

**О ВЛИЯНИИ САМОДИФРАКЦИИ ОПОРНЫХ ВОЛН НА ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕЩЕНИЕ В СРЕДАХ С ИНЕРЦИОННЫМ ОТКЛИКОМ**

М. Абдурахманов, О.П. Заскалько, И.Г. Кузнецов

*Показано, что в средах с инерционным откликом самодифракция опорных волн снижает эффективность возбуждения встречной волны для схем встречного и попутного четырехволнового смещения.*

Использование при четырехволновом смещении (ЧВС) сред с тепловым механизмом оптической нелинейности привлекательно как доступностью, так и сравнительно большой величиной нелинейного отклика. Эффективное ЧВС в таких средах возможно лишь, если длительность импульсов опорных волн меньше времени релаксации наводимой решетки /1/. Однако этого условия нестационарности оказывается, как правило, недостаточно для достижения предельных характеристик ЧВС в поглощающих средах, и необходимо выявление сопутствующих процессов, ограничивающих эффективность ЧВС. В настоящей работе показано, что нестационарная самодифракция опорных волн, вызывая их фазовую модуляцию, нарушает фазовый синхронизм в процессе ЧВС и снижает эффективность преобразования.

В эксперименте изучалось нестационарное ЧВС со встречными опорными волнами (рис. 1). На кювету с раствором хлористой меди в этиловом спирте толщиной  $l = 1$  см с пропусканием  $T = 0,5$  падал линейно поляризованный коллимированный пучок 1 диаметром 4 мм излучения одномодового неодимового лазера длительностью 50 нс. Встречный пучок 2 создавался за счет отражения прошедшего через кювету пучка 1 от плоского зеркала М. Когда между кюветой и зеркалом помещался ромб Френеля, опорные пучки 1 и 2 были поляризованы ортогонально и, в силу скалярного характера оптической нелинейности, обусловленной поглощением света, самодифракция между ними отсутствовала. Сигнальный пучок 3 с интенсивностью на входе в среду  $5 \cdot 10^{-3}$  от интенсивности опорных волн и поляризацией, совпадающей с поляризацией пучка 1, пересекался с последним под углом  $6^\circ$ . В результате взаимодействия пучков 1–3 в среде возбуждался отраженный пучок 4, распространявшийся навстречу сигнальному. Пучки 1–4 одновременно регистрировались фотоэлементами  $\Phi 1$ – $\Phi 4$  типа ФК-19, подключенными к осциллографу С8-14.

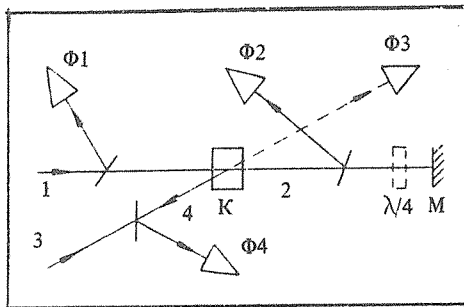
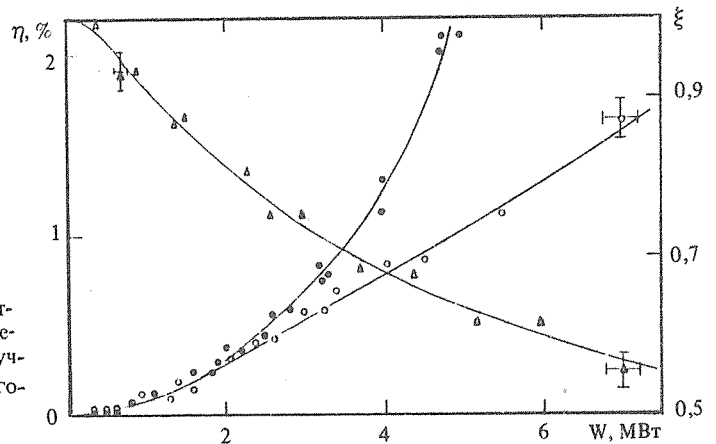


Рис. 1. Схема эксперимента: К – кювета с раствором,  $\Phi 1$ – $\Phi 4$  – фотоэлементы,  $\lambda/4$  – ромб Френеля.

Рис. 2. Зависимость эффективности возбуждения отраженного пучка 4  $\eta$  (○, ●) и относительного ослабления опорных волн  $\xi$  (△) от мощности W опорного пучка 1 на входе в среду для одинаковых (○, △) и ортогональных (●) поляризаций опорных пучков.



Когда опорные волны имели одинаковую поляризацию, с ростом мощности  $W$  падающего на кювету пучка 1 наблюдался практически линейный рост эффективности возбуждения отраженного пучка  $\eta$ , т.е. отношения пиковой мощности пучка 4 на выходе из среды к  $W$  (рис. 2). При этом наблюдалась нелинейная экстинкция прошедшего через кювету опорного пучка 1. Сравнение эффективности перекачки энергии пучка 1 в пучки 3 и 4 показало, что экстинкция пучка 1 не связана с его истощением пучками 3 и 4. Перекрытие падающего на кювету сигнального пучка практически не влияло на величину его относительного ослабления  $\xi$  (на рис. 2 из  $\xi$  исключена экстинкция пучка вследствие линейного поглощения:  $\xi = W'/TW$ , где  $W'$  — регистрируется фотозаписью  $\Phi 2$ ).

Таким образом, самодифракция опорных волн вызывает уменьшение их интенсивности в среде, что, в свою очередь, приводит к снижению эффективности ЧВС. Действительно, для ортогональных поляризаций опорных волн, когда в процессе ЧВС в среде записывалась только общая просветная решетка попарно интерферирующими пучками 1, 3 и 2, 4, соответствующие значения  $\eta$  в 2–3 раза больше (рис. 2), причем  $\eta$  возрастало приблизительно как  $W^2$ .

Анализ нестационарного ЧВС с учетом самодифракции опорных волн в среде с тепловым механизмом оптической нелинейности выполним, полагая что возбуждение отраженной волны происходит в результате записи только просветной решетки. Система уравнений, описывающая взаимодействие четырех волн — опорной  $E_1$  и сигнальной  $E_3$ , распространяющихся попутно под небольшим углом  $\pm \Theta/2$  к некоторой оси  $z$ , а также опорной  $E_2$  и возбуждаемой в среде отраженной  $E_4$ , распространяющихся навстречу соответственно волнам  $E_1$  и  $E_3$ , имеет вид:

$$\left[ (-1)^{n+1} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{a}{2} \right] E_n = i \sigma_n E_k, \quad \begin{array}{l} k = 1, \text{ если } n = 2, 3; \\ k = 2, \text{ если } n = 1, 4. \end{array} \quad (1)$$

Здесь пренебрежено истощением опорных волн ( $|E_{1,2}|^2 \gg |E_{3,4}|^2$ ), дифракцией волн  $E_3$  и  $E_4$  на решетке, записываемой опорными волнами, и самодифракцией слабых волн  $E_3$  и  $E_4$ . Решетки диэлектрической проницаемости  $\sigma_1 = \sigma_2^*$  и  $\sigma_3 = \sigma_4^*$  возникают в результате нагрева среды и последующего теплового расширения:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_0} \right) \sigma_1 = \beta E_1 E_2^*, \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \sigma_3 = \beta (E_1^* E_3 + E_2 E_4^*), \quad (2)$$

где  $\beta = (a\omega/16\pi r c_p) (\partial \epsilon / \partial T)_p$ ;  $\tau_0 = c^2/4\chi\epsilon\omega^2$ ;  $\tau = 4\tau_0/\Theta^2$ ;  $a$  — коэффициент поглощения,  $\rho c_p$  — удельная теплоемкость;  $\chi$  — температуропроводность среды. В условиях нашего опыта  $\tau_0 \sim 40$  нс. Начальные и граничные условия, отвечающие условиям эксперимента, следующие:  $E_1(t, 0) = E_{10}(t)$ ;  $E_2(t, l) = \text{re}^{i\psi} E_1(t, l)$ ;  $E_3(t, 0) = E_{30}(t)$  ( $E_{10}/E_{30} = \text{const}$ );  $E_4(t, l) = 0$ ;  $\sigma_n(0, z) = 0$ .

Решение системы уравнений (1), (2) запишем в приближении слабой нелинейности  $a l \ll 1$ ,  $t \ll \tau$ . Самодифракция опорных волн при  $r = 1$  сводится к их фазовой кросс-модуляции:  $E_1(z, t) = E_{10}(t) \exp(ikz/2)$ ;  $E_2(z, t) = E_{10} \exp[i\psi + i(\kappa/2)(l - z)]$ , где  $\kappa = \beta \int_0^t |E_{10}(t')|^2 dt'$ . В результате во втором порядке теории возмущений по параметру  $\kappa l$  для интенсивности отраженного пучка на выходе из среды имеем:  $I_4(0) = 4I_3(0) [\text{Si}^2(\kappa l/2) + \text{S}_1^2(\kappa l/2)]$ , где значения функций  $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du$  и  $\text{S}_1(x) = \int_0^x \frac{1 - \cos u}{u} du$  табулированы, например, в [2].

В случае ортогональных поляризаций опорных волн самодифракция между ними отсутствует и система (1), (2) позволяет получить точное решение для отраженной волны, не использующее разложение по параметру нелинейности. Применяя преобразование Лапласа по  $t$  с учетом начальных и граничных условий находим:

$$\frac{E_4(0, t)}{E_{30}^*(t)} = \frac{\text{re}^{i\psi}}{2\pi i} \frac{E_{10} c^{+i\infty}}{E_{10}^* c^{-i\infty}} \frac{e^{i/p} - 1}{r^2 e^{i/p} + 1} \exp[-(1+r^2)\kappa l/p] \frac{dp}{p} \quad (3)$$

Из (3) при  $r < 1$  имеем:

$$\frac{E_4(0, t)}{E_{30}^*(t)} = \frac{E_{10}}{E_{10}^*} \operatorname{re}^{i\psi} \left[ 1 + \left( \frac{1+r^2}{r^2} \right) \sum_{n=1}^{\infty} (ir)^{2n} J_0(2\sqrt{\ln(1+r^2)} \kappa l)^n \right]$$

В приближении слабой нелинейности при  $r = 1$  решение для отраженной волны принимает вид  $I_4(0) = I_3(0)(\kappa l)^2$ . Сравнение этого выражения с полученным для одинаковых поляризаций показывает, что фазовая модуляция опорных волн уменьшает эффективность ЧВС. Различие в величине фазовой модуляции волн 1 и 2 приводит к однонаправленности перекачки энергии из волны 1 в 2, вследствие чего их интенсивность в среде падает — наблюдается "самовытеснение поля" /3/. Это в свою очередь приведет к дополнительному снижению эффективности ЧВС. При  $\kappa l \ll 1$  полученные выражения предсказывают практически одинаковую эффективность возбуждения отраженной волны как для ортогональных, так и для одинаковых поляризаций опорных волн, что и наблюдалось на опыте.

Для сравнительно длинных импульсов ( $t \gg \tau_0$ ) необходимо учитывать однородный нестационарный прогрев среды, вследствие которого эффект вытеснения сохраняется /3/. При этом фазовая модуляция у каждой из пар попутных волн 1, 3 и 2, 4 будет одинаковой, а следовательно, непосредственно не будет влиять на снижение эффективности ЧВС с записью просветной решетки.

В случае попутного некопланарного ЧВС /4/ самодифракция опорных волн равной интенсивности вызывает только их фазовую модуляцию. Это позволяет, пренебрегая релаксацией наведенных решеток, получить аналитические выражения, описывающие эффективность возбуждения отраженной волны как для одинаковых, так и для ортогональных поляризаций опорных волн, не используя приближение слабой нелинейности. Выполненный нами анализ показал, что возникающая в результате самодифракции фазовая кросс-модуляция опорных волн здесь также снижает эффективность возбуждения отраженной волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1974, с. 732.
3. Заскалько О. П. и др. ЖТФ, 56, 608 (1986).
4. K h y z n i a k A. et al. JOSA, A1, 169 (1984).

Поступила в редакцию 1 февраля 1988 г.