

01;07;08

## Аберрации изображения в акустооптическом перестраиваемом фильтре

© А.С. Мачихин,<sup>1</sup> В.Э. Пожар<sup>2</sup><sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, Россия<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 февраля 2010 г.)

Рассмотрена проблема деформации изображений при дифракции на объемных дифракционных решетках, в частности на решетке, образованной акустической волной в акустооптическом фильтре. Впервые найдено точное решение без использования приближения малого двулучепреломления. Проанализирован и проиллюстрирован расчетами характер искажений, вызываемых основными типами акустооптических фильтров.

### Введение

Спектральные приборы на базе акустооптических (АО) фильтров находят широкое применение в различных областях науки и техники. Высокая светосила, высокое пространственное и спектральное разрешение, возможность модуляции и синтеза передаточной функции выгодно отличают их от приборов, построенных на других физических принципах, а быстрая произвольная спектральная перестройка позволяет строить на их базе спектрально адаптивные системы [1].

Способность фильтрации пучков, переносящих изображения — одно из ключевых свойств АО-фильтров, поскольку позволяет использовать их для задач одновременного анализа пространственных и спектральных свойств объекта. В сравнении с другими оптическими фильтрами, обладающими этим свойством (например, стеклянными светофильтрами), АО-фильтр обеспечивает перестройку в широком спектральном диапазоне (например, 0.4–0.8  $\mu\text{m}$ ) с достаточно высоким для таких компактных устройств разрешением (до 0.1 nm) [2].

В настоящее время АО-фильтры изображений с успехом применяются при биомедицинских исследованиях [3,4], проводимых в том числе методами флуоресценции и рамановской спектроскопии [5], при астрофизических исследованиях других планет и межзвездных объектов [6], при решении задач поиска и распознавания наземных объектов [7] и во многих других приложениях.

Известно, что несмотря на нелокальный характер дифракции, обусловленный тем, что дифракция происходит на объемной (толстой) решетке, АО-фильтры обеспечивают неплохое качество изображения (до 1000 разрешимых положений по каждой из координат). Тем не менее искажения изображения, достигающие 3–5% [8], не позволяют использовать АО-спектрометры изображений в тех задачах, где необходима высокая точность передачи изображений, например, для прецизионной фотосъемки и некоторых других задач при дистанционном зондировании, в криминалистике, при неразрушающем контроле

материалов. Поэтому важное значение имеют изучение искажений, вносимых АО-фильтрами, и разработка методов их коррекции.

Искажения можно скорректировать до величины порядка 0.5% путем обработки оцифрованных изображений с использованием данных предварительной калибровки АО фильтра [9]. Однако более точным и универсальным может быть подход, основанный на использовании точных формул, описывающих деформацию изображения при дифракции в АО-фильтре.

В работе [10] анализ этой проблемы был проведен в приближении малой величины двулучепреломления  $\Delta n/n \ll 1$ . Этот анализ показал наличие спектрально зависимых эффектов смещения, изменения масштаба по двум осям и нелинейных искажений. Эти эффекты качественно верно описывают изменения изображения при передаче через АО-ячейку.

Однако, хотя данное приближение выполняется для всех кристаллов, используемых в акустооптике ( $\Delta n/n = 0.006$  для  $\text{SiO}_2$  и 0.07 — для  $\text{TeO}_2$ ), для прецизионной коррекции изображений этого приближения не всегда достаточно. К тому же проведенный в [10] анализ касался лишь искажений, возникающих в двух главных направлениях: в направлении оптической оси и перпендикулярном ему, а этого недостаточно для построения полной картины искажений. Поэтому в настоящей работе проблема деформации изображения в процессе дифракции на акустической волне рассмотрена без использования указанных приближений и ограничений.

Найдено точное решение задачи, которое описывает изменение изображения в любой точке изображения. Характер деформаций, описываемых этим решением, проанализирован для двух типов дифракции, используемых в АО-фильтрах. Проведено сравнение с приближенным решением [10] и установлено качественное соответствие и оценены количественные различия. Для одной из конфигураций выполнен точный расчет искажений модельного объекта в виде сетки.

## Основные соотношения

Взаимодействия оптических и акустических волн в кристалле описывается уравнениями синхронизма

$$\begin{aligned}\omega_i - \Omega - \omega_i &= 0, \\ \mathbf{k}_i - \mathbf{q} - \mathbf{k}_d &= \Delta\mathbf{k} \approx 0,\end{aligned}\quad (1)$$

связывающими частоты и волновые векторы падающей ( $\omega_i, \mathbf{k}_i$ ) и дифрагированной ( $\omega_d, \mathbf{k}_d$ ) световых волн и акустической ( $\Omega, \mathbf{q}$ ) волны. Для выполнения условий синхронизма значение волновой расстройки должно быть достаточно мало  $|\Delta k| \ll 2\pi/L$ , где  $L$  — длина области взаимодействия волн.

Будем для определенности считать, что падающая волна имеет необыкновенную поляризацию „e“, а дифрагированная — обыкновенную „o“ (рис. 1), и учитывая, что частота звука  $\Omega$  пренебрежимо мала по сравнению с частотой света  $\omega_i$ , запишем второе уравнение синхронизма (1) в проекциях на оси  $x, y$  и  $z$ . При этом, поскольку задача о дифракции света на звуке носит чисто геометрический характер, сразу перейдем к безразмерным величинам, разделив эти уравнения на  $|\mathbf{k}_d|$ . В этом случае уравнения примут вид

$$\begin{aligned}\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \\ - \cos \psi_1 \cos \psi_2 &= \chi \cos \nu_1 \cos \nu_2, \\ \xi(\theta_1) \sin \theta_1 \cos \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2 \\ - \cos \psi_1 \sin \psi_2 &= \chi \cos \nu_1 \sin \nu_2, \\ \xi(\theta_1) \sin \theta_1 - \eta \sin \gamma_1 - \sin \psi_1 &= \chi \sin \nu_1,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $\theta, \psi, \gamma$  — углы распространения падающей, дифрагированной и акустической волн, причем индекс „1“ определяет угол соответствующего вектора в полярной плоскости, а индекс „2“ — в азимутальной. Здесь введены следующие обозначения: параметр, характеризующий величину двулучепреломления:

$$\xi(\theta_1) = \frac{n_e(\theta_1)}{n_o} = \frac{n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_1 + n_e^2 \sin^2 \theta_1}};$$

$n_e = n_e(0)$ ;  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления материала кристалла для необыкновенно и обыкновенно поляризованных волн;  $\chi = \Delta k / (kn_o)$  — приведенная расстройка,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $\Delta k, \nu_1, \nu_2$  — длина и углы ориентации вектора волновой расстройки;  $\eta = q / (kn_o) = \lambda / (\Lambda n_o)$  — безразмерный спектральный параметр, определяющий связь длин волн света  $\lambda$  и звука  $\Lambda$ . Следует отметить, что для упрощения формул зависимость показателей преломления, а соответственно и параметра двулучепреломления  $\xi$ , от длины волны  $\lambda$  не показана в явном виде, но именно определяет хроматические aberrации, которые вычислены ниже.

Уравнения (2) позволяют по заданным значениям углов распространения звука  $\gamma$  и света  $\theta_1, \theta_2$  для любой длины волны звука  $\Lambda$  и для каждой длины волны света  $\lambda$  определить направление распространения волны после дифракции ( $\psi_1, \psi_2$ ) и величину волновой расстройки  $\chi$  для этого конкретного процесса. Для решения уравнений необходимо задать направление  $\nu$  вектора волновой расстройки  $\Delta\mathbf{k}$ . Без ограничений общности этот вектор можно ориентировать таким образом, чтобы его длина была минимальна (обсуждение этого выбора приведено ниже). Это условие выполняется, если вектор  $\Delta\mathbf{k}$  расположен по радиусу (рис. 1, б), т.е.  $\nu_1 = \psi_1$  и  $\nu_2 = \psi_2$ . Теперь из системы уравнений (2) можно определить величины  $\psi$  и  $\chi$  как функции углов  $\gamma$  и  $\theta$  и спектрального параметра  $\eta$ :

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \arctg \left\{ \frac{\xi(\theta_1) \sin \theta_1 - \eta \sin \gamma_1}{\sqrt{[B - C]^2 + BC[1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2)]}} \right\}, \\ \psi_2 &= \arctg \left[ \frac{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \sin \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2}{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \cos \gamma_2} \right],\end{aligned}\quad (3a)$$

где

$$B = \xi(\theta_1) \cos \theta_1, \quad C = \eta \cos \gamma_1,$$

$$\chi = \sqrt{[\xi(\theta_1) - \eta]^2 + 2A\eta\xi(\theta_1) + D \cos \theta_1 \cos \gamma_1} - 1,\quad (3b)$$

где

$$A = 1 - \cos(\theta_1 - \gamma_1), \quad D = 1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2).$$

Выражение (3b), описывающее зависимость волновой расстройки, позволяет определить величину допустимой угловой расходимости (угловую апертуру) падающего светового пучка для заданной схемы АО-фильтра и его спектральное разрешение.

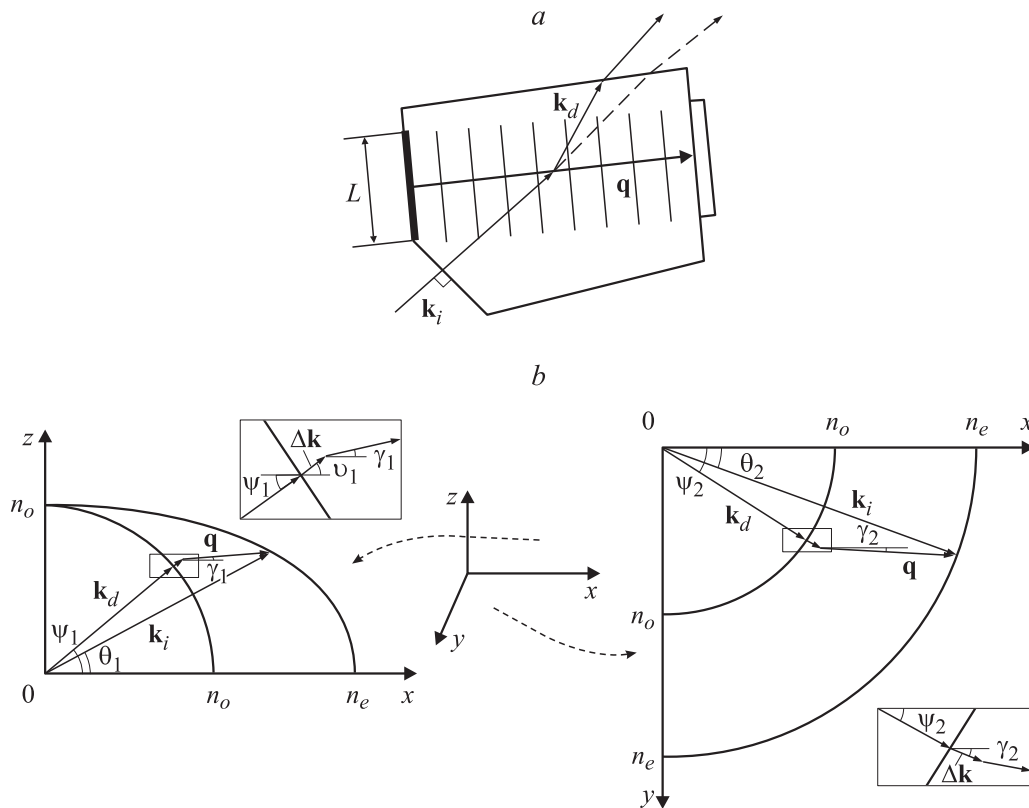
Из формул (3a) можно найти углы дифракции излучения, соответствующие направлению максимума дифрагированного света. Для этого необходимо вычислить из уравнения (3b) значение спектрального параметра  $\eta_s$ , соответствующее точному выполнению условий синхронизма  $\chi = 0$ ,

$$\begin{aligned}\eta_s &= \xi(Q_1)[(1 - A) - D \cos \theta_1 \cos \gamma_1] \\ &- \sqrt{\xi^2(\theta_1)[A - 1 + D \cos \theta_1 \cos \gamma_1]^2 - 1} + 1\end{aligned}\quad (4)$$

и подставить его в выражения (3a). Это дает точную зависимость  $\psi_1(\theta_1, \theta_2)$  и  $\psi_2(\theta_1, \theta_2)$  при заданных значениях  $q, \gamma_1, \gamma_2, \lambda$ .

В отличие от ранее полученных формул [10] выражения (3a) описывают дифракцию в общем виде (3D), а не только в полярной и азимутальной плоскостях. Они также справедливы для произвольной величины параметра двулучепреломления  $\xi$ .

Еще одно важное замечание следует в отношении формул (3) и (4). Выбор ориентации вектора волновой



**Рис. 1.** Схема акустического взаимодействия: *a* — принципиальная схема АО-ячейки (пунктиром показан недифрагированный луч); *b* — диаграмма волновых векторов в полярной (слева) и азимутальной (справа) плоскостях; *z* — оптическая ось кристалла;  $n_o$ ,  $n_e$  — показатели преломления кристалла.

расстройки  $\Delta \mathbf{k}$  в настоящей работе был обусловлен предположением, что область взаимодействия имеет примерно одинаковые размеры во всех направлениях. Это предположение вполне соответствует широко используемым неколлинеарным АО-фильтрам на кристалле  $\text{TeO}_2$ , имеющим размеры области взаимодействия примерно  $1 \times 1 \times 1$  см. Для коллинеарных фильтров на кристаллах  $\text{SiO}_2$ , которые представляют собой другой часто применяемый тип АО-фильтров, параллельность векторов  $\mathbf{k}_i$  и  $\Delta \mathbf{k}$  выполняется по определению. И даже в случае сильной вытянутости области взаимодействия, когда вектор волновой расстройки логичнее ориентировать по-другому, на направлении синхронизма это никак не скажется, так как оно определяется условием нулевой величины вектора расстройки, при котором ориентация последнего не имеет значения. В этом случае решение уравнений (2) можно найти аналогичным образом. Соответственно и в случае, когда падающая волна имеет обыкновенную поляризацию „*o*“, а дифрагированная — необыкновенную „*e*“, выражения (3) и (4) могут быть получены аналогично.

На основе полученных выражений (3а) проанализируем деформации изображения, возникающие в наиболее интересных с точки зрения практики частных случаях АО-взаимодействия: коллинеарном и неколлинеарном широкоугольном. Предварительно запишем все необ-

ходимые для анализа соотношения с использованием введенных обозначений.

## Коллинеарная геометрия

Коллинеарная геометрия дифракции (рис. 2) предполагает коллинеарность падающей световой волны  $\mathbf{k}_i$  звуковой волне  $\mathbf{q}$ , т.е.  $\theta_1 = \gamma_1$  и  $\theta_2 = \gamma_2$ . При этом обеспечивается большая длина взаимодействия волн, ограниченная лишь размерами среды (кристалла)  $L$ , что позволяет достичь более высокого спектрального разрешения  $\lambda/\Delta\lambda \approx L$  и снизить управляющую мощность ультразвука  $P \approx L^2$  [11].

При точном выполнении этих условий из выражений (3) получаются следующие выражения для углов дифракции и волновой расстройки указанной волны:

$$\psi_1^0 = \gamma_1,$$

$$\psi_2^0 = \gamma_2, \quad (5a)$$

$$\chi = \xi(\gamma_1) - \eta - 1. \quad (5b)$$

Эти выражения в точности соответствуют виду волновых диаграмм (рис. 2). В наиболее практически важном случае коллинеарной дифракции вдоль оси  $x$  кристалла  $\text{SiO}_2$ , в формулах (3а) следует положить  $\gamma_1 = 0$ ,  $\gamma_2 = 0$ .

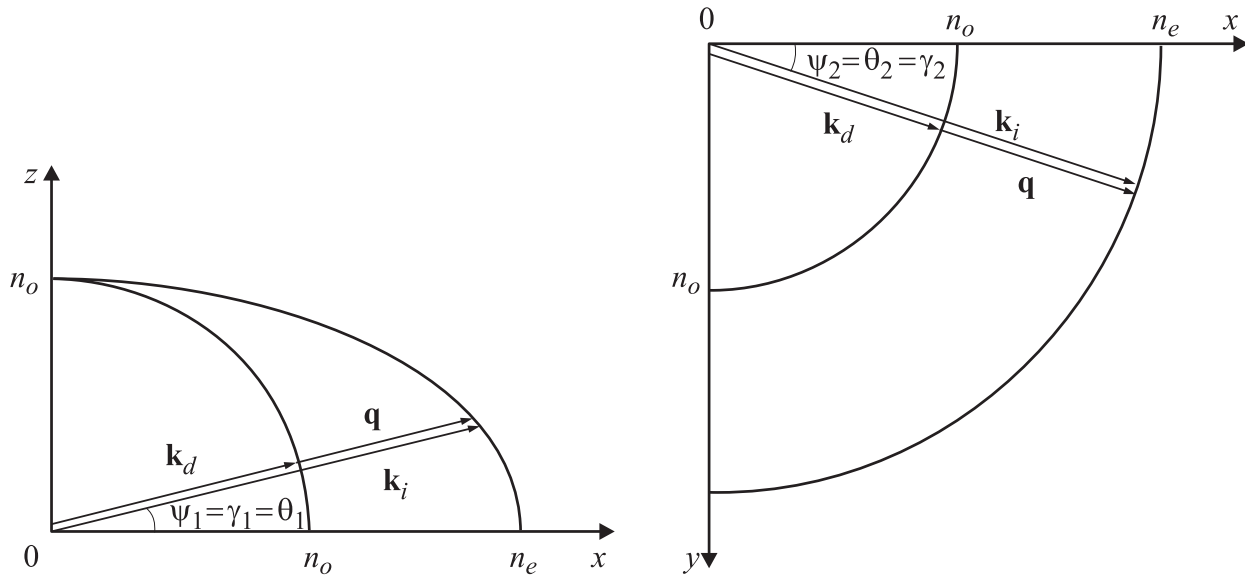


Рис. 2. Волновая диаграмма коллинеарного АО-взаимодействия в полярной (слева) и азимутальной (справа) плоскостях.

## Широкоугольная геометрия

Эта геометрия (рис. 3) находит широкое применение в тех многочисленных задачах, где необходимо обеспечить большую угловую апертуру АО-фильтра, таких как получение спектральных изображений и светосильная спектроскопия [12].

Формальным геометрическим требованием, которое должно быть соблюдено для реализации широкоугольной геометрии дифракции в плоскости оптической оси ( $\theta_2 = \psi_2 = 0$ ), является требование параллельности касательных в точках А и В (рис. 3) [13]. Несложно показать, что для выполнения данного условия необходимо, чтобы в полярной плоскости углы распространения

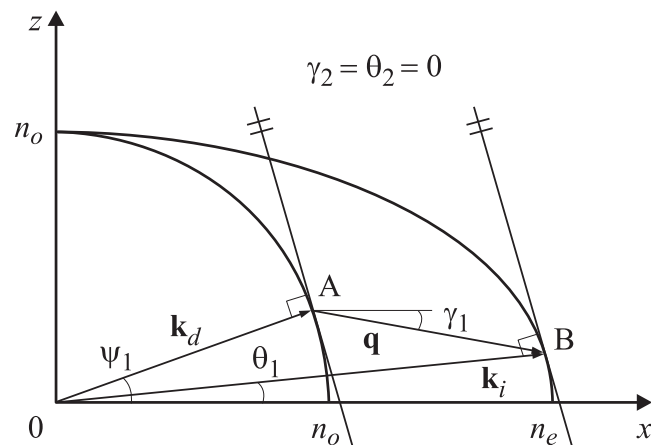


Рис. 3. Волновая диаграмма широкоугольного АО-взаимодействия.

света  $\theta_1$  и звука  $\gamma_1$  были связаны соотношением

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\gamma_1) &= -\frac{\xi \operatorname{tg}(\theta_1)}{\sqrt{(\xi^4 \operatorname{tg}^2(\theta_1) + 1)(\xi^2 \operatorname{tg}^2(\theta_1) + 1) + \xi^3 \operatorname{tg}^2(\theta_1)}} \\ &\approx -\frac{\operatorname{tg}(\theta_1)}{1 + 2 \operatorname{tg}^2(\theta_1)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\xi = \xi(0) = n_e/n_o$ . Второе равенство соответствует приближению малого двулучепреломления ( $\xi \rightarrow 1$ ). Оно совпадает с формулой, полученной в работе [10].

С учетом этого дифрагированная волна (3а) и волновая расстройка (3б) описываются следующими формулами:

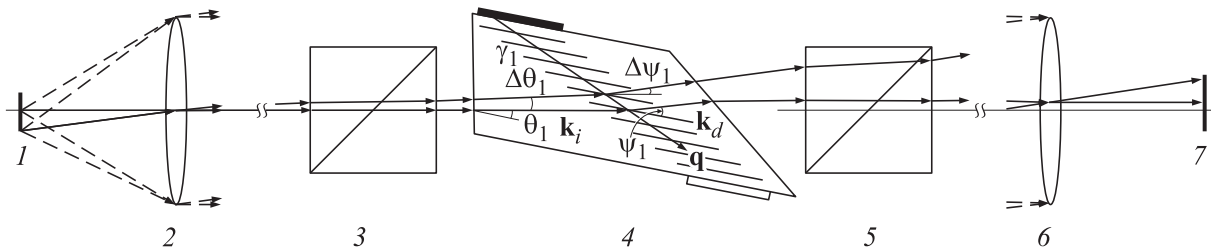
$$\psi_1^0 = \operatorname{arctg} \left( \frac{\xi(\theta_1) \sin(\theta_1) - \eta \sin(\gamma_1)}{\xi(\theta_1) \cos(\theta_1) - \eta \cos(\gamma_1)} \right), \quad \psi_2^0 = 0, \quad (7a)$$

$$\chi = \sqrt{[(\xi(\theta_1) - \eta)^2 + 2\eta\xi(\theta_1)(1 - \cos(\theta_1 - \gamma_1))]} - 1. \quad (7b)$$

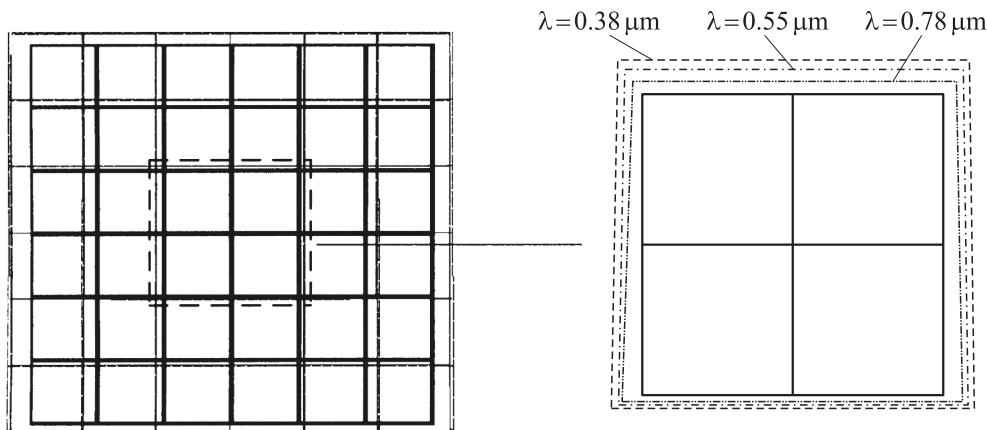
Здесь положено  $\theta_2 = \gamma_2 = 0$ , а угол  $\theta_1$  определяется из соотношения (6).

## Анализ геометрических искажений

Для анализа геометрических искажений на разных длинах волн  $\lambda$  необходимо сравнить изображения на входе и выходе системы фильтрации, содержащей АО-ячейку (рис. 4). Ниже ограничимся только рассмотрением искажений, связанных непосредственно с АО-дифракцией. Другие факторы (влияние поляризаторов, преломление на гранях АО-ячейки и пр.) могут быть легко учтены известными методами [14,15].



**Рис. 4.** Схема хода лучей в системе спектральной фильтрации изображений на основе АО-фильтра: 1 — исследуемый объект; 2 и 6 — входной и выходной объективы; 3, 5 — поляризаторы; 4 — АО-ячейка; 7 — изображение.



**Рис. 5.** Объект (справа, сплошные линии) и его рассчитанные спектральные изображения при  $\lambda = 0.38, 0.55, 0.78 \mu\text{m}$ .

Таким образом, необходимо найти для каждой спектральной компоненты  $\lambda$  света отображение входного изображения  $I_i(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$  на выходное  $I_d(\Delta\psi_1, \Delta\psi_2)$ . Углы  $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_i^0$  и  $\Delta\psi_i = \psi_i - \psi_i^0$  ( $i = 1, 2$ ) удобно отсчитывать от углов падения  $\theta_i^0$  и дифракции  $\psi_i^0$  некоторой волны, которую будем называть „центральной“, поскольку ей соответствуют центральные точки объекта и его изображения. В качестве „центральной“ в случае коллинеарной геометрии логично взять падающую волну, соответствующую условию коллинеарности  $\theta_i^0 = \gamma_i$ , так что после дифракции она распространяется под тем же углом  $\psi_i^0 = \gamma_i$  (5а). Если направление распространения совпадает с осью симметрии ( $\gamma_i = 0$ ), такой выбор обеспечит симметричную картину искажений изображения. В случае неколлинеарной геометрии дифракции направление распространения „центральной“ падающей волны можно взять в плоскости оптической оси ( $\theta_i^0 = 0$ ) под углом  $\theta_i^0$ , определяемым из условия (6) углом распространения звука  $\gamma_1$ , заданным в АО-фильтре конструктивно. „Центральная“ дифрагированная волна в этом случае описывается формулами (7а), а картина искажений должна быть симметрична по  $\Delta\psi_2$ .

Искомое отображение описывается формулами (3а), которые для каждой световой волны ( $\theta_1, \theta_2, \lambda$ ) дают распространения ( $\psi_1, \psi_2$ ) волн направление распространения после дифракции на решетке с заданными параметрами ( $\gamma_1, \gamma_2, \Lambda$ ). Поскольку угловые апертуры

падающего и дифрагированного пучков малы ( $2-5^\circ$ ), можно представить отображение в виде ряда по малым отклонениям волн от „центрального“ направления  $|\Delta\theta_i| \ll 1$ . Ограничиваясь в данном разложении квадратичными членами, запишем разложение в следующем виде:

$$\Delta\psi_i(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) = \Delta\theta_i + b_{i1}\Delta\theta_1 + b_{i2}\Delta\theta_2 + c_{i11}\Delta\theta_1^2 + c_{i12}\Delta\theta_1\Delta\theta_2 + c_{i22}\Delta\theta_2^2. \quad (8)$$

Если бы в этой формуле отсутствовали все члены, кроме первого, она описывала бы тождественное преобразование. Таким образом, остальные слагаемые описывают искажение изображения, а коэффициенты разложения имеют следующий физический смысл:  $b_{ij}$  — относительное (линейное) изменение масштаба изображения и его поворот ( $b_{12}, b_{21}$ ),  $c_{ijk}$  — нелинейные (квадратичные) искажения. А спектральная зависимость всех коэффициентов через  $\xi$  описывает хроматизм искажений.

Расчет этих коэффициентов путем разложения выражений (3а) при значении  $\eta_s$ , соответствующем условию точного синхронизма (4), был проведен для коллинеарной и широкоугольной геометрии АО-взаимодействия. Конкретные параметры расчета представлены в таблице и соответствуют наиболее распространенным на практике типам АО-фильтров. Значения вычисленных коэффициентов по знаку и величине хорошо согласуются со

Коэффициенты деформации изображения при прохождении через АО-фильтр

Геометрия АО-взаимодействия	Материал АО-фильтра	$\gamma_1$ , deg	$\theta_1$ , deg	$\lambda$ , $\mu\text{m}$	$\Delta n/n$	$\eta_s$	Коэффициенты искажений							
							в полярной плоскости				в азимутальной плоскости			
							$b_{11}$	$b_{12}$	$c_{111}$	$c_{112}$	$b_{21}$	$b_{22}$	$c_{211}$	$c_{212}$
Коллинеарная	SiO <sub>2</sub>	0	0	0.4	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$-6 \cdot 10^{-4}$	$-6 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$-6 \cdot 10^{-4}$
Широкоугольная	TeO <sub>2</sub>	-18.9	32.6	0.6	0.07	0.08	$-5 \cdot 10^{-3}$	$-0.07$	$-7 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$	0.1	0.03	0.09	-0.01

значениями, полученными в работе [10] в приближении малого двулучепреломления. Различия между рассчитанными коэффициентами и полученными в приближении малости двулучепреломления не превышают  $0.5\Delta n/n$ . Однако в отличие от работы [10] впервые вычислены величины перекрестных членов  $b_{12}$ ,  $b_{21}$  и  $c_{i12}$ , необходимых для описания всего поля деформаций.

Моделирование искажений с помощью вычисленных коэффициентов хорошо согласуется с ранее наблюдавшимися на практике эффектами [8,10]. На рис. 5 показаны наложенные изображения эталонного объекта в виде сетки при трех длинах волн из разных частей видимого диапазона: 0.38, 0.55, 0.78  $\mu\text{m}$ . В качестве фильтра рассматривалась АО-ячейка из TeO<sub>2</sub> с широкоугольной экстремальной ( $\theta_1 = 32.6^\circ$ ) геометрией. Объективы 1 и 2 (рис. 4) предполагались идентичными, т.е. в отсутствие АО-ячейки увеличение изображения равно единице. Максимальные углы отклонения падающего излучения, соответствующие краям изображения, полагались равными  $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 5^\circ$ .

Несовпадение изображений с объектом (т.е. отличие увеличения от единицы) показывает наличие геометрических монохроматических аберраций, описываемых главным образом коэффициентами  $b$ . Спектральные ореолы демонстрируют присутствие хроматических аберраций. Их асимметрия, более заметная на периферии изображения, свидетельствует о влиянии перекрестных членов  $c_{112}$  и  $c_{212}$ .

## Заключение

В работе исследована задача передачи изображения, переносимого световым пучком, при дифракции последнего на акустической волне в кристалле. Впервые получено общее аналитическое решение (3), описывающее зависимость углов дифракции  $\psi_i$  и величины волновой расстройки  $\eta$  от углов падения  $\theta_i$  и других параметров кристалла и ультразвуковой волны. В отличие от ранее полученных формул представленное решение описывает дифракцию в общем виде (3D), а не только в плоскости оптической оси, и оно справедливо для произвольной величины параметра двулучепреломления  $\xi$ . Рассмотрены наиболее интересные с точки зрения практики частные случаи: коллинеарная и широкоугольная геометрии дифракции. Полученные выражения позволяют вычислять искажения изображения при АО-фильтрации и анализировать их причины, что в свою очередь дает возможность оптимизировать характеристики АО-фильтров изображений.

Установлено, что в ходе дифракции имеют место следующие эффекты: сдвиг, изменение масштаба и нелинейные искажения изображения. Причем все эти эффекты носят спектрально зависимый характер, и изменение значений коэффициентов искажений может достигать 30% в диапазоне от 0.4 до 4  $\mu\text{m}$  (для TeO<sub>2</sub>).

Для компенсации выявленных искажений можно предложить следующие методы:

1) использование специальных оптических элементов — корректоров [16];

2) выбор оптимальной с точки зрения передачи изображения в заданных условиях геометрии АО-ячейки.

Реализация обоих методов может основываться на полученных в данной работе соотношениях, которые позволяют оценить величину и характер искажений, что важно для первого метода, а также оценить влияние параметров АО-фильтра на величину и характер искажений, что принципиально для второго.

## Список литературы

- [1] *Пожар В.Э., Пустовойт В.И.* // РиЭ. 1996. Т. 41. Вып. 10. С. 1272–1278.
- [2] *Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [3] *Rajwa B., Ahmed W., Venkatapathi M.* et al. // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5694. P. 16–23.
- [4] *Gupta N., Ramella-Roman J.* // Proc. SPIE. 2008. Vol. 6842. P. 1–8.
- [5] *Bouhifd M., Whelan M., Aprahamian M.* // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5826. P. 185–193.
- [6] *Smith W.M.H., Smith K.M.* // Experimental astronomy. 1990. Vol. 1. N 5. P. 329–343.
- [7] *Gupta N.* // Proc. SPIE. 2008. Vol. 6940. P. 1–10.
- [8] *Пожар В.Э., Мачихин А.С.* // Сб. Тр. 8-й Междунар. конф. „Прикладная оптика“. СПб., 2008. Т. 3. С. 374–376.
- [9] *Мачихин А.С., Пожар В.Э.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 1–7.
- [10] *Pozhar V.E., Pustovoit V.I.* // Photonic and optoelectronics. 1997. Vol. 4. N 2. P. 67–77.
- [11] *Harris S.E., Wallace R.W.* // J. Opt. Soc. Amer. 1969. Vol. 59. P. 744–747.
- [12] *Voloshinov V.* // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3584. P. 116–127.
- [13] *Chang I.C.* // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. P. 370–372.
- [14] *Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystals. NY: Wiley, 1984. 380 p.
- [15] *Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И.* Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1992. 448 с.
- [16] *Мачихин А.С., Пожар В.Э., Глебов П.Г.* // Тр. 6-й Междунар. конф. молодых ученых „Оптика-2009“. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2009. С. 75–77.