

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 (φ) – и радиально (ρ) – 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 φ БСП $a_{ij}^\pm = (n_i \cos\theta_i \pm n_j \cos\theta_j) / (2(n_i \cos\theta_i))$, где θ_i – угол конусности БСП в среде с показателем преломления n_i . Для случая ρ 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 φ и ρ БСП. Тогда, если падающий пучок имеет длину волны вблизи границы фотонной запрещенной зоны, при определенных углах конусности падающего БСП можно реализовать пропускание ρ БСП и отражение φ 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 ρ (φ) 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 φ и ρ поляризацией, но и формировать их любые суперпозиции и, следовательно, управлять эллиптичностью прошедшего и отраженного БСП, путем изменения угла конусности падающего пучка.

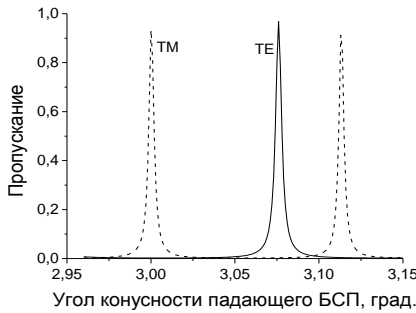


Рисунок 1 – Угловая зависимость коэффициента пропускания структуры $[\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2]^8/\text{CaCO}_3/[\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2]^8$, $d_1=90$ нм, $d_2=120$ нм. Толщина кристаллического слоя $d=1$ мм. Длина волны $\lambda=0.63$ мкм.

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:

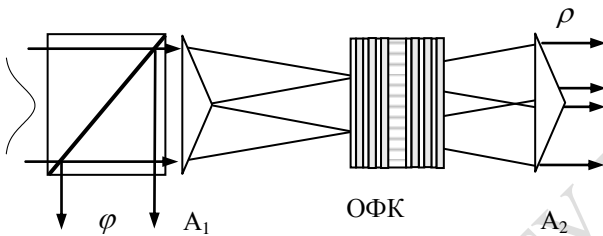


Рисунок 2 – Оптическая схема формирования азимутально и радиально поляризованных БСП. $A_{1,2}$ – аксиконы; ОФК – периодическая среда с кристаллом.

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

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 φ БСП в отсутствие управляющего импульса и ρ 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 α, β, γ указывают возможные типы взаимодействующих БСП (φ или ρ 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 $\theta_0 = 6.8^\circ$

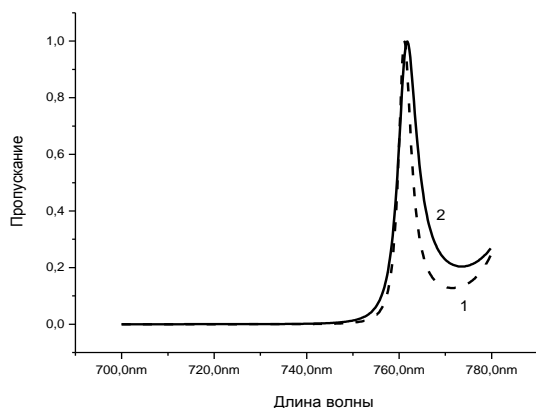


Рисунок 3 – Спектральная зависимость пропускания структуры $[\text{TiO}_2/9\text{-BCMU}]^{16}$. $d_1=59 \text{ нм}$, $d_2=100 \text{ нм}$. Управляющий импульс имеет центральную длину волны $\lambda_{\text{ц}} = 0.64 \mu\text{м}$ и длительность $\tau = 0.2 \text{ пс}$.

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.