

ВОЗБУЖДЕНИЕ И УСИЛЕНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКИ

Г. П. ДЖОТЯН

1. В работах, посвященных вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР) накачки с широким частотным спектром (см., например, [1]), в основном исследовалось поведение стоксовой волны без учета рассеяния в антистоксову и высшие стоксовы области частот. Рассмотрение же вопросов, связанных с возбуждением и усилением антистоксовых и высших стоксовых компонент рассеяния, встречало большие математические трудности. В настоящей работе на примере исследования возбуждения и усиления антистоксовой компоненты широкополосной накачки показано, что использование многомодовой модели немонахроматической накачки [2, 3] позволяет обойти эти трудности и достаточно просто учесть влияние рассеяния в антистоксову область на процесс ВКР.

2. Предположим, что на входе в комбинационно-активную среду ($z=0$) амплитуда накачки A_n (со средней частотой ω_n) имеет вид

$$A_n(z=0, t) = \sum_{n=-N}^N A_n^0 e^{in\Omega t}, \quad (1)$$

где $2N+1=M$ — число мод входной накачки.

Система укороченных уравнений, описывающих ВКР с учетом рассеяния в антистоксову область, при представлении амплитуд стоксовой $A_c(\omega_c = \omega_n - \omega_0)$ и антистоксовой $A_a(\omega_a = \omega_n + \omega_0)$ волн в виде (1):

$$A_c(z, \eta) = \sum_n a_{cn}(z) e^{in\Omega\eta}, \quad A_a(z, \eta) = \sum_n a_{an}(z) e^{in\Omega\eta} \quad (2)$$

в приближении одномодовости волны молекулярных колебаний ($\Omega T_2 \gg 1$ [2—4]) и при заданном поле накачки имеет вид

$$\frac{d}{dz} a_{cn} + (i\gamma_1 \Omega n + \alpha_c) a_{cn} = \frac{g}{2} A_n^0 R(z), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} a_{an} + [i(\gamma_2 \Omega n + \Delta) + \alpha_a] a_{an} = \frac{g}{2} \frac{\omega_a}{\omega_c} A_n^0 R^*(z).$$

В (2) и (3) приняты следующие обозначения:

$$R(z) = \sum_n A_n^0 a_{cn}(z) - \sum_n A_n^0 a_{an}^*(z), \quad \eta = t - z/u_n, \quad \gamma_{1,2} = 1/u_{c,a} - 1/u_n,$$

u_c, u_a, u_n — групповые скорости волн стоксовой, антистоксовой и накачки, g — фактор усиления при ВКР, $\Delta = 2k_n - k_c - k_a$ — волновая

расстройка (k_c ; k_a , k_n — волновые числа соответствующих волн), α_c и α_a — линейные нерезонансные потери стоксовой и антистоксовой волн.

Полагая $a_{cn} \sim e^{\Gamma z}$ и $a_{an}^* \sim e^{\Gamma z}$, из (3) найдем уравнение для инкрементов Γ [3]:

$$\sum_{n=-N}^N \left[\frac{1}{\Gamma + i\nu_1 \Omega_n + \alpha_c} - \frac{\alpha}{\Gamma - i\nu_2 \Omega_n - i\Delta + \alpha_a} \right] I_{nn}^0 = \frac{2}{g}, \quad (4)$$

где $\alpha = \omega_a/\omega_c$, I_{nn}^0 — интенсивность n -ой моды накачки. При пренебрежении рассеянием в антистоксову область в случае больших Δ или α_a из (3) получаем уравнение для инкрементов стоксовой волны, приведенное в [2]. Из (4) следует, что в когерентном режиме ВКР при $|\Gamma| \gg \nu \Delta \omega_n / 2$ ($\Delta \omega_n = M\Omega$, $\nu_1 \simeq -\nu_2 = \nu$)

$$\Gamma_{1,2} = - \frac{(\alpha_c + \alpha_a) - i\Delta + (\alpha - 1) g I_{n0}/2}{2} \pm \quad (5)$$

$$\pm \sqrt{\frac{[\alpha_c + \alpha_a - i\Delta + (\alpha - 1) g I_{n0}/2]^2}{4} - \left[\alpha_c (\alpha_a - i\Delta) - \frac{g I_{n0}}{2} (\alpha_a - \alpha \alpha_c - i\Delta) \right]},$$

где $I_{n0} = \sum_{n=-N}^N |A_n^0|^2$. Эти значения инкрементов реализуются при интенсивности входной накачки $I_{n0} \gg I_{kr} = \max \{J_i\}$ ($i = 1, 2$), где J_i определяются из уравнения

$$|\Gamma_i(I_{n0} = J_i)| = \frac{1}{2} |\nu| \Delta \omega_n. \quad (6)$$

Общее решение системы уравнений (3) имеет вид

$$a_{cn}(z) = a_{cn}^0 e^{-\alpha_c z} + \frac{A_n^0}{I_{n0}} b (e^{\Gamma_1 z} - e^{-\alpha_c z}), \quad (7)$$

$$a_{an}(z) = a_{an}^0 e^{-(\alpha_a + i\Delta)z} + \frac{\omega_a}{\omega_c} \frac{A_n^0}{I_{n0}} \frac{b^* (\alpha_c + \Gamma_1^*)}{\Gamma_1 + \alpha_a + i\Delta} [e^{\Gamma_1^* z} - e^{-(\alpha_a + i\Delta)z}],$$

где

$$b = \frac{1}{\Gamma_1 - \Gamma_2} \left\{ \left(\frac{g I_{n0}}{2} - \alpha_c - \Gamma_2 \right) \sum_{n=-N}^N A_n^{0*} a_{cn}^0 - \frac{g I_{n0}}{2} \sum_{n=-N}^N A_n^0 a_{an}^{0*} \right\}. \quad (8)$$

В (7) опущены члены, экспоненциально убывающие с инкрементом Γ_2 .

Отметим, что несмотря на совпадение инкремента усиления взаимодействующих волн в рассматриваемом случае с инкрементом усиления при монохроматической волне накачки (см., например, [5]) структура решения (7) существенно отличается от структуры решения, полученного в [5]. В частности, из (7) и (8) видно, что эффективность ВКР существенно зависит от корреляции спектров стоксовой волны и накачки на входе в среду:

например, при $\sum_{n=-N}^N A_n^{0*} a_{en}^0 = \sum_{n=-N}^N A_n^0 a_{en}^{0*} = 0$ имеет место «интерференционное» подавление ВКР. При достаточно большом усилении спектральные распределения стоксовой и антистоксовой волн повторяют спектральное распределение накачки.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 7, 49 (1971).
С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин. Письма ЖЭТФ, 18, 724 (1971).
Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 4, 23 (1973).
Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман. Квантовая электроника, 1, 547 (1974).
2. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 18, 519 (1973).
3. Г. П. Джотян и др. Тезисы докладов VII Всесоюз. конф. по нелинейной и когерентной оптике, МГУ, 1974, стр. 359.
4. Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, Физика, 18, 68 (1977).
Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
5. Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 12, 34 (1973).

ԱՆՏԻՍՏՈՔՍՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԳՐԴՈՒՄԸ ԵՎ ՈՒՃԵՂԱՑՈՒՄԸ ԼԱՅՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՄՂՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՈՎ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Էլեկտրոնային ճառագայթի հաճախության և ինտենսիտետի մղումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման պրոցեսի վրա անտիստոքսյան կոմպոնենտի գրգռման և ուժեղացման ազդեցության հետազոտության արդյունքները: Ցույց է տրվում, որ բավականաչափ մեծ ուժեղացման դեպքում ստոքսյան և անտիստոքսյան ալիքների սպեկտրալ բաշխումները կարող են կրկնել մղումի սպեկտրալ բաշխումը:

EXCITATION AND AMPLIFICATION OF AN ANTISTOKES WAVE AT THE STIMULATED RAMAN SCATTERING OF THE PUMP RADIATION WITH BROAD FREQUENCY SPECTRUM

G. P. DZHOTYAN

The influence of the excitation and amplification of an antistokes component on the process of stimulated Raman scattering was investigated. It is shown that in the case of sufficient amplification the spectral distributions of stokes and antistokes waves repeat the spectral distribution of pump radiation.