

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Г. П. ДЖОТЯН

1. Исследования процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) широкополосного излучения выявили ряд новых особенностей этого процесса, обусловленных временной некогерентностью накачки. Наличие критической интенсивности у шумовой накачки [1], уширение спектра узкополосного на входе в среду стокова сигнала и возможность повторения им спектрального распределения входной накачки в режиме усиления, сильная зависимость эффективности ВКР от корреляции спектров (огбающих) амплитуд стоковой затравки и входной накачки и возможность «интерференционного» подавления ВКР [2, 3] — вот неполный перечень эффектов, возникающих при ВКР немонахроматического (широкополосного) излучения.

В настоящей работе сообщается об одной новой особенности ВКР многомодовой накачки — эффекте «обратной перекачки». Он заключается в том, что в процессе взаимодействия широкополосной на входе в среду стоковой волны и узкополосной накачки происходит возбуждение отсутствующих на входе в среду мод накачки, что сопровождается уширением ее спектра. Отметим, что подобный эффект в принципе не может иметь места в случае монахроматических взаимодействующих волн.

2. Пусть комплексные амплитуды стоковой волны $A_c(\omega_c)$ и волны накачки $A_n(\omega_n)$ представимы в виде дискретного набора эквидистантных мод:

$$A_c(z, t) = \sum_n a_n(z) e^{i n \Omega t}, \quad A_n(z, t) = \sum_n A_n(z) e^{i n \Omega t}.$$

В приближении одномодовости волны молекулярных колебаний при выполнении условия $\Omega T_2 \gg 1$ (T_2 — время поперечной релаксации) для интенсивностей мод $|a_n|^2(z)$ и $|A_n|^2(z)$ (предполагается когерентный режим рассеяния) имеем [2]

$$\frac{d}{dz} |a_n|^2 = R_n(z), \quad \frac{d}{dz} |A_n|^2 = -\frac{\omega_n}{\omega_c} R_n(z), \quad (1)$$

где $R_n(z) = g \operatorname{Re} \{ A_n a_n^* \sum_m A_m^* a_m \}$ и суммирование производится по всем модам взаимодействующих волн. Из (1) видно, что направление преобразования мощности определяется знаком величины $R_n(z)$: при $R_n(z) > 0$ происходит преобразование мощности n -ой моды накачки в n -ую моду стоковой компоненты, при $R_n(z) < 0$ имеет место „обратная

перекачка" мощности моды стоксовой компоненты в соответствующую моду накачки.

Для интенсивностей мод накачки из (1) имеем

$$|A_n|^2(z) = |A_n^0|^2 \left[1 - \frac{\mu}{\gamma} \frac{(1 - e^{-\beta \sigma/2})^2}{B_0(z)} \right] + \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 \left[\left(1 - \mu \frac{(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2})^2}{B_0(z)} \right) - 2 \operatorname{Re} \left\{ a_n^{0*} A_n^0 \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_c} \frac{C}{C^*} \frac{1}{\gamma}} \right\} \frac{\mu (1 - e^{-\beta \sigma/2}) \left(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2} \right)}{B_0(z)} \right], \quad (3)$$

где

$$B_0(z) = 1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma}, \quad G = \sum_n |A_n^0|^2 g z \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right),$$

а значения постоянных β , γ , μ , α и C приведены в [2].

Из (3) следует, что при отсутствии на входе в среду какой-либо моды накачки (например, n -ой, $A_n^0 = 0$) она возбуждается при ВКР, если отлична от нуля амплитуда соответствующей моды стоксовой компоненты ($a_n^0 \neq 0$) и «интерференционное» подавление ВКР не имеет места [2].

При $A_n^0 = 0$ имеем

$$|A_n|^2(z) = \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 \left[1 - \mu \frac{\left(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2} \right)^2}{B_0(z)} \right], \quad (4)$$

где $0 \leq \mu \leq 1$. Отсюда в предельном случае больших длин рассеяния ($z \rightarrow \infty$) получаем

$$|A_n|^2(z \rightarrow \infty) = \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 (1 - \mu). \quad (5)$$

В случае, когда коэффициент корреляции спектров взаимодействующих волн есть

$$K = \frac{|\sum_n a_n^0 A_n^{0*}|^2 / (\sum_n |a_n^0|^2 \sum_n |A_n^0|^2)}{1} = 1,$$

постоянная $\mu = 0$ [2]. При этом из (5) следует полное предельное (при $z \rightarrow \infty$) преобразование (по числу квантов) мощности n -ой моды стоксовой компоненты в n -ую моду накачки.

В общем случае для реализации «обратной перекачки» мощности моды стоксовой компоненты в соответствующую моду накачки не обязательно, чтобы амплитуда этой моды накачки на входе в среду была равна нулю. Общее условие возможности существования рассматриваемого эффекта есть

$$|A_n^0|^2 < \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 - 2 \operatorname{Re} \left\{ a_n^{0*} A_n^0 \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_c} \frac{C}{C^*} \frac{1}{\gamma}} \right\}.$$

3. Рассмотренный выше эффект «обратной перекачки» может быть интерпретирован как процесс возбуждения отсутствующих на входе в сре-

ду антистоксовых компонент мод стоксовой волны ($\omega_{n(n)} = \omega_{c(n)} + \omega_0$, $\omega_{c, n(n)} = \omega_{c, n} + n\omega$). Возбуждение данной антистоксовой компоненты (т. е. моды накачки) происходит за счет рассеяния соответствующей моды стоксовой компоненты на молекулярных колебаниях, возбужденных биениями между остальными модами стоксовой волны и ее антистоксовой компоненты (накачки).

Автор благодарит Ю. Е. Дьякова за плодотворные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 11, 362 (1970).
С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов, ЖЭТФ, 66, 520 (1974).
И. Г. Зубарев, А. Б. Миронов, С. И. Михайлов. Письма ЖЭТФ, 23, 697 (1976).
2. Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, Физика, 18, 68 (1977).
3. Г. П. Джотян и др. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).

ՈՉ ՄՈՆՈԿՐՈՄԱՆԱԿ ՄՂՈՒՄԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Հաղորդվում է լայն հաճախականային սպեկտրով մղումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման մի նոր առանձնահատկության մասին, որը կայանում է նրանում, որ տեղի է ունենում մղումի որոշ մոդաների ուժեղացում առաջնային ալիքի համապատասխան մոդաների հզորության նվազելու հաշվին:

CN THE FEATURES OF STIMULATED RAMAN SCATTERING OF NON-MONOCROMATIC PUMP RADIATION

G. P. DZHOTYAN

The possibility of the inversion of power transformation at the stimulated Raman scattering of pump radiation is reported, when the amplification of the pump and the reduction of the power of corresponding Stokes modes take place.