

## Взаимодействие бесселевых световых пучков с одномерными фотонными кристаллами

Н. С. КАЗАК, В. Н. БЕЛЫЙ, С. Н. КУРИЛКИНА

В последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в изучении как линейных, так и нелинейных взаимодействий квазибездифракционных пучков с однородными средами (см., например, [1,2]). Однако остаются невыясненными вопросы их преобразования в фотонных кристаллах, к которым в нелинейной оптике и лазерной физике наблюдается повышенный интерес. Исследованию ряда аспектов данной проблемы и посвящено настоящее сообщение.

Пусть на одномерный фотонный кристалл (ФК), содержащий  $2N$  структурных элементов, каждый из которых включает два слоя диэлектриков с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  и толщинами  $d_1$  и  $d_2$  соответственно, и дефектный кристаллический слой с оптической осью, коллинеарной направлению периодичности, падает бесселев световой пучок (БСП). В рассматриваемой структуре азимутально ( $\varphi$ ) – и радиально ( $\rho$ ) – поляризованные БСП являются собственными волнами [3], вследствие чего возможно их раздельное рассмотрение. Тогда векторы электрической (магнитной) напряженности для азимутально (радиально) поляризованного пучка на входной и выходной грани среды связаны между собой матрицей преобразования:  $M_{PC} = A_{01}M_S A_{10}$ ,  $M_S = M^N M_D M^N$ , где  $A_{ij}$  – оператор, определяющий преобразование амплитуды волны при пересечении границы раздела двух сред  $n_i \rightarrow n_j$ ,  $M$  и  $M_D$  – соответственно матрица преобразования структурного элемента и дефекта. При этом:

$$M = A_{12}\Pi(-p_2)A_{21}\Pi(-p_1), \quad (1)$$

$$A_{ij} = \begin{pmatrix} a_{ij}^+ & a_{ij}^- \\ a_{ij}^- & a_{ij}^+ \end{pmatrix}, \quad \Pi(p_i) = \begin{pmatrix} e^{ip_i} & 0 \\ 0 & e^{-ip_i} \end{pmatrix}, \quad p_i = \frac{\omega}{c} n_i \cos\theta_i, \quad (2)$$

причем для  $\varphi$  БСП  $a_{ij}^\pm = (n_i \cos\theta_i \pm n_j \cos\theta_j) / (2(n_i \cos\theta_i))$ , где  $\theta_i$  – угол конусности БСП в среде с показателем преломления  $n_i$ . Для случая  $\rho$  мод в выражении для  $a_{ij}^\pm$  следует произвести замену  $n_i \rightarrow 1/n_i$ . Из полученных выше соотношений можно определить коэффициенты пропускания  $t_{PC}$  и отражения  $r_{PC}$  одномерного фотонного кристалла:  $t_{PC} = (M_{PC}^{-1})_{11}$ ,  $r_{PC} = (M_{PC}^{-1})_{11}(M_{PC})_{21}$ . Как следует из (1),(2), спектральные и угловые зависимости  $t_{PC}$  и  $r_{PC}$  оказываются различными для  $\varphi$  и  $\rho$  БСП. Тогда, если падающий пучок имеет длину волны вблизи границы фотонной запрещенной зоны, при определенных углах конусности падающего БСП можно реализовать пропускание  $\rho$  БСП и отражение  $\varphi$  поляризованного пучка (см. рис.1). Следовательно, взаимодействие лазерного излучения с одномерным ФК может быть использовано для формирования азимутально и радиально поляризованных бесселевых пучков, перспективных для применения в фотолитографии, конфокальной микроскопии, удержания микрочастиц и молекул и управления их движением. Наличие естественной анизотропии дефектного слоя обуславливает возможность наблюдения данного явления при малых углах конусности падающего БСП.

Схема формирования азимутально и радиально поляризованных БСП из гауссова пучка представлена на рис.2. Входной циркулярно поляризованный гауссов пучок преобразуется аксионом  $A_1$  в БСП нулевого порядка. Проходящий через одномерный ФК (отраженный от него) пучок имеет  $\rho$  ( $\varphi$ ) поляризацию и может преобразовываться аксионом  $A_2$  ( $A_1$ ) в гаусс-

сов пучок. Оба пучка будут иметь одинаковую мощность вследствие круговой поляризации входного поля. Предложенное на рис.2 устройство позволяет не только разделять пучки с  $\varphi$  и  $\rho$  поляризацией, но и формировать их любые суперпозиции и, следовательно, управлять эллиптичностью прошедшего и отраженного БСП, путем изменения угла конусности падающего пучка.

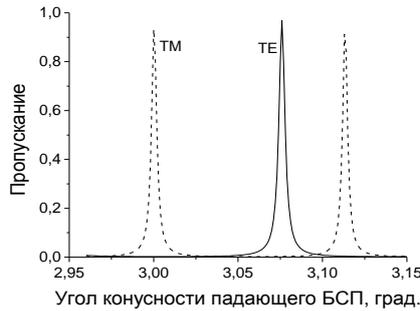


Рисунок 1 – Угловая зависимость коэффициента пропускания структуры  $[\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2]^8/\text{CaCO}_3/[\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2]^8$ ,  $d_1=90$  нм,  $d_2=120$  нм. Толщина кристаллического слоя  $d=1$  мм. Длина волны  $\lambda=0.63$  мкм.

Приведенные выше соотношения (1), (2) могут быть использованы для расчета пропускания (отражения) бездефектного одномерного фотонного кристалла, в структурный элемент которого входит слой, обладающий нелинейными свойствами. Пусть на периодическую структуру, наряду с бесселевым световым пучком, падает управляющий импульс с центральной длиной волны, расположенной внутри фотонной запрещенной зоны. Под действием светового поля показатель преломления нелинейного слоя изменяется:

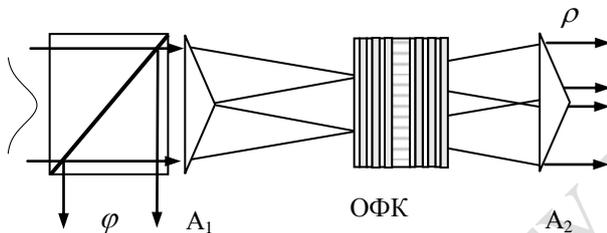


Рисунок 2 – Оптическая схема формирования азимутально и радиально поляризованных БСП.  $A_{1,2}$  – аксиконы; ОФК – периодическая среда с кристаллом.

$$n_2^{eff} = n_2 + n_2^{(2)} I. \quad (3)$$

Здесь  $n_2^{(2)}$  – параметр нелинейности среды,  $I$  – интенсивность излучения. Изменение показателя преломления нелинейного слоя и, следовательно, диэлектрического контраста, обуславливает модификацию спектральной зависимости пропускания структуры, и на определенной длине волны оказывается возможным совмещение максимумов пропускания  $\varphi$  БСП в отсутствие управляющего импульса и  $\rho$  БСП с импульсом (см. рис. 3). Вследствие этого можно осуществить переключение поляризации бесселевых световых пучков (с азимутальной на радиальную). Схема формирователя поляризованных БСП с дополнительной функцией переключателя получается добавлением в схему, приведенную на рис. 2, лазера, генерирующего импульсы, и зеркала, расположенного между аксиконом  $A_1$  и одномерным ФК, полностью отражающего на длине волны лазерного импульса и пропускающего на длине волны БСП.

Важной проблемой является повышение эффективности генерации второй гармоники бесселевыми пучками. При взаимодействии БСП с фотонным кристаллом оказывается возможным одновременное выполнение условий фазового синхронизма

$$n_\alpha^{eff}(2\omega) = \pm \frac{(n_\beta^{eff}(\omega) + n_\gamma^{eff}(\omega))}{2} \quad (3)$$

и несинхронного усиления оптических сигналов, обусловленного увеличением плотности энергии поля излучения вблизи края запрещенной зоны. Последнее имеет место при выполнении соотношения  $\partial \rho_S(\omega) / \partial \omega = 0$ , откуда следует:

$$(\partial^2 Z_S / \partial \omega^2)(1 + Z_S^2) = 2Z_S (\partial Z_S / \partial \omega)^2. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_S = \partial k_S / \partial \omega$  – плотность фотонных состояний,  $Z_S = \text{Im}(t_S) / \text{Re}(t_S)$ ,  $t_S = (M_S^{-1})_{11}$  – коэффициент пропускания структуры,  $n^{\text{eff}}(\omega_i) = k_S(\omega_i)c / \omega_i$ ,  $k_S = \varphi_S / D$ ,  $\varphi_S = \arg(t_S)$  – набег фаз при распространении излучения в среде толщиной  $D$ , индексы  $\alpha, \beta, \gamma$  указывают возможные типы взаимодействующих БСП ( $\varphi$  или  $\rho$  пучки), верхний знак в (3) соответствует взаимодействию волн, распространяющихся в одном направлении, а нижний – во встречных. Как показывает расчет, при взаимодействии БСП с длиной волны  $\lambda = 0.812 \mu\text{м}$  и углом конусности  $\theta_0 = 6.8^\circ$

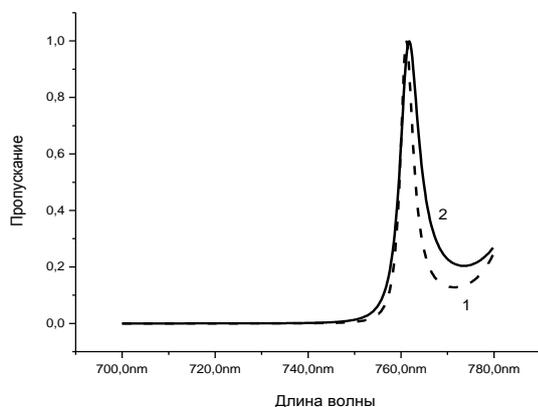


Рисунок 3 – Спектральная зависимость пропускания структуры  $[\text{TiO}_2/9\text{-BCMU}]^{16}$ .  $d_1=59 \text{ нм}$ ,  $d_2=100 \text{ нм}$ . Управляющий импульс имеет центральную длину волны  $\lambda_{\text{ч}} = 0.64 \mu\text{м}$  и длительность  $\tau = 0.2 \text{ пс}$ .

со структурой  $[\text{ZnS}/\text{YF}_3]^{20}$  ( $d_1=210 \text{ нм}$ ,  $d_2=180 \text{ нм}$ ) условие синхронизма (3) выполняется одновременно для различных типов взаимодействий ( $TE, TE \rightarrow TE$ ;  $TE, TM \rightarrow TE$ ;  $TE, TM \rightarrow TM$ ;  $TE, TE \rightarrow TM$ ), наряду с требованием (4), что позволяет существенно повысить эффективность нелинейно-частотного преобразования. Отметим, что путем изменения угла конусности падающего БСП можно реализовать условия как для сонаправленного, так и противоположно направленного распространения БСП на основной и удвоенной частотах.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают перспективность использования одномерных фотонных кристаллов для создания устройств формирования БСП с определенным типом поляризации, а также для повышения эффективности нелинейно – частотного преобразования бesselевых световых пучков.

## Abstract.

## Литература

1. Bouchal Z., Horak R., Wagner J. Propagation-invariant electromagnetic fields: Theory and experiment, J. Mod. Opt., 43 (6) (1996), 1905-1915.
2. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. Преобразование частоты бesselевых световых пучков нелинейными кристаллами, Квантовая электроника, 30 (9) (2000), 753-766.
3. Kurilkina S., Kroening M., Kazak N., Belyi V., Khilo N. Formation of radially and azimuthally polarized Bessel light beams under the interaction with a layered – periodical medium having defect inclusions, Proc. SPIE, 5962 (2005), 59622S1 – 59622S8.