

Неколлинеарное акустооптическое взаимодействие световых пучков Эйри в кристаллах

Г. В. Кулак¹, Т. В. Николаенко¹, А. П. Ропот², О. В. Шакин³

¹Мозырский государственный педагогический университет, Мозырь, Беларусь;

e-mail: g.kulak57@mail.ru

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь;

³Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано неколлинеарное акустооптическое взаимодействие световых пучков Эйри в кристаллах в условиях сильного взаимодействия. Получены выражения для комплексных амплитуд дифрагированных волн в общем случае анизотропной среды. Показано, что с увеличением безразмерного параметра пучка Эйри эффективность брэгговской дифракции уменьшается. При этом, однако, форма модуляционной кривой остается неизменной. Показано, что наибольшая эффективность анизотропной брэгговской дифракции достигается, когда дифрагированный пучок Эйри распространяется вдоль фронта ультразвуковой волны.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, световой пучок Эйри, одноосный и кубический кристалл, эффективность дифракции.

Введение

В настоящее время значительный интерес для оптических технологий представляют квазибездифракционные световые поля, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Наиболее известным классом квазибездифракционных полей являются бесселевы световые пучки (БСП) и пучки Эйри (ЭП) [1–4]. Для получения идеального ЭП необходимо применять схему оптического преобразования Фурье с кубической линзой на входе, освещаемой плоской волной [5]. А для получения ЭП конечной мощности, у которых амплитуда имеет линейную экспоненциальную модуляцию, в той же схеме преобразования Фурье необходимо использовать вместо плоской волны гауссов пучок [6]. Такие пучки имеют как фундаментальное, так и прикладное значение.

Предположим, что пространственно модулированный ЭП с амплитудой $U(x)$ дифрагирует на амплитудно-модулированном УЗ пучке шириной l (см. рис. 1).

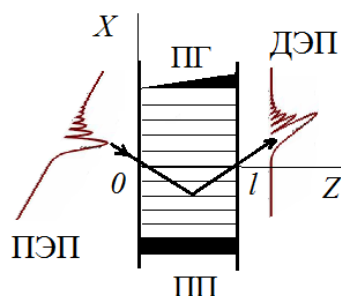


Рис. 1 – Схема неколлинеарной АО дифракции ЭП (ПЭП – падающий пучок Эйри, ДЭП – дифрагированный пучок Эйри), ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель).

Теоретические результаты и обсуждение

ЭП представим в виде [5, 6]:

$$A(x) = A_0 Ai \left(\frac{x}{w_0} \right) \exp \left(\frac{ax}{w_0} \right), \quad (1)$$

A_0 – амплитуда ЭП; w_0 , (a) – размерный (безразмерный) параметры ЭП.

УЗ волну, бегущую вдоль оси X, представим в виде [7]:

$$U(x) = U_0(x - vt) \exp[iK_0(x - vt)], \quad (2)$$

где U_0 – амплитуда УЗ волны, v – фазовая скорость УЗ волны, K_0 – волновое число.

Угловой спектр падающего на АО ячейку ЭП (1) имеет вид [6]:

$$A(\theta) = \left(\frac{A_0}{w_0} \right) \exp \left[ik^3 w_0^3 (\theta - \theta_0)^3 / 3 - aw_0^2 k^2 (\theta - \theta_0)^2 - a^2 w_0 k (\theta - \theta_0) - ia^3 \right], \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина световой волны падающего ЭП, θ_0 – угол падения ЭП по отношению к фронту УЗ волны.

Пространственный спектр УЗ пучка представим в виде [8]:

$$U(K) = 2\pi U_0 \exp(-iKvt) \delta(K - K_0), \quad (4)$$

где K – волновое число спектра УЗ пучка.

Рассмотрим случай дифракции ЭП на монохроматической УЗ волне в режиме сильного АО взаимодействия при значительных уровнях акустической интенсивности. При этом в соответствии с результатами работы [7] следует полагать

$$A_d = A_i \left(\frac{ql}{2} \right) \exp \left(-i \frac{\eta l}{2} \right) \sin c \left(\frac{l}{2\pi} \sqrt{q^2 + \eta^2} \right). \quad (5)$$

где q – параметр связи дифрагированных волн, η – параметр фазовой расстройки.

Угловой спектр дифрагированного светового пучка представим в виде [8]:

$$A_d(\phi) = \left(\frac{ql}{2\lambda} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} A(\theta) \sin c \left\{ (l/2\pi) \sqrt{q^2 + [k(n_i - n_d) + k(n_i \theta^2 - n_d \phi^2)]^2} \right\} \\ \int_{-\infty}^{+\infty} U(K) \delta[k(n_d \phi - n_i \theta) - K] dK d\theta, \quad (6)$$

где ϕ – угол дифракции углового спектра дифрагированного ЭП; n_i (n_d) – показатель преломления преломленной (дифрагированной) световой волны, $\delta(x)$ – дельта-функция.

Тогда эффективность АО дифракции может быть представлена в виде

$$\eta = \left(\frac{ql}{2} \right)^2 \left(\frac{2}{H} \right) \int \exp \left\{ -8\pi^2 a X^2 - 4\pi a^2 X - a^3 / 2 \right\} \\ \sin c^2 \sqrt{\left(\frac{ql}{2\pi} \right)^2 + (\bar{a}X)^2} dX, \quad (7)$$

где $X = (H/2)(\Phi - 2 - \Theta_B)$, причем $\Theta_B = 2k_i\theta_B/K_0$, $\Phi = 2k_d\varphi/K_0$, $H = w_0K_0/2\pi$ ($k_i = kn_i, k_d = kn_d$) [7, 8]; $Q = K_0^2l/2\pi k_d$ – волновой параметр; $\bar{a} \equiv \varphi_L/\varphi_S = Q/H$ – отношение расходимостей светового и УЗ пучков.

Значению параметра $\Theta_B = -1$ соответствует изотропная дифракция без изменения поляризации дифрагированного светового пучка. Наибольшая эффективность дифракции достигается при анизотропной дифракции и значении параметра $\Theta_B = -2$. При этом дифрагированная световая волна распространяется вдоль фронта УЗ волны, возбуждаемой, например, в одноосном кристалле (см. рис. 1).

Численные расчеты проводились для кубического кристалла германия (*Ge*) при дифракции света с длиной волны $\lambda = 3$ мкм на сдвиговой УЗ волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси второго порядка [7]. На рис. 2 представлена зависимость эффективности дифракции η ЭП от интенсивности УЗ волны I_a (рис. 2, а) и от безразмерного параметра ЭП a (рис. 2, б). Полагалось, что параметр $q = (\pi n^3 p_{эф}/\lambda) \sqrt{2I_a/\rho v^3}$ где ρ – плотность кристалла, v – фазовая скорость УЗ волны, $p_{эф}$ – эффективная фотоупругая постоянная.

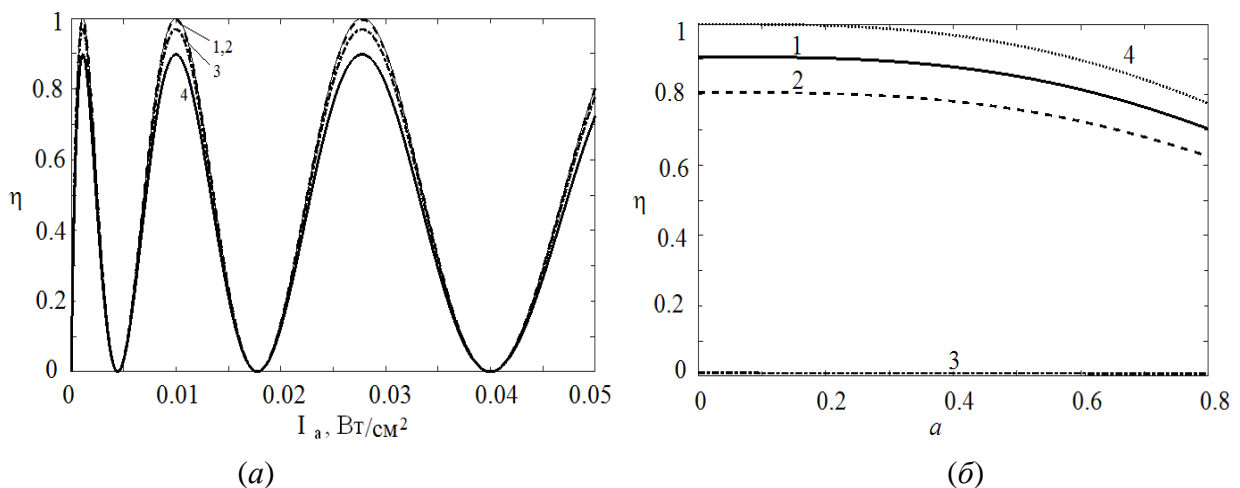


Рис. 2 – Зависимость эффективности дифракции η ЭП от интенсивности УЗ волны I_a : (а) при различных значениях параметра a : 0 (кривая 1), 0.2 (кривая 2), 0.4 (кривая 3), 0.6 (кривая 4) см и от параметра ЭП a ; (б) при различных интенсивностях УЗ волны I_a : 0.03 (кривая 1), 0.05 (кривая 2), 0.07 (кривая 3), 0.09 (кривая 4) Вт/см² (кристалл *Ge*; $f = 200$ МГц, $l = 0.5$ см, $\lambda_0 = 3$ мкм, $w_0 = 100$ мкм).

Из рис. 2 следует, что при увеличении безразмерного параметра a ЭП эффективность дифракции η уменьшается. Однако при этом модуляционные зависимости имеют обычный синусоидальный характер (рис. 2, а).

Заключение

Для ЭП выполняется соотношение $\bar{a} \leq 1$, поэтому рассмотренная акустооптическая дифракция применима для создания модуляторов и deflectоров оптического излучения [7]. При этом слабая угловая расходимость ЭП сохраняется, то есть пучок остается квазибездифракционным. Ширина полосы пропускания АО устройства $\Delta f \approx f$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант № Ф20Р-286) и Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ): проект № 20-57-00004.

Литература

1. Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. *J. Opt. Soc. Am.* 1987. V. 4. № 4. P. 651–654.
2. Bandres M. A., Gutierrez-Vega J. C. Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems. *Optics Express*. 2007. V. 15, № 25. P. 16727–16736.
3. Zhou G., Chen R., Chu X. Propagation of Airy beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis. *Optics Express*. 2012. V. 20, № 3. P. 2205–2214.
4. Khilo N. A., Belyi V. N., Kazak N. S., Ropot P. I. Acoustooptic refraction-influenced generation of tunable incomplete Airy beams. *Journal of Optics*. 2014. V. 16. 085702 (10 pp).
5. Siviloglou G. A., Christodoulides D. N. Accelerating finite energy Airy beams. *Opt. Lett.* 2007. V. 32. P. 979–981.
6. Hu Yi, Siviloglou G. A., Zhong P., Efremidis N. K., Christodoulides D. N., Chen Z. Self-accelerating Airy Beams: Generation, Control, and Application. *Nonlinear Photonics and Novel Optical Phenomena, Springer Series in Optical Sciences 170*, DOI 10. 1007/978-1-4614-3538-9_1. ©Springer Series+Business Media New York 2012. Chapter 1. P. 1–46.
7. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
8. Балакший В. И., Упасен Х. А. Акустооптическое взаимодействие ограниченных волновых пучков. *Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия*. 1982. Т. 23, № 5. С. 71–76.

Non-collinear acousto-optical interaction of Airy light beams in crystals

G. V. Kulak¹, A. P. Ropot², T. V. Nikolaenko¹, O. V. Shakin³

¹*Mozyr State Pedagogical University, Belarus; e-mail: g.kulak57@mail.ru*

²*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk;*

³*Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, Saint Petersburg, Russia*

The non-collinear acousto-optical interaction of Airy light beams in crystals under the strong interaction mode is studied. Expressions are obtained for the complex amplitudes of diffracted waves in the general case of an anisotropic medium. It is shown that with an increase in the dimensionless parameter of the Airy beam, the efficiency of Bragg diffraction decreases. At the same time, however, the shape of the modulation curve remains unchanged. It is shown that the highest efficiency of anisotropic Bragg diffraction is achieved when the diffracted Airy beam propagates along the front of the ultrasonic wave.

Keywords: acousto-optical interaction, Airy light beam, uniaxial and cubic crystal, diffraction efficiency.