

# Управляемая дискретная дифракция в каскадно-индуцируемых волноводах\*

О.В.Боровкова, В.Е.Лобанов, А.П.Сухоруков, А.К.Сухорукова

*Предложен новый метод генерации периодических решеток в квадратично-нелинейных средах посредством трехволнового каскадного взаимодействия. Данная методика позволяет получать устойчивые структуры с перестраиваемыми параметрами. С их помощью можно реализовать полностью оптическое управление характером распространения лазерных пучков. Использование дискретной дифракции позволяет мультиплексировать сигнал в устройствах оптической обработки и передачи информации, а также управлять числом формируемых на выходе из кристалла каналов. Эффект анизотропии дискретной дифракции в системе индуцированных волноводов позволяет заданным образом изменять распределение энергии по каналам на выходе. Показано, что эффективность оптического переключения максимальна в режиме поперечного брэгговского резонанса. Частота переключения сигнала в оптических решетках, индуцированных в квадратично-нелинейной среде, ограничивается временем прохождения света через кристалл и может достигать нескольких терагерц.*

**Ключевые слова:** волноводные индуцированные структуры, дискретная дифракция, полностью оптическое переключение.

## 1. Введение

Тенденции развития современных телекоммуникационных систем предъявляют высокие требования к скорости передачи данных, а значит, и к скорости переключения в таких системах. В современных каналах передачи данных используются электронные и оптоэлектронные управляющие устройства. Но все они не позволяют реализовать переключения с частотой несколько терагерц и выше. Такие сверхбыстрые переключения могут быть получены лишь при использовании полностью оптических переключателей. В качестве других достоинств этих переключателей можно указать их миниатюрность и перестраиваемость.

В последнее время для управления лазерными пучками часто используются системы слабо связанных оптических волноводов. В них можно реализовать принципиально новые режимы распространения, не существующие в однородных средах. Наиболее интересные из них основываются на явлениях анизотропной дискретной дифракции, когда характер дифракции зависит от направления распространения пучка и глубины модуляции показателя преломления решетки. Системы связанных волноводов можно создавать в кристаллах при помощи ли-

тографии, модификации материала, внедрения других веществ и т. д. [1–3]. Но параметры таких структур фиксированы, что затрудняет работу с ними. На практике можно использовать периодические структуры, наведенные в нелинейных средах путем модуляции линейной или нелинейной части показателя преломления. Параметры таких индуцированных решеток можно легко регулировать с помощью изменения параметров опорного сигнала. В качестве нелинейной среды часто выбирают фоторефрактивные и жидкие кристаллы [4–8]. Однако они обладают достаточно большим временем релаксации и поэтому для реализации сверхбыстрых переключений оптических волн необходимы среды с электронной нелинейностью. К их числу относятся нецентросимметричные оптические кристаллы, обладающие квадратичной нелинейностью, например ниобат лития и др. Использование квадратично-нелинейных кристаллов в качестве среды для генерации оптических матриц позволяет добиться устойчивости последних. В квадратичных средах можно имитировать кубичную нелинейность с помощью каскадного взаимодействия трех волн разных частот: низкочастотной накачки, сигнала и суммарной волны. Каскадный механизм описан в работе [9] на примере параметрического отражения при неколлинеарном трехчастотном взаимодействии.

В настоящей работе описано формирование каскадной решетки и рассмотрена динамика дискретной дифракции, в том числе с наклонным волновым фронтом сигнальных пучков. Нами показано, что формирование каскадной решетки происходит в два этапа. Сначала создается объемная решетка на основной частоте путем интерференции двух наклонных пучков. Затем в среду входит узкий сигнальный пучок, который возбуждает вместе с накачкой волну на суммарной частоте. Эта волна локализована в области суперпозиции волн на основной и сигнальной частотах, поэтому индуцированная решетка

\*Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

О.В.Боровкова, В.Е.Лобанов, А.П.Сухоруков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: borovkovaolga@yahoo.co.uk, apsmsu@gmail.com  
А.К.Сухорукова. Российский государственный геологоразведочный университет имени Серго Орджоникидзе, Россия, 117997 Москва, ул. Миклухо-Маклая, 23

четко проявляется по мере расплывания сигнальной волны: чем шире становится дифрагирующий пучок, тем больший поперечный размер приобретает решетка. Этот эффект наглядно проявляется при дискретной дифракции сигнального пучка, перекрывающего на входе в среду всего один–три волновода. При большой глубине каскадной модуляции показателя преломления сигнал распространяется волноводным образом, сохраняя свою форму. Как и в фиксированных решетках, в каскадно-индуцированной периодической структуре существует режим бездифракционного распространения пучка с определенным наклоном волнового фронта.

## 2. Математическая модель

Рассмотрим неколлинеарное трехчастотное взаимодействие волновых пучков в одномерном квадратично-нелинейном кристалле, расположенном вдоль оси  $z$ . Волна накачки имеет частоту  $\omega_1$ , сигнальная – частоту  $\omega_2$ , а холостая – суммарную частоту  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . Предположим, что в среде выполняется скалярный фазовый синхронизм вдоль оси  $z$ :  $\omega_3 n_3/c = \omega_1 n_1/c + \omega_2 n_2/c$ , где  $n_{1,2,3}$  – показатели преломления на соответствующих частотах. Низкочастотную накачку будем считать высокоинтенсивной, поэтому обратным влиянием слабых сигнальной и холостой волн можно пренебречь. Тогда параметрическое взаимодействие пучков с учетом дифракционных эффектов можно описать тремя уравнениями для медленно меняющихся амплитуд  $A_j$ :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \Delta_{\perp} A_1 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i\gamma_2 A_3 A_1^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3 \Delta_{\perp} A_3 + i\Delta k A_3 = -i\gamma_3 A_2 A_1, \quad (3)$$

где  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  – поперечный лапласиан;  $D_j = L/2k_j a_1^2$  – коэффициент дифракции  $j$ -го пучка с волновым вектором  $k_j$ ;  $a_1$  – поперечный масштаб;  $L$  – продольный масштаб;  $\gamma_j = \beta_j \sqrt{I_{01}} L$  – коэффициент нелинейности;  $\beta_j = 2\pi e_1 \hat{\chi}^{(2)} e_2 e_3 \omega_j / (c n_j)$ ;  $e_1, e_2, e_3$  – орты координатных осей;  $\hat{\chi}^{(2)}$  – тензор квадратично-нелинейной восприимчивости;  $n_j$  – линейный коэффициент преломления;  $c$  – скорость света;  $I_{01}$  – интенсивность волны накачки;  $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$  – расстройка проекций волновых векторов на ось  $z$ .

## 3. Генерация каскадно-индуцированной решетки

В приближении большой расстройки волновых векторов  $\Delta k \gg \gamma_3 A_1$  можно из (3) получить приближенную связь амплитуд  $\Delta k A_3 = -\gamma_3 A_2 A_1$ . Подставив это соотношение в (2), перейдем от системы (1)–(3) к одному уравнению для сигнального пучка с учетом каскадно-индуцированной неоднородности [9]:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = ik_2 n_{nl} A_2,$$

$$n_{nl} = -[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] |A_1(x, y, z)|^2, \quad (4)$$

где профиль неоднородности  $n_{nl}(x, y, z)$  повторяет распределение интенсивности накачки в нелинейной среде. В дефокусирующей среде расстройка  $\Delta k < 0$ , а в фокусирующей –  $\Delta k > 0$ .

Рассмотрим одномерный случай, когда есть только одна поперечная координата  $x$ . Каскадный процесс создания решетки начинается с интерференции двух волн накачки, скрещенных под углом  $2\varphi$ ,

$$A_1(x, z) = 2A_1^{(0)} \cos(k_1 \varphi x) \exp(ik_1 \varphi^2 z/2). \quad (5)$$

Модулированная волна накачки (5) вместе с суммарной волной согласно (4) наводят решетку коэффициента преломления на сигнальной частоте

$$n_{nl} = -4[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] (A_1^{(0)})^2 \cos^2(k_1 \varphi x). \quad (6)$$

При численном моделировании период решетки  $L = \pi/(k_1 \varphi)$  выбирался так, чтобы в поперечном сечении образовывалась стоячая волна, не подверженная дифракционным искажениям. Своеобразие каскадно-индуцированной решетки заключается в том, что она проявляется в нелинейной среде только при наличии сигнальной волны. Это объясняется тем, что первое звено в каскаде связано с генерацией суммарной волны с амплитудой  $A_3 = -(\gamma_3/\Delta k) A_1 A_2$ . Затем суммарная волна вместе с накачкой изменяет показатель преломления на сигнальной частоте (см. (4), (6)).

Итак, на вход среды подавался сигнальный пучок шириной  $a_2 = L/2$ :

$$A_2(x) = A_2^{(0)} \exp(-x^2/a_2^2). \quad (7)$$

При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция сигнального пучка. Распределение поля сигнальной волны на больших расстояниях напоминает распределение в фиксированной решетке, описываемое с помощью функции Бесселя:  $A_{2n}(z) = E_2 i^n J_n(2\alpha z)$ , где  $n$  – номер волновода,  $\alpha$  – коэффициент связи волноводов [1]. Оно ближе к картине, наблюдавшейся в индуцированных решетках [5]. При увеличении интенсивности накачки глубина модуляции решетки возрастает, и сигнальный пучок захватывается в волновод, стенками которого служат каналы с минимумами амплитуды накачки (рис.1). Таким образом, меняя мощность опорных пучков, можно изменять величину связи между соседними каналами и получать на выходе из кристалла заданное число возбужденных каналов.

## 4. Наклонное распространение сигнального пучка

До сих пор мы рассматривали лишь симметричное перераспределение энергии сигнального пучка по каналам относительно тех волноводов, которые были возбуждены на входе в кристалл. При этом волновой вектор сигнального пучка был направлен вдоль оси волноводной структуры. В случае, если этот волновой вектор направлен под углом  $\theta$  к оси симметрии решетки, проявляется анизотропия дискретной дифракции и распределение энергии по каналам на выходе становится асимметричным. Амплитуда сигнального пучка при этом задается следующей формулой:

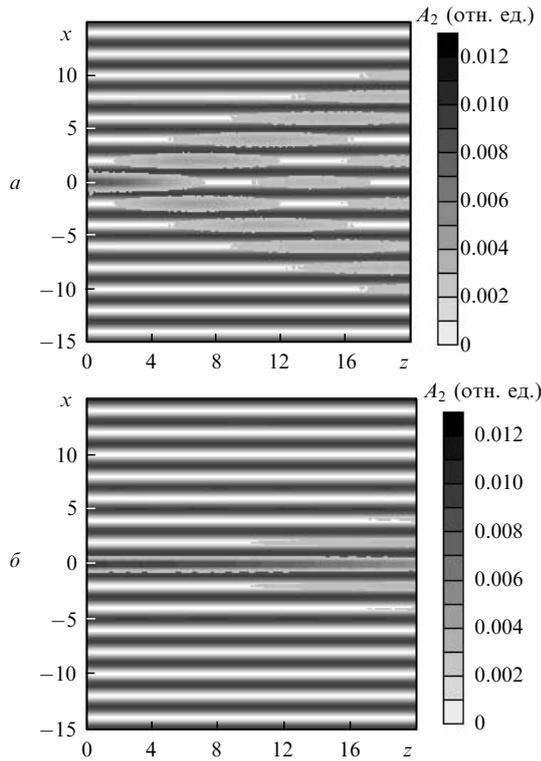


Рис.1. Вырождение дискретной дифракции сигнального пучка на каскадно-индуцированной решетке (а) в волноводный захват при увеличении мощности опорных сигналов в четыре раза (б).

$$A_2(x) = A_2^{(0)} \exp \left[ -\left(\frac{x}{a_2}\right)^2 + ik_2\theta x \right]. \quad (8)$$

Аналогично системе связанных волноводов, для индуцированных решеток можно выписать дисперсионное соотношение  $k_{2z} \sim \cos(k_{2x}A)$  [5]. Для наклонного сигнального пучка  $k_{2x} = k_2\theta$ . Таким образом, коэффициент дифракции зависит от направления распространения сигнальной волны:

$$D = \partial^2 k_{2z} / \partial k_{2x}^2 = D_0 \cos(k_2\theta A). \quad (9)$$

Анализируя формулу (9), получим, что если угол наклона

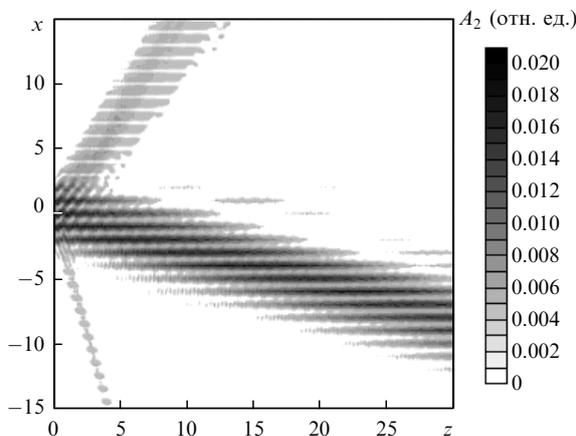


Рис.2. Бездифракционное распространение сигнального пучка (поперечный брэгговский резонанс) в одномерной системе индуцированных волноводов.

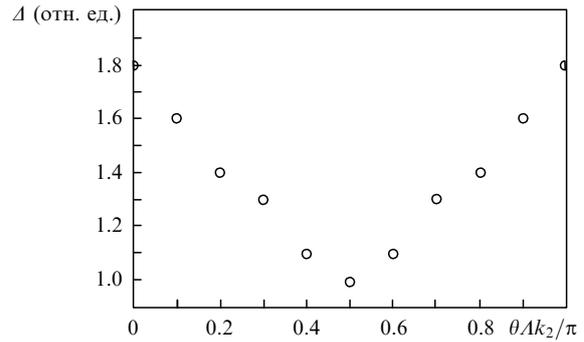


Рис.3. Зависимость относительного уширения сигнального пучка Δ при дифракции на одномерной индуцированной решетке от угла наклона волнового фронта на входе в среду.

$$\theta = \pm\pi / (2k_2A), \quad (10)$$

то коэффициент дискретной дифракции (9) обращается в нуль,  $D = 0$ . Это означает бездифракционное распространение наклонного сигнального пучка на частоте  $\omega_2$ , когда ширина его не меняется с расстоянием (рис.2). Это режим поперечного брэгговского резонанса, когда эффективность оптического переключения сигнала максимальна. На рис.3 показана зависимость уширения сигнального пучка при дифракции от угла наклона волнового фронта на входе в среду. Видно, что минимум расплывания пучка при дискретной дифракции достигается при выполнении условия (10).

Анизотропный характер дискретной дифракции предоставляет дополнительные возможности для управления возбуждением каналов и распределением энергии по ним. Все это может быть использовано для создания полностью оптических переключателей для телекоммуникационных систем.

### 5. Двумерные каскадно-индуцированные решетки

В квадратично-нелинейных средах при помощи трехчастотного несинхронного каскадного взаимодействия можно генерировать не только одномерные решетки связанных волноводов, но и двумерные оптические матрицы различной симметрии. В таких системах также наблюдаются эффекты переключения сигнальной волны между волноводами. Характер дискретной дифракции существенно зависит от структуры или симметрии оптической матрицы.

Рассмотрим квадратные решетки, которые генерируются при помощи четырех опорных пучков:

$$A_1(x, y) = 4A_1^{(0)} \cos(k_1\phi x) \cos(k_1\phi y) \exp(ik_1\phi^2 z/2). \quad (11)$$

По аналогии с планарным случаем при каскадном взаимодействии периодическая модуляция накачки ведет к возникновению периодической модуляции показателя преломления на сигнальной частоте (6):

$$n_{nl} = -16 \frac{\gamma_2 \gamma_3}{k_2 \Delta k} (A_1^{(0)})^2 \cos^2(k_1\phi x) \cos^2(k_1\phi y). \quad (12)$$

При возбуждении центрального волновода наблюдается явление дискретной дифракции (рис.4). Увеличивая интенсивность накачки, можно уменьшать количество возбужденных волноводов на выходе из среды.

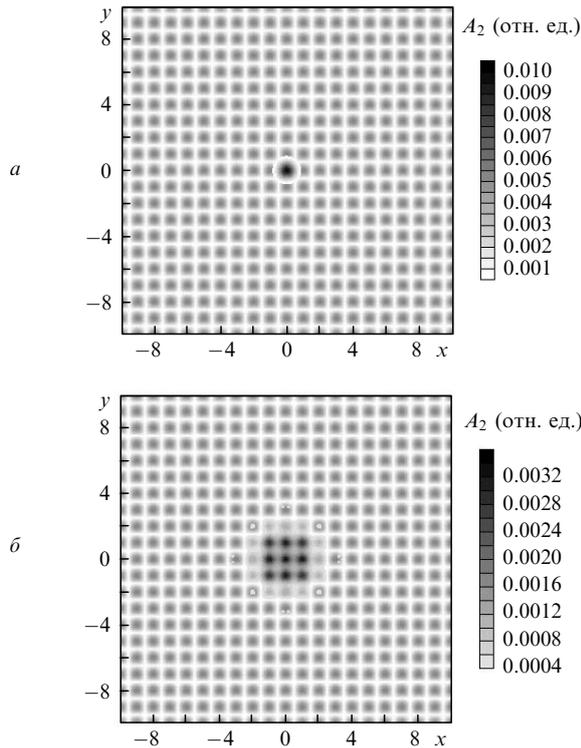


Рис.4. Дискретная дифракция на двумерной квадратной оптической матрице: сигналный пучок на входе в среду (а) и на выходе из кристалла (б).

Заданные волноводы на выходе из среды возбуждаются с помощью анизотропной дискретной дифракции, аналогично рассмотренному выше планарному случаю. Смещение сигнала при наклонном распространении пучка показано на рис.5.

## 6. Заключение

В работе исследована каскадная генерация периодической решетки в среде с квадратичной нелинейностью. Решетка создавалась скрещенными волнами основной частоты и затем с помощью суммарной волны переносилась на сигналную частоту. Путем численного моделирования наблюдались различные режимы дискретной дифракции при начальном возбуждении одного или нескольких волноводов каскадно-индуцированной решетки. Рассмотрены анизотропные свойства дискретной дифракции узкого сигналного пучка при разной глубине модуляции параметрической решетки, в частности определены направления распространения, вдоль которых дискретная дифракция в одномерных решетках не проявляется. Преимущества каскадно-индуцированной решетки состоят в ее устойчивости, простоте перестройки ее параметров путем варьирования амплитуды и угла наклона опорных волн. С помощью дискретной дифракции

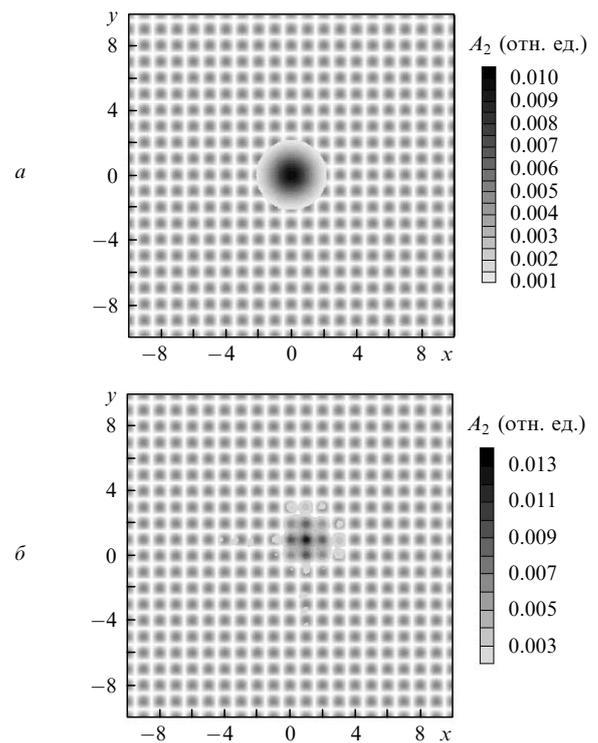


Рис.5. Смещение наклонного сигналного пучка на двумерной квадратной оптической матрице благодаря анизотропии дискретной дифракции на входе в среду (а) и на выходе из кристалла (б).

можно мультиплексировать сигнал в системах оптической обработки и передачи информации. Такой метод позволяет достигать частот переключения порядка нескольких терагерц.

Работа поддержана грантом «Ведущие научные школы» № НШ-671.2008.2, РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028). В.Е.Лобанов и О.В.Боровкова также благодарят за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

1. Lan S., Del Re E., Chen Z., Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **24**, 475 (1999).
2. Sukhorukov A.P., Chuprakov D.A. *Laser Phys.*, **52**, 582 (2005).
3. Guo A., Henry M., Salamo G.J., Segev M., Wood G.L. *Opt. Lett.*, **26**, 1274 (2001).
4. Petter J., Schroder J., Trager D., Denz C. *Opt. Lett.*, **28**, 438 (2003).
5. Martin H., Eugenieva E.D., Chen Z., Christodoulides D.N. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 123902 (2004).
6. Eisenberg H.E., Silberberg Y., Morandotti R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3383 (1998).
7. Fleische J.W., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N. *Nature*, **422**, 147 (2003).
8. Pertsch T., Zentgraf T., Peschel U., Brauer A., Lederer F. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 093901 (2002).
9. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69**, 1775 (2005).