

ФОКУСИРОВКА СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ НЕРЕЗОНАНСНОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ПРЯМОМ НАПРАВЛЕНИИ

Н.А. Хило, П.А. Хило, О.И. Проневич

Исследованы эффекты бездифракционного распространения и фокусировки световых пучков при их нерезонансной дифракции на ультразвуковой волне. Аналитически и численно исследовано акустooптическое фокусирующее устройство на основе нерезонансного акустooптического взаимодействия в кристалле TeO_2 . Найдены условия фокусировки, фокусное расстояние, угловая апертура дифракционной линзы.

Нерезонансное взаимодействие светового поля с ультразвуковой волной приводит, как известно, к фазовой модуляции волнового фронта световой волны. Разлагая фазомодулированную волну на выходе из области акустooптического взаимодействия в пространственно-угловой спектр, получают характерное для дифракции Рамана – Ната многопучковое поле [1]. Кроме того, за счет акустooптического взаимодействия возможна модификация поверхности показателей преломления кристалла и появление участков нулевой или отрицательной кривизны, приводящих к эффектам фокусировки и бездифракционного распространения световых пучков [2 – 4].

В работе исследованы эффекты бездифракционного распространения и фокусировки световых пучков при их нерезонансной дифракции на ультразвуковой волне.

Для определенности рассмотрим один из наиболее перспективных акустooптических материалов – кристалл парателлурита (TeO_2), класс симметрии 422. Поскольку рассматривается режим несинхронной дифракции, для упрощения расчетов целесообразно использовать геометрию акустooптического взаимодействия, отличающуюся от оптимальной, характеризующуюся максимальным коэффициентом акустooптического качества M .

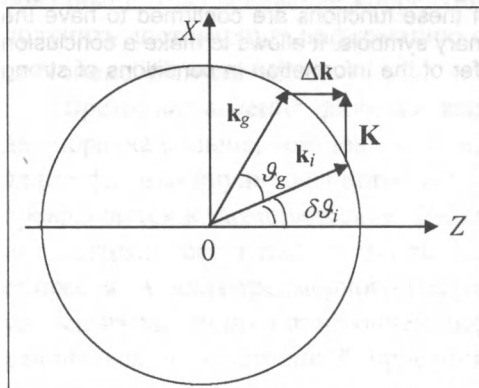


Рис. 1. Геометрия нерезонансного акустooптического взаимодействия

Геометрия акустooптического взаимодействия приведена на рис.1. Световой пучок, поляризованный вдоль оси $Y \parallel X_2$ и дифракционно расходящийся в плоскости XZ , распространяется вдоль оси Z и дифрагирует на продольной ультразвуковой волне с волновым вектором \mathbf{K} и частотой Ω , распространяющейся под малым углом к оси X . Дифрагированные волны с волновым вектором \mathbf{k}_g формируются в условиях волнового рассинхронизма $\Delta \mathbf{k}$ и распространяются под углами $\theta_g \gg \delta \theta_i$, где $\delta \theta_i$ – углы, образованные парциальными волновыми векторами \mathbf{k}_i с осью Z .

Распространяющаяся ультразвуковая волна вызывает изменение тензора диэлектрической проницаемости

$$\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}^0 \varepsilon_{je}^0 p_{kemn} U_{mn},$$

где ε_{ik}^0 – диэлектрическая проницаемость кристалла в отсутствии ультразвуковой волны; p_{kemn} – компонента тензора фотоупругости; U_{mn} – компонента тензора упругих деформаций.

Компонента тензора $\Delta \varepsilon_{ij}$, участвующая в изотропной акустooптической дифракции, имеет вид

$$\Delta \varepsilon_{22} = \varepsilon_0^2 p_{21} U_0 K,$$

где U_0 – амплитуда деформации, создаваемая ультразвуковой волной.

Представив амплитуды проходящего a_1 и дифрагированного a_2 световых пучков одномерными интегралами Фурье

$$a_{1,2}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int A_{1,2}(\mathbf{k}_\perp, z) e^{i(\mathbf{k}_\perp x - \frac{\mathbf{k}_\perp^2 z}{2k})} d\mathbf{k}_\perp \quad (1)$$

стандартным образом, получим систему связанных уравнений, описывающих акустооптическое взаимодействие

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -\chi_1 A_2(z) e^{-i\Delta k_z z}, \quad \frac{dA_2(z)}{dz} = \chi_2 A_1(z) e^{i\Delta k_z z}, \quad (2)$$

где $\chi_1 = \frac{\pi}{2\lambda} \sqrt{M \frac{P_a}{S}}$, $\chi_2 = \frac{\pi}{2\lambda \cos \vartheta_g} \sqrt{M \frac{P_a}{S}}$, M – коэффициент акустооптического качества кристалла; $\frac{P_a}{S}$ – плотность акустической мощности; $\Delta k_z(k_\perp)$ – волновая расстройка при акустооптическом взаимодействии, являющаяся функцией пространственной частоты k_\perp .

Решение системы уравнений (2) для проходящей волны имеет вид

$$A_1(z) = A_0 e^{-\frac{i\Delta k_z}{2} \left(\cos \sqrt{(\Delta k_z^2 + 4\chi^2)z} + \frac{i\Delta k_z}{\sqrt{\Delta k_z^2 + 4\chi^2}} \sin \sqrt{(\Delta k_z^2 + 4\chi^2)z} \right)}, \quad (3)$$

где $\chi^2 = \chi_1 \chi_2$.

В случае большой волновой расстройки $\Delta k_z^2 \gg \chi^2$ в первом приближении по малому параметру $\chi^2 / \Delta k_z^2$ амплитуда проходящей волны равна

$$A_1(z) = \left(1 - \frac{\delta k_z}{\Delta k_z} \right) e^{i\delta k_z z} + \frac{\delta k_z}{\Delta k_z} e^{-i\delta k_z z},$$

где $\delta k_z = \chi^2 / \Delta k_z$.

Исходя из геометрии акустооптического взаимодействия, найдем зависимость волновой расстройки от пространственной частоты $\Delta k_z(k_\perp)$. Для этого запишем закон сохранения импульса для акустооптического взаимодействия

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_g + \Delta \mathbf{k}$$

и найдем его проекции на оси Z и X соответственно:

$$k + K \cos \vartheta = k_g \cos \vartheta_g + \Delta k_z, \quad k_\perp + K \sin \vartheta = k_g \sin \vartheta_g, \quad (4)$$

где ϑ – угол между волновым вектором \mathbf{K} ультразвуковой волны и осью Z . Тогда

$$\Delta k_z(k_\perp) = \Delta k_0 + \left(\alpha_1 k_\perp + \frac{\alpha_2 k_\perp^2}{2k} + \frac{\alpha_3 k_\perp^3}{2k^2} \right), \quad (5)$$

где $\Delta k_0 = k + \frac{2\pi f}{V} \cos \vartheta - \sqrt{k^2 - \left(\frac{2\pi f}{V} \right)^2 \sin^2 \vartheta}$, f – частота ультразвуковой волны; V – скорость

ультразвуковой волны, $\alpha_1 = \frac{\lambda f}{Vn} \sin \vartheta$, $\alpha_2 = \frac{1}{p}$, $\alpha_3 = \frac{\lambda f \sin \vartheta}{V n p^5}$, $p = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 f^2}{V^2 n^2} \sin^2 \vartheta}$.

Из (4), (5) получим поправку к волновому вектору проходящей волны, обусловленную нерезонансной акустооптической дифракцией, зависящую от пространственной частоты k_\perp :

$$\delta k_z = \frac{\chi^2}{\Delta k_0^2} \left[-\alpha_1 k_{\perp} + \left(\frac{\alpha_1^2}{\Delta k_0} - \frac{\alpha_2}{2k} \right) k_{\perp}^2 + \left(\frac{\alpha_1 \alpha_2}{k \Delta k_0} - \frac{\alpha_1^3}{\Delta k_0^2} - \frac{\alpha_3}{2k^2} \right) k_{\perp}^3 \right]. \quad (6)$$

Рассмотрим квадратичную по k_{\perp} поправку, связанную с изменением расходимости светового пучка. Очевидно, что для компенсации слагаемого $\Delta k_{z0} = k_{\perp}^2/2k$ в (1), определяющего дифракцию светового пучка в однородной среде, необходимо, чтобы выполнялось соотношение

$$\delta k_{z2} = \left(\frac{\alpha_1^2}{\Delta k_0} - \frac{\alpha_2}{2k} - \frac{1}{2k} \right) k_{\perp}^2 \geq 0. \quad (7)$$

Из (7) следует, что для положительности выражения, стоящего в скобках, необходимо выполнение условия $\Delta k_0 > 0$, т.е. необходимо рассматривать геометрию акустооптического взаимодействия, когда волновой вектор ультразвуковой волны лежит вне окружности (см. рис.1).

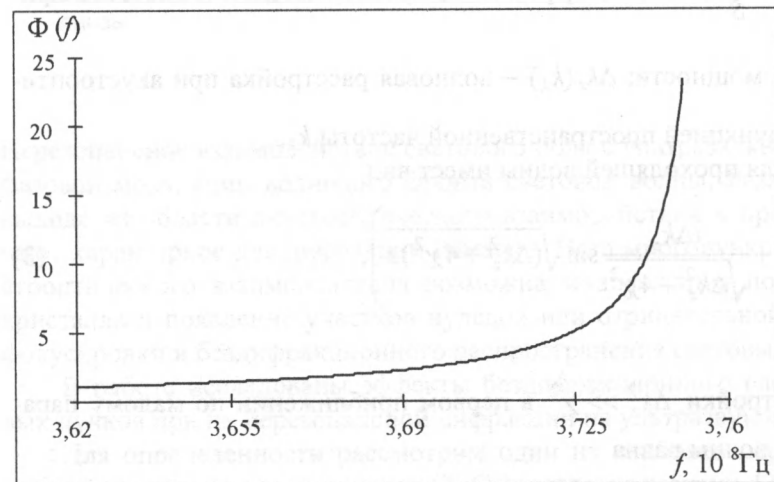


Рис. 2. Спектральная зависимость функции $\Phi(f)$ при $\chi^2/\Delta k_0^2 = 0,01$

На рис. 2. представлена частотная зависимость функции $\Phi(f) = \frac{\delta k_{z2}}{\Delta k_{z0}}$:

$$\Phi(f) = \left(\frac{2\alpha_1^2(f)}{|\beta(f)|} - \alpha_2(f) \right) \frac{\chi^2}{\Delta k_0^2},$$

где $\beta = \Delta k_0/k$.

Из рисунка видно, что условие фокусировки $\Phi(f) > 1$ в TeO_2 при скорости ультразвуковой волны $V = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, показателе преломления $n = 2,26$ и $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, выполняется для частот ультразвуковых волн, лежащих в интервале $(3,6 \dots 3,75) \cdot 10^8 \text{ Гц}$.

Для анализа эффекта фокусировки воспользуемся аналогией с фокусировкой в двухосном кристалле [5] и введем кривизну поверхности $p(f)/k$ в соответствии с формулой

$$\left(\frac{\alpha_1^2(f)}{\Delta k_0} - \frac{\alpha_2(f)}{2k} - \frac{1}{2k} \right) k_{\perp}^2 = - \frac{p(f) k_{\perp}^2}{2k}. \quad (8)$$

Входящая в (8) величина $p(f)$ связана с $\Phi(f)$ соотношением

$$p(f) = 1 - \Phi(f)$$

и определяет фокусное расстояние при фокусировке гауссова пучка. Графическая зависимость $p(f)$ при указанном выше значении $\chi^2/\Delta k_0^2$ представлена на рис. 3. Видно, что величина кривизны поверхности изменяется в значительных пределах, в частности, $p_{\max} = 0$, $p_{\min} = -20$. Таким образом, возникает возможность перестраивать фокусное расстояние линз в пределах от 0 до $F_{\max} = -L p_{\min}/n$ [5].

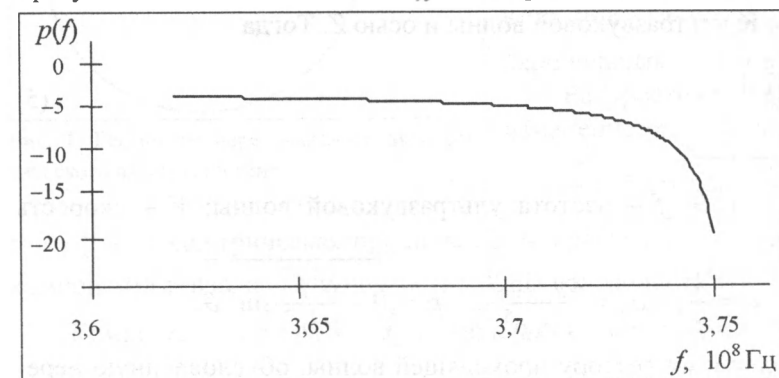


Рис. 3. Зависимость параметра p от частоты ультразвуковой волны

Случай $p_{\max} = 0$ соответствует бездифракционному распространению пучка. При $L = 2 \text{ см}$, $n = 2,26$ при фокусировке в TeO_2 получим $F_{\max} = 2 \cdot 20/2,26 = 18 \text{ см}$.

Таким образом, за счет изменения частоты ультразвуковой волны можно изменять фокусное расстояние дифракционной линзы.

Для расчета угловой апертуры линзы учтем в (6) слагаемое пропорциональное k_{\perp}^3 и примем, что дополнительный набег фаз, обусловленный этим слагаемым, не превышает значения $\pi/15$. Учитывая, что $\vartheta_{\max} = k_{\perp}/k$ для минимального диаметра гауссова пучка получим $d_{\min} = \lambda/\pi\vartheta_{\max}$. Из расчетов следует, что максимальное значение диаметра гауссова пучка не должно превышать 100 мкм.

● Таким образом, аналитически и численно исследовано акустооптическое фокусирующее устройство. Найдены условия фокусировки, фокусное расстояние, угловая апертура дифракционной линзы при акустооптическом взаимодействии в кристалле TeO_2 .

Литература

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М., 1985.
2. Lohmann A.W. – Optik, 1988, vol. 79, no. 1, pp. 41–45.
3. Leger J.R., Swanson G.J. – Opt.Lett, 1990, vol. 15, no. 5, pp. 288–290.
4. Testorf M., Jahns J., Khilo N.A., Goncharenko A.M. – Opt.Comm, 1996, vol. 132, pp. 205–211.
5. Гончаренко А.М., Белый В.Н., Курилкина С.Н., Хаткевич А.Г., Хило Н.А. – Опт. и спектр, 1995, т.78, № 5, с.872–876.

Поступила 16 июля 2008 г.

FOCUSING OF LIGHT BEAMS AT NONRESONANCE FORWARD ACOUSTO-OPTIC INTERACTION

N.A. Khilo, P.A. Khilo, O.I. Pronevich

In work effects diffractionless distribution and focusings of light beams at their nonresonance diffraction on an ultrasonic wave are investigated. Analytically and numerically investigated acousto-optic focusing device at nonresonance acousto-optic interaction in a crystal of TeO_2 . Focusing conditions, a focal length, the angular aperture diffraction lenses are found.

