Оптический журнал

Оптическое приборостроение

УДК 535.33:621.373:535

Акустооптический фильтр пространственных частот, оперирующий в промежуточной области акустооптического взаимодействия

© 2022 г. В. М. Котов, доктор физ.-мат. наук; С. В. Аверин, доктор физ.-мат. наук; М. В. Карачевцева, канд. физ.-мат. наук; Н. Г. Яременко, доктор физ.-мат. наук

Филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г. Фрязино Московской обл.

E-mail: vmk6054@mail.ru

Поступила в редакцию 06.10.2021

DOI:10.17586/1023-5086-2022-89-01-54-62

Исследованы характеристики акустооптического фильтра пространственных частот, предназначенного для обработки двумерных изображений и работающего в промежуточной области акустооптической дифракции. Достоинством таких фильтров по сравнению с фильтрами, работающими в брэгговском режиме, является возможность работы на значительно более низких частотах звука, что позволяет увеличить полосу пропускания пространственных частот и уменьшить предельное разрешение. Получены передаточные функции дифракционных порядков. Показано, что использование первого дифракционного порядка позволяет выделять двумерный контур изображения. Экспериментально продемонстрировано выделение контура изображения, переносимого оптическим излучением на длине волны излучения $0{,}63\times10^{-4}$ см с использованием акустооптического пространственного фильтра из TeO_2, работающего на частоте 15 МГц.

Ключевые слова: *акустооптическая дифракция, промежуточный режим, выделение двумерного контура оптического изображения.*

Коды OCIS: *070.1060, 070.2615, 070.6110*

ВВЕДЕНИЕ

Оптические фурье-методы широко используются для обработки изображений благодаря простоте их реализации на практике и предельно высокому быстродействию [1–3]. Базовым элементом фурье-обработки, определяющим по сути характеристики обработанного изображения, является фильтр пространственных частот. В качестве фильтров часто применяют акустооптические (АО) управляемые ячейки, обладающие сравнительно высоким быстродействием, малыми управляющими мощностями, широкой полосой акустических частот, надежностью и простотой конструкции [4, 5].

Акустооптические элементы органично «влились» в системы обработки оптических изображений, поскольку позволяют существенно менять амплитудную и фазовую структуру оптического поля, несущего изображение (см., например [6, 7]). На практике наиболее часто используются АО элементы, работающие в брэгговском режиме дифракции, когда параметр Клейна–Кука $Q \approx \mathbf{q}^2 L/\mathbf{K}$ существенно больше единицы [8, 9]. Здесь $\mathbf{q}$ и $\mathbf{K}$ — волновые векторы звука и света соответственно, L — длина АО взаимодействия.

Для двумерной обработки изображений предложены и исследованы многие варианты АО брэгговской дифракции. Среди вариантов

дифракции в один брэгговский порядок наиболее эффективными оказались варианты с использованием тангенциальной и коллинеарной геометрий АО взаимодействия [4–7, 10]. Более широкие возможности открываются при использовании многократных режимов дифракции [11–16]. Например, в работе [11] исследованы фильтрующие свойства 0-го дифракционного порядка в процессе дифракции света в +1-ый и –1-ый порядки. Этот режим, как известно [8], характеризуется минимальным потреблением акустической мощности. В публикации [12] продемонстрирована возможность формирования двумерного фильтра одновременно в двух дифракционных порядках в процессе трехкратного АО взаимодействия. В работе [13] рассмотрены фильтрующие свойства двукратной дифракции в сочетании с внешним поляризатором. Показано, что формирование контура возможно при различных уровнях акустической мощности, но при разных положениях поляризатора. В работе [14] исследовано формирование контура в процессе поляризационно-независимой дифракции. По сути, этот вариант позволяет использовать одну АО ячейку вместо двух. В публикации [15] с общих позиций рассмотрены двумерные характеристики дифракционных брэгговских порядков, сформированных в результате сложения лучей с одинаковыми или разными поляризациями. В работе [16] исследуется вопрос формирования оптического поля для двумерной обработки изображения на основе «обычной» брэгговской дифракции, но с минимальным присутствием дифракции в дополнительный, побочный, порядок. Показано, что 20%-ый вклад в суммарное поле от побочного порядка обеспечивает выделение двумерного контура.

На практике брэгговские режимы дифракции осуществляются путем точной настройки дифракции под брэгговский резонанс, а затем сканированием АО ячейки поперек оптического излучения в сочетании с изменением акустической мощности выбирается оптимальный участок оптического поля, позволяющий выполнять двумерную обработку изображений.

При переходе в промежуточный режим дифракции уменьшаются резонансные свойства АО взаимодействия, появляется возможность менять частоту звука и угловую ориентацию АО ячейки. Однако при этом уменьшается доля оптического излучения в «рабочем» порядке дифракции, предназначенном для двумерной обработки. В этом режиме не удается сконцентрировать все излучение в одном дифракционном порядке. С точки зрения характеристик пространственного фильтра промежуточный режим дифракции предпочтительнее брэгговского режима, поскольку позволяет существенно понизить частоту звука и уменьшить длину АО взаимодействия. Этим обеспечиваются увеличение полосы пропускания пространственных частот и уменьшение предельного разрешения изображения [17]. Другими словами, появляется возможность выделять более мелкие детали изображения.

Отметим, что дифракция в промежуточной области изучалась многими исследователями (см., например [8, 18–24]). Но исследование фильтрующих свойств такой дифракции применительно к обработке двумерных изображений нами изучается впервые. Параметры, определяющие характеристики распределения дифрагированного излучения, существенным образом зависят от модели АО взаимодействия — кривизны поверхностей волновых векторов кристалла, типа АО дифракции, а также эллиптичности оптических лучей. В предлагаемой работе учтены все перечисленные выше факторы, получены двумерные распределения оптических полей в каждом дифракционном порядке. В первом дифракционном порядке найдена область, обеспечивающая выделение двумерного контура изображения. Наличие такой области подтверждено экспериментально.

ТЕОРИЯ

В промежуточном режиме АО дифракции излучение дифрагирует в несколько дифракционных порядков помимо первого, основного, порядка. Будем полагать, что дополнительными порядками дифракции являются –1-ый и +2-ой. Акты дифракции в более высокие порядки будем считать несущественными и ими пренебрегаем. Все рассматриваемые акты дифракции отображены на векторной диаграмме рис. 1. Здесь полагается, что АО взаимодействие происходит в одноосном гиротропном кристалле, примером которого может служить кристалл TeO_2. Строго

говоря, векторная диаграмма — трехмерная [25]. Здесь приведена двумерная диаграмма, хотя предполагается ее трехмерность. Исходное оптическое излучение с волновым вектором $\mathbf{K}$ падает под углом α на оптическую грань кристалла OX, ориентированную ортогонально его оптической оси OZ. Внутри кристалла волновой вектор падающего излучения представлен вектором $\mathbf{K}_0$. Происходит дифракция света на акустической волне с волновым вектором $\mathbf{q}$. Все акты дифракции являются анизотропными. Излучение, дифрагирующее в первый порядок, представлено волновым вектором $\mathbf{K}_1$. Кроме первого порядка происходит дифракция в −1-ый и +2-ой дифракционные порядки, волновые векторы которых — $\mathbf{K}_{-1}$ и $\mathbf{K}_2$. Векторы фазовых расстроек дифракционных порядков обозначены η_0, η_1 и η_2. Амплитуды дифрагированных лучей будем искать на основе теории связанных волн [8], согласно которой дифракция, представленная на рис. 1, описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{dC_0}{dz} &= -A_1 C_{-1}\exp(-i\eta_0 z) - A_2 C_1 \exp(-i\eta_1 z),\\
\frac{dC_{-1}}{dz} &= A_1 C_0 \exp(i\eta_0 z),\\
\frac{dC_1}{dz} &= A_2 C_0 \exp(i\eta_1 z) - A_3 C_2 \exp(-i\eta_2 z),\\
\frac{dC_2}{dz} &= A_3 C_1 \exp(i\eta_2 z),
\end{aligned} \qquad (1)$$

где C_0, C_{-1}, C_1 и C_2 — амплитуды лучей $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{-1}$, $\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{K}_2$ соответственно, z — координата, вдоль которой развивается АО взаимодействие, η_0, η_1 и η_2 — векторы фазовых расстроек,

$$A_1 = \frac{\nu}{4} f_{0,-1},\ A_2 = \frac{\nu}{4} f_{0,1},\ A_3 = \frac{\nu}{4} f_{2,1}, \qquad (2)$$

где $f_{0,-1}$, $f_{0,1}$, $f_{2,1}$ — коэффициенты, учитывающие эллиптичность взаимодействующих лучей [13],

$$f_{0,-1} = (1+\rho_0\rho_{-1})\left[\left(1+\rho_0^2\right)\left(1+\rho_{-1}^2\right)\right]^{-0,5},$$

$$f_{0,1} = (1+\rho_0\rho_1)\left[\left(1+\rho_0^2\right)\left(1+\rho_1^2\right)\right]^{-0,5},$$

$$f_{2,1} = (1+\rho_2\rho_1)\left[\left(1+\rho_2^2\right)\left(1+\rho_1^2\right)\right]^{-0,5},$$

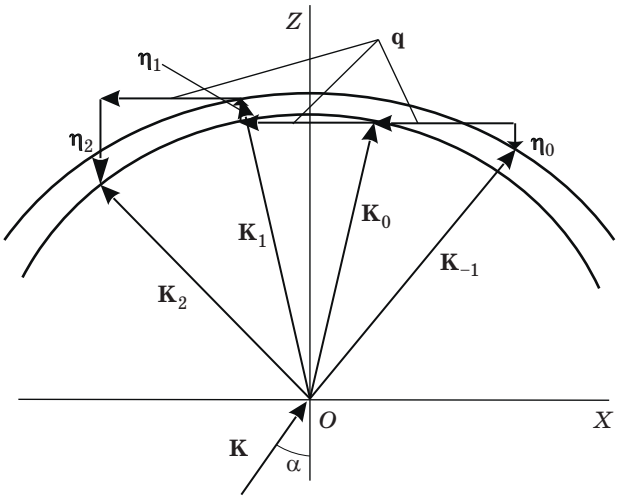


Рис. 1. Векторная диаграмма АО дифракции в четыре порядка. $\mathbf{K}$ — волновой вектор излучения, падающего на оптическую грань OX кристалла под углом α, $\mathbf{K}_0$ — волновой вектор падающего излучения внутри кристалла, $\mathbf{K}_{-1}$, $\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{K}_2$ — волновые векторы −1-го, +1-го и +2-го дифракционных порядков, $\mathbf{q}$ — волновой вектор звука, η_0, η_1, η_2 — векторы расстроек брэгговского синхронизма, OZ — оптическая ось кристалла.

здесь ρ_k — эллиптичность k-го луча ($k = -1, 0, 1, 2$), равная $\rho_k = 0,5G_{33}^{-1}\left(\sqrt{T^2+4G_{33}^2} - T\right)$. (3)

В выражении (3) параметр G_{33} — компонента псевдотензора гирации

$$T = \frac{\mathrm{tg}^2\theta\left(n_e^2 - n_o^2\right)}{n_o^2 n_e^2\left(1+\mathrm{tg}^2\theta\right)},$$

где θ — угол между волновым вектором света и оптической осью кристалла, n_o и n_e — главные показатели преломления кристалла. Коэффициент ν, входящий в выражения (2), — параметр Рамана–Ната, учитывающий АО свойства среды и значение акустической мощности

$$\nu = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{M_2 P_\mathrm{a}}{2LH}},$$

где λ — длина волны излучения, M_2 — коэффициент АО качества материала, P_a — акустическая мощность, L — длина АО взаимодействия, H — высота акустического столба. Таким образом, величины A_1, A_2, A_3, входящие

в уравнения (1), зависят от мощности звука и эллиптичности лучей.

Согласно методике [26] частное решение системы (1) будем искать в виде

$$C_0 = a\exp(i\alpha z),\ C_{-1} = b\exp(i\beta z),$$
$$C_1 = c\exp(i\gamma z),\ C_2 = d\exp(i\delta z), \quad (4)$$

где a, b, c, d, α, β, γ, δ — параметры, не зависящие от z и подлежащие определению. После подстановки выражений (4) в систему (1) получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} ia\alpha\exp(i\alpha z) &= \\ &= -A_1 b\exp[i(\beta-\eta_0)z] - A_2 c\exp[i(\gamma-\eta_1)z], \\ ib\beta\exp(i\beta z) &= A_1 a\exp[i(\alpha+\eta_0)z], \\ ic\gamma\exp(i\gamma z) &= A_2 a\exp[i(\alpha+\eta_1)z] - \\ &\quad - A_3 d\exp[i(\delta-\eta_2)z], \\ id\delta\exp(i\delta z) &= A_3 c\exp[i(\gamma+\eta_2)z]. \end{aligned} \quad (5)$$

Для того чтобы каждое из уравнений системы (5) выполнялось при любых z, необходимо, чтобы коэффициенты, входящие в экспоненты каждого уравнения, равнялись друг другу, т.е.

$$\alpha = \beta - \eta_0 = \gamma - \eta_1,\ \beta = \alpha + \eta_0,$$
$$\gamma = \alpha + \eta_1 = \delta - \eta_2,\ \delta = \gamma + \eta_2. \quad (6)$$

Выразим β, γ и δ через α

$$\beta = \alpha + \eta_0,\ \gamma = \alpha + \eta_1,\ \delta = \alpha + \eta_0 + \eta_1. \quad (7)$$

При выполнении условий (6) система уравнений (5) упрощается и переходит к виду

$$\begin{aligned} ia\alpha &= -A_1 b - A_2 c, \\ ib\beta &= A_1 a, \\ ic\gamma &= A_2 a - A_3 d, \\ id\delta &= A_3 c. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнения системы (8) можно записать в виде системы однородных уравнений относительно неизвестных a, b, c, d. Главный определитель системы (8) с учетом выражения (7) равен

$$D = \begin{vmatrix} i\alpha & A_1 & A_2 & 0 \\ A_1 & -i(\alpha+\eta_0) & 0 & 0 \\ A_2 & 0 & -i(\alpha+\eta_1) & -A_3 \\ 0 & 0 & A_3 & -i(\alpha+\eta_1+\eta_2) \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Система (8) имеет нетривиальное решение только при $D = 0$. Раскрывая D, получим характеристическое уравнение 4-го порядка относительно α

$$\alpha^4 + B_3\alpha^3 + B_2\alpha^2 + B_1\alpha + B_0 = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} B_3 &= \eta_0 + 2\eta_1 + \eta_2, \\ B_2 &= \eta_0(\eta_1+\eta_2) + \\ &\quad + \eta_1(\eta_0+\eta_1+\eta_2) - (A_1^2 + A_2^2 + A_3^2), \\ B_1 &= \eta_0\eta_1(\eta_1+\eta_2) - A_1^2(2\eta_1+\eta_2) - \\ &\quad - A_2^2(\eta_0+\eta_1+\eta_2) - A_3^2\eta_0, \\ B_0 &= A_1^2A_3^2 - A_1^2\eta_1(\eta_1+\eta_2) - A_2^2\eta_0(\eta_1+\eta_2). \end{aligned} \quad (11)$$

Выразим коэффициенты b, c, d через коэффициент a исходя из соотношений (8)

$$\begin{aligned} b &= -\frac{iA_1 a}{\alpha+\eta_0},\ c = -\frac{i}{A_2}\left[\alpha - \frac{A_1^2}{(\alpha+\eta_0)}\right]a, \\ d &= -\frac{A_3}{A_2}\left[\alpha - \frac{A_1^2}{(\alpha+\eta_0)}\right]\frac{a}{\alpha+\eta_1+\eta_2}. \end{aligned} \quad (12)$$

С учетом выражения (7) общее решение для амплитуд записывается как

$$\begin{aligned} C_0 &= \sum_{k=1}^{4} a_k\exp(i\alpha_k z), \\ C_{-1} &= \sum_{k=1}^{4} b_k\exp[i(\alpha_k+\eta_0)z], \\ C_1 &= \sum_{k=1}^{4} c_k\exp[i(\alpha_k+\eta_1)z], \\ C_2 &= \sum_{k=1}^{4} d_k\exp[i(\alpha_k+\eta_1+\eta_2)z], \end{aligned} \quad (13)$$

где α_k — корни уравнения (10), а коэффициенты b_k, c_k, d_k связаны с a_k соотношениями (12). Здесь k имеет значения 1, 2, 3, 4.

При граничных условиях

$$\sum_{k=1}^{4} a_k = 1,$$
$$\sum_{k=1}^{4} b_k = \sum_{k=1}^{4} c_k = \sum_{k=1}^{4} d_k = 0 \text{ при } z = 0 \quad (14)$$

уравнения (13) переходят в систему линейных неоднородных уравнений относительно a_1, a_2, a_3, a_4

$$a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 1,$$
$$\frac{a_1}{\alpha_1+\eta_0} + \frac{a_2}{\alpha_2+\eta_0} + \frac{a_3}{\alpha_3+\eta_0} + \frac{a_4}{\alpha_4+\eta_0} = 0,$$
$$\left(\alpha_1 - \frac{A_1^2}{\alpha_1+\eta_0}\right)a_1 + \left(\alpha_2 - \frac{A_1^2}{\alpha_2+\eta_0}\right)a_2 + \left(\alpha_3 - \frac{A_1^2}{\alpha_3+\eta_0}\right)a_3 + \left(\alpha_4 - \frac{A_1^2}{\alpha_4+\eta_0}\right)a_4 = 0, \quad (15)$$
$$\left(\alpha_1 - \frac{A_1^2}{\alpha_1+\eta_0}\right)\frac{a_1}{\alpha_1+\eta_1+\eta_2} + \ldots\ldots + \left(\alpha_4 - \frac{A_1^2}{\alpha_4+\eta_0}\right)\frac{a_4}{\alpha_4+\eta_1+\eta_2} = 0.$$

Решив систему уравнений (15), найдем коэффициенты a_k, после этого определим амплитуды C_0, C_{-1}, C_1 и C_2 из выражений (13). В конечном итоге получим

$$C_0 = a_1\exp(i\alpha_1 L) + a_2\exp(i\alpha_2 L) + a_3\exp(i\alpha_3 L) + a_4\exp(i\alpha_4 L),$$
$$C_{-1} = b_1\exp[i(\alpha_1+\eta_0)L] + b_2\exp[i(\alpha_2+\eta_0)L] + b_3\exp[i(\alpha_3+\eta_0)L] + b_4\exp[i(\alpha_4+\eta_0)L], \quad (16)$$
$$C_1 = c_1\exp[i(\alpha_1+\eta_1)L] + c_2\exp[i(\alpha_2+\eta_1)L] + c_3\exp[i(\alpha_3+\eta_1)L] + c_4\exp[i(\alpha_4+\eta_1)L],$$
$$C_2 = d_1\exp[i(\alpha_1+\eta_1+\eta_2)L] + d_2\exp[i(\alpha_2+\eta_1+\eta_2)L] + d_3\exp[i(\alpha_3+\eta_1+\eta_2)L] + d_4\exp[i(\alpha_4+\eta_1+\eta_2)L].$$

Как видно, амплитуды зависят от значений расстроек синхронизма η_0, η_1, η_2 и параметров A_1, A_2, A_3, зависящих в свою очередь от АО свойств среды и мощности звука.

Двумерность распределения оптического поля в каждом дифракционном порядке определяется двумерностью расстроек синхронизма η_0, η_1, η_2, входящих в выражения для амплитуд (16). Поиск распределения значений расстроек является самостоятельной задачей, зависящей от выбранной модели поверхностей волновых векторов кристалла. Для определения η_0, η_1 и η_2 воспользуемся моделью, в которой показатели преломления одноосного гиротропного кристалла определяются из выражений [27]

$$n_{1,2}^2 = 1 + \mathrm{tg}^2\theta \Bigg/ \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{\mathrm{tg}^2\theta}{2}\left(\frac{1}{n_0^2}+\frac{1}{n_e^2}\right) \pm \pm\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{tg}^4\theta\left(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{n_e^2}\right)+4G_{33}^2}\right), \quad (17)$$

где θ, n_o, n_e и G_{33} — те же параметры, что и в выражении (3). Двумерность обрабатываемого изображения описывается углами α и β наклона вектора **K**: α — угол между **K** и осью OZ в плоскости дифракции, β — угол между вектором **K** и плоскостью дифракции. На рис. 1 приведен только угол α. При расчетах угол θ выражался через углы α и β.

Расчеты выполнялись при следующих значениях параметров, входящих в формулы (1)–(17) [28, 29]:

$$\lambda = 0{,}63\times10^{-4} \text{ см}, \; n_o = 2{,}26, \; n_e = 2{,}41,$$
$$G_{33} = 2{,}62\times10^{-5}, \; L = H = 0{,}2 \text{ см},$$
$$M_2 = 1200\times10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}, \; V = 0{,}617\times10^5 \text{ см/с}.$$

Акустическая мощность $P_a = 0{,}1$ Вт, частота звука $f = 15$ МГц (L, H и f соответствуют условиям эксперимента). Для этих параметров $Q \approx 2{,}07$. Вычислив амплитуды дифракционных порядков C_k, можно определить рас-

пределения интенсивностей $C_k \times C_k^*$, которые являются действительными величинами и отображают поведение передаточных функций. В наших экспериментах исследовались фильтрующие свойства +1-го дифракционного порядка. На рис. 2 приведено угловое распределение $C_1 \times C_1^*$ при изменении углов α и β вблизи области, обеспечивающей выделение двумерного контура. Угловой размер распределения около 4×4°. Видно, что распределение сильно неоднородно, оно состоит из совокупности максимумов и минимумов, ориентированных произвольно относительно друг друга. Максимумы распределения обозначены буквой «М», минимумы — «О». В распределении выделена область, обеспечивающая операцию дифференцирования изображения. Особенностью выделенной области является то, что она лежит в «долине» между тремя максимумами. Как показывают вычисления, этот участок позволяет выделять двумерный контур. На рис. 3 приведен результат FFT-обработки (быстрое преобразование Фурье) изображения в виде прямоугольника, где передаточной функцией служит распределение, приведенное на рис. 2. На рис. 3а — изображение до обработки, рис. 3б — после обработки. Видно, что изображение 3б является хорошо выраженным двумерным контуром изображения 3а. Другими словами, полученная передаточная функция ведет себя как двумерный фильтр пространственных частот, позволяющий выделять контур изображения.

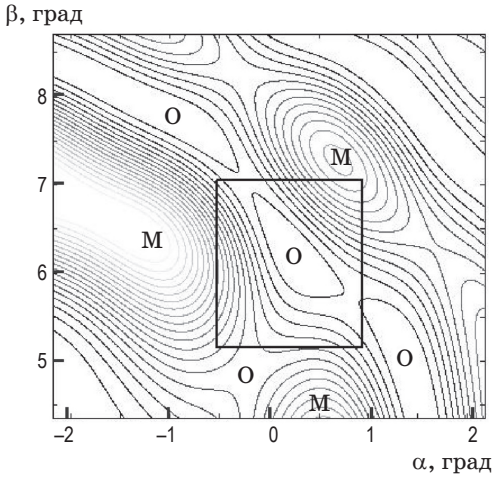


Рис. 2. Распределение $C_1 \times C_1^*$ 1-го дифракционного порядка при изменении углов α и β. α — угол между волновым вектором **K** падающего на кристалл излучения и осью *OZ* в плоскости дифракции, β — угол между вектором **K** и плоскостью дифракции. М — максимумы распределения, О — минимумы.

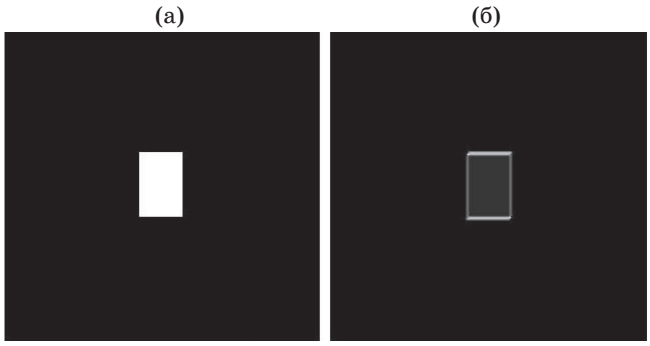


Рис. 3. Изображение до обработки (а) и после FFT-обработки (б).

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперимент выполнялся согласно оптической схеме обработки Фурье (рис. 4), более подробно описанной в публикации [16]. Источником излучения являлся He-Ne лазер, излучающий на длине волны $0{,}63 \times 10^{-4}$ см. Акустооптическая ячейка, выполняющая функцию фильтра пространственных частот, изготовлена из монокристалла TeO_2, в котором оптическое

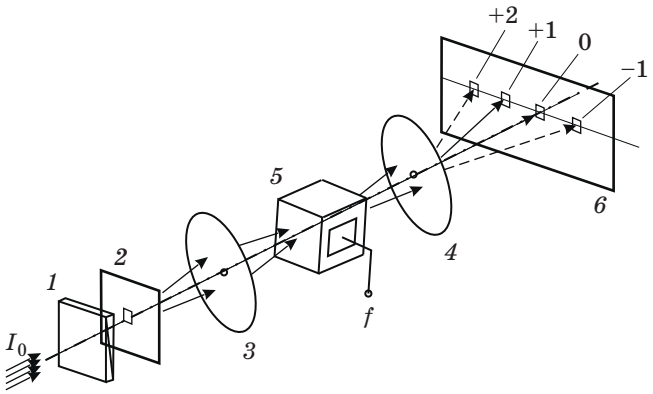


Рис. 4. Оптическая схема экспериментальной установки. I_0 — падающее оптическое излучение, *1* — четверть-волновая пластинка, *2* — экран, формирующий входное изображение, ***3*** и ***4*** — линзы, выполняющие обработку Фурье изображения, ***5*** — АО фильтр, *f* — сигнал, подаваемый на фильтр, ***6*** — экран, на котором наблюдается результат обработки Фурье, –1, 0, +1, +2 — изображения –1-го, 0-го, +1-го и +2-го дифракционных порядков.

излучение дифрагировало на «медленной» звуковой волне с частотой 15 МГц. Входным изображением служило отверстие в виде квадрата со стороной 0,3 мм. При подаче электрического сигнала на АО ячейку на выходном экране наблюдалось 5 изображений в –1-ом, 0-ом, +1-ом, +2-ом и +3-ем дифракционных порядках соответственно, при этом интенсивность изображения в +3-ем порядке не превышала 2% от интенсивности падающего излучения. Нами исследовалось формирование контура в +1-ом порядке. Для этого угловой подстройкой АО ячейки, перемещением ячейки вдоль вертикальной оси, а также подстройкой мощности звука добивалась ситуация, когда в +1-ом порядке формировался двумерный контур изображения. При этом в других порядках контур не появлялся. Отметим, что небольшие угловые подстройки АО ячейки слабо влияли на изменение эффективности +1-го порядка, что указывало на отсутствие строгого брэгговского резонанса. На рис. 5 приведены фотографии изображения, полученные в 0-ом брэгговском порядке в отсутствие напряжения, подаваемого на преобразователь (рис. 5а), и в +1-ом порядке при наличии напряжения на преобразователе, равном 7,05 В (рис. 5б). На последнем рисунке виден хорошо выраженный двумерный контур. Другими словами, экспериментально подтверждена возможность получения двумерного контура оптического изображения с использованием АО фильтра пространственных частот, работающего в промежуточной области АО дифракции.

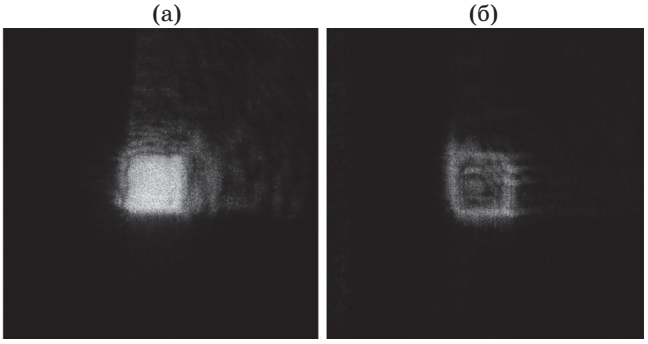


Рис. 5. Экспериментальная обработка Фурье изображения в виде квадрата. (а) — изображение в 0-ом порядке в отсутствии сигнала на АО фильтре, (б) — изображение в +1-ом порядке при подаче сигнала на АО фильтр.

Хотелось бы отметить следующее. Строго говоря, для описания процесса многократной дифракции в геометрии, представленной на рис. 1, необходимо учитывать не только акты анизотропной, но и изотропной дифракции. Как показано в работе [8], эффективность изотропной дифракции в TeO_2 только примерно в 2 раза меньше эффективности анизотропной. Другими словами, излучение в нашем случае будет дифрагировать не в три, а в шесть дифракционных порядков, а процесс дифракции при этом должен описываться системой из семи дифференциальных уравнений. Такую задачу можно решить только численно. Отметим, что в работе [19] исследуется процесс дифракции в промежуточной области, описываемый системой из 15 уравнений! Там задача решается численно. При этом обнаружены интересные эффекты, такие как наличие трех максимумов во 2-ом порядке дифракции и пяти — в третьем. Но эти эффекты по сути можно назвать «тонкой структурой» АО взаимодействия, поскольку они проявляются только при дифракции плоских волн и сильно «сглаживаются» в случае расходящихся оптических и акустических лучей. В нашем же случае все лучи — заведомо расходящиеся. Поэтому мы полагаем, что учет более высоких порядков не сильно изменит картину АО взаимодействия в промежуточной области. Рассматривая дифракцию только в три наиболее эффективных порядка, используется по сути упрощенная модель, но она дает качественно правильный результат: модель достаточно хорошо на наш взгляд описывает распределение дифракционных полей, демонстрирует наличие областей, позволяющих осуществлять двумерную обработку изображений, что подтверждается экспериментально.

Полученные результаты существенно расширяют возможности применения АО элементов в различных устройствах. В частности, они могут быть использованы в качестве двумерных фильтров пространственных частот в системах обработки изображений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Для двумерной обработки изображений предложено использовать АО фильтр простран-

ственных частот, работающий в промежуточной области АО взаимодействия. В сравнении с фильтрами, работающими с использованием брэгговского режима дифракции, предлагаемые фильтры работают на более низких частотах звука, что позволяет увеличить полосу обрабатываемых пространственных частот и предельное разрешение элементов изображения, давая возможность выделять более мелкие детали изображения.

Для описания работы фильтра предложена упрощенная модель, основанная на дифракции света в четыре порядка с учетом нулевого порядка дифракции. На основе теории связанных волн получены передаточные функции дифракционных порядков, вовлеченных в процесс дифракции. Предложенная модель дает качественно правильный результат: она достаточно хорошо описывает распределение дифракционных полей, демонстрирует наличие областей, позволяющих осуществлять двумерную обработку изображений. На основе модели показано, что передаточная функция первого дифракционного порядка позволяет выделять двумерный контур изображения в процессе его фурье-обработки.

Полученный результат подтвержден экспериментально посредством оптической фурье-обработки изображения, переносимого оптическим излучением длиной волны $0{,}63\times10^{-4}$ см. В качестве фильтра пространственных частот использована АО ячейка из TeO_2, работающая на частоте звука 15 МГц. Длина АО взаимодействия равнялась 0,2 см. Параметры АО взаимодействия соответствуют значению $Q = 2{,}07$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-07-00071).

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook of Pattern Recognition and Image Processing / ed. by Young T.Y. and Fu K.-S. N.Y.: Academic Press, Inc. 1986. 705 p.
2. *Stark H.* Applications of optical Fourier transforms. N.Y.: Acad. Press, 1982. 535 p.
3. *Акаев А.А., Майоров С.А.* Оптические методы обработки информации. М.: Высшая школа, 1988. 237 с.
4. *Балакший В.И., Волошинов В.Б.* Акустооптическая обработка изображений в когерентном свете // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 1. С. 85–90.
5. *Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., and Kostyuk D.E.* Optical image processing by means of acousto-optic spatial filtration //. J. Modern Optics. 2005. V. 52. № 1. P. 1–20.
6. *Voloshinov V.B., Linde B., Yushkov K.B.* Improvement in performance of a TeO_2 acousto-optic imaging spectrometer // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. V. 9. № 4. P. 341–347.
7. *Balakshy V.I., Kostyuk D.E.* Acousto-optic image processing // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C24–C32.
8. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
9. *Xu J. and Stroud R.* Acousto-optic devices: Principles, design and applications. N.Y.: John Wiley and Sons. Inc., 1992. 652 p.
10. *Yablokova A.A., Machikhin A.S., Batshev V.I., Pozhar V.E., Boritko S.V.* Analysis of transfer function dependence on configuration of acousto-optic interaction in uniaxial crystals // Proc. SPIE. 2019. V. 11032. P. 1103215.
11. *Котов В.М., Аверин С.В.* Выделение двумерного контура изображения с использованием двух порядков брэгговской дифракции // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 3. С. 305–308.
12. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В.* Формирование двумерного контура изображения в двух дифракционных порядках в процессе трехкратной брэгговской дифракции // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 11. С. 1090–1094.
13. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Григорьевский В.И.* Поляризационные особенности двумерного оконтуривания изображения в режиме двукратной брэгговской дифракции // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 3. С. 226–232.
14. *Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В.* Выделение двумерного контура изображения с использованием поляризационно-независимой акустооптической дифракции // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 6. С. 573–576.
15. *Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., Shkerdin G.N.* Acousto-optic filters based on the superposition of diffraction fields [invited] // Appl. Opt. 2018. V. 57. № 10. P. C83–C92.

16. *Котов В.М.* Обработка двумерных изображений с использованием брэгговской дифракции // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 11. С. 1122–1127.
17. *Балакший В.И.* Акустооптическая ячейка как фильтр пространственных частот // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 8. С. 1610–1616.
18. *Раковский В.Ю., Щербаков А.С.* Многофононное брэгговское рассеяние света на упругих волнах // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 7. С. 107–114.
19. *Балакший В.И., Кулиш Т.Г.* Высокие порядки дифракции света на ультразвуке в промежуточном режиме акустооптического взаимодействия // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. С. 663–668.
20. *Balakshy V.I., Kulish T.G.* High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acousto-optic interaction. I. Theoretical consideration // Acustica — Acta Acustica. 1998. V. 84. № 5. P. 830–836.
21. *Balakshy V.I., Krylov I.V., Kulish T.G., Molchanov V.Y.* High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acousto-optic interaction. II. Experimental results // Acustica — Acta Acustica. 1998. V. 84. № 5. P. 837-843.
22. *Pieper R., Koslover D., and Poon T.-C.* Exact solution for four-order acousto-optic Bragg diffraction with arbitrary initial conditions // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C141–C150.
23. *Zakharov A.V., Voloshinov V.B., Blomme E.* Intermediate and Bragg acousto-optic interaction in elastically anisotropic medium // Ultrasonics. 2011. V. 51. № 6. P. 745–751.
24. *Shcherbakov A.S. and Arellanes A.O.* Features of the three-phonon acousto-optical interaction due to elastic waves of finite amplitude and an advanced spectrum analysis of optical signals // JOSA. B. 2016. V. 33. № 9. P. 1852–1864.
25. *Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н., Воронко А.И.* Выделение двумерного контура изображения при двукратной брэгговской дифракции // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 4. С. 368–370.
26. *Пискунов Н.С.* Дифференциальное и интегральное исчисления. Т. 2. М.: Наука, 1970. 576 с.
27. *Котов В.М.* Высокочастотное двухцветное расщепление лазерного излучения // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. № 3. С. 493–497.
28. Акустические кристаллы / под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. 632 с.
29. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.