

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА, ОСНОВАННОГО НА ДИФРАКЦИИ В ДВА СИММЕТРИЧНЫХ БРЭГГОВСКИХ ПОРЯДКА

© 2024 г. В. М. Котов^{а,*}, С. В. Аверин^а, А. А. Зенкина^а, А. С. Белоусова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Россия, 141195, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 16.03.2023 г.

После доработки 16.03.2023 г.

Принята к публикации 14.06.2023 г.

Исследованы поляризационные свойства двухканального пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Продемонстрирован вариант, когда в процессе фурье-обработки изображения контуры в разных каналах образуются в разных поляризациях, причем формирование контуров происходит на разных акустических частотах. Вариант подтвержден экспериментально на примере оптической фурье-обработки изображения, переносимого излучением с длиной волны света 0.63 мкм. В качестве фильтра пространственных частот использована акустооптическая ячейка из парателлуриата, позволившая выделить контур изображения по одному каналу на частоте звука 34 МГц, а по другому — на частоте 42 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816224010166, EDN: ECNFCM

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика широко используется для управления параметрами оптического излучения — его амплитудой, частотой, фазой и т.д. [1–3]. Высокая селективность брэгговского режима акустооптической дифракции нашла применение для хроматической фильтрации сложных оптических сигналов, в частности, для выделения монохроматических составляющих изображения [4–7]. Другое свойство акустооптической брэгговской дифракции — высокая угловая селективность — открыло путь к использованию акустооптических ячеек в качестве фильтров пространственных частот в устройствах фурье-обработки изображений [8]. Отметим, что акустооптические ячейки являются амплитудно–фазовыми фильтрами, исходя из классификации, предложенной в работе [9]. Акустооптические фильтры используются как для одномерной [10–12], так и для двумерной [13–17] обработки изображений.

Последние наиболее привлекательны; они позволяют, в частности, выделять двумерный контур объекта. Это, с одной стороны, существенно уменьшает объем обрабатываемой информации, а с другой, — дает возможность отслеживать такие важные характеристики объекта, как его форму и размеры, особенности движения и т.д. Этих параметров во многих случаях вполне достаточно для идентификации объекта и определения характера его перемещения. В акустооптических фильтрах [13–17], предназначенных для обработки двумерных изображений, передаточные функции имеют осевую симметрию. Впоследствии выяснилось, что такая симметрия совсем не обязательна, она даже избыточна. В частности, передаточные функции фильтров, использующих многократные режимы акустооптической дифракции [18–20], не являются осесимметричными. Они представляют собой наборы интерференционных линий с изгибами, изломами, обрывами и т.п., но они также позволяют выполнять двумерную

операцию над изображениями. Сравнительно недавно (см., например, [21–23]) было предложено использовать такие фильтры для обработки изображений по двум каналам. Отметим, что использование двухканальных систем обработки позволяет увеличить надежность измерений, появляется возможность сконцентрироваться на выделении одних участков изображения по одному каналу, а других – по второму и т.п. Особое распространение двухканальные системы нашли для регистрации слабых сигналов [24], а также сигналов с большой шумовой составляющей [25]. Большой интерес представляет собой подавление поляризационного шума изображения (“бликов”, “засветок” и т.п.). Для этого, например, при фото- и киносъемках широко используются поляризационные фильтры [26]. В настоящей работе описывается двухканальная система фурье-обработки изображений, использующая поляризационную фильтрацию. При этом изображения передаются по разным каналам с различными поляризациями. Кроме того, передаточные функции каналов формируются на разных частотах звука, обеспечивая тем самым существенное улучшение “развязки” между каналами. Это к тому же исключает влияние каналов друг на друга через источник СВЧ-сигналов.

2. ТЕОРИЯ

На рис. 1 приведена векторная диаграмма акустооптической дифракции в два симметричных порядка, происходящей в одноосном кристалле. На рисунке представлен трехмерный вид акустооптического взаимодействия в кристаллографической системе координат (X, Y, Z) , где OZ – оптическая ось кристалла, OY – направление распространения акустической волны с волновым вектором $\mathbf{q}$ распространяется вдоль направления OY ; $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$ – волновые векторы соответственно нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков. Все векторы лежат в одной плоскости T , называемой плоскостью дифракции. Плоскость T наклонена к оптической оси OZ на угол β . На рисунке угол β представлен как угол между OZ и прямой N , лежащей в плоскости T . Прямая N ортогональна направлению OY . Вектор $\mathbf{K}_0$ наклонен в плоскости T на угол α к прямой N . Таким образом, ориентация $\mathbf{K}_0$ определяется углами α и β . Ориентации

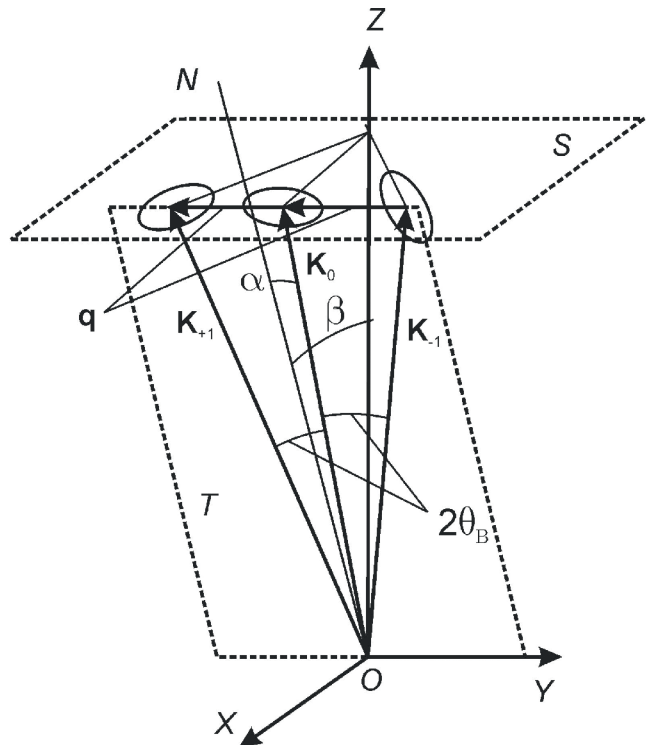


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптической дифракции в два симметричных брэгговских порядка в кристаллографической системе координат (X, Y, Z) , OZ – оптическая ось кристалла, OY – направление распространения акустической волны с волновым вектором $\mathbf{q}$, T – плоскость дифракции, ON – нормаль к оси OY , лежащая в плоскости T , β – угол наклона плоскости T к оси OZ , $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$, $\mathbf{K}_{-1}$ – волновые векторы дифрагировавших волн соответственно нулевого, плюс первого и минус первого порядков, α – угол между ON и $\mathbf{K}_0$, $2\theta_B$ – двойной угол Брэгга, S – плоскость, параллельная плоскости XOY и содержащая концы волновых векторов $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$, $\mathbf{K}_{-1}$, а также волновой вектор $\mathbf{q}$.

дифрагировавших лучей $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$ жестко привязаны к ориентации луча $\mathbf{K}_0$: во-первых, все лучи лежат в одной плоскости T , а во-вторых – угол между $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{K}_{+1}$, а также угол между $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{K}_{-1}$ равен двойному углу Брэгга в силу выполнения брэгговского синхронизма [1–3]. Угол Брэгга равен $\theta_B = q/2K$, где q и K – величины волновых векторов звука и света.

Предполагается, что акустооптическая дифракция происходит в одноосном положительном гиротропном кристалле TeO_2 , наиболее широко используемом на практике для изготовления акустооптических устройств разного назначения. В этом кристалле достаточно просто реализуется дифракция в два симметричных порядка [2, 3]. Наиболее эффективный

способ – реализация дифракции на “медленной” звуковой волне, распространяющейся ортогонально оптической оси кристалла. При этом все оптические лучи распространяются вблизи оптической оси кристалла. Поскольку кристалл TeO_2 является гиротропным, его собственные волны, распространяющиеся вблизи оптической оси, имеют эллиптическую поляризацию [3, 27]. Эллиптичность собственных волн (отношение полуосей эллипса поляризации) вычисляется следующим образом [28]:

$$\rho = (2G_{33})^{-1} \left(\sqrt{R^2 + 4G_{33}^2} - R \right), \quad (1)$$

где

$$R = \sin^2 \delta (n_o^{-2} - n_e^{-2}).$$

Здесь G_{33} – компонента псевдотензора гирации, n_o , n_e – главные показатели преломления кристалла, δ – угол между волновым вектором света и оптической осью.

На рис. 1 поляризации лучей изображены в виде эллипсов. Для анализа поляризаций рассмотрим плоскость S на рис. 1, параллельную плоскости OXY и проходящую через концы волновых векторов $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$. На рис. 2 приведен вид плоскости S . Здесь E_0 , E_{+1} и E_{-1} – эллипсы поляризаций соответственно волн $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$. Полуоси эллипсов всегда ориентируются вдоль главных плоскостей поляризаций P_0 , P_{+1} и P_{-1} . Как известно [29], плоскостью поляризации волнового вектора $\mathbf{K}$ называется плоскость, проходящая через вектор $\mathbf{K}$ и оптическую ось OZ кристалла. Для TeO_2 поляризация луча $\mathbf{K}_0$ соответствует поляризации “обыкновенного” луча (большая полуось эллипса поляризации направлена ортогонально главной плоскости P_0). Лучи $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$ – “необыкновенные”, большие полуоси поляризаций лежат соответственно в главных плоскостях P_{+1} и P_{-1} . Плоскости поляризаций P_0 , P_{+1} и P_{-1} ориентированы под углами φ_0 , φ_{+1} и φ_{-1} к направлению OY . В экспериментах предполагалось, что поляризатор будет устанавливаться либо вдоль направления OY , совпадающего с направлением распространения звука, либо вдоль направления OX , ортогонального звуковой волне. Нетрудно показать, что амплитуда поля вдоль направления OY , получаемая после прохождения эллиптически поляризованного излучения через поляризатор,

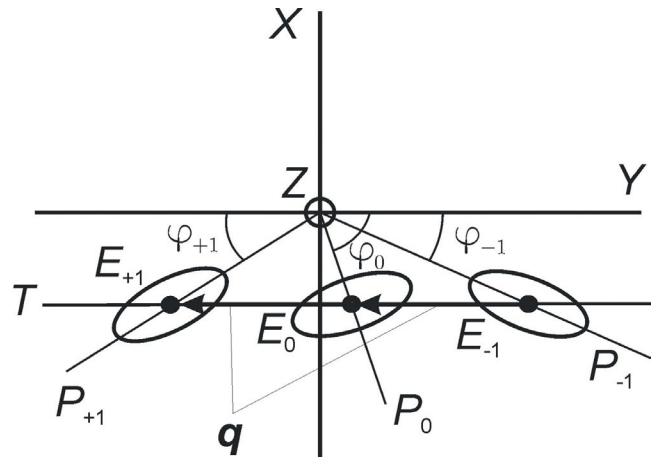


Рис. 2. Ориентация поляризаций дифрагировавших лучей. Вид на плоскость S : E_{+1} , E_0 , E_{-1} – эллипсы поляризаций плюс первого, нулевого и минус первого дифракционных порядков; P_{+1} , P_0 , P_{-1} – главные плоскости поляризаций волновых векторов $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$, $\mathbf{K}_{-1}$; φ_{+1} , φ_0 , φ_{-1} – углы между плоскостями P_{+1} , P_0 , P_{-1} и осью OY ; $\mathbf{q}$ – волновой вектор звука.

ориентированный своим направлением максимального пропускания вдоль направления OY (Y -поляризация), определяется формулой

$$E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} \cos 2\varphi}. \quad (2)$$

Здесь E – эффективная амплитуда эллиптически поляризованной волны, определяемая равенством

$$E = \frac{a}{\sqrt{1 + \rho^2}},$$

величина a – большая полуось эллипса поляризации, ρ – эллиптичность, φ – угол между большой полуосью эллипса поляризации и направлением OY . Амплитуда поля вдоль направления OX (X -поляризация) будет определяться формулой

$$E_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} \cos 2\varphi}. \quad (3)$$

Для вычисления амплитуд E_x и E_y лучей $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$ необходимо задать углы ориентации α и β волнового вектора $\mathbf{K}_0$, откуда, исходя из условий дифракции, определить угол Брэгга, после чего углы ориентации остальных векторов $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$. Полученные углы позволяют найти эллиптичности лучей на основании выражения (1), а также величины полей E_x и E_y согласно формулам (2) и

(3). Эффективные амплитуды E для лучей $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$, входящие в выражения (2) и (3), являются, по сути, перераспределением амплитуды падающей на кристалл волны между дифрагировавшими волнами, которые связаны между собой системой дифференциальных уравнений [2, 22]

$$\frac{dE_0}{dz} = -\frac{A_1}{2} E_{+1} \exp(-i\eta_1 z) - \frac{A_2}{2} E_{-1} \exp(-i\eta_2 z), \quad (4)$$

$$\frac{dE_{+1}}{dz} = \frac{A_1}{2} E_0 \exp(i\eta_1 z); \quad \frac{dE_{-1}}{dz} = \frac{A_2}{2} E_0 \exp(i\eta_2 z).$$

При этом выполняется соотношение

$$E_0 E_0^* + E_{+1} E_{+1}^* + E_{-1} E_{-1}^* = E_{inc} E_{inc}^*.$$

Здесь E_{inc} — амплитуда падающей волны, E_0 , E_{+1} и E_{-1} — амплитуды дифрагировавших волн $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_{+1}$ и $\mathbf{K}_{-1}$ соответственно, $A_1 = \varepsilon f_1$, $A_2 = \varepsilon f_2$, где f_1, f_2 — коэффициенты, учитывающие влияние эллиптичности волн, ε характеризует влияние акустической мощности на процесс брэгговского рассеяния:

$$\varepsilon = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_{ac}}{LR}},$$

где λ — длина волны света, M_2 — акустооптическое качество материала, L — длина акустооптического взаимодействия, R_s — высота акустического столба, P_{ac} — акустическая мощность, z — координата, вдоль которой развивается акустооптическое взаимодействие, η_1, η_2 — расстройки фазового синхронизма соответственно плюс первого и минус первого порядков: $\eta_1 = k_z - k_{z(+1)}$, $\eta_2 = k_z - k_{z(-1)}$, здесь $k_z, k_{z(+1)}, k_{z(-1)}$ — проекции волновых векторов нулевого $\mathbf{K}_0$, плюс первого $\mathbf{K}_{+1}$ и минус первого $\mathbf{K}_{-1}$ порядков на направление оптической оси OZ .

Величины η_1 и η_2 зависят от модели поверхностей — волновых векторов. В наших расчетах за основу была взята модель, в рамках которой волновой вектор $\mathbf{K}$ оптической волны представляется в виде проекций K_x, K_y, K_z на направления X, Y, Z . Проекция связаны следующим соотношением:

$$K_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) + T^2 N \left[\frac{K_z^2}{n_0^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right] + \frac{T^4}{n_0^2 n_e^2} - \frac{2}{n_0^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 K_z^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 = 0, \quad (5)$$

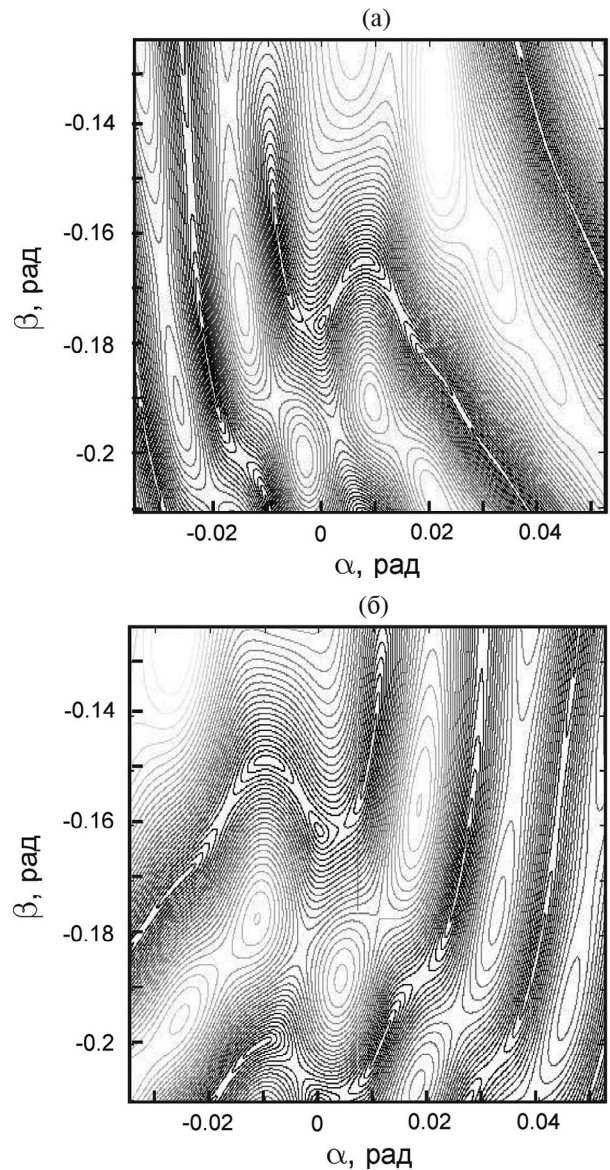


Рис. 3. Передаточные функции плюс первого и минус первого порядков, полученные соответственно на частотах звука 34 МГц (а) и 42 МГц (б). Рис. а соответствует ориентации поляризации вдоль направления X , б — вдоль направления Y . Угловой размер функций составляет примерно $5^\circ \times 5^\circ$.

где $T^2 = K_x^2 + K_y^2$, $N = n_0^{-2} + n_e^{-2}$.

Наши эксперименты выполнялись с использованием He–Ne-лазера, генерирующего на длине волны света $\lambda = 0.63$ мкм. В качестве материала акустооптической ячейки использовался парателлуриит (TeO_2), параметры которого были следующими [30, 31]: $n_0 = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$, $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18}$ с³/г, скорость звука $V = 0.617 \cdot 10^5$ см/с. Скорость звука необходима

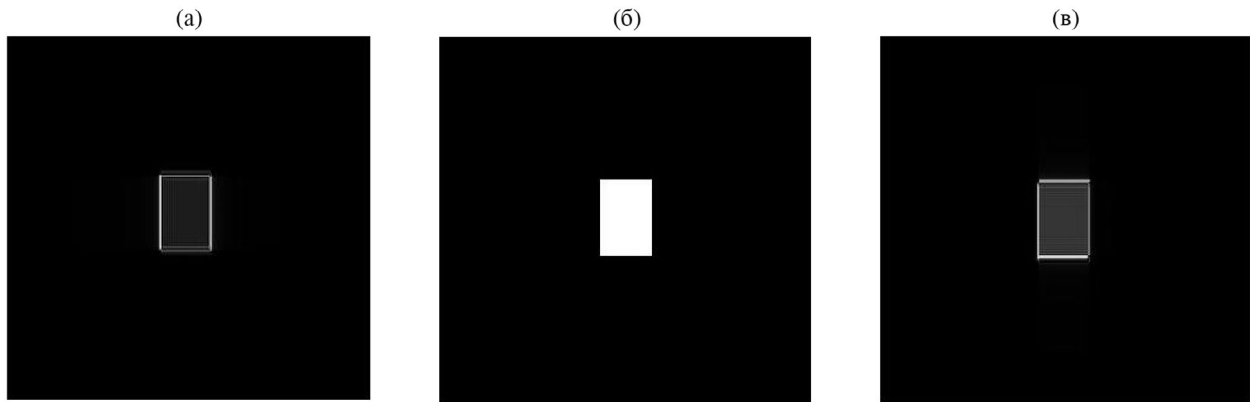


Рис. 4. Изображение после фурье-обработки в плюс первом дифракционном порядке (а), исходное изображение (б), изображение после фурье-обработки в минус первом дифракционном порядке (в). Изображение а получено с помощью передаточной функции рис. 3а, изображение в — с помощью функции рис. 3б.

для вычисления волнового вектора звука $K = 2\pi f/V$, где f — частота звука. Длина акустооптического взаимодействия L и высота акустического столба R соответствовали параметрам изготовленной акустооптической ячейки и были равны 0.2 см. Акустическая мощность бралась равной $P_{ac} = 0.075$ Вт. Частоты звука были выбраны 34 МГц для формирования передаточной функции в X -поляризации и 423 МГц для Y -поляризации. Решение системы (4) приведено в работе [20]. Там же получены зависимости E_0 , E_{+1} и E_{-1} от мощности звука и расстройек фазового синхронизма η_1 и η_2 . Отметим, что передаточные функции H_0 , H_{+1} и H_{-1} , являющиеся базовыми характеристиками пространственного фильтра, совпадают с распределениями E_0 , E_{+1} и E_{-1} при $E_{inc} = 1$. В наших расчетах они вычислялись в зависимости от углов α и β . Передаточные функции в общем случае представляют собой набор интерференционных линий с изгибами, обрывами, изменяющимся утолщением линий и т.п. На рис. 3 приведены модули передаточных функций минус первого и плюс первого дифракционных порядков $|H_{+1}|$ и $|H_{-1}|$ (рис. 3 а, б), построенные для частот 34 и 42 МГц соответственно в X - и Y -поляризациях, которые позволяют выделять контур изображения. Угловой размер распределений равен примерно $5^\circ \times 5^\circ$. На рисунке углы приведены в радианах. Видно, что передаточные функции представляют собой набор интерференционных сильно изогнутых линий. На рис. 4 приведены результаты фурье-обработки изображения в виде прямоугольника: а — результат с использованием фильтра на рис. 3а, б — исходное изображение,

в — с использованием фильтра рис. 3б. Видно, что изображения 4а и 4в являются хорошо выраженными контурами рис. 4б. Другими словами, полученные передаточные функции позволяют выделять двумерный контур изображения на разных частотах.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальная установка приведена на рис. 5. В основе работы установки лежит стандартная $4F$ -схема оптической фурье-обработки (см., например, [22]), где используются две одинаковые линзы L_1 и L_2 с фокусным расстоянием $F = 20$ см, выполняющие преобразование Фурье. В качестве входного изображения P_1 было выбрано квадратное отверстие в экране из непрозрачного материала, отстоящее от входной линзы на расстоянии F . Изображение формировалось при освещении экрана излучением He-Ne-лазера с длиной волны 0.63 мкм. Фильтром пространственных частот служила акустооптическая ячейка из TeO_2 , расположенная в задней фокальной плоскости линзы L_1 и передней фокальной плоскости линзы L_2 . Размеры ячейки вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$ равны соответственно 1.0 см, 1.0 см и 1.0 см. В ячейке возбуждалась “медленная” звуковая волна вдоль направления $[110]$ кристалла, оптическое излучение распространялось вблизи оптической оси $[001]$. Выбор данной геометрии акустооптического взаимодействия обеспечивает наибольшее значение коэффициента M_2 , а значит, наибольшую эффективность дифракции. За линзой L_2 на фокусном расстоянии от нее

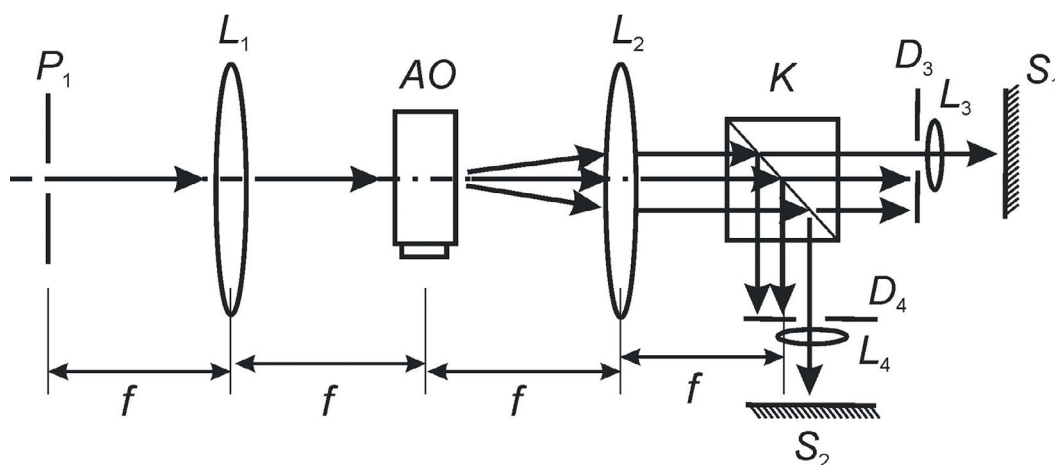


Рис. 5. Оптическая схема экспериментальной установки: P_1 — плоскость входного изображения; L_1, L_2 — линзы с фокусным расстоянием f , выполняющие фурье-преобразования; AO — акустооптический фильтр пространственных частот; K — поляризационный кубик; L_3, L_4 — короткофокусные линзы, увеличивающие выходные изображения; D_3, D_4 — диафрагмы; S_1, S_2 — экраны для наблюдения выходных изображений.

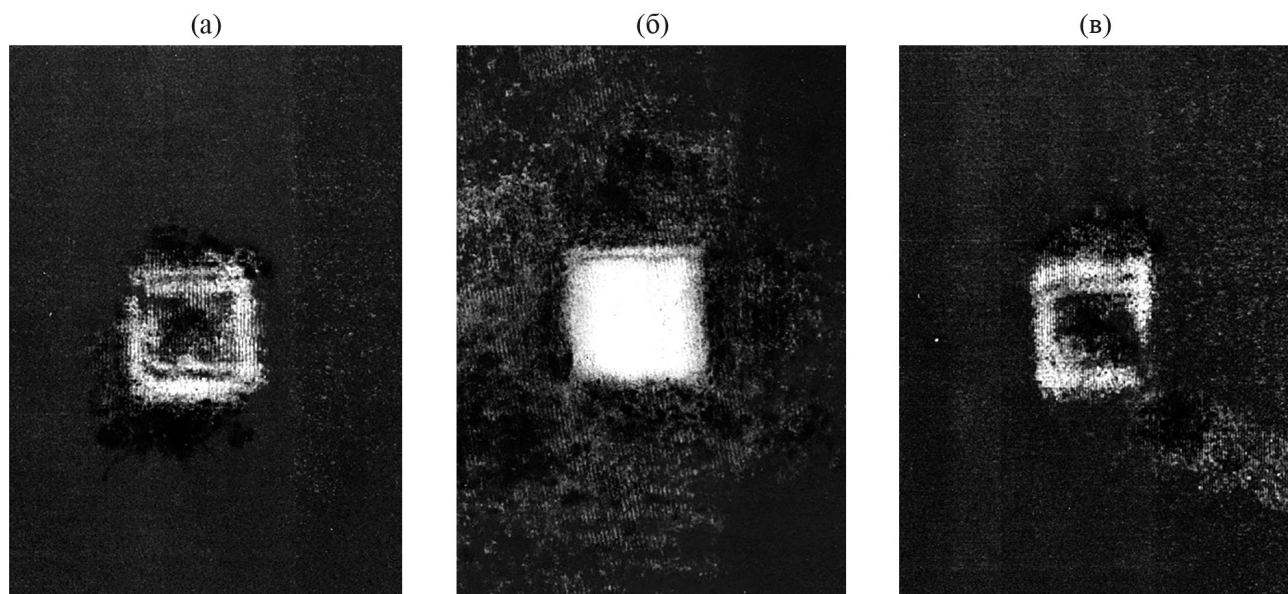


Рис. 6. Фотографии изображений, наблюдаемых на экранах S_1 и S_2 : **а** — изображение, полученное на частоте 34 МГц и наблюдаемое на экране S_1 ; **б** — фотография изображения на экране S_1 при отсутствии электрического сигнала; **в** — изображение на экране S_2 , полученное на частоте 42 МГц.

располагался поляризационный кубик K , пропускающий излучение с поляризацией, параллельной направлению распространения звука в акустооптической ячейке, и отражающий излучение с ортогональной поляризацией. Короткофокусные линзы L_3 и L_4 с фокусным расстоянием около 4 см, расположенные на пути лучей, выходящих из кубика K , предназначались для получения увеличенных изображений соответственно на экранах S_1 и S_2 . Перед линзами L_3 и L_4 устанавливались диафрагмы D_3 и D_4 , первая

из которых пропускала только изображение плюс первого порядка на экран S_1 , а вторая — только изображение минус первого порядка на экран S_2 . При этом изображение плюс первого порядка наблюдалось только на частоте звука 34 МГц, в то же время на экране S_2 никакого изображения не наблюдалось. При перестройке частоты до 42 МГц, наоборот, на экране S_1 не наблюдалось никаких изображений, но появлялось изображение на экране S_2 . Угловой настройкой акустооптической ячейки, а также

подбором мощности звука создавалась ситуация, когда на частоте звука 34 МГц формировался контур на экране S_1 , а на частоте звука 42 МГц — контур на экране S_2 . На рис. 6 приведены фотографии изображений, наблюдаемых на экранах S_1 и S_2 . Здесь а — фотография изображения, полученного на частоте звука 34 МГц и наблюдаемого на экране S_1 , б — фотография изображения на экране S_1 при отсутствии электрического сигнала, подаваемого на акустооптическую ячейку, и удалении диафрагмы D_3 . По сути, изображение на рис. 6б соответствует входному изображению и приведено здесь для сравнения с другими изображениями. Фотография на рис. 6в получена на экране S_2 на частоте звука 42 МГц. Видно, что фотографии на рис. 6а, в являются хорошо выраженными контурами изображения на рис. 6б. Другими словами, экспериментально получен режим, когда формируются контуры изображения в плюс первом и минус первом дифракционных порядках при разных поляризациях и разных частотах звуковой волны.

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность формирования изображений по двум каналам в разных поляризациях и разных частотах звука с использованием одного акустооптического пространственного фильтра.

4. ВЫВОДЫ

На основании изложенного материала можно сделать следующие выводы:

1. Для ослабления поляризационного шума предложена двухканальная схема двумерной фурье-обработки, где изображения по двум каналам формируются в разных поляризациях и при разных частотах. В качестве фильтра пространственных частот предложено использовать акустооптическую ячейку из одноосного кристалла парателлурита, работающую в режиме акустооптической дифракции в два симметричных брэгговских порядка.

2. Получены передаточные функции дифракционных порядков, формирующихся в разных поляризациях. В качестве двух каналов обработки изображения выбраны плюс первый и минус первый дифракционные порядки, сформированные в разных поляризациях. Найден вариант, когда по одному каналу возникает

контур изображения на одной частоте звука, а по другому — на другой.

3. Вариант подтвержден экспериментально на примере фурье-обработки изображения, переносимого оптическим излучением на длине волны 0.63 мкм. В качестве пространственного фильтра использована акустооптическая ячейка из парателлурита, работающая в режиме дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Получен контур изображения в первом канале на частоте звука 34 МГц, а во втором — на частоте 42 МГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-21-00059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978.
2. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Willey and Sons, Inc., 1992.
4. Магдич Л.Н. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1980. Т. 44. № 8. С. 1683.
5. Парыгин В.Н., Балакий В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд. Московского государственного университета, 1987.
6. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 10. С. 1272.
7. Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Волошинов В.Б., Юшков К.Б. // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 8. С. 29. <https://doi.org/10.1364/JOT.76.000473>
8. Балакий В.И. // Радиотехника и электроника. 1984. № 8. С. 1610.
9. Vander Lugt A. // Optica Acta. 1968. V. 15. № 1. P. 1.
10. Banerjee P.P., Cao D., Poon T.-C. // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 3086. <https://doi.org/10.1364/AO.36.003086>
11. Cao D., Banerjee P.P., Poon T.-C. // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 3007. <https://doi.org/10.1364/AO.37.003007>
12. Banerjee P.P., Cao D., Poon T.-C. // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 7532. <https://doi.org/10.1364/AO.37.007532>
13. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., and Kostyuk D.E. // J. Mod. Opt. 2005. V. 52. № 1. P. 1. <https://doi.org/10.1080/09500340410001669408>
14. Balakshy V.I., Kostyuk D.E. // Appl. Opt. 2009. V. 48. P. 24. <https://doi.org/10.1364/AO.48.000C24>

15. *Balakshy V. I.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 56. <https://doi.org/10.1364/AO.57.000C56>.
16. *Yablokova A.A., Machikhin A.S., Batshev V.I., Pozhar V.E., and Boritko S.V.* // Proc.SPIE. 2019. V. 11032. P. 15. <https://doi.org/10.1117/12.2520803>.
17. *Gorevoy A.V., Machikhin A.S., Martynov G.N., and Pozhar V.E.* // Photonics Research. 2021. V. 9. P. 687. <https://doi.org/10.1364/PRJ.417992>.
18. *Kotov V.M., Shkerdin G.N., and Buliuk A.N.* // Sov. J. Quantum Electron. 2011. V. 41. № 12. P.1109. <https://doi.org/10.1070/QE2011v041n12ABEH014673>
19. *Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., and Shkerdin G.N.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 83. <https://doi.org/10.1364/AO.57.000C83>.
20. *Kotov V.M., Averin S.V.* // Sov. J. Quantum Electron. 2020. V. 50. P. 305. <https://doi.org/10.1070/QEL17137>.
21. *Kotov V.M., Shkerdin G.N., and Averin S.V.* // J. Communications Technol. Electron. 2016. V. 61. P. 1275. <https://doi.org/10.1134/S1064226916110073>
22. *Kotov V.M., Averin S.V., Zenkina A.A., Belousova A.S.* // Computer Optics. 2022. V. 46. № 6. P. 905. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-1119>.
23. *Котов В.М., Аверин С.В., Зенкина А.А., Белоусова А.С.* // КЭ. 2022. Т. 52. № 8. С. 754. <https://elibrary.ru/item.asp?id=49437733>
24. *Бычков С.И., Румянцев К.Е.* Поиск и обнаружение оптических сигналов. Таганрог: Изд. ТРТУ, 2000.
25. *Богданович В.А., Вострецов А.Г.* Теория устойчивого обнаружения, различения и оценивания сигналов. М.: Физматлит, 2003.
26. *McHugh Sean T.* Understanding Photography: Master your Digital Camera and Capture That Perfect Photo. No Starch Press, 2018. <https://www.amazon.com/Understanding-Photography-Digital-Capture-Perfect/dp/1593278942>
27. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розентейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.
28. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
29. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
30. Акустические кристаллы / под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
31. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.