

05; 07

© 1991 г.

СТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН СПЕКЛ-ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю. С. Кузьминов, А. В. Мамаев, В. В. Шкунов, Т. В. Яковлева

Теоретически и экспериментально исследован процесс стационарного энергообмена при двухволновом взаимодействии с участием спекл-волн в фоторефрактивных кристаллах с диффузионным механизмом нелинейности. Показано, что наличие спекл-структуры во взаимодействующих пучках может приводить к заметному уменьшению эффективности взаимодействия.

Как известно, внесение спекл-структуры в лазерный пучок может заметно изменить характер его нелинейно-оптических взаимодействий [1, 2]. Вопрос о влиянии спекл-структуры особенно актуален для нелинейной оптики фоторефрактивных кристаллов (ФРК), где реальные эксперименты в большинстве своем выполняются со спекл-пучками, а интерпретируются до сих пор в моделях плоских волн [3, 4]. В недавней работе [5] показано, что форма углового спектра спекл-пучка влияет на направление энергообмена при стационарной самодифракции в ФРК с дрейфовым или фотогоальваническим откликом. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется влияние спекл-структуры на эффективность энергообмена при стационарной самодифракции попутных волн на диффузионных решетках в ФРК.

Рассмотрим для определенности типичную геометрию, используемую для усиления несущего изображение спекл-пучка в кристаллах SBN или LiNbO_3 : оптическая ось z кристалла находится в плоскости входной и выходной граней, вектор голографической решетки q ориентирован вдоль оптической оси, оба пучка линейно поляризованы в общей плоскости падения. В такой геометрии профиль голографической решетки $\delta n(\mathbf{R})$ определяется лишь z -компонентой электрического поля $\mathcal{E}(\mathbf{R}) = (kT/e) \nabla I / (I_0 + I)$, компенсирующего диффузионные токи свободных носителей заряда [3, 4, 6],

$$\delta n(\mathbf{R}) = \frac{n^3}{2} r_{33} \frac{kT}{e} \frac{I}{I_0 + I(\mathbf{R})} \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (1)$$

где r_{33} — электрооптический коэффициент; n — показатель преломления; e — заряд электрона; kT — температура кристалла в энергетических единицах; $I(\mathbf{R}) = |E_1|^2 + |E_2|^2 \exp(iq\mathbf{R}) + |E_1|^2 \exp(-iq\mathbf{R}) + |E_2|^2$ — распределение интенсивности светового поля интерферирующих пучков $E_1 \exp(i\mathbf{K}_1\mathbf{R})$ и $E_2 \exp(i\mathbf{K}_2\mathbf{R})$; I_0 — интенсивность внешней подсветки или эффективная интенсивность, отвечающая темновой проводимости.

Внесение спекл-структуры во взаимодействующие пучки приводит к возникновению пространственной амплитудно-фазовой модуляции интерференционного члена $E_1(\mathbf{R}) E_2^*(\mathbf{R}) \exp(iq\mathbf{R}) + \text{с. с.}$, а значит, и контраста интерференционной картины, причем контраст самой модуляции порядка единицы, размах вариаций фазы порядка π в обе стороны, а пространственные масштабы отвечают масштабам спекл-пятен записывающих волн. Благодаря нелинейному характеру связи (1) амплитуды первых гармоник решетки $\delta n_{\pm}(\mathbf{R})$ с контрастом интерференционной картины $m(\mathbf{R}) = 2 |E_1 E_2| / (I_1 + I_2)$ интерференционный член

передается решеткой с искажениями. В результате при перерасеянии волн на решетке возбуждаются кроссмодуляционные шумы и, что более важно, эффективность взаимодействия падает, поскольку лишь часть поляризации среды $\delta P_{1,2} \sim \delta n_{\perp} E_{2,1}$ переизлучается в волны со структурой запирающего излучения [7]. В интересующем нас трехмерном режиме записи динамической голограммы $L \gg \lambda/\Delta\theta^2$, где L — толщина кристалла, $\Delta\theta$ — расходимость спекл-поля, кроссмодуляционным шумом можно пренебречь [7], основным эффектом спекл-структуры является уменьшение коэффициента связи взаимодействующих волн. Эффективная амплитуда кроссрешетки δn для спекл-полей определяется в теории спеклонов следующим соотношением [7]:

$$\overline{\delta n} = \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} \left\langle \delta n \frac{E_1^* E_2}{\sqrt{I_1 I_2}} \right\rangle e^{-i\alpha z} dz, \quad (2)$$

где интегрирование ведется по периоду решетки для выделения амплитуды первой гармоники и в целях выделения в профиле этой первой гармоники структуры излучаемой волны $E_1(\mathbf{R})$ проводится усреднение по поперечному сечению, которое в ситуации статистической однородности спекл-поля по поперечному сечению эквивалентно усреднению по ансамблю реализаций поля.

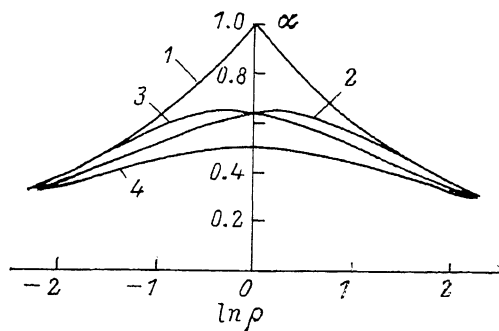


Рис. 1. Теоретические зависимости α от $\ln \rho$ для двух плоских волн (1), усиленной плоской и опорной спекл-волн (2), усиленной спекл- и опорной плоской волн (3) и двух спекл-волн (4).

Конкретные вычисления были проведены в рамках традиционной модели фотоотклика (1). Система двух уравнений связанных волн для медленных амплитуд сводится к одному уравнению для отношения средних интенсивностей пучков $\rho = I_1/I_2$

$$\frac{d\rho}{dx} = \Gamma \alpha(\rho) \sqrt{\rho} (1 + \rho), \quad (3)$$

где Γ — коэффициент усиления слабой волны E_1 , x — координата по глубине области взаимодействия.

Коэффициент $\alpha(\rho)$, характеризующий зависимость эффективной амплитуды голографической решетки, нормированной на ее значение для двух плоских волн при единичном контрасте $m=1$, определяется типом взаимодействующих пучков. Для двух гладких пучков (плосковолновая модель) имеем известное соотношение [6, 8, 9] $\alpha = (1 - \sqrt{1 - m^2})/m$, где $m = 2\xi \sqrt{\rho}/(1 + \rho)$; $\xi = (I_1 + I_2)/(I_0 + I_1 + I_2)$ характеризует относительный уровень темновой проводимости. Для усиления спекл-волны $E_1(\mathbf{R})$ в поле плоской E_2 вычисления по формуле (2) дают $\alpha(\rho) = \sqrt{\rho} [1 - \exp(-\rho^{-1})]$ и соответственно для усиления плоской волны в поле спекл-волны $\alpha(\rho) = [1 - \exp(-\rho)]/\sqrt{\rho}$. Наконец, в случае взаимодействия двух спекл-пучков $\alpha(\rho) = \sqrt{\rho}/(1 + \rho)$. Амплитуды решетки для спекл-волн найдены в приближении малой темновой проводимости $\xi=1$. Эти зависимости для всех видов взаимодействий представлены на рис. 1, который показывает, что внесение спекл-структуры способно в области $I_1 \approx I_2$ вдвое снизить эффективную амплитуду решетки.

На рис. 2 приведены теоретические зависимости для отношения интенсивностей $\rho(L)$ на выходной грани кристалла от отношения $\rho(0)$ на входе при $\Gamma L = 4$ и $\xi = 1$, полученные интегрированием уравнения (3) для различных видов функций $\alpha(\rho)$. Выходные отношения $\rho(L)$ нормированы на величину $\rho(0) \exp(\Gamma L)$, которая дает эти значения в часто используемой приближенной

модели для плоских волн, пренебрегающей пространственной зависимостью $I(\mathbf{R})$ в знаменателе правой части соотношения (1). Эти расчеты показывают, что для отклика вида (1) отличия в полном усилении для плоских и спекл-волн может достигать четырех крат. Эти отличия наиболее существенны в той области значений входных отношений $\rho(0)$, при которых средние интенсивности волн в объеме взаимодействия сближаются. Именно при $\rho \sim 1$ нелинейность в (1), обусловленная наличием пространственно зависящего знаменателя, наиболее сильна.

На первый взгляд, удивительным выглядит тот факт, что во всей области значений $\rho(0)$ взаимодействие двух спекл-полей сводится к чисто экспоненциальному усилению с инкрементом Γ , т. е. к известному приближенному результату, который получают в модели плоских волн, принимая фотоотклик в упрощенном виде $\delta n \sim \nabla I / (I_1 + I_2)$, пропорциональном контрасту m . Однако этот факт имеет простое объяснение. Рост коэффициента связи вблизи $m \sim 1$ для плоских волн, который, собственно, и отличает корректное рассмотрение

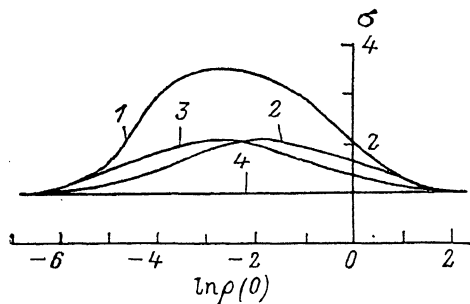


Рис. 2. Теоретические зависимости нормированного выходного отношения интенсивностей $\sigma = \rho(L) / \rho(0) e^{\Gamma L}$ от $\ln \rho(0)$ для двух плоских волн (1), усиливаемой плоской и опорной спекл-волн (2), усиливаемой спекл- и опорной плоской волн (3) и двух спекл-волн (4) при $\Gamma L = 4$.

от упрощенного, обусловлен увеличением амплитуды первой гармоники решетки за счет пространственной осцилляции фотопроводимости (знаменатель формулы (1)). Для спекл-полей локально, в пределах областей, где интенсивности волн близки, увеличение амплитуды первой гармоники тоже происходит, однако эта добавка к поляризации среды $\delta P_{1,2} \exp(iK_{1,2} \mathbf{R})$ приходится лишь на шумовую часть с ортогональной взаимодействующим волнам пространственной структурой.

В качестве предварительной экспериментальной проверки вывода о снижении эффективности взаимодействия для спекл-пучков сравнивались потери на фотоиндуцированное светорассеяние [10] для гладкого и спекл-пучков. Излучение He—Cd лазера (0.44 мкм) пропускалось через кристалл $\text{SrBaNb}_2\text{O}_6 : \text{Ce}$ (0.08 %) толщиной ≈ 2.5 мм примерно перпендикулярно его оптической оси, поляризация отвечала необыкновенной волне. Пропущенное через кристалл излучение после пространственного фильтра, отсекавшего волны светорассеяния, направление которых вблизи максимума отличалось от исходного примерно на 30° в воздухе, попадало на фотоприемник с целью регистрации временного хода пропускания. Сравнивались пропускания в начальный момент времени, когда светорассеяние еще не успевает развиться, и в установившемся режиме, когда волны светорассеяния забирают на себя заметную часть энергии исходной волны. Для гауссовского лазерного пучка установившееся значение пропускания составляло в наших условиях 22 % от начального. После внесения в пучок сильной фазовой пластинки и пропускания его с теми же диаметром и ориентацией и по тому же участку кристалла, что и в первом случае, потери на светорассеяние заметно снижались: установившееся значение пропускания составило 42 % от исходного. Поскольку в обоих экспериментах относительный уровень затравок светорассеяния был одинаков, то можно заключить, что большая устойчивость спекл-волны к светорассеянию обусловлена именно падением эффективности усиления шумовых волн. Более подробные исследования проводились в схеме двухволнового взаимодействия.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости выходного отношения интенсивностей $\rho(L)$ от входного $\rho(0)$ для двух плоских (кривая 1) и двух

спекл-волн (кривая 2), полученные в том же кристалле на длине волны 0.63 мкм He—Ne лазера для обсуждаемой в нашей теории геометрии взаимодействия. Экспериментальная схема для спекл-пучков отличалась от случая гладких пучков лишь внесением сильной фазовой пластинки, дающей необходимую для выполнения условия трехмерности большую расходимость $\Delta\theta \sim 3 \cdot 10^{-2}$, в непосредственной близости перед кристаллом. В результате средние направления распространения пучков, их диаметры, а значит, и средние интенсивности в области взаимодействия оставались практически теми же, что и для гладких пучков. Угол симметричного сведения пучков в воздухе составлял $\theta_{12} \approx 35^\circ$, так что $\Delta\theta/\theta_{12} \ll 1$.

Обсудим полученные результаты. Остановимся сначала на экспериментальной зависимости для плоских волн (верхняя кривая на рис. 3). Эксперимент показывает в первую очередь, что усиление в кристалле действительно не является экспоненциальным: с ростом относительной интенсивности усиливаемого сигнала эффективный инкремент резко падает. Этот факт, в частности, указывает на экспериментальные трудности в определении коэффициента усиления Γ для кристаллов с большим полным усилением GL . Как видно, даже при малом относительном уровне интенсивности усиливаемого сигнала $\rho(0) \sim 10^{-2}$ в прямом эксперименте GL оказывается функцией исходной величины $\rho(0)$. Дальнейшее уменьшение $\rho(0)$ приводит к тому, что интенсивность слабого сигнала на входе приближается к уровню спонтанных затравок шумов светорассеяния и точность измерений резко падает. Кроме того, увеличение входного отношения $\rho(0)$ действительно приводит к падению полного усиления. Однако эксперимент показывает, что полное усиление может упасть почти в 20 раз, тогда как в теоретической модели для отклика вида (1) это падение не превышает четырех крат. Более того, согласовать результаты эксперимента для плоских волн с теоретической моделью для отклика вида (1) не удается ни при каком значении GL даже качественно. Если предположить, что в нашем кристалле $GL \geq 4$, т. е. теоретический максимум зависимости полного инкремента от $\rho(0)$ находится в области $\ln \rho(0) \leq -4$, то измеренный в области $\rho(0) \geq 1$ полный инкремент усиления оказывается по крайней мере в 4 раза меньше теоретического значения (рис. 2). Если, напротив, принять, что $GL \sim 1$, что отвечает экспериментальной асимптотике при $\rho(0) \geq 1$, то отличия окажутся еще более существенными. При $GL \sim 1$ в теоретической модели слабый максимум полного инкремента расположен вблизи $\ln \rho(0) \approx -1$ и по величине не превышает значения 2, что явно противоречит монотонной экспериментальной зависимости с перепадом от 4 до 1. Аналогичные трудности возникают, если для GL выбрать промежуточные значения. Все это позволяет сделать вывод, что по крайней мере для кристаллов SBN теоретическая модель отклика вида (1) неадекватно описывает процесс усиления сигналов, сравнимых по интенсивности с опорной волной. Заметим, что аналогичные выводы были сделаны ранее [10, 11] и для других фоторефрактивных сред. Выяснение причин такого рассогласования выходит за рамки настоящей работы.

Теперь о соотношении усиления плоских и спекл-пучков. Здесь уже можно констатировать качественное согласие теоретических предсказаний и экспериментальных результатов. Действительно, внесение спекл-структуры приводит к заметному, до трех раз, снижению эффективности взаимодействия. Причем наблюдается явная корреляция падения эффективности и наклона зависимости полного усиления (для плоских волн) от $\ln \rho(0)$. Поясним это более подробно. В той части экспериментальных зависимостей $\rho(0) \geq 1$, где полный инкремент не зависит от входного отношения интенсивностей, усиление можно считать практически экспоненциальным, что имеет место при линейной зависимости

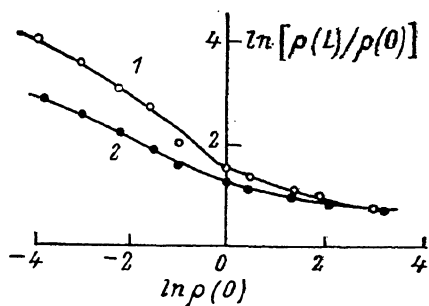


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $\ln [\rho(L)/\rho(0)]$ от $\ln \rho(0)$ для двух плоских волн (1) и двух спекл-волн (2).

амплитуды голографической решетки от контраста интерференционной структуры. В теории спекл-волн [7], и в частности, в представленной в этой работе ее версии (рис. 2) для линейного фотоотклика внесение спекл-структуры не приводит к падению эффективной силы голографической решетки. Именно в этой области эффективности усиления плоских и спекл-волн практически одинаковы. Напротив, при $\rho(0) < 1$ усиление даже для плоских волн не является экспоненциальным, т. е. профиль решетки не пропорционален профилю интерференционного члена. Эта нелинейность неизвестной пока природы и не описывается стандартной моделью отклика вида (1). Однако из рассуждений настоящей работы ясно, что при любом виде нелинейности отклика пространственный профиль возбуждаемых при считывании волн поляризации среды для случая взаимодействия спекл-волн отличается от их собственного пространственного профиля. Несовпадающая часть профиля волны поляризации практически не участвует во взаимодействии и потому является причиной падения его эффективности тем больше, чем сильнее нелинейность, т. е. степень отклонения от экспоненциального режима усиления, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально показано, что нелинейность фотоотклика приводит для спекл-волн к падению эффективности двухволнового энергообмена в фоторефрактивных кристаллах. Кроме того, экспериментально показано, что стандартная модель диффузионного отклика неадекватно описывает в кристалле SBN процесс усиления сигналов, превышающих интенсивность опорной волны.

Авторы благодарят А. В. Князькова, М. И. Лобанова и С. И. Степанова за ценные обсуждения.

Список литературы

- [1] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 8. С. 1545—1566.
- [2] Зельдович Б. Я., Филипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 248 с.
- [3] Cronin-Golomb M., Fischer B., White J. O., Yariv A. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE-20. P. 12—29.
- [4] Tschudi T., Herden A, Goltz J. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. QE-22. P. 1493—1502.
- [5] Мамаев А. В., Оразов К., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 813—818.
- [6] Kukhtarev N. V., Markov V. B., Odulov S. G. et al. // Ferroelectrics. 1979. Vol. 22. P. 949—964.
- [7] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. // УФН. 1986. Т. 149. № 3. С. 511—549.
- [8] Стурман Б. И. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 5. С. 1010—1020.
- [9] Зозуля А. А. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 12. С. 2527—2529.
- [10] Сочава С. Л., Степанов С. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1763—1766.
- [11] Imbert B., Rajbenbach H., Mallick S. et al. // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. N 4. P. 327—329.

Институт проблем механики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
29 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
9 апреля 1990 г.