

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Е.А. Головченко, Е.М. Дианов, П.В. Мамышев,
А.Н. Пилипецкий

Впервые количественно определено подавление коэффициента усиления ВКР, вызванное параметрическим взаимодействием. Получено хорошее совпадение теории и эксперимента. В качестве ВКР активной среды использовались одномодовые волоконные световоды, позволяющие реализовать режим взаимодействия плоских волн.

Эффект параметрической генерации антистоксовой компоненты при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) достаточно хорошо известен. Особый интерес представляет предсказываемый теорией (^{1,2}, обзор ³ и ссылки в нем) эффект параметрического подавления ВКР: при малых расстройках фазового синхронизма происходит понижение коэффициента усиления ВКР, а в условиях полного фазового синхронизма коэффициент усиления становится равным нулю (при этом ни стоксова, ни антистоксова волна не испытывают экспоненциального усиления). Существующие эксперименты в объемных средах лишь качественно подтверждает теорию, поскольку дифракционная расходимость излучения затрудняет проведение подобных экспериментов (смотри обзор ³). Использование же одномодовых волоконных световодов позволяет реализовать режим взаимодействия плоских волн. На перспективы использования световодов для этих целей указывалось еще в ².

Запишем электрическое поле взаимодействующих волн в одномодовом световоде в виде:

$$E = \frac{1}{2} \bar{e} f(r_{\perp}) \{ \tilde{E}_n(z) \exp(i\omega_n t - ik_n z) + \tilde{E}_c(z) \exp(i\omega_c t - ik_c z) + \tilde{E}_a(z) \exp(i\omega_a t - ik_a z) \}. \quad (1)$$

Здесь $E_{n,c,a}$, $\omega_{n,c,a}$ и $k_{n,c,a}$ – амплитуды, частоты и постоянные распространения волн накачки, стоксовой и антистоксовой компонент, \bar{e} – орт поляризации, $f(r_{\perp})$ – поперечное распределение поля моды световода. Для амплитуд взаимодействующих волн при $|E_{c,a}|^2 \ll |E_n|^2$ справедлива система уравнений:

$$\frac{\partial E_n}{\partial z} = -i \frac{2\pi\omega_n^2}{c^2 k_n} (\chi_{NR}^{(3)} + \chi_R^{(3)}(0)) I_n E_n \quad * \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_c}{\partial z} = -i \frac{2\pi\omega_c^2}{c^2 k_c} \{ (2\chi_{NR}^{(3)} + \chi_R^{(3)}(0) + \chi_R^{(3)}(\Omega)) I_n E_c + (\chi_R^{(3)}(\Omega) + \chi_{NR}^{(3)}) E_n^2 E_a^* \exp(-i\Delta kz) \}$$

$$\frac{\partial E_a}{\partial z} = -i \frac{2\pi\omega_a^2}{c^2 k_a} \{ (2\chi_{NR}^{(3)} + \chi_R^{(3)}(0) + \chi_R^{(3)}(-\Omega)) I_H E_a + (\chi_R^{(3)}(-\Omega) + \chi_{NR}^{(3)}) E_H^2 E_c^* \exp(-i\Delta kz) \},$$

где $\chi_{NR}^{(3)}$ и $\chi_R^{(3)}$ — нерезонансная и резонансная кубическая нелинейная восприимчивость, $E_{H,c,a} = \sqrt{\alpha} E_{H,c,a}$, $\alpha = \int f^4(r_\perp) d^2(r_\perp) / \int f^2(r_\perp) d^2(r_\perp) \approx 1/2$, $I_H \equiv |E_H|^2$ — интенсивность волны накачки, $\Omega = \omega_H - \omega_c = \omega_a - \omega_H$, $\Delta k = 2k_H - k_c - k_a$. Полагая $\omega_c^2/k_c \approx \omega_a^2/k_a \approx \omega_H^2/k_H = \omega^2/k$, введем коэффициент R , описывающий вклад электронной восприимчивости в нелинейную поляризацию: $R = \chi_{NR}^{(3)} 2\pi\omega^2 / (c^2 k)$ и комплексный коэффициент ВКР усиления $g_0(\Omega) = -i\chi_R^{(3)}(\Omega) 4\pi\omega^2 / (c^2 k)$. Нетрудно получить решение системы (2) и определить величину инкремента нарастания стоксовой волны:

$$E_c \propto \exp(Az)$$

$$A = (RI_H \Delta k + ig_0 I_H \Delta k / 2 - \Delta k^2 / 4)^{1/2}. \quad (3)$$

В расчетах использовалась известная для кварцевого стекла^{4,5} зависимость $g_0(\Omega)$ с максимумом $\text{Re}(g_0(\Omega)) = 0,93 \cdot 10^{11}$ см/Вт (длина волны $\lambda = 1,064$ мкм) для $\Omega/(2\pi c) = 440$ см⁻¹, а также величина нелинейного показателя преломления $N_2 = (\chi_{NR}^{(3)} + \chi_R^{(3)}(0)) 2\pi\omega^2 n_0 / (c^2 k^2) = 3,2 \cdot 10^{16}$ см²/Вт. На рис. 1 показана зависимость нормированного коэффициента усиления интенсивности стоксовой волны $G = g/\text{Re}(g_0(\Omega))$ ($|E_c|^2 \propto \exp(gI_H z)$) от параметра $\gamma = \Delta k / (I_H \text{Re}(g_0))$ для $\Omega/(2\pi c) = 440$ см⁻¹. Знак γ определяется знаком дисперсии световода $d^2 k / d\omega^2$, так как $\Delta k \approx - (d^2 k / d\omega^2) \Omega^2$. При $\gamma \rightarrow \infty$ параметрический процесс неэффективен и коэффициент усиления ВКР $G \rightarrow 1$, то есть соответствует "нормальному" режиму ВКР. При $\gamma \rightarrow 0$ происходит параметрическое подавление экспоненциального роста ВКР и $G \rightarrow 0$. Максимум зависимости $G(\gamma)$ в области $\gamma > 0$ описывает эффект модуляционной неустойчивости.

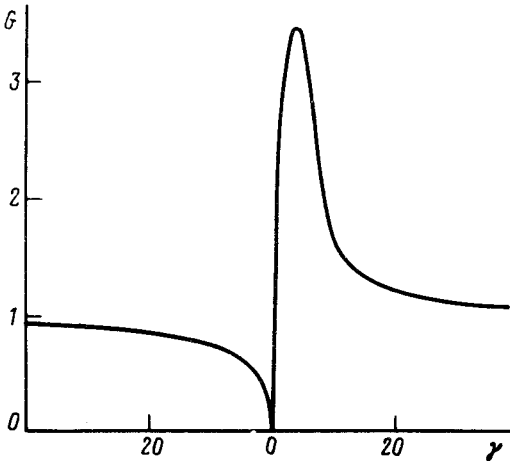


Рис. 1

Эксперименты проводились в области $d^2 k / d\omega^2 > 0$. Для экспериментов был выбран сохраняющий поляризацию одномодовый световод с сильным двулучепреломлением (разность эффективных показателей преломления для осей световода $\Delta n = 2,3 \cdot 10^{-4}$). Поскольку коэффициент усиления ВКР зависит от состояния поляризации, использование световодов с сохранением поляризации является принципиальным. Источником накачки служил cw QS/ML Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1,064$ мкм, длительность импульсов 50 пс, мощность ≤ 500 кВт). Поляризация излучения накачки выставлялась по быстрой оси световода. Определялись значения плотности мощности накачки I_H , соответствующие порогу ВКР, то есть выходу ВКР в режим насыщения с уровня спонтанных шумов в световодах различной длины L (от 0,7 м до 10 м). Согласно работе⁶ это соответствует достижению инкремента ВКР усиления значения 16, а

именно $g(I_H)I_H L = 16$, откуда и определялась зависимость $g(I)$. Наряду со стоксовой компонентой ВКР ($\Omega/(2\pi c) = 440 \text{ см}^{-1}$) наблюдалась и антистоксова компонента. Поляризации накачки, стоксовой и антистоксовой компонент были линейными и равными между собой. Величина Δk определялась из измеренного значения дисперсии световода $d^2 k/d\omega^2 = 1,8 \cdot 10^{-28} \text{ с}^2/\text{см}$, откуда $\Delta k \approx 1,24 \text{ см}^{-1}$. На рис. 2 наряду с теоретической зависимостью $G(\gamma)$ нанесены экспериментальные точки. Видно хорошее количественное совпадение теории и эксперимента.

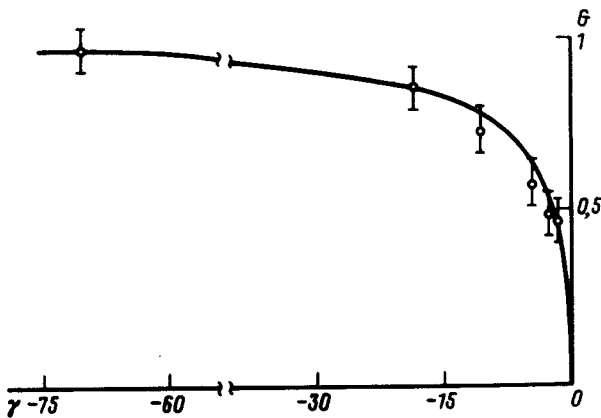


Рис. 2

Нами проводились также другие эксперименты по подавлению ВКР. Известно ^{2,7}, что степень спектрального уширения лазерных импульсов за счет эффекта фазовой самомодуляции на пороге ВКР пропорциональна отношению нелинейного показателя преломления N_2 к коэффициенту усиления ВКР. Для световодов на основе кварцевого стекла в случае отсутствия параметрического взаимодействия степень спектрального уширения равна 33 и не зависит от длины световода ⁷. В случае же параметрического подавления ВКР степень спектрального уширения импульсов должна возрастать, что и наблюдалось в эксперименте. Для световода длиной $L = 3 \text{ м}$ (в этом случае $\gamma \approx -19$) степень уширения была 36, а для $L = 0,7 \text{ м}$ ($\gamma = -2,3$) составляла уже 83,5. Эти результаты хорошо согласуются с теорией.

Таким образом, в работе получено более чем двухкратное параметрическое подавление коэффициента усиления ВКР при коллинеарном взаимодействии. Степень подавления ВКР можно значительно повысить (при тех же значениях интенсивности накачки) использованием световодов с меньшим значением дисперсии. Эффект может быть использован для увеличения вводимой в световод мощности лазерного излучения без преобразования его энергии в энергию ВКР, а также для увеличения диапазона сканирования частоты сверхкоротких лазерных импульсов и соответствующего увеличения степени их сжатия в волоконно-решеточных компрессорах ⁷.

Литература

1. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.: ВИНТИ, 1964.
2. Луговой В.Н. ЖЭТФ, 1976, 71, 1307.
3. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
4. Hellwarth R. et al. Phys. Rev. B, 1975, 11, 964.
5. Stolen R.H. In Optical fiber telecommunications. Eds, Miller S.E., Chynoweth A.G. New York: Academic, 1979, chap. 5, p. 125.
6. Smith R.G. Appl. Opt., 1972, 11, 2489.
7. Дианов Е.М. и др. КЭ, 1988, 15, 5.