t_u > d/v_S$ ), то в качестве  $\partial \epsilon / \partial T$  следует использовать изобарическое значение  $(\partial \epsilon / \partial T)_P = 1,3 \cdot 10^{-3}$  град $^{-1}$ . Подставляя  $\rho C_P = 1,7$  Дж/см $^3$ град,  $\Gamma / 2\pi = 0,4$  ГГц и  $G = 2 \cdot 10^{-2}$  см/МВт, получим  $a_0 = 1,6 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ . Практически такое же значение  $a_0$  получается и для других ВРМБ активных жидкостей. Это значение согласуется с данными эксперимента /4/, где наблюдалось подавление ВРМБ при  $a_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ .

В случае, когда основным является двухфотонное поглощение ( $\beta I_L \gg a_0$ ), в рамках приближения заданной накачки усиление ВРМБ с ростом  $I_L$  сменяется подавлением:  $\eta = \exp\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Gamma G}{h_2 I_L^2} - D\right)$ .

В нелинейном режиме, когда существенно обратное влияние рассеянного излучения на волну накачки, значение  $\eta$  определяется полным уравнением (6). Для случая, когда доминирует линейное поглощение, зависимости коэффициента преобразования  $\eta$  от превышения над "порогом"  $x = G I_L l / D$  приведены на рис. 1 для двух значений  $a_0$ :  $3 \cdot 10^{-3}$  и  $1,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Видно, что с ростом коэффициента поглощения эффективность рассеяния существенно понижается. Решение /5/, соответствующее отсутствию поглощения, приведено там же (кривая 1) и проходит выше.

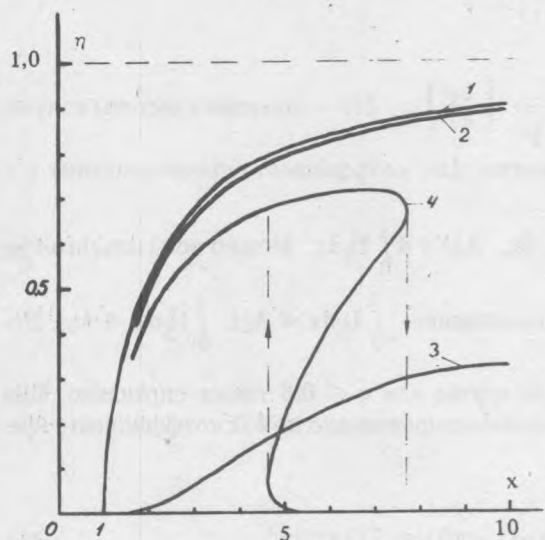


Рис. 1. Зависимость коэффициента преобразования  $\eta$  от превышения над порогом  $x$  для  $a_0 = 0, \beta = 0$  (1);  $a_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}, \beta = 0$  (2);  $a_0 = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}, \beta = 0$  (3);  $a_0 = 0, \beta/G = 1,8 \cdot 10^{-4}$  (4).

Поведение коэффициента преобразования  $\eta$  в случае двухфотонного поглощения приведено на рис. 1 для значения  $\beta/G = 1,8 \cdot 10^{-4}$ , при котором его учет в уравнениях для амплитуд полей (1) еще не является необходимым. Видно, что зависимость  $\eta$  от превышения над порогом в определенной области значений  $x$  носит многозначный характер. В эксперименте это должно отвечать гистерезису, т.е. с ростом интенсивности накачки коэффициент преобразования будет плавно достигать значения  $\eta \approx 0,7$  при  $x \approx 6,6$ , а затем при больших  $x$  скачком падать до  $\eta < 10^{-3}$ . При уменьшении интенсивности накачки  $\eta < 6 \cdot 10^{-2}$  до  $x \approx 4,7$ , а затем коэффициент преобразования также скачком должен возрасти до  $\eta \approx 0,67$ , после чего он плавно уменьшается при дальнейшем уменьшении  $x$ . При больших значениях коэффициента поглощения, в частности, для рассмотренных в /6/ значений  $\beta/G = 1,3 \cdot 10^{-3}$  и  $3 \cdot 10^{-3}$  ВРМБ должно быть полностью подавлено ( $\eta < 10^{-3}$ ).

Таким образом, учет двухфотонного поглощения в уравнениях для комплексных амплитуд не является необходимым, поскольку указанный здесь фазовый механизм ограничивает коэффициент преобразования при гораздо меньших значениях  $\beta/G$ , чем в /6/, где учет поглощения был выполнен только в уравнениях для интенсивностей световых волн.

В эксперименте интенсивность накачки является медленно меняющейся функцией времени, поэтому наличие зависящей от  $I_L$  отстройки частоты  $\delta\Omega$  должно приводить к свипированию частоты ВРМБ. Результатом этого могут быть линейчатые структуры в интегральном по времени спектре ВРМБ /7/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. УФН, 98, 441 (1969).
2. Speziale T. Phys. Fluids, 25, 389 (1982).
3. Беспалов В. И., Кубарев А. М., Пасманик Г. А. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 14, 1514 (1971).
4. Кривошеков Г. В., Ступак М. Ф. Квантовая электроника, 10, 2071 (1983).
5. Tang C. L. J. Appl. Phys., 37, 2445 (1966).
6. Власов Д. В., Саидов Х. Ш., Щебнев Е. П. Квантовая электроника, 10, 2343 (1983).
7. Белоусов В. Н. и др. В кн. Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1982, с. 176.

Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.