

УДК 535.375

К ТЕОРИИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Г. П. ДЖОТЯН, А. А. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 4 октября 1983 г.)

Теоретически исследован процесс вынужденного комбинационного рассеяния в нестационарном режиме в двух случаях: при накачке с широким угловым спектром и при накачке с широким частотным спектром. Показано, что при определенных плотностях потока энергии накачки возможно воспроизведение ее углового и частотного спектров в спектре стоксовой волны. При этом имеет место ухудшение качества воспроизведения по сравнению со стационарным режимом рассеяния и дополнительное сжатие импульса воспроизведенного сигнала.

В последние годы ввиду быстрого развития техники сверхкоротких лазерных импульсов особую актуальность приобрела проблема обращения волнового фронта (ОВФ), а также воспроизведения волнового фронта (ВВФ) импульсов субнаносекундной и пикосекундной длительностей. В процессах вынужденного рассеяния (ВР), широко используемых для осуществления ОВФ и ВВФ, при таких длительностях импульса накачки τ_n возникает ряд существенных особенностей, связанных с нестационарностью рассеяния. Специфика эффекта ОВФ в нестационарном режиме ВР частично исследована экспериментально [1—5]. В [3] осуществлено ОВФ при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), исследована зависимость нелинейного коэффициента отражения от интенсивности накачки, установлено, что имеет место значительное ухудшение точности обращения. В то же время возможности реализации ОВФ (ВВФ) в нестационарном режиме ВР исследованы недостаточно полно.

В настоящей работе рассмотрены два процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) вперед (волны накачки и ее стоксовой компоненты распространяются в одном и том же направлении) в нестационарном режиме: 1) ВКР, возбуждаемое накачкой с широким угловым спектром; 2) ВКР, возбуждаемое накачкой с широким частотным спектром.

1. ВКР при накачке с широким угловым спектром

Процесс нестационарного ВКР (длительность импульса накачки $\tau_n \leq T_2$ — времени поперечной релаксации) с учетом дифракции взаимодействующих волн и при пренебрежении дисперсией их групповых скоростей в приближении заданного поля накачки описывается следующей системой уравнений:

$$\hat{D}_n A_n(x, z, \eta) = 0,$$

$$\hat{D}_c A_c(x, z, \eta) = \gamma_c A_n(x, z, \eta) Q^*, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{1}{T_2}\right) Q = \gamma_Q A_n A_c^*,$$

где $\hat{D}_{c,n} = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_{c,n}} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, A_n, A_c, Q — амплитуды накачки, ее стоксовой компоненты и молекулярных колебаний, γ_c, γ_Q — коэффициенты нелинейной связи, $k_{c,n}$ — волновые числа, x — поперечная координата, z — длина рассеяния, $\eta = t - z/u_n$. Амплитуды взаимодействующих волн для простоты (без уменьшения общности) считаются не зависящими от поперечной координаты y . Система уравнений (1) описывает попутное взаимодействие волн (в настоящей работе обсуждается вопрос о ВВФ накачки).

Пусть на входе в среду ($z = 0$) комплексная амплитуда накачки A_n имеет периодическое в поперечном сечении распределение (период — $2\pi/k$), т. е. может быть представлена в виде суммы плоских волн, распространяющихся под малыми углами к z :

$$A_n(z=0) = \sum_n A_{n0}(\eta) \exp(iknx).$$

Решение системы (1) для A_n и A_c ищем в аналогичном виде

$$\begin{aligned} A_c &= \sum_n a_n(z, \eta) \exp\left(iknx + i\frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right), \\ A_n &= \sum_n A_n(\eta) \exp\left(iknx + i\frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Подставив (2) в систему уравнений (1) и определив Q из третьего уравнения этой системы, для амплитуды n -моды стоксовой волны в «модовом» приближении [6] (отбрасывая осциллирующие по пространственной координате z члены) получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + i(k_c - k_n)\frac{k^2 n^2}{2k_n k_c}\right) a_n &= \gamma_c \gamma_Q^* f(\eta) \left\{ I_n \int_0^\eta f^*(\eta') a_n(\eta') e^{-\frac{\eta - \eta'}{T_2}} d\eta' + \right. \\ &+ A_n \sum_m A_m^* \int_0^\eta f^*(\eta') a_m(\eta') e^{-\frac{\eta - \eta'}{T_2}} d\eta' \left. \right\}, \\ I_n &= \sum_n |A_n|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) принято, что $A_n(\eta) = A_n f(\eta)$, т. е. временная огибающая импульса накачки одинакова для всех компонент ее углового спектра. Это предположение соответствует реальной экспериментальной ситуации. В противном случае аналитическое решение уравнения (3) не представляется

возможным, однако и в этом случае, как будет показано ниже, можно проанализировать возможность ВВФ накачки.

Произведя преобразование Лапласа ($\hat{L}$) уравнения (3) по z и считая $k_n \approx k_c$, после дифференцирования по η для лаплас-трансформанта искомого решения $\beta_n(p, \eta) = \hat{L}(a_n(z, \eta)) e^{\eta/T_2}$ получаем выражение

$$\begin{aligned} \beta_n(p, \eta) = & \frac{f(\eta)}{p} \int_0^\eta d\eta' \left[\left\{ \frac{c_{no}(\eta')}{f(\eta')} - \frac{c_{no}(\eta') \dot{f}(\eta')}{f^2(\eta')} + \right. \right. \\ & + \frac{g A_n}{p} |f(\eta')|^2 \int_0^{\eta'} d\eta'' \left(\frac{\dot{X}_0(\eta'')}{f(\eta'')} - \frac{\dot{f}(\eta'') X_0(\eta'')}{f^2(\eta'')} \right) \times \\ & \times \exp \left[\int_{\eta'}^\eta \frac{2g I_n}{p} |f(\tilde{\eta})|^2 d\tilde{\eta} \right] \exp \left[\int_{\eta'}^\eta d\tau \frac{g I_n}{p} |f(\tau)|^2 \right] + \\ & \left. + \frac{a_n(z=0)}{p} \frac{f(\eta)}{f(0)} \exp \int_0^\eta \frac{g I_n}{p} |f(\eta')|^2 d\eta' \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$X_0 = \exp\left(\frac{\eta}{T_2}\right) \sum_n A_n^*(z=0) a_n(z=0), \quad \gamma_c \gamma_Q = g, \quad c_{no} = \exp\left(\frac{\eta}{T_2}\right) a_n(z=0),$$

$$\dot{c}_{no} = \frac{dc_{no}}{d\eta}, \quad \dot{X}_0 = \frac{dX_0}{d\eta}, \quad \dot{f} = \frac{df}{d\eta}.$$

Проведя обратное преобразование Лапласа выражения (4), для амплитуды n -моды стоксовой волны при произвольной временной огибающей накачки получим

$$\begin{aligned} a_n(z, \eta) = & a_n(z=0) \exp\left(-\frac{\eta}{T_2}\right) \left\{ \frac{f(\eta)}{f(0)} I_0\left(2 \sqrt{z \int_0^\eta d\eta' g I_n |f|^2}\right) + \right. \\ & + \int_0^\eta d\eta' \left[e^{\frac{\eta'}{T_2}} \left(\frac{1}{T_2 f} - \frac{\dot{f}}{f^2} \right) I_0\left(2 \sqrt{z \int_{\eta'}^\eta d\tilde{\eta} g I_n |f|^2}\right) \right] \right\} + \\ & + g A_n f X_0 \int_0^\eta d\eta' \left\{ |f|^2 \int_0^{\eta'} d\tau e^{\frac{\tau}{T_2}} \left(\frac{1}{T_2 f} - \frac{\dot{f}}{f^2} \right) \times \right. \\ & \times \left[z \left(\int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' 2 g I_n |f|^2 + \int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' g I_n |f|^2 \right)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times I_1\left(2 \left[z \left(\int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' 2 g I_n |f|^2 + \int_{\eta'}^{\eta'} g I_n |f|^2 d\eta'' \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right) \exp\left(-\frac{\eta}{T_2}\right) \Big\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Аналогично случаю стационарного режима ВКР [7, 8] решение для амплитуды n -моды стоксовой волны состоит из двух частей: одна пропорциональна n -моду стоксовой волны на входе, другая — n -моду накачки. В отличие от экспоненциального усиления, имеющего место в стационарном режиме, в данном случае, как видно из (5), реализуется сложная зависимость a_n от η и z , определяемая видом функции $f(\eta)$. Однако и в этом случае, независимо от вида $f(\eta)$, аргумент функции I_1 для воспроизводящей части решения превышает аргумент функции I_0 для невоспроизводящей части. Следовательно, при достаточно больших аргументах будет иметь место преимущественное усиление воспроизводящей части в решении (5).

Для более конкретного анализа полученных решений запишем (5) для прямоугольного импульса накачки

$$f(\eta) = \begin{cases} f_0, & 0 \leq \eta \leq \tau_n \\ 0, & \eta < 0, \eta > \tau_n \end{cases}$$

$$a_n(z, \eta) = a_n(z=0) \left[\frac{V \sqrt{\eta}}{T_2 \sqrt{g I_n |f_0|^2} z} I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2} z \eta) + \right. \\ \left. + I_0(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2} z \eta) \right] \frac{A_n \sum_m A_m^* a_m(z=0) \sqrt{\eta}}{T_2 I_n \sqrt{2 g I_n |f_0|^2} z} [I_1(2 \sqrt{2 g I_n |f_0|^2} z \eta) - \\ - \sqrt{2} I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2} z \eta)], \quad 0 \leq \eta \leq \tau_n \ll T_2. \quad (6)$$

Таким образом, усиление стоксовой компоненты происходит значительно медленнее, чем в стационарном режиме. При больших аргументах, аппроксимируя I_1 по формуле $I_1(\tau) \simeq e^{-\tau} / \sqrt{2\pi\tau}$, получаем, что воспроизводящая часть в (6) (пропорциональная A_n) усиливается с $\sqrt{2}$ раз большим инкрементом, чем невоспроизводящая (пропорциональная a_n), в отличие от стационарного режима, где преимущественное усиление воспроизводящей части происходит с вдвое большим инкрементом. Это приводит к ухудшению качества воспроизведения в нестационарном режиме по сравнению со стационарным.

Для реализации режима ВВФ в рассматриваемой задаче необходимо, чтобы

$$(g I_n |f_0|^2 z \eta)^2 \gg \frac{1}{4(\sqrt{2}-1)} \ln \frac{4}{R}, \quad (7)$$

где $R = |\sum_n A_n^* a_n(z=0)|^2 (I_n I_{co})^{-2}$ — коэффициент корреляции спектров накачки и стоксовой компоненты на входе в среду, $0 \leq \eta \leq \tau_n$. Зависимость этого условия от η означает, что режим воспроизведения устанавливается с некоторого определенного момента времени, т. е. происходит ВВФ не всего импульса накачки, а только ее части, причем с уменьшением интенсивности накачки и степени когерентности взаимодействующих волн длительность воспроизводящей части сокращается. В частности, при достаточно малой длительности импульса накачки, при фиксированной длине рассеяния и интенсивности накачки ВВФ отсутствует. Косвенным под-

тверждением этого результата могут служить данные экспериментов [4, 9, 10], в которых при исследовании ОВФ в нестационарном режиме ВР происходило сокращение длительности обращенного по отношению к накачке сигнала.

Применение «модового» приближения, на основе которого проведено здесь решение, корректно при условии, когда усиление на дифракционной длине $l_d = k_{\parallel}/k^2$ мало:

$$8g I_{\parallel} |f|^2 \eta \ll l_d^{-2}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь случай, когда временная зависимость угловых мод накачки различна ($A_n(z, \eta) = A_n(z) f_n(\eta)$). Пусть $f_n(\eta) = \varphi(\eta) + \chi_n(\eta)$, причем $|\chi| \ll |\varphi|$. Решение основной системы уравнений (1) можно провести на основе теории возмущений, взяв за нулевое приближение решение (5). В первом приближении для лаплас-трансформанта амплитуды n -моды получаем выражение

$$\begin{aligned} \beta_m^{(1)} = & g \int_0^{\eta} \beta_m^{(0)} \sum_n |A_n|^2 [\varphi(\eta) \chi_n(\eta') + \varphi(\eta') \chi_n(\eta)] d\eta' + \\ & + g A_m \int_0^{\eta} [\varphi(\eta) \sum_n A_n^* \chi_n(\eta') \beta_n^{(0)}(\eta') + \chi_m(\eta) \sum_n A_n^* \varphi(\eta') \beta_n^{(0)}(\eta')] d\eta'. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что если происходит воспроизведение в нулевом приближении, т. е. $\beta_m^{(0)} \sim A_m$, то $\beta_m^{(1)} \sim A_m$ также, и режим воспроизведения не нарушается и во всех следующих приближениях теории возмущений.

2. ВКР при накачке с широким частотным спектром

Влияние некогерентности накачки на процесс ВКР в квазистационарном режиме рассеяния исследовалось как теоретически, так и экспериментально. В [11–15] было показано, что при рассеянии широкополосной накачки частотный спектр стоксовой компоненты повторяет спектр накачки, аналогично пространственному. Здесь рассматривается возможность воспроизведения частотного спектра накачки в спектре стоксовой волны в нестационарном режиме ВКР.

Представим комплексную амплитуду накачки в виде суммы спектральных компонент с эквидистантными частотами, имеющими сдвиг Ω :

$$A_n = f(t) \sum_n A_n \exp \left\{ i(\omega_n + n\Omega)t - i \left(k_{\parallel} + \frac{n\Omega}{u_{\parallel}} \right) z \right\}.$$

При условии $\Omega T_2 \gg 1$ молекулярные колебания можно считать монохроматическими [14]. При этом уравнение для амплитуды n -моды стоксовой волны имеет вид

$$\frac{\partial a_n}{\partial z} = gf(\eta) A_n \int_0^{\eta} f^*(\eta') \exp \left(\frac{\eta' - \eta}{T_2} \right) \sum_m A_m^* a_m(\eta') d\eta'.$$

Решая это уравнение по аналогии с (3), при произвольной огибающей импульса накачки $f(\eta)$ получим решение

$$a_n(z, \eta) = a_n(z=0) \left[1 - \frac{f(\eta)}{f(0)} e^{-\frac{\eta}{T_2}} \left(1 - I_0 \left(2 \sqrt{g I_n z} \int_0^\eta |f(\eta')|^2 d\eta' \right) \right) \right] + \\ + g A_n f(\eta) X_0 e^{-\frac{\eta}{T_2}} \int_0^\eta d\eta' |f(\eta')|^2 \int_0^{\eta'} d\tau \left\{ e^{\frac{\tau}{T_2}} \left(\frac{1}{f(\tau) T_2} - \frac{f(\tau)}{f^2(\tau)} \right) \times \right. \\ \left. \times I_1 \left(2 \sqrt{g I_n z} \int_\tau^{\eta'} |f(\tau')|^2 d\tau' \right) \right\} \left| z \left(g I_n \int_\tau^{\eta'} |f(\tau')|^2 d\tau' \right)^{-1} \right|^{\frac{1}{2}} \Bigg\}.$$

В случае прямоугольного импульса накачки решение имеет вид

$$a_n(z, \eta) = a_n(z=0) I_0(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}) + A_n \frac{\eta \sum_m A_m^* a_m(z=0)}{T_2 I_n} - \\ - \frac{\sqrt{\eta} \sum_m A_m^* a_m(z=0)}{T_2 I_n \sqrt{g I_n |f_0|^2 z}} A_n I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}), \quad 0 \leq \eta \leq \tau_n \ll T_2.$$

В этом случае решение для амплитуды n -моды стоксовой волны также состоит из воспроизводящей части (пропорциональной амплитуде n -моды накачки) и невоспроизводящей части. При условии

$$R \frac{I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta})}{\sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}} \ll 1$$

происходит преимущественное усиление воспроизводящей части, т. е. частотный спектр рассеянной волны воспроизводит спектр накачки.

В заключение приведем численные оценки параметров, необходимых для того, чтобы имело место воспроизведение углового и частотного спектров накачки спектром ее стоксовой компоненты в нестационарном режиме рассеяния. При значениях $z = 5$ см, $k_n = 10^5$ см⁻¹, коэффициента корреляции $R = 0,5$, фактора усиления $g T_2 = 1,6 \cdot 10^{-7}$ Вт·см⁻² и расхождимости накачки $\theta \approx 10^{-2}$ рад режим ВВФ осуществляется для импульсов, для которых выполняется условие

$$1,5 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} < I_n |f|^2 \frac{\eta}{T_2} < 0,8 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}.$$

необходимое для удовлетворения неравенств (7) и (8). Нижняя граница значений плотности энергии накачки обусловлена тем, что при достаточно большом усилении компенсируется эффективная фазовая расстройка, вызванная различием дифракционных свойств взаимодействующих волн. Верхняя граница необходима для того, чтобы эффективно взаимодействовали только угловые моды волн с одинаковыми номерами n . Воспроизведение частотного спектра происходит для импульсов, при которых $I_n |f|^2 \eta / T_2 > 0,8 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Авторы благодарны В. М. Арутюняну за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов И. Г. и др. Квантовая электроника, 6, 765 (1969).
2. Васильев М. В., Семёнов П. М., Сидорович В. Г. Оптика и спектроскопия, 50, 1021 (1981).
3. Грацианов К. В. и др. В сб. «Обращение волнового фронта», Горький, 1982.
4. Gower M. C., Caro R. G. Opt. Lett., 7, 162 (1982).
5. Toton T. V. et al. Opt. Lett., 8, 9 (1983).
6. Сидорович В. Г. УФН, 126, 686 (1978).
7. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Квантовая электроника, 4, 1090 (1977).
8. Сидорович В. Г. Квантовая электроника, 5, 1370 (1978).
9. Ефимков В. Ф. и др. ЖЭТФ, 77, 526 (1979).
10. Крыжановский В. И., Серебряков В. А., Ашин В. С. Письма в ЖТФ, 7, 57 (1981).
11. Бочаров В. В. и др. ЖЭТФ, 56, 430 (1970).
12. Дьяков Ю. Е. Письма в ЖЭТФ, 11, 362 (1970).
13. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
14. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
15. Джотян Г. П. и др. Тезисы докл. VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974.

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ
ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՃԱԿԱՏԻ ՎԵՐԱՐՏԱԴԻՄԱՆ ՏՆՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է ստիպողական կամբինացիոն ցրման ոչ գծային ռեժիմը մղման ալիքի անկյունային և հաճախային լայն սպեկտրների դեպքում: Դիտարկված է մղման ալիքի ճակատի վերարտադրման հնարավորությունը ցրված ալիքի կողմից, ինչպես նաև ցրված ալիքի իմպուլսի կրճատման հնարավորությունը:

ON THE THEORY OF PHASE REGENERATION OF ULTRASHORT PULSES DURING STIMULATED RAMAN SCATTERING

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

The process of stimulated Raman scattering under unsteady condition in cases of wide angular and frequency spectra of the pump has been investigated. An analysis of obtained solutions shows that for definite densities of the pumping energy flux, a regeneration of its angular and frequency spectra in the Stokes wave spectrum is possible and a deterioration in regeneration quality in comparison to steady-state scattering takes place.