

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.373.826

ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ В КАСКАДНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПНОЙ РЕШЕТКЕ**О. В. Боровкова, В. Е. Лобанов, А. К. Сухорукова, Д. А. Чупраков,
А. П. Сухоруков***(кафедра фотоники и физики микроволн)*

E-mail: borovkovaolga@yahoo.co.uk

Исследованы закономерности анизотропной дискретной дифракции в каскадно-индуцированной решетке, создаваемой двумя скрещенными опорными волнами в квадратично-нелинейной среде. Прослежен переход от дифракции сигнального пучка в свободном пространстве к дискретной дифракции и к захвату сигнального пучка в волновод в индуцированной решетке по мере увеличения интенсивности волн накачки.

При распространении света в системах связанных туннельных волноводов можно наблюдать разнообразные эффекты, отсутствующие в обычных однородных средах, например эффект аномальной дифракции [1–4]. В последнее время особый интерес привлекают периодические структуры, наведенные в нелинейных средах, так как их параметры можно легко регулировать, изменяя характеристики формирующего их лазерного излучения. Для реализации сверхбыстрых переключений (порядка нескольких ТГц) оптических волн необходимы среды с электронной нелинейностью, например нецентросимметричные оптические кристаллы. В настоящей работе описан каскадный механизм [5] формирования индуцированных периодических структур в квадратично-нелинейных средах и рассмотрены особенности дискретной дифракции в таких решетках.

Рассмотрим неколлинеарное трехчастное взаимодействие волновых пучков (опорного, сигнального и суммарного) в планарной квадратично-нелинейной среде. Низкочастотную накачку будем считать высокоинтенсивной, поэтому обратным влиянием слабых сигнальной и холостой волн можно пренебречь. Тогда взаимодействие пучков с учетом дифракционных эффектов можно описать тремя уравнениями для медленно меняющихся амплитуд A_j

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + i\Delta k A_3 = -i\gamma_3 A_2 A_1, \quad (3)$$

где D_j – коэффициент дифракции; γ_j – коэффици-

ент нелинейности; $j = 1, 2, 3$; $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$ – расстройка волновых векторов вдоль оси z .

Рассмотрим особенности формирования каскадной решетки при большой расстройке волновых векторов $\Delta k \geq \gamma_3 A_1$. Сначала две волны накачки, скрещенные под углом 2θ , создают объемную периодическую интерференционную структуру на основной частоте. Затем в нелинейную среду подается сигнальный пучок, и он, взаимодействуя с накачкой, локально возбуждает суммарную волну с малой амплитудой

$$A_3 = (\gamma_3 / \Delta k) A_1 A_2. \quad (4)$$

Возбужденная суммарная волна в свою очередь оказывает обратное влияние: слабое – на опорный пучок и сильное – на сигнальную волну. Подстановка (4) в (2) позволяет перейти от системы (1)–(3) к одному уравнению для сигнального пучка

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = ik_2 n_{nl}(x, y) A_2, \quad (5)$$

правая часть которого учитывает периодическую модуляцию эффективного показателя преломления

$$n_{nl} = -4[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] E_1^2 \cos^2(k_1 \theta x) \quad (6)$$

как результат каскадного процесса.

Индукцированная решетка (6) локализована в области суперпозиции волн на основной и сигнальной частотах; ее период равен $\Lambda = \pi / (k_1 \theta)$. Отрицательная расстройка $\Delta k < 0$ придает среде фокусирующие свойства ($n_{nl} > 0$), а положительная $\Delta k > 0$ – дефокусирующие ($n_{nl} < 0$).

При численном моделировании (1)–(3) сигнальный гауссов пучок возбуждал несколько центральных волноводов. При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция – мощность пучка рассеивается во множество соседних каналов симметричным образом (рис. 1, а). С увеличением интенсивности

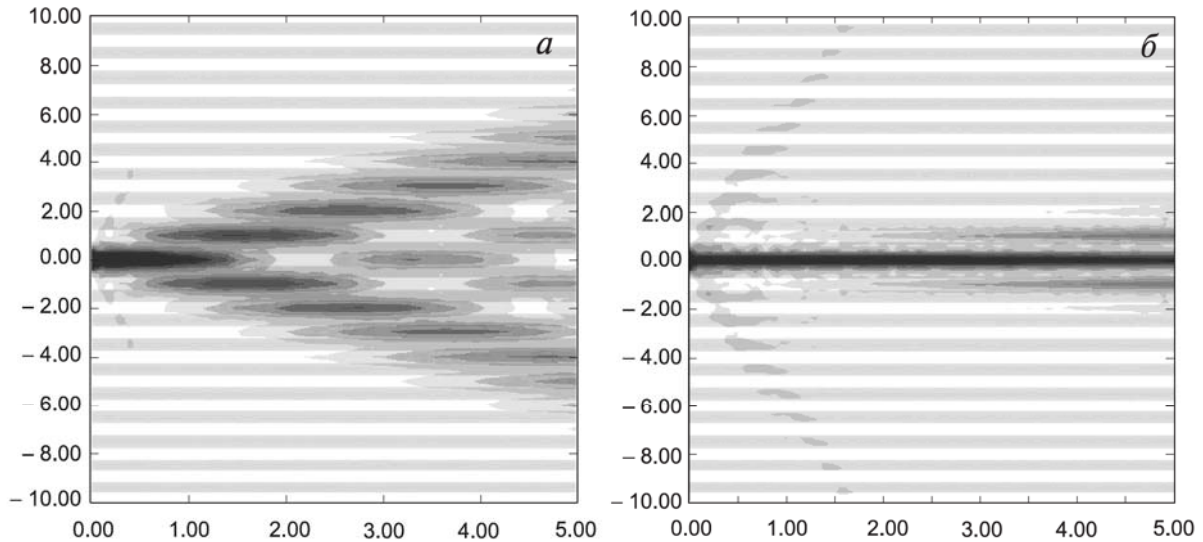


Рис. 1. Переход от дискретной дифракции сигнального пучка (а) к волноводному распространению (б) при увеличении интенсивности опорного пучка в четыре раза

накачки глубина модуляции показателя преломления возрастает, и пучок распространяется по центральному волноводу без расходимости (рис. 1, б).

Как показывают теоретические расчеты, индуцированная решетка обладает анизотропией — зависимостью продольной составляющей волнового вектора k_z от поперечной составляющей k_x , а именно $k_z \sim \cos(k_x \Lambda)$ [6]. Если сигнальный пучок входит под углом φ , то $k_x = k_2 \varphi$. В этом случае коэффициент дискретной дифракции определяется соотношением

$$D = D_0 \cos(k_2 \varphi \Lambda), \quad (7)$$

где D_0 — коэффициент дискретной дифракции при нормальном падении сигнального пучка в среду [7]. Как следует из (7), дискретная дифракция исчезает ($D = 0$) для пучков с углом наклона

$$\varphi = \pm \pi / (2k_2 \Lambda). \quad (8)$$

На рис. 2 показан график зависимости поперечного радиуса сигнального пучка на выходе из решетки от начального угла наклона. Видно, что при выполнении условия (8) пучок распространяется с наименьшим дифракционным расплыванием.

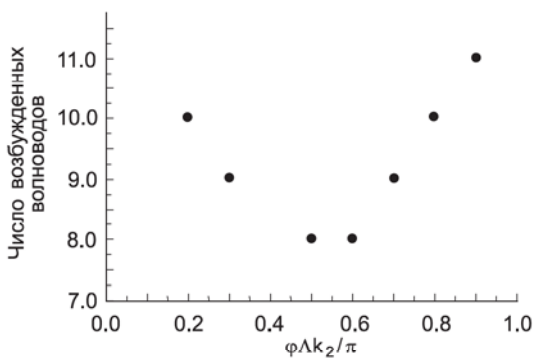


Рис. 2. График зависимости ширины сигнального пучка на расстоянии $z = 10$ от начального угла наклона

Таким образом, каскадно-индуцированная решетка обладает всеми свойствами материальной решетки. Как показывают результаты численного моделирования, в ней можно реализовать дискретную дифракцию, бездифракционное распространение и захват пучка в слабоконтрастный волновод. Преимущество индуцированной решетки состоит в том, что ее параметры можно перестраивать, меняя амплитуду и угол схождения опорных волн. В дальнейшем представляет интерес рассмотреть свойства двумерной решетки и перенести эффекты управляемой дифракции на их временные аналоги при взаимодействии волновых пакетов, т.е. на случай управляемой дисперсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-1680, 08-02-00717), программы «Ведущие научные школы» (грант НШ-671.2008.2). О. В. Боровкова и В. Е. Лобанов также благодарят за финансовую поддержку фонд некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. Morandotti R., Eisenberg H.E., Silberberg Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 3296.
2. Lan S., Del Re E., Chen Z. et al. // Opt. Lett. 1999. **24**. P. 475.
3. Sukhorukov A.P., Chuprakov D.A. // Laser Physics. 2005. **52**. P. 582.
4. Guo A., Henry M., Salamo G.J. et al. // Opt. Lett. 2001. **26**. P. 1274.
5. Лобанов В.Е., Сухорукоев А.П. // Изв. РАН, Сер. физ. 2005. **69**. С. 1775.
6. Eisenberg H.E., Silberberg Y., Morandotti R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. P. 3383.
7. Pertsch T., Zentgraf T., Peschel U. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**. P. 093901.

Поступила в редакцию
08.02.2008