

Выделение двумерного контура изображения с использованием двух порядков брэгговской дифракции

В.М.Котов, С.В.Аверин

Исследован процесс выделения двумерного контура изображения с использованием акустооптического пространственного фильтра, основанного на дифракции света в два порядка. Теоретически показано, что дифракция, происходящая в кристалле парателлурита на «медленной» звуковой волне, распространяющейся ортогонально оптической оси кристалла, позволяет выделять двумерный контур изображения, переносимого оптическим излучением с длиной волны 0.63 мкм, в широкой полосе акустических частот: 25–50 МГц. Экспериментально получено выделение двумерного контура изображения на частоте звука 29 МГц.

Ключевые слова: выделение двумерного контура изображения, акустооптическая дифракция, брэгговский режим, дифракция в два порядка.

1. Введение

Акустооптическое (АО) взаимодействие является эффективным методом управления параметрами не только отдельного оптического луча, но и совокупности лучей, передающих изображение [1–4]. Один из широко используемых методов обработки изображений – выделение его контура. Контур, будучи только малой частью изображения, содержит информацию о таких важных характеристиках объекта, как его форма и размер, ориентация в пространстве, скорость и характер движения и т. д.

Для выделения контура наиболее широко применяется оптическая фурье-обработка изображения, где АО ячейка служит фильтром пространственных частот [5]. Если вначале АО ячейки использовались для фильтрации одномерных изображений (см., напр., [6–8]), то впоследствии было установлено, что они с успехом могут применяться и для обработки двумерных изображений, в частности для выделения двумерных контуров. Это можно сделать, используя специальные срезы кристаллов или выбирая особые режимы АО дифракции [9–15].

Одной из важных характеристик АО ячеек, применяемых в качестве фильтра пространственных частот, является полоса пропускания пространственных частот, которая, по сути, определяет предельное разрешение ячейки [5]. Для увеличения предельного разрешения ячейки при прочих равных условиях необходимо уменьшать частоту акустической волны [5]. Отметим, что АО фильтры, основанные на квазиколлинеарной дифракции в TeO_2 и предназначенные для обработки излучения с длиной волны 0.63 мкм, работают на частоте звука 98 МГц [16], а фильтры с тангенциальной геометрией – на частоте 68 МГц [9].

В.М.Котов, С.В.Аверин. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 23 октября 2019 г., после доработки – 30 декабря 2019 г.

Существенного уменьшения частоты звука удалось достичь путем использования режима многократной дифракции [12–15], причем для двукратного режима частота звука снизилась до ~ 35 МГц, а для трехкратного – до 27 МГц. Однако многократные режимы реализуются при значительном потреблении акустической мощности.

В настоящей работе для выделения двумерного контура изображения используется АО ячейка с дифракцией в два порядка. Этот режим является наиболее экономичным с точки зрения потребления управляющей мощности: например, для получения 100%-ной эффективности дифракции требуется мощность, в два раза меньшая мощности для «обычного» брэгговского режима и в четыре раза меньшая мощности для двукратного режима дифракции [1]. Другими словами, предлагаемый режим позволяет существенно уменьшить потребляемую мощность, необходимую для управления АО ячейкой в процессе обработки изображений. Кроме того, как будет показано ниже, рассматриваемые фильтры обеспечивают выделение двумерного контура в широкой полосе акустических частот.

2. Теория

На рис.1 приведена диаграмма АО взаимодействия, положенная в основу предлагаемого режима. Пучок оптического излучения, обозначенный P_0 и содержащий информацию об изображении, распространяется примерно вдоль оптической оси z одноосного гиротропного кри-

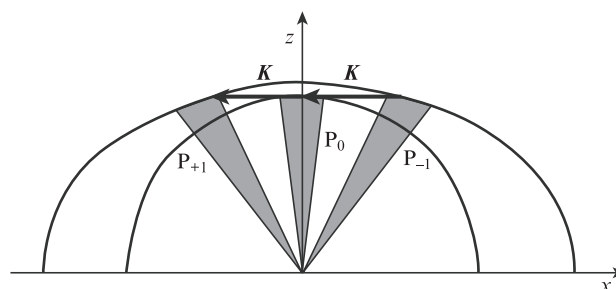


Рис.1. Диаграмма АО дифракции в два порядка.

сталла, которым может быть кристалл парателлуриата TeO_2 . Ортогонально оси z распространяется акустическая волна с волновым вектором \mathbf{K} . В результате АО взаимодействия падающее излучение дифрагирует в направлениях плюс первого (пучок P_{+1}) и минус первого (пучок P_{-1}) дифракционных порядков. Для обработки изображений используется нулевой брэгговский порядок.

При определении передаточных функций будем полагать, что оптическое поле представимо в виде набора плоских волн, при этом дифракция плоских волн происходит независимо. Волны взаимодействуют с плоской монохроматической акустической волной, поэтому дифрагировавшие волны также представляют собой набор плоских волн. Амплитуды волн для дифракционных порядков запишем в виде

$$\begin{aligned} E_0(\theta_m) &= E_{\text{inc}}(\theta_m)H_0(\theta_m), \quad E_1(\theta_m + K/k) = E_{\text{inc}}(\theta_m)H_1(\theta_m), \\ E_{-1}(\theta_m - K/k) &= E_{\text{inc}}(\theta_m)H_{-1}(\theta_m). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_0 , E_1 и E_{-1} – амплитуды полей для нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; E_{inc} – амплитуда поля падающего излучения; θ_m – угол ориентации плоской волны относительно направления распространения излучения; m – номер плоской волны; K и k – модули волновых векторов акустической и оптической плоских волн соответственно; H_0 , H_1 и H_{-1} – передаточные функции для нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков. Эти функции связаны между собой следующей системой дифференциальных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} \frac{dH_0}{dz} &= -\frac{v}{2}[H_1 \exp(-i\eta_1 z) + H_{-1} \exp(-i\eta_2 z)], \\ \frac{dH_1}{dz} &= \frac{v}{2}H_0 \exp(i\eta_1 z), \\ \frac{dH_{-1}}{dz} &= \frac{v}{2}H_0 \exp(i\eta_2 z). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $v = (\pi/\lambda)\sqrt{M_2 P_{\text{ac}}/Lh}$ – параметр, связанный с мощностью акустической волны; λ – длина волны света; M_2 – параметр, характеризующий АО качество материала; L – длина АО взаимодействия; h – высота акустического столба; P_{ac} – акустическая мощность; z – координата, вдоль которой развивается АО взаимодействие; $\eta_1 = k_z - k_{z(+1)}$ и $\eta_2 = k_z - k_{z(-1)}$ – расстройки фазового синхронизма для плюс первого и минус первого порядков соответственно; k_z , $k_{z(+1)}$, $k_{z(-1)}$ – проекции волновых векторов для нулевого (\mathbf{k}), плюс первого (\mathbf{k}_{+1}) и минус первого (\mathbf{k}_{-1}) дифракционных порядков на ось z .

Для граничных условий $H_0 = 1$ и $H_1 = H_{-1} = 0$ при $z = 0$ решение системы (2) имеет вид

$$\begin{aligned} H_0 &= a_1 \exp(i\beta_1 z) + a_2 \exp(i\beta_2 z) + a_3 \exp(i\beta_3 z), \\ H_1 &= \frac{v}{2i} \left\{ \frac{a_1}{\beta_1 + \eta_1} \exp[i(\beta_1 + \eta_1)z] + \frac{a_2}{\beta_2 + \eta_1} \exp[i(\beta_2 + \eta_1)z] \right. \\ &\quad \left. + \frac{a_3}{\beta_3 + \eta_1} \exp[i(\beta_3 + \eta_1)z] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H_{-1} &= \frac{v}{2i} \left\{ \frac{a_1}{\beta_1 + \eta_2} \exp[i(\beta_1 + \eta_2)z] + \frac{a_2}{\beta_2 + \eta_2} \exp[i(\beta_2 + \eta_2)z] \right. \\ &\quad \left. + \frac{a_3}{\beta_3 + \eta_2} \exp[i(\beta_3 + \eta_2)z] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$a_1 = \frac{T_1}{T_1 + T_2 + T_3}; \quad a_2 = \frac{T_2}{T_1 + T_2 + T_3}; \quad a_3 = \frac{T_3}{T_1 + T_2 + T_3}; \quad (4)$$

$$T_1 = (\beta_3 - \beta_2)(\beta_1 + \eta_1)(\beta_1 + \eta_2); \quad T_2 = (\beta_1 - \beta_3)(\beta_2 + \eta_1)(\beta_2 + \eta_2);$$

$$T_3 = (\beta_2 - \beta_1)(\beta_3 + \eta_1)(\beta_3 + \eta_2);$$

$\beta_1, \beta_2, \beta_3$ – корни кубического уравнения

$$\beta^3 + \beta^2(\eta_1 + \eta_2) + \beta(\eta_1\eta_2 - 0.5v^2) - 0.25v^2(\eta_1 + \eta_2) = 0. \quad (5)$$

Двумерность передаточных функций, т.е. их зависимость от направления вдоль оси y , ортогонального направлениям вдоль осей x и z , учитывалась следующим образом: показатели преломления $n_{1,2}$ оптических волн одноосного кристалла TeO_2 задавались в виде трехмерных распределений [17]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \tan^2 \varphi}{\frac{1}{n_o^2} + \frac{\tan^2 \varphi}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\tan^4 \varphi \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2}}, \quad (6)$$

где n_o, n_e – главные показатели преломления кристалла; φ – угол между оптической осью кристалла и волновым вектором световой волны; G_{33} – компонента псевдотензора гирации. В нашем случае полагалось, что происходит анизотропная дифракция световой волны на звуковой волне, при этом показатель преломления падающего излучения соответствует знаку «+» в выражении (6), а дифрагировавших лучей – знаку «-». Трехмерные поверхности, образованные волновыми векторами, описываются функциями $2\pi n_1/\lambda$ и $2\pi n_2/\lambda$. Плоскость дифракции пересекает волновые поверхности, при этом она проходит через начало координат и содержит волновой вектор звука \mathbf{K} . Значения расстроек η_1 и η_2 определялись при изменении угла наклона плоскости дифракции к оптической оси z , а затем согласно выражениям (2)–(5) определялись передаточные функции H_0 , H_1 и H_{-1} .

Для вычислений использовались параметры, соответствующие излучению He–Ne-лазера, распространяющегося в монокристалле TeO_2 : $\lambda = 0.63$ мкм, $n_o = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \times 10^{-5}$, $M_2 = 1200 \times 10^{-18}$ с³/г, скорость звука $V = 0.617 \times 10^5$ см/с [18, 19]. Кроме того, полагалось, что $P_{\text{ac}} = 0.05$ Вт, $L = h = 0.2$ см.

На рис.2 приведены квадраты модуля передаточных функций, $H_0 \times H_0^*$, вычисленные для частот звука 25 и 50 МГц. Полученные распределения передаточных функций использовались нами для выделения двумерного контура изображения путем компьютерной «быстрой» фурье-обработки (FFT) [20]. Видно, что распределения сильно неоднородны, для них характерны «изломы» в поведении функций. Наличие изломов придает областям распределений определенную двумерность. Такие распределения характерны для АО фильтров двумерных изображений,

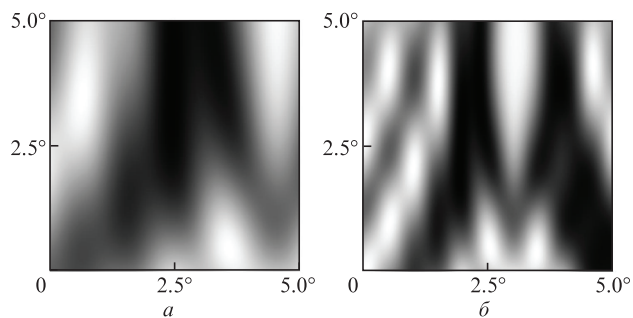


Рис.2. Передаточные функции для нулевого брэгговского порядка, полученные на частотах звука 25 (а) и 50 МГц (б).

основанных на сложении нескольких оптических полей (см., напр., [21–23]). Отметим, что подобные области – не единственные во всех распределениях передаточных функций. Однако в процессе проверки всех таких областей путем FFT-обработки двумерных изображений наилучшие результаты, исходя из сравнения контрастности контуров и их эквивалентности во взаимно ортогональных направлениях, достигнуты с использованием именно участков, показанных на рис.2. Отметим, что эти участки соответствуют одной и той же области распределения функций, но получены при разных частотах. Видно, что на рис.2,б характерные неоднородные области существенно меньше, чем на рис.2,а.

На рис.3 приведены изображение до обработки, представляющее собой круг (рис.3,а), и результат его FFT-обработки с помощью передаточных функций, показанных на рис.2,а и б (рис.3,б и в соответственно). На рис.3,б и в достаточно четко выражены контуры круга. При этом толщина контура на рис.3,б существенно меньше, чем контура на рис.3,в, что находится в полном соответствии с выводами работы [5]. Отсюда ясно, что для более четкого выделения контура необходимо использовать как можно более низкие частоты звука. Однако уменьшение частоты звука приводит к появлению эффективной «перекачки» световой энергии в более высокие порядки дифракции, т.е. к переходу дифракции в режим Рамана–Ната. По сути частота ~ 25 МГц близка к минимальной частоте для брэгговского режима дифракции. Действительно, параметр Клейна–Кука $Q = K^2 L / k = 2\pi f^2 \lambda L / V^2$ [1, 2] определяет граничную частоту звука f из условия $Q \geq 4\pi$. Для частот, превышающих 50 МГц, контур начинает «расплываться», т.е. его характеристики существенно ухудшаются.

Кроме того, верхнее значение частоты ограничивается условием существования дифракции в два порядка.

Теоретический анализ показывает, что если свет распространяется строго вдоль оптической оси z , то при условии $L\eta_{1,2} \geq 4$ эффективность дифракции в два порядка не превышает 5% [1]. Приведенное условие в нашем случае ограничивает верхнее значение частоты звука величиной ~ 50 МГц.

При отклонении пучка падающего излучения от оси z эффективность дифракции в один из порядков возрастает, а в другой – уменьшается. При этом, по сути, реализуется дифракция в один дифракционный порядок. В работе [24] проанализированы все случаи выделения контура с использованием брэгговской дифракции в один порядок. Там показано, что, за исключением нескольких вариантов АО взаимодействия, дифракция в один брэгговский порядок не обеспечивает формирования двумерного контура изображения.

3. Эксперимент и обсуждение его результатов

Для проверки полученных выводов был выполнен эксперимент. Оптическая схема экспериментальной установки подробно описана в работе [8]. Там рассмотрен классический метод оптической фурье-обработки изображения с использованием двух идентичных линз – входной и выходной. Фокусное расстояние линз F равнялось 18 см. Пучок линейно поляризованного оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, генерируемого He–Ne-лазером, расширялся расширителем и направлялся на отверстие в виде эллипса с характерным размером ~ 0.1 см. Излучение, проходящее через отверстие, формировало исходное изображение. На расстоянии F от отверстия по направлению распространения излучения располагалась входная линза. Между линзой и отверстием размещалась четвертьволновая пластинка для получения циркулярно поляризованного излучения. Таким образом формировалась собственная оптическая волна кристалла TeO_2 , что обеспечивало возможность достижения 100%-ной эффективности дифракции. Вторая, выходная линза находилась на расстоянии $2F$ от входной.

Строго посередине между линзами располагалась АО ячейка, служащая фильтром пространственных частот. АО ячейка изготовлена из монокристалла TeO_2 с размерами 1.0, 0.8 и 0.8 см вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно. К грани (110) кристалла приклеен преобразователь из LiNbO_3 , генерировавший поперечную акустическую волну со сдвигом вдоль направления $(1\bar{1}0)$. Преобразователь имел размер 0.2×0.2 см и полосу частот 27–40 МГц по уровню 3 дБ. Преобразователь возбуждал в кристалле бегущую акустическую волну. Скорость зву-

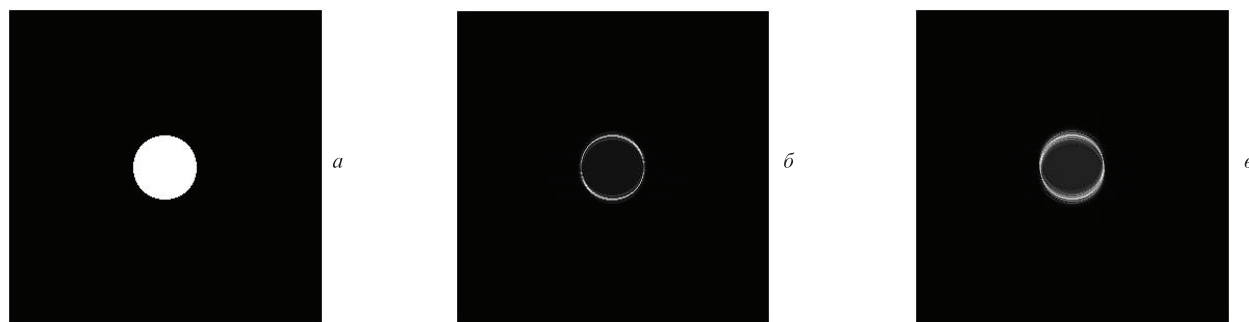


Рис.3. Исходное изображение (а) и его вид после FFT-обработки с помощью передаточных функций, полученных на частотах 25 (б) и 50 МГц (в).

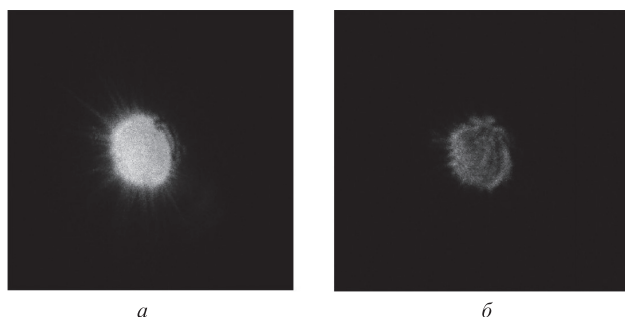


Рис.4. Экспериментальная фурье-обработка изображения: изображение без обработки (а) и после обработки (б).

ка в кристалле $V = 617$ м/с. Оптическое излучение распространялось примерно вдоль оптической оси кристалла, проходило через выходную линзу и направлялось на экран, находящийся по другую сторону от нее, на расстоянии F . На экране наблюдалось изображение после фурье-обработки, которое регистрировалось фотокамерой. В эксперименте использовалась частота звука 29 МГц, близкая к минимальной частоте в полосе частот преобразователя. Подстройкой АО ячейки (ее ориентации и электрической мощности, подаваемой на преобразователь) обеспечивалась ситуация, при которой на экране формировался двумерный контур.

На рис.4 приведены фотографии изображения, полученные в отсутствие напряжения, подаваемого на преобразователь, и при наличии напряжения. На рис.4,б виден хорошо выраженный двумерный контур. Внутри контура наблюдается некоторая структура, указывающая на присутствие неоднородностей в распределении интенсивности исходного излучения. В любом случае, по нашему мнению, существует хорошее согласие теории и эксперимента: сформированный теоретически предсказанный двумерный контур на низкой звуковой частоте (рис.3,б) соответствует контуру, формируемому в процессе эксперимента (рис.4,б).

Полученные результаты значительно расширяют возможности АО дифракции для задач обработки двумерных оптических изображений.

4. Выводы

На основе представленных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Для выделения двумерного контура оптического изображения предложено использовать АО фильтр пространственных частот, основанный на брэгговской дифракции в два дифракционных порядка – плюс первый и минус первый.

2. Найдены передаточные функции для дифракционных порядков. Для двумерной фильтрации изображений предложено использовать передаточную функцию для нулевого брэгговского порядка.

3. Показано, что рассмотренный режим дифракции позволяет обрабатывать оптические изображения в широкой полосе акустических частот. В частности, полоса частот, в которой формируется двумерный контур оптического изображения, переносимого излучением на длине волны 0.63 мкм, простирается от ~ 25 до 50 МГц.

4. Экспериментально получено выделение двумерного контура изображения, переносимого оптическим излучением с длиной волны 0.63 мкм, в результате его оптической фурье-обработки с использованием АО пространственного фильтра из парателлуриата, работающего на частоте звука 29 МГц.

Представленные результаты могут найти применение для обработки оптических изображений с использованием АО ячейки в качестве фильтра пространственных частот.

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

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
2. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1992).
3. Alippi A., Palma L., Socino C. *Appl. Phys. Lett.*, **26** (7), 360 (1975).
4. Балакший В.И., Галанова И.Ю., Парыгин В.Н. *Квантовая электроника*, **6** (5), 965 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9** (5), 569 (1979)].
5. Балакший В.И. *Радиотехника и электроника*, **29** (8), 1610 (1984).
6. Athale R.A., van der Gracht J., Prather D.W., Mait J.N. *Appl. Opt.*, **4** (2), 276 (1995).
7. Cao D., Banerjee P.P., Poon T.-Ch. *Appl. Opt.*, **37** (14), 3007 (1998).
8. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Котов Е.В. *Радиотехника и электроника*, **56** (1), 66 (2011).
9. Балакший В.И., Волошинов В.Б. *Квантовая электроника*, **35** (1), 90 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (1), 90 (2005)].
10. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., Kostyuk D.E. *J. Mod. Opt.*, **52**, 1 (2005).
11. Balakshy V.I., Kostyuk D.E. *Appl. Opt.*, **48**, C24 (2009).
12. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Булюк А.Н. *Квантовая электроника*, **41** (12), 1113 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (12), 1113 (2011)].
13. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В. *Радиотехника*, **12**, 57 (2012).
14. Котов В.М., Шкердин Г.Н. *Радиотехника и электроника*, **58** (10), 1040 (2013).
15. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В. *Радиотехника и электроника*, **61** (11), 1090 (2016).
16. Voloshinov V.B. *Opt. Eng.*, **31** (10), 2089 (1992).
17. Котов В.М. *Оптика и спектроскопия*, **77** (3), 493 (1994).
18. *Акустические кристаллы*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).
19. Кизель В.А., Бурков В.И. *Гиротропия кристаллов* (М.: Наука, 1980).
20. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С. *Цифровая обработка изображений в среде МАТЛАБ* (М.: Техносфера, 2006).
21. Котов В.М., Аверин С.В., Кузнецов П.И., Котов Е.В. *Квантовая электроника*, **47** (7), 665 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (7), 665 (2017)].
22. Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., Shkerdin G.N. *Appl. Opt.*, **57** (10), C83 (2018).
23. Котов В.М., Аверин С.В., Кузнецов П.И., Котов Е.В. *Оптический журнал*, **85** (1), 34 (2018).
24. Костюк Д.Е. *Автореф. канд. дисс.* (М., МГУ им. М.В.Ломоносова, 2008).