

УДК 535.375.5

УСИЛЕНИЕ БЕЗ ИСКАЖЕНИЯ В НЕКОГЕРЕНТНОМ РЕЖИМЕ ВКР

Г. П. ДЖОТЯН, А. А. МИНАСЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 8 февраля 1988 г.)

На основе модовой модели проведен анализ условий усиления без искажения стоксовой затравки в некогерентном режиме вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) накачки с широким угловым спектром. Показана возможность эффективной перекачки мощности многомодовой накачки в мощность одномодового стоксового сигнала.

В последние годы при исследовании особенностей протекания процессов вынужденного рассеяния (ВР) многомодового оптического излучения внимание исследователей в основном было сфокусировано на анализе условий обращения и воспроизведения волнового фронта [1, 2], или воспроизведения частотного спектра [3, 4] многомодовой накачки ее стоксовой компонентой. Интерес к этим процессам стимулировался в первую очередь богатством физических приложений (см., например, [4, 5]).

В то же время не менее важным с практической точки зрения представляется анализ условий, когда возможно эффективное усиление без искажения стоксовой затравки при ВР многомодового излучения накачки. Связано это с тем, что накачивающие ВР-активную среду мощные лазеры с модулированной добротностью многомодовы. Другой, практически важный, аспект рассматриваемой проблемы состоит в исследовании возможностей эффективного преобразования энергии многомодового лазерного излучения с широким угловым спектром в излучение с узким угловым спектром на частоте стоксовой компоненты. Этот вопрос, при ВКР накачки с широким частотным спектром, исследован в работах [6, 7]. В работе [8] экспериментально была продемонстрирована возможность эффективного преобразования энергии многомодового излучения накачки в энергию плоской затравки на стоксовой частоте.

В настоящей работе проведен теоретический анализ условий усиления без искажения затравки на стоксовой частоте в процессе ВКР накачки с широким угловым спектром. Рассматривается случай ВКР-вперед, когда волна накачки и усиливаемый стоксов сигнал распространяются в одном и том же направлении. Случай ВКР-назад может быть рассмотрен аналогичным образом.

Пусть на входе в комбинационно-активную среду ($z=0$) комплексные амплитуды накачки и ее стоксовой компоненты могут быть представлены в следующем виде:

$$A_n(z=0, x) = \sum_{n=-N_n}^{N_n} A_n^0 e^{ik_n x}, \quad A_c(z=0, x) = \sum_{n=-N_c}^{N_c} a_n^0 e^{ik_n x}. \quad (1)$$

Величина $d = 2\pi/k$ играет роль масштаба неоднородности распределения амплитуд волн в поперечном сечении. Выбор амплитуд взаимодействующих волн в виде (1) предполагает, что ВКР имеет место в волноводе. Решение укороченных уравнений, описывающих ВКР (см., например, [9]), ищем в виде

$$A_n(z, x) = \sum_n A_n(z) e^{ik_n x}, \quad A_c(z, x) = \sum_n a_n(z) e^{ik_n x}.$$

С помощью преобразования амплитуд мод взаимодействующих волн вида

$$a_n(z) = b_n(z) \exp\left(i \frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right), \quad A_n(z) = B_n \exp\left(i \frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right)$$

и исключения в правых частях уравнений членов, осциллирующих по пространственной координате z (модовое приближение [10]), приходим к следующей системе уравнений для величин $b_n(z)$ и $B_n(z)$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} b_n + i n^2 \xi b_n &= \frac{g}{2} \left\{ b_n \sum_p |B_p|^2 + B_n \sum_{p \neq n} b_p B_p^* \right\}, \\ \frac{d}{dz} B_n &= -\frac{g}{2} \frac{\omega_n}{\omega_c} \left\{ B_n \sum_p |b_p|^2 + b_n \sum_{p \neq n} b_p^* B_p \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\xi = \frac{1}{2} k^2 \left(\frac{1}{k_n} - \frac{1}{k_c} \right).$$

Рассмотрим случай ВКР в среде с относительно большим частотным сдвигом, когда имеет место условие $\Gamma = 1/2 |I_n/I_c| \ll 1$. Сделаем замену переменной в системе уравнений (2): $c_n = b_n e^{i n^2 \xi z}$. В интересующем нас случае малой величины параметра Γ в правых частях уравнений (2) можно пренебречь осциллирующими по z членами. Этот режим, по аналогии со случаем ВКР при монохроматической накачке [3], может быть назван некогерентным. В результате система уравнений (2) принимает вид

$$\frac{d}{dz} c_n = \frac{g}{2} \left\{ c_n \sum_m |B_m|^2 + c_{-n} B_n B_{-n}^* (1 - \delta_{n0}) \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} B_n = -\frac{g \omega_n}{2 \omega_c} \left\{ B_n \sum_m |c_m|^2 + B_{-n} c_n c_{-n}^* (1 - \delta_{n0}) \right\},$$

где δ_{n0} — символ Кронекера. Для решения первого уравнения в (3) в приближении заданного поля накачки $|B_n|^2 = \text{const}$, воспользуемся преобразованием Лапласа по продольной координате z

$$\bar{c}_n(p) = \int_0^\infty c_n(z) \exp(-pz) dz.$$

Из (3) для $\bar{c}_n(p)$ получаем

$$\bar{c}_n(p) = \left[\left(p - \frac{1}{2} g I_n \right) c_n^0 + \frac{1}{2} g B_n^* B_n c_{-n}^0 \right] \times \\ \times \left[\left(p - \frac{1}{2} g I_n \right)^2 - \frac{1}{4} |B_n B_{-n}|^2 \right]^{-1}.$$

Произведя обратное преобразование Лапласа, для амплитуды $b_n(z)$ имеем следующее решение:

$$b_n(z) = \frac{1}{2} \exp \left(\frac{1}{2} g I_n z - i n^2 \xi z \right) \left\{ b_n^0 \left[\exp \left(\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}| \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \exp \left(-\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}| \right) \right] + b_n^0 \left[\exp \left(\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}| \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp \left(-\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}| \right) \right] \right\}, \quad (4) \\ b_0(z) = b_0(0) \exp \left\{ \frac{1}{2} g I_n z \right\}.$$

В случае, когда полная интенсивность накачки $I_n \gg |B_n|^2$ — интенсивности одной моды (ввиду большого числа мод), инкременты усиления различных мод в (4) практически одинаковы и, при $1/2 g L |B_n|^2 \ll 1$, где L — длина рассеяния, можно пренебречь вторым слагаемым в выражении для $b_n(z)$. При этом $b_n(z) \sim b_n^0$, т. е. усиление имеет место без искажения углового спектра волны.

Если на входе в среду стоксов сигнал одномодовый, то в этом случае имеет место эффективное усиление без искажения плоской стоксовой волны в поле многомодовой накачки.

В случае истощения накачки процесс описывается системой уравнений (3). При большом числе мод последним членом в правых частях этих уравнений можно пренебречь. В результате интегрирования этой системы уравнений для амплитуд мод накачки и ее стоксовой волны имеем:

$$c_n = c_n^0 \sqrt{1 + \mu} \exp \left(\frac{1}{2} g I_n^0 z (1 + \mu) \right) [1 + \mu \exp (g I_n^0 z (1 + \mu))]^{-1/2}, \\ B_n = B_n^0 \sqrt{1 + \mu} [1 + \mu \exp (g I_n^0 z (1 + \mu))]^{-1/2}, \\ \mu = \frac{\omega_n}{\omega_c} \cdot \frac{I_n^0}{I_c^0}, \quad I_c^0 = I_c(z=0), \quad I_n^0 = I_n(z=0),$$

откуда следует, что при $z \rightarrow \infty$ $B_n \rightarrow 0$, $c_n \rightarrow c_n^0 \sqrt{1 + \mu}$. Следовательно, при большом числе мод и $\Gamma \ll 1$, в случае плоской стоксовой затравки возможна полная перекачка мощности многомодовой накачки в мощность плоской стоксовой затравки.

Таким образом, в настоящей работе показано, что при ВКР с относительно большим частотным сдвигом, режим эффективного усиления без искажения стоксового сигнала в поле многомодовой накачки возможен в некогерентном режиме ВКР ($\Gamma \ll 1$), когда имеет место усреднение неоднородностей коэффициента усиления, наводимого многомодовой накачкой.

При этом в отличие от аналогичного режима в случае накачки с широким частотным спектром, где каждая мода стоксового сигнала усиливается в поле соответствующей моды накачки [3], в рассматриваемом случае усиление каждой моды стоксового сигнала имеет место в усредненном по поперечному сечению полном поле накачки. Это обеспечивает возможность эффективной перекачки мощности многомодовой накачки в мощность заданного на входе в среду одномодового стоксового сигнала.

Численные оценки показывают, что рассматриваемый режим некогерентного ВКР многомодовой накачки имеет место, т. е. выполняется условие $\Gamma \ll 1$, при интенсивностях накачки $I_n < 10^8 \text{ Вт см}^{-2}$, в случае ВКР в жидком водороде, при накачке от рубинового лазера $k = 50 \text{ см}^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Пилипсукий Н. Ф. УФН, 138, 249 (1982).
2. Джотян Г. П. Оптика и спектроскопия, 56, 78 (1984).
3. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. Изд. Наука, М., 1985.
5. Fisher R. A. Optical Phase Conjugation. Acad. Press, 1983.
6. Ахманов С. А. и др. ЖЭТФ, 59, 525 (1970).
7. Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 269 (1978).
8. Бетин А. А., Пасманик Г. А. Письма в ЖЭТФ, 23, 577 (1976).
9. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
10. Сидорович В. Г. ЖТФ, 46, 2168 (1976).

ՌԻՅԵՆԹԻՎ ԱՌԱՅ ԱՂԱՎԱՂՄԱՆ ՈՉ ԿՈՇԵՐԵՆՏ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Գ. Պ. ԶՈՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Կատարված է առանց աղավաղման ստորային ալիքի ուժեղացման պայմանների վերլուծությամբ բաղմամոդային մղման ալիքի ոչ կոհերենտ ստիպողական կոմբինացիոն ցրման պայմաններում: Ցույց է տրված բաղմամոդային մղման ալիքի հզորության էֆեկտիվ վերամղման հեռավորությունը հարթ ստորային ալիքի հզորության մեջ:

DISTORTIONLESS GAIN IN NONCOHERENT REGIME OF STIMULATED RAMAN SCATTERING

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

On the basis of multimode radiation model, the conditions of Stokes wave gain with no wave front distortion have been analyzed in noncoherent regime of the stimulated Raman scattering of a multimode pump. The possibility of efficient conversion of the multimode pump energy into that of plane Stokes input was shown.