П. А. Хило[1], В. Н. Белый[2], Н. А. Хило[2]
[1]УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь
[2]Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Введение

Исследованы особенности акустооптической (АО) дифракции с участием бесселевых светового и акустического пучков в акустически изотропных средах. Рассмотрена АО дифракция на квазипродольной акустической волне, обладающей более сложной поляризационной структурой по сравнению с поперечно поляризованной волной. Показано, что использование квазипродольной волны приводит к модуляции диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij}$, что позволяет задействовать их в процессе АО взаимодействия и повысить эффективность АО преобразования. Установлено, что за счет диагональных компонент тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$ реализуется изотропная дифракция бесселевых световых пучков с высокой эффективностью взаимодействия. Предложенные в работе схемы АО дифракции перспективны для осуществления динамической перестройки в широких пределах угла конуса БСП, а также для трансформации порядка винтовой дислокации светового поля.

1. Бесселевы акустические пучки и АО взаимодействие в изотропных средах

Наряду с кристаллами, перспективными материалами для создания акустооптических устройств являются изотропные среды, отличающиеся доступностью в больших размерах и в произвольной форме, оптической однородностью, легкостью в изготовлении, высоким значением коэффициента акустооптического качества M_2 [1]. Для АО взаимодействия БП в изотропных средах важным также является отсутствие искажения взаимодействующих пучков, вызванные анизотропией.

В настоящей работе исследована АО дифракция световых и акустических бесселевых пучков в оптически и акустически изотропных средах. Рассмотрены вопросы эффективности дифракции, роль продольного и поперечного синхронизмов при АО взаимодействии, а также проанализированы возможности оптимизации схем АО дифракции.

Для описания БАП будем использовать теоретический подход, описанный в работах [2] и [3]. Для квазипродольной волны в изотропной среде компоненты вектора смещения $\vec{U}$ могут быть представлены в виде

$$\vec{U} = u_0\left[J_n^-(q_s\rho)\vec{e}_\rho + iJ_n^+(q_s\rho)\vec{e}_\varphi + 2ic_z J_n(q_s\rho)\vec{e}_z\right]\exp(in\varphi)\exp i\left(k_{sz}z - \Omega t\right),$$

где

$$J_n^{\pm}(q_s\rho) = J_{n-1}(q_s\rho) \pm J_{n+1}(q_s\rho),\ J_n(q_s\rho) = q_s = k_s \sin(\gamma_s),$$

$$c_z = \frac{-(\lambda+\mu)\, q_s{}^2}{\mu q_s{}^2 + (\lambda + 2\mu)k_{sz}{}^2 - \rho\Omega^2}\cdot\frac{k_{sz}}{q_s}.$$

Здесь λ, μ – коэффициенты Ламэ , q_s и $k_{sz} = \sqrt{k_s^2 - q_s^2}$ – радиальная и продольная компоненты волнового вектора $\vec{k}_s$, относящегося к БАП; γ_s – угол конуса БАП; $u_0 = \sqrt{\dfrac{P}{\rho v^3}\dfrac{1}{k_{sz}\sqrt{W_s}}}$ – нормирующий множитель, P – акустическая мощность; ρ – плотность среды; $v = 2\pi f / k_s$ – фазовая скорость; $\Omega = 2\pi f$, f – частота акустической волны; $W_s = 2\pi\int\limits_0^{R_b}\left(J_n^{-2}(q_s\rho) + J_n^{+2}(q_s\rho) + 2c_z^2 J_n^2(q_s\rho)\right)\rho d\rho$ – интеграл мощности, R_b – радиус бесселева пучка.

Компоненты тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$, описывающие процесс АО дифракции, имеют вид:

$$\Delta\varepsilon_{\phi z} = \Delta\varepsilon_{z\phi} = \frac{1}{8}\varepsilon_o\varepsilon_e(p_{11} - p_{12})u_0 J_n^+(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{\rho z} = \Delta\varepsilon_{z\rho} = -\frac{i}{8}\varepsilon_o\varepsilon_e(p_{11} - p_{12})u_0 J_n^-(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{\rho\rho} = \Delta\varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{c_z}{2}\varepsilon_o\varepsilon_e p_{12}u_0 J^n(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{zz} = \Delta\varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{c_z}{2}\varepsilon_o\varepsilon_e p_{11}u_0 J^n(q_s\rho)\exp i(n\phi).$$

Тензор $\Delta\varepsilon$ представим в виде $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_0\exp(ik_{sz}z - i\omega_s t)$. Тогда в матричном виде

$$\Delta\varepsilon_0 = \begin{bmatrix} c_z\Delta\varepsilon^0 p_{13}J^n(q_s\rho) & 0 & -i\Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^-(q_s\rho) \\ 0 & c_z\Delta\varepsilon^0 p_{13}J^n(q_s\rho) & \Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^+(q_s\rho \\ -i\Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^-(q_s\rho) & \Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^+(q_s\rho & c_z\Delta\varepsilon^0 p_{33}J^n(q_s\rho) \end{bmatrix}\exp(in\varphi), \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon^0 = \varepsilon_o\varepsilon_e u_0/4$, $p_{13} = p_{12}, p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2, p_{33} = p_{11}$ – фотоупругие постоянные.

Из (1) следует, что падающий БСП порядка m при любом типе взаимодействия будет рассеиваться в бесселев пучок, имеющий порядок m+n. Далее, из (2) видно, что тензоры АО рассеяния в каналы m+n имеют как мнимые, так и вещественные составляющие. Кроме того, из-за наличия диагональных компонент тензора $\Delta\varepsilon_{\rho\rho}, \Delta\varepsilon_{\phi\varphi}, \Delta\varepsilon_{zz}$ становится возможным изотропная по поляризации дифракция ТН бесселевых мод, которая представляет интерес в связи с возможностью получения высокой эффективности АО преобразования из-за пространственного согласования взаимодействующих пучков.

2. Уравнения для медленно меняющихся амплитуд (ММА)

Будем предполагать, что АО взаимодействие бесселевых пучков, так же, как и плоских волн, приводит в первую очередь к z-модуляции скалярных амплитуд. Такой режим АО преобразования означает отсутствие трансформации пространственной структуры бесселевых пучков в процессе обмена энергией и вполне объясним физически. Во-первых, вследствие линейности процесса, его эффективность не зависит от локальной интенсивности пучков, а в отсутствии локально-неоднородных возмущений бесселевы пучки сохраняют свой поперечный профиль из-за известного свойства бездифракционности. Во-вторых, все плосковолновые компоненты БСП преобразуются в одинаковых условиях продольного и поперечного синхронизмов вследствие цилиндрической симметрии задачи [4, 5]. Тогда укороченные уравнения примут вид:

$$\frac{dA_{m+n}}{dz} = i\chi_{m+n,m} A_m \exp\left(-i\Delta k_z z\right),$$
$$\frac{dA_m}{dz} = i\chi_{m,m+n} A_{m+n} \exp\left(i\Delta k_z z\right).$$

Параметры АО связи $\chi_{m,m+n}$ имеют сложный вид и содержат интегралы от произведения бесселевых функций световых и акустических пучков. В общем случае порядок соответствующих бесселевых функций разный и величина интегралов пропорциональна степени их пространственного перекрытия (функции g_p).

$$\chi_{m+n,m} = \alpha_{m+n} G,\ \chi_{m,m+n} = \alpha_m G, G = g_1(m,n) + g_2(m,n) + g_3(m,n) + g_4(m,n),$$
$$\alpha_{m+n} = \frac{k_0^2 \Delta\varepsilon_0 q_{in}}{k_{oz}(\gamma_d) k_{oz}(\gamma) W_{m+n}},\ \alpha_m = \frac{k_0^2 \Delta\varepsilon_0 q_{in}}{k_{oz}^2(\gamma) W_m^e}.$$

где α_{m+n}, α_m – нормировочные коэффициенты, параметр $g_1(m,n)$ определяет степень перекрытия радиальных (азимутальных) компонент взаимодействующих световых пучков, параметры $g_2(m,n)$ и $g_3(m,n)$ – степень пространственного перекрытия z-компоненты падающего(дифрагированного) БСП с радиальной (азимутальной) компонентами дифрагированного(падающего) пучка, а $g_4(m,n)$ – степень перекрытия z-компонент взаимодействующих световых пучков и акустического пучка. Важно, что при изотропном АО взаимодействии интегралы перекрытия возрастают, т.к. в них входят одинаковые по структуре компоненты БСП. Это открывает возможность реализации эффективной акустооптической дифракции.

Заключение

Показано, что режим изотропной АО дифракции бесселевых светового и акустического пучков позволяет реализовать АО процесс с высоким кпд и тем эффективно осуществить динамическую перестройку угла конуса БСП, а также трансформацию порядка винтовой дислокации светового поля.

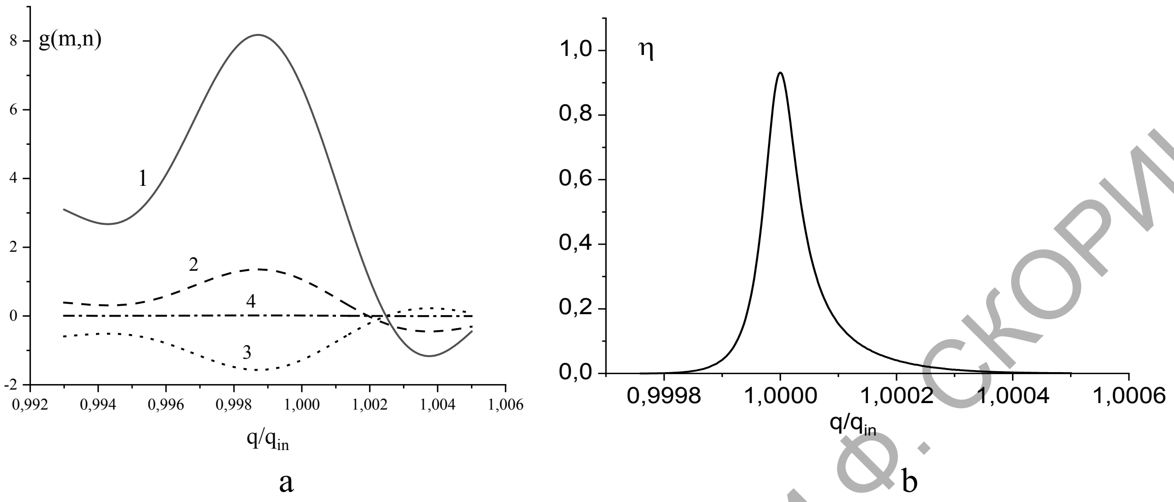

Рисунок 1 – Зависимость акустооптических параметров $g_p(m,n)$ (a) и эффективности дифракции (b) от поперечного волнового числа q.
$(1 - g_1(m,n), 2 - g_2(m,n), 3 - g_3(m,n), 4 - g_4(m,n))$

Литература

1. Dixon, R. W. Photoelastic Properties of Selected Materials and their Relevance for Applications to Acoustic Light Modulators and Scanners / R. W. Dixon // J. Appl. Phys. – 1967. – V. 38. – P. 5149–5153.

2. Hanorvar, F. Acoustic wave scattering from transversely isotropic cylinders / F. Hanorvar, N. N. Sinclair // J. Acoust. Soc. Amer. – 2003. – Vol. 100. – P. 57–63.

3. Ahmad, F. Acoustic scattering by transversely isotropic cylinders / F. Ahmad, A. Rahman // Int. J. Eng. Sci. – 2000. – Vol. 38. – P. 325–335.

4. Khilo, P. A. Generation of TH- and TE-polarized Bessel light beams at acousto-optic interaction in anisotropic crystals / P. A. Khilo, N. S. Kazak, N. A. Khilo, V. N. Belyi // Optics commun. – 2014. – Vol. 325. – P. 84–91.

5. Belyi, V. N. Features of the acousto-optic interaction of Bessel light beams and Bessel acoustic beams in transversely isotropic crystal / V. N. Belyi, P. A. Khilo, N. S. Kazak, N. A. Khilo // Journal of Optical Technology. – 2017. – Vol. 84 – P. 130–136.