

Влияние параметров широкоапертурного акустооптического фильтра на качество обработки изображений

В.Б.Волошинов, Д.В.Богомолов

Исследованы закономерности функционирования широкоапертурных акустооптических фильтров на кристалле парателлурита, применяемых для обработки оптических изображений. Изучено влияние параметров этих фильтров на качество оптических изображений, сформированных в лазерном и немонохроматическом свете. Измерено пространственное разрешение фильтра при лазерном и немонохроматическом освещении объектов. Фильтрация осуществлена в широком диапазоне длин волн света при различных мощностях управляющего электрического сигнала. Обсуждаются вопросы оптимизации характеристик прибора с целью улучшения пространственного разрешения.

Ключевые слова: широкоапертурный акустооптический фильтр, качество изображений, пространственное разрешение.

1. Введение

Известно, что с помощью перестраиваемых акустооптических (АО) фильтров, предназначенных для анализа изображений, удастся получить большой объем информации об исследуемых объектах. При этом информация может быть получена в реальном масштабе времени как для монохроматического, так и для немонохроматического света [1]. Например, АО фильтры, использующие лазерные пучки, могут применяться в оптоэлектронных системах распознавания образов, искусственного зрения, коррекции изображений, устройствах параллельной обработки информации и т. д. [1–5]. При изучении объектов, излучающих немонохроматический свет, или при освещении исследуемых объектов светом со сплошным спектром АО приборы дают информацию о спектральных и поляризационных характеристиках излучения в УФ, видимом и ИК диапазонах спектра. Поэтому АО фильтры уже сегодня находят применение в различных областях науки и техники, например в оптике и спектроскопии, лазерной технике, астрономии, химии и медицине, в экологическом контроле и дистанционном мониторинге поверхности Земли и ее атмосферы [6–29].

В настоящей работе исследовано влияние закономерностей АО взаимодействия на качество изображений, полученных на выходе широкоапертурных АО фильтров. Анализ проводился с помощью фильтра на кристалле парателлурита (TeO_2), в котором пьезоэлектрический преобразователь возбуждал сдвиговую акустическую волну [1, 24, 29]. За счет индуцированных ультразвуком периодических изменений показателя преломления в кристалле была создана трехмерная фазовая дифракционная решетка, характеристики которой определялись частотой и мощностью управляющего электрического сигнала. Для обработки изображений использовалась широкоапертурная геометрия взаимодействия в плоскости кристал-

ла ($1\bar{1}0$), при которой медленная сдвиговая ультразвуковая волна была направлена под углом $\alpha = 10^\circ$ к оси $[110]$ [6]. Длина преобразователя АО фильтра $l_0 = 1.2$ см, а размер линейной оптической апертуры прибора достигал 0.6×0.6 см. Фильтр перестраивался практически во всем видимом диапазоне, имел хорошее спектральное разрешение и высокий коэффициент пропускания.

2. Пространственное разрешение при обработке изображений

Известно, что эффективное АО взаимодействие происходит лишь при выполнении условия Брэгга, которое связывает длину волны света λ , угол падения θ оптического излучения на акустический волновой фронт и частоту ультразвука f [1]. В двулучепреломляющем кристалле выражение для брэгговского угла падения света записывается в виде

$$\sin \theta = \frac{\lambda f}{2n_i V} \left[1 + \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_i^2 - n_d^2) \right], \quad (1)$$

где V – фазовая скорость звука, а n_i и n_d – показатели преломления для падающего и продифрагировавшего световых пучков. Из соотношения (1) следует, что на фиксированной частоте ультразвука из неколлимированного пучка монохроматического света, направленного на АО фильтр, выделяется излучение, падающее на ультразвуковую решетку под углом Брэгга. На этом принципе основана работа АО фильтров пространственных частот [25, 26]. Если же на фильтр падает немонохроматическое излучение, то длина волны света λ , пропускаемого устройством, определяется углом падения θ и частотой ультразвука f . Эта закономерность лежит в основе работы фильтров временных частот [6–19, 28].

При обработке изображений одной из важнейших характеристик является максимальное число разрешимых элементов. Пространственное разрешение оптической системы вдоль выделенного направления определяется максимальным числом разрешимых элементов N в строке разложения:

В.Б.Волошинов, Д.В.Богомолов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: volosh@phys.msu.ru

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta}, \quad (2)$$

где $\delta\theta$ – угловой размер минимально разрешимого элемента, а $\Delta\theta$ – угловой размер изображения в целом. Очевидно, что минимальное значение угла $\delta\theta$ ограничено дифракционным пределом [5]. В монографии [5] рассматриваются различные факторы, влияющие на качество отфильтрованного изображения и определяющие пространственное разрешение перестраиваемого АО фильтра на кристалле парателлуриита.

3. Векторные соотношения при взаимодействии света и звука

При обработке изображений в когерентном свете АО устройства, как известно, могут применяться в качестве фильтра пространственных частот. Например, АО фильтры используются для оконтуривания изображений, визуализации фазовых объектов или осуществления в реальном масштабе времени операций интегрирования, дифференцирования, свертки и т. д. [4, 21, 22, 25, 26]. Оказалось, что характеристики всех перестраиваемых АО фильтров, даже тех, которые работают с некогерентным светом, удобно исследовать в когерентном свете.

Максимальный угловой размер обработанного с помощью фильтра изображения $\Delta\theta$ определяется углом $\Delta\theta_d$ между прошедшим через АО ячейку и продифрагировавшим в ней оптическими пучками. Если угловая апертура падающего оптического пучка больше угла $\Delta\theta_d$, то изображения в нулевом и первом порядках дифракции перекрываются в пространстве [11]. В результате обработанное изображение в первом порядке дифракции оказывается совмещенным с изображением в нулевом порядке, что снижает отношение сигнал/шум [11]. Поэтому угловую апертуру АО фильтра необходимо ограничить углом отклонения $\Delta\theta_d$, а именно $\Delta\theta \leq \Delta\theta_d$.

Для эффективного взаимодействия света и ультразвука необходимо выполнение условия фазового синхронизма Брэгга. Это условие следует из закона сохранения импульса при фотон-фононном взаимодействии. Условие сохранения импульса может быть записано в векторной форме: $\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d$, где $k_i = 2\pi n_i/\lambda$ и $k_d = 2\pi n_d/\lambda$ – длины волновых векторов прошедшего и продифрагировавшего пучков соответственно; $K = 2\pi f/V$ – длина акустического волнового вектора, зависящая от фазовой скорости и частоты ультразвука. В дальнейшем для простоты считается, что падающий на акустический волновой фронт под углом Брэгга световой пучок является необыкновенно поляризованным, а продифрагировавшее излучение – обыкновенно поляризованным. Тогда в парателлуриите показатель преломления для продифрагировавшего света $n_d = n_o$, а показатель преломления падающего света определяется по формуле

$$n_i = \frac{n_o n_e}{[n_o^2 \sin^2(\theta + \alpha) + n_e \cos^2(\theta + \alpha)]^{1/2}}, \quad (3)$$

где n_o и n_e – главные показатели преломления кристалла для обыкновенно и необыкновенно поляризованного излучений.

Из векторного соотношения $\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d$ можно получить, что угол $\Delta\theta_d$ рассчитывается по формуле

$$\Delta\theta_d = \theta - \arccos\left(\frac{n_i}{n_o} \cos \theta\right). \quad (4)$$

Расчет для парателлуриита по формулам (3) и (4) показывает, что угол разделения пучков $\Delta\theta_d$ возрастает с увеличением угла акустического среза α и достигает в воздухе максимального значения 8.5° при $\alpha = 17.7^\circ$. Дальнейшее увеличение α приводит к незначительному уменьшению $\Delta\theta_d$. Как известно, критический угол, при котором АО геометрия взаимодействия перестает быть широкоапертурной, в парателлуриите равен 18.9° [1, 29].

Очевидно, что если угол падения оптического пучка выбран равным углу Брэгга θ (1), то свет эффективно взаимодействует с ультразвуком. Если же угол падения не равен углу Брэгга, то эффективность дифракции уменьшается из-за нарушения условия фазового синхронизма. Таким образом, монохроматические оптические пучки могут эффективно взаимодействовать с ультразвуком только в пределах некоторого диапазона углов $\Delta\theta^*$ вблизи брэгговского угла падения θ . Известно, что при заданном угле среза кристалла α угол $\Delta\theta^*$ достигает своего максимального значения, если выполняется условие широкоапертурной дифракции $df/d\theta = 0$ [7].

Векторное соотношение для света, падающего на волновой фронт акустической волны под углом $\theta \pm 0.5\Delta\theta^*$, отличным от брэгговского, записывается в виде

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} - \mathbf{k}_d = \boldsymbol{\eta}, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ – вектор расстройки [1]. Тогда угловую апертуру АО фильтра можно определить с помощью соотношения (5), численно решая систему уравнений

$$\frac{2\pi n_i}{\lambda} \sin(\theta \pm 0.5\Delta\theta^*) = \frac{2\pi n_o}{\lambda} \sin \theta_d + \frac{2\pi f}{V} + \eta \sin \psi, \quad (6)$$

$$\frac{2\pi n_i}{\lambda} \cos(\theta \pm 0.5\Delta\theta^*) = \frac{2\pi n_o}{\lambda} \cos \theta_d + \eta \cos \psi,$$

где ψ – угол акустического сноса; $0.5\Delta\theta^*$ – разность угла падения света и угла Брэгга. Следовательно, угол допустимых отклонений света в АО фильтре оказывается равным удвоенному углу $\Delta\theta^*$. Считается, что при углах падения $\theta \pm 0.5\Delta\theta^*$ интенсивность продифрагировавшего света уменьшается в два раза по сравнению с его интенсивностью при точном выполнении условия (1). В соотношении (5) расстройка η определяется из очевидного неравенства $|\eta l_0 \cos \psi| \leq 0.8\pi$ [1, 9, 15]. Расчеты показывают, что в зависимости от угла акустического среза α и длины пьезопреобразователя l_0 угол допустимых отклонений $\Delta\theta^*$ при падении света может быть как больше, так и меньше угла пространственного разделения падающего и продифрагировавшего пучков $\Delta\theta_d$.

В приближении малого двулучепреломления кристалла ($\Delta n/n_o = (n_e - n_o)/n_o \ll 1$) угол допустимых отклонений от угла Брэгга с учетом соотношений (1)–(6) вычисляется по формуле [24]

$$\Delta\theta^* \simeq \left\{ \frac{3.5\lambda}{\Delta n l_0} \frac{\sin^2(\theta + \alpha)}{2 - 3 \sin^2(\theta + \alpha)} [\tan \psi + \cot(\theta - \Delta\theta_d)] \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Следует отметить, что приближенное выражение (7) имеет ограниченную область применений и дает значительную погрешность при углах среза $\alpha > 18^\circ$. Из фор-

мулы (7) видно, что угол $\Delta\theta^*$ убывает с ростом длины пьезопреобразователя l_0 . Это означает, что в общем случае уменьшение длины пьезопреобразователя приводит к уширению угловой апертуры фильтра $\Delta\theta^*$ [17, 24, 29].

Как было отмечено выше, если угловой диапазон $\Delta\theta^*$ больше угла между прошедшим и продифрагировавшим пучками ($\Delta\theta^* > \Delta\theta_d$), то угловую апертуру АО фильтра следует ограничить углом дифракции $\Delta\theta_d$. И наоборот, при $\Delta\theta^* < \Delta\theta_d$ значение $\Delta\theta^*$ определяет эффективную угловую апертуру прибора. Таким образом, эффективная угловая апертура АО фильтра $\Delta\theta_{\text{eff}}$ равна наименьшему из двух углов – $\Delta\theta_d$ и $\Delta\theta^*$:

$$\Delta\theta_{\text{eff}} \simeq \min [\Delta\theta_d, \Delta\theta^*]. \quad (8)$$

Из выражений (4), (7) и (8) видно, что требуемая эффективная угловая апертура $\Delta\theta_{\text{eff}}$ в АО фильтре может быть получена соответствующим выбором угла среза кристалла α и оптимизацией длины пьезопреобразователя l_0 . Например, при $\alpha = 10^\circ$ и $l_0 = 1.2$ см угол разделения пучков в воздухе $\Delta\theta_d = 6.0^\circ$, в то время как угол допустимых отклонений $\Delta\theta^* = 4.0^\circ$. Это означает, что эффективная угловая апертура фильтра (8) $\Delta\theta_{\text{eff}} = \Delta\theta^* = 4.0^\circ$. Следует отметить, что число разрешимых элементов изображения на выходе фильтра зависит именно от эффективной угловой апертуры $\Delta\theta_{\text{eff}}$ [4].

4. Число разрешимых элементов в изображении при лазерном освещении

Одна из главных причин ограничения размера минимально разрешимого элемента изображения в оптической системе – дифракционная расходимость оптических пучков. Очевидно, что АО ячейка является оптическим элементом с ограниченной линейной апертурой, причем эта апертура – наименьшая линейная апертура во всей системе фильтрации. Поэтому при анализе влиянием других элементов оптической системы на разрешение можно пренебречь. Тогда для фильтра с линейной апертурой A , освещаемого излучением с длиной волны λ , при использовании критерия Рэлея получаем, что угловой размер минимально разрешимого элемента изображения [5]

$$\delta\theta \simeq \frac{1.22\lambda}{A}. \quad (9)$$

Высокочастотная акустическая волна затухает по мере распространения ее по кристаллу. Отметим, что эффективность взаимодействия света и звука в общем случае квадратично зависит от амплитуды акустической волны [1–3]. Эффективная линейная апертура АО ячейки с ростом акустической частоты значительно сужается, поскольку амплитуда звуковой волны экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния от преобразователя. Очевидно, что изображение источника света будет описываться фурье-образом функции, характеризующей распределение интенсивности звука по апертуре фильтра [5]. В отсутствие затухания ультразвука распределение амплитуды акустической волны вдоль апертуры фильтра является прямоугольным. При затухании ультразвука для определения эффективного углового размера минимально разрешимого элемента удобно ввести поправочный коэффициент γ . Этот коэффициент показывает, на-

сколько уменьшается эффективная линейная апертура в фильтре и возрастает (по сравнению с дифракционным пределом) угловой диапазон $\delta\theta_m = \gamma\delta\theta$, в котором заключен минимально разрешимый элемент изображения. Из соотношений (2) и (9) видно, что эффективный угловой размер минимально разрешимого элемента зависит от длины волны света λ и линейной апертуры фильтра A .

Таким образом, используя выражения (2), (8) и (9) с учетом общего затухания ультразвука в АО ячейке для сдвиговой акустической моды, равного $260 \text{ дБ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{ГГц}^{-2}$ [2, 3], можно рассчитать число разрешимых элементов N в строке монохроматического изображения, обработанного с помощью АО фильтра:

$$N = \frac{\Delta\theta_{\text{eff}}}{\delta\theta_m}. \quad (10)$$

Расчет показывает, что затухание ультразвука в парателлурите порядка 6 дБ/см и более влияет на пространственное разрешение в АО фильтре. Подобное затухание наблюдается в материале на частотах ультразвука $f > 150$ МГц. Например, фильтр работает на $\lambda = 633$ нм с частотами управляющего сигнала $f > 150$ МГц при использовании срезов кристалла с углом $\alpha > 12^\circ$. Поскольку частота звука f возрастает с уменьшением длины волны света λ , в АО приборах с углом среза $\alpha > 10^\circ$ число разрешимых элементов в изображении начинает неизбежно уменьшаться с уменьшением длины волны света вплоть до коротковолновой границы прозрачности кристалла ($\lambda = 350$ нм).

Оказалось, что в УФ диапазоне спектра затухание ультразвука становится настолько сильным, что эффективное АО взаимодействие происходит не по всей апертуре ячейки, а только вблизи пьезопреобразователя. С учетом того, что при выборе геометрии АО взаимодействия при больших углах среза эффективность этого взаимодействия падает [1], можно сделать принципиальный вывод о значительном уменьшении яркости обработанного изображения и ухудшении пространственного разрешения в фильтрах на парателлурите с большими углами среза ($\alpha > 12^\circ$). Следовательно, для выполнения требований к АО системам фильтрации необходимо оптимизировать параметры АО ячеек, принимая во внимание значения угловой апертуры, светосилы и пространственного разрешения фильтра.

На рис.1 штриховой кривой показана зависимость числа разрешимых элементов N в строке обработанного изображения от длины волны света λ , рассчитанная для угла среза парателлурита $\alpha = 10^\circ$, длины преобразователя $l_0 = 1.2$ см и линейной апертуры фильтра $A = 0.6$ см. Видно, что пространственное разрешение фильтра на длине волны гелий-неонового лазера $\lambda = 633$ нм ограничено числом элементов в строке разложения $N = 560$. Подобное пространственное разрешение оказывается достаточным для большинства применений.

5. Число разрешимых элементов изображения при немонахроматическом освещении

Как следует из представленного рассмотрения, качество обработанных изображений при монохроматическом освещении зависит от длины волны света, угловой апертуры фильтра и затухания ультразвука в кристалле. Оказалось, что при фильтрации немонахроматических

пучков максимальное число разрешимых элементов в изображении уменьшается по сравнению с таковым при использовании монохроматического света [16, 24, 29].

Известно, что АО фильтры выделяют из светового потока со сплошным спектром излучение с длиной волны λ , а также с близкими длинами волн $\lambda \pm \Delta\lambda$ в пределах полосы пропускания прибора $2\Delta\lambda$. Векторные соотношения для световых пучков с длинами волн $\lambda \pm \Delta\lambda$ записываются в том же виде (5), что и для монохроматического случая. Однако если на фильтр в одном и том же направлении посылаются два пучка с длинами волн λ и $\lambda - \Delta\lambda$, то продифрагировавший пучок с длиной волны $\lambda - \Delta\lambda$ отклоняется на угол $\delta\theta^*$ относительно продифрагировавшего пучка с длиной волны λ . Следовательно, оптическое излучение с разными длинами волн отклоняется на выходе из фильтра на разные углы.

Расчет спектральной полосы пропускания фильтра $2\Delta\lambda$ и угла отклонения немонахроматических оптических пучков $2\delta\theta^*$ проводился с помощью системы уравнений

$$\frac{2\pi n_i}{\lambda - \Delta\lambda} \sin \theta = \frac{2\pi n_o}{\lambda - \Delta\lambda} \sin(\theta_d + \delta\theta^*) + \frac{2\pi f}{V} + \eta \sin \psi, \quad (11)$$

$$\frac{2\pi n_i}{\lambda - \Delta\lambda} \cos \theta = \frac{2\pi n_o}{\lambda - \Delta\lambda} \cos(\theta_d + \delta\theta^*) + \eta \cos \psi,$$

где угол дифракции θ_d находится из соотношения $n_o \times \cos \theta_d = n_i \cos \theta$, соответствующего длине волны света λ при синхронизме. Из системы уравнений (11) были получены выражения для спектральной полосы пропускания АО фильтра и угла отклонения света соответственно:

$$2\Delta\lambda = \frac{0.8\lambda V}{f l_0} (\cot \theta_d + \tan \psi), \quad (12)$$

$$2\delta\theta^* = \frac{0.8\lambda}{n_o l_0 \sin \theta_d}. \quad (13)$$

Из формулы (12) видно, что спектральное разрешение прибора зависит от длины пьезопреобразователя l_0 . С другой стороны, из формулы (13) следует, что угол уширения немонахроматических пучков света $2\delta\theta^*$ также зависит от длины преобразователя ячейки. Следовательно, при АО взаимодействии плоской немонахроматической оптической волны со звуковой волной угловой интервал продифрагировавшего пучка определяется углом $2\delta\theta^*$ (13).

Таким образом, пространственное разрешение в обработанном изображении зависит от дифракционной расходимости (9) и углового уширения пучков (13), формирующих отдельный элемент изображения в немонахроматическом свете. Следовательно, минимально разрешимый элемент отфильтрованного немонахроматического изображения состоит из набора отдельных элементов, возникающих в монохроматическом свете, с угловым размером $\delta\theta$, которые ориентированы в пространстве в пределах угла $2\delta\theta^*$. Тогда можно считать, что угловой размер отдельного фрагмента отфильтрованного изображения в плоскости АО взаимодействия $\delta\theta_N = 2\delta\theta^* \gamma^*$, где поправочный коэффициент γ^* рассчитывается по критерию Рэлея с учетом дифракционной расходимости света и затухания ультразвука: $\gamma^* \simeq 1$ при $\delta\theta_m \ll 2\delta\theta^*$ и $\gamma^* > 1$ при $\delta\theta_m \geq 2\delta\theta^*$. При этом угловой размер элемента изображения $\delta\theta_N$, сформированного в немонахроматическом свете, зависит от углового размера элемента изображе-

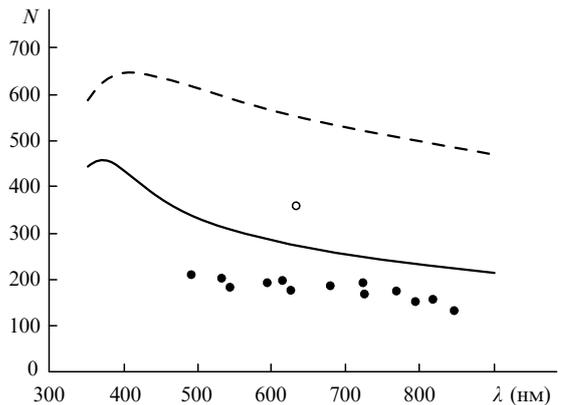


Рис.1. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости числа разрешимых элементов в строке изображения от длины волны излучения при освещении монохроматическим (○, штриховая кривая) и немонахроматическим (●, сплошная кривая) светом.

ния, сформированного в монохроматическом свете, и всегда превышает его. В итоге число разрешимых элементов в строке обработанного немонахроматического изображения

$$N = \frac{\Delta\theta_{\text{eff}}}{\delta\theta_N}. \quad (14)$$

Из соотношения (14) можно получить, что в зависимости от выбранных значений угла акустического среза α , длины пьезопреобразователя l_0 и линейной апертуры A максимальное число разрешимых элементов N сложным образом зависит от длины волны фильтруемого излучения λ . Такая зависимость для немонахроматического света, рассчитанная для фильтра с $\alpha = 10^\circ$, $l_0 = 1.2$ см и $A = 0.6$ см, показана на рис.1 сплошной кривой. Видно, что пространственное разрешение фильтра N на $\lambda = 633$ нм ограничено числом $N = 280$. Следует отметить, что уменьшение пространственного разрешения в немонахроматическом свете происходит в плоскости изображения в направлении распространения ультразвука в кристалле. При этом разрешение в ортогональном направлении ограничено в основном эффективной угловой апертурой и дифракционной расходимостью, т. е. числом элементов, сформированных в монохроматическом свете.

6. Экспериментальное исследование пространственного разрешения

Экспериментальная установка была построена по стандартной схеме АО обработки изображений [5, 23, 26]. В эксперименте оптическое излучение от точечного источника коллимировалось и затем направлялось на тестовый объект, представляющий собой набор оптических миры. За ним устанавливался объектив и фильтр, расположенный в фокальной плоскости объектива. Продифрагировавшее излучение после АО фильтра направлялось в приемную цифровую камеру. Оптические миры располагались вертикально, горизонтально и под углами 45° к направлению распространения ультразвука в АО ячейке. Пространственное разрешение исследовалось в продифрагировавшем изображении в плоскости, ортогональной падающему свету. Для того чтобы избежать перекрытия изображений в нулевом и первом порядках дифракции, угол сходимости падающего на АО фильтр пучка был ог-

раничен ирисовой диафрагмой. Фильтр обеспечивал спектральную селекцию оптических сигналов в диапазоне длин волн $\lambda = 460 - 900$ нм и в полосе $\Delta\lambda = 16 \text{ \AA}$ при $\lambda = 630$ нм. После регистрации изображение обрабатывалось и сохранялось в памяти компьютера. Следует отметить, что схема измерений, примененная в эксперименте, обеспечивала увеличение размера изображения исследуемого объекта. Тем самым была реализована возможность регистрировать малые фрагменты изображения и определять пространственное разрешение широкоапертурного АО фильтра.

Первым шагом в исследовании пространственного разрешения фильтра было получение и анализ изображений оптической миры при монохроматическом освещении. При работе в монохроматическом свете в качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер с $\lambda = 633$ нм. Отметим, что в когерентном свете наблюдалось изображение оптических мир достаточно хорошего качества с большим числом разрешимых элементов. Измерения показали, что в монохроматическом свете в пределах угловой апертуры $\Delta\theta_{\text{эф}} = 4.0^\circ$ АО фильтр обеспечивал около 360 разрешимых элементов в строке изображения при высоком контрасте картины. На рис.1 светлой точкой показано пространственное разрешение АО фильтра, измеренное в когерентном свете. Кроме того, было зарегистрировано, что пространственное разрешение вдоль различных направлений относительно направления распространения ультразвука было приблизительно одинаковым. Это объясняется тем, что линейный и угловой размеры апертуры фильтра вдоль выбранных направлений в парателлурите были приблизительно одинаковы (0.6×0.6 см и $4.0^\circ \times 3.5^\circ$ соответственно). Пример изображения фрагмента оптической миры, полученного при $\lambda = 633$ нм, показан на рис.2,а.

Вторым шагом экспериментального исследования был анализ изображений, полученных в некогерентном свете. Для освещения тестового объекта использовалась лампа накаливания, при этом фильтр обеспечивал обработку изображений с заданной длиной волны практически во всем видимом диапазоне. Измерения показали, что качество обработанных изображений, как и предсказывает теория, оказалось заметно хуже, чем при монохроматическом освещении. Например, изображения на рис.2,б-г были зарегистрированы при некогерентном освещении на $\lambda = 480, 620$ и 790 нм.

Из рис.2 видно, что в горизонтальном направлении, соответствующем направлению распространения ультразвука в АО ячейке, наблюдалось значительное уменьшение пространственного разрешения по сравнению с разрешением в монохроматическом свете. Разрешение вдоль направления распространения ультразвука на каждой длине волны света было в 1.5 меньше, чем в ортогональном направлении. Кроме того, в соответствии с теорией наблюдалось значительное изменение качества изображений при перестройке длины волны излучения λ , что видно на рис.2. Эксперимент показал, что в некогерентном свете (рис.1, темные точки) пространственное разрешение вдоль направления распространения ультразвука ограничено числом элементов $N = 120 - 210$.

В ходе исследований было также выявлено, что качество обработанных некогерентных изображений существенно зависело от мощности управляющего сигнала. Известно, что форма функций пропускания АО фильтра зависит от интенсивности ультразвука в ячейке

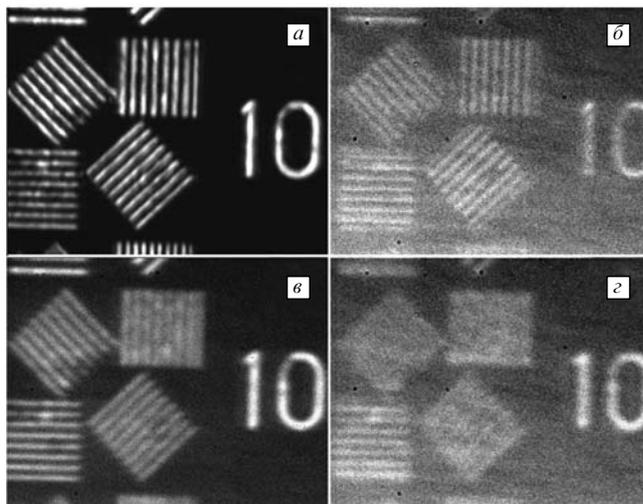


Рис.2. Изображения фрагмента оптической миры в когерентном свете с $\lambda = 633$ нм (а) и некогерентном свете с $\lambda = 480$ (б), 620 (в) и 790 нм (г).

[1]. При возрастании интенсивности ультразвука свыше оптимальной, когда эффективность АО взаимодействия превышает 100 %, происходит уширение спектральной полосы пропускания фильтра $2\Delta\lambda$. Это неизбежно влечет за собой увеличение размера минимально разрешимого элемента изображения $\delta\theta_N$ в соответствии с соотношениями (13), (14). На рис.3 показаны изображения фрагмента оптической миры, полученные при различных мощностях управляющего сигнала P на $\lambda = 620$ нм. Видно, что увеличение управляющей мощности свыше оптимальной ($P > 0.2$ Вт) приводит к возникновению существенных искажений обработанного изображения и, в результате, к уменьшению пространственного разрешения фильтра.

7. Оптимизация характеристик фильтра

Проведенные экспериментальные исследования показали хорошее согласие с теорией, что позволяет провести анализ основных параметров АО ячейки для оптимизации характеристик фильтра. Как было установлено вы-

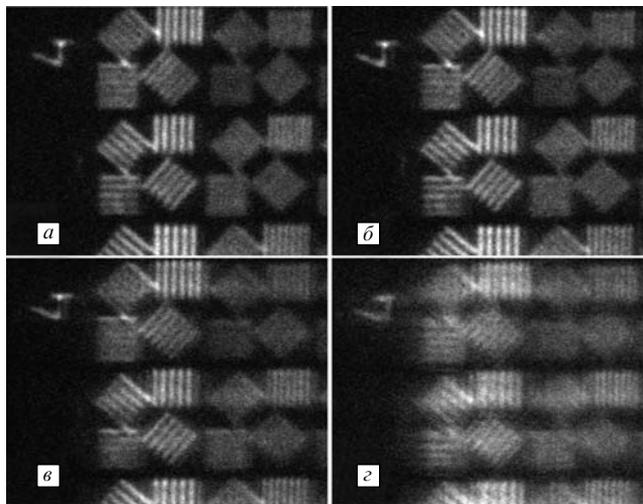


Рис.3. Изображения фрагмента оптической миры при мощности управляющего сигнала $P = 0.08$ (а), 0.18 (б), 0.3 (в) и 0.5 Вт (г).

ше, основные характеристики АО фильтра зависят от угла акустического среза кристалла α , определяющего геометрию АО взаимодействия в парателлурите.

На рис.4 приведены зависимости пространственного разрешения N от угла α , рассчитанные для АО ячейки с длиной преобразователя $l_0 = 1$ см и линейной апертурой $A = 0.5$ см. Кривая 1 соответствует монохроматическому, а кривая 2 – некогерентному освещению с $\lambda = 630$ нм. Видно, что кривые 1 и 2 имеют три различные области с двумя точками излома. Изломы кривых отвечают условию $\Delta\theta^* = \Delta\theta_d$. Поэтому расположение точек излома зависит от размера l_0 и длины волны λ . В первой области ($0 < \alpha < 6.2^\circ$) угол пространственного разрешения пучков $\Delta\theta_d$ оказывается больше угловой полосы пропускания фильтра $\Delta\theta^*$. Следовательно, угол разделения пучков $\Delta\theta_d < 4.0^\circ$ ограничивает эффективную угловую апертуру фильтра. С другой стороны, слабая селективность АО взаимодействия определяет широкую спектральную полосу пропускания фильтра ($2\Delta\lambda > 50 \text{ \AA}$) и относительно большие угловые размеры разрешимого элемента изображения в некогерентном свете ($\delta\theta_N \approx 2\delta\theta^*$). Таким образом, пространственное разрешение в некогерентном свете невелико ($N < 130$), в то время как в когерентном свете оно ограничено числом $N < 440$.

Вторая область на рис.4 расположена в пределах угла среза $6.2^\circ < \alpha < 17.6^\circ$. В ней селективность взаимодействия значительно увеличивается. Угол отклонения пучков $\Delta\theta_d$ оказывается больше угла допустимых отклонений $\Delta\theta^*$, и эффективная угловая апертура $\Delta\theta_{\text{eff}} = \Delta\theta^*$. Однако благодаря уменьшению спектральной полосы фильтрации углы $\delta\theta_N$ с ростом угла α значительно сужаются. Следует отметить, что при $\alpha > 14^\circ$ угол уширения некогерентных пучков $2\delta\theta^*$ (13) становится меньше угла дифракционной расходимости $\delta\theta$, т. е. $\delta\theta_N \sim \delta\theta$.

Третья область углов среза (рис.4) заключена в пределах $17.6^\circ < \alpha < 18.9^\circ$. В этой области угловой размер минимально разрешимого элемента $\delta\theta_N$ и эффективный угловой размер $\Delta\theta_{\text{eff}}$ практически не зависят от угла среза α , поскольку $\delta\theta_N \sim \delta\theta_m$ и $\Delta\theta_{\text{eff}} = \Delta\theta_d$. Следовательно, пространственное разрешение АО фильтра также не будет зависеть от угла α . Расчет показывает, что при $\alpha = 17.8^\circ$ число разрешимых элементов в строке изображения достигает максимального значения $N \approx 920$ для монохроматического света и $N \approx 750$ для некогерентного

света. Этот угол среза соответствует максимальному углу разделения пучков в парателлурите $\Delta\theta_d = 8.5^\circ$. Таким образом, из данных рис.4 видно, что пространственное разрешение изображений, обработанных в некогерентном свете, растет с увеличением угла акустического среза α и приближается к разрешению в монохроматическом свете.

На рис.4 кривыми 3 и 4 показаны зависимости пространственного разрешения фильтра от угла среза соответственно для монохроматического и некогерентного света с $\lambda = 360$ нм. Видно, что при $\alpha < 9^\circ$ разрешение на $\lambda = 360$ нм заметно увеличивается по сравнению с разрешением на $\lambda = 630$ нм. При больших углах среза происходит значительное уменьшение пространственного разрешения, а при $\alpha > 10^\circ - 12^\circ$ это разрешение оказывается хуже, чем на $\lambda = 630$ нм. Предсказанная закономерность объясняется влиянием затухания ультразвука в кристалле на эффективную линейную апертуру АО фильтра.

Другим важным параметром АО фильтра является длина пьезопреобразователя l_0 , определяющая селективность АО взаимодействия. На рис.5 приведены зависимости пространственного разрешения фильтра N в некогерентном свете от длины l_0 , рассчитанные для $\lambda = 633$ нм и различных углов среза кристалла α . Видно, что при некоторых длинах l_0 достигается максимум пространственного разрешения. Изломы кривых соответствуют условию $\Delta\theta_d = \Delta\theta^*$. Дальнейшее увеличение длины преобразователя свыше оптимального значения сопровождается уменьшением пространственного разрешения. Это ухудшение качества изображения происходит из-за того, что размер разрешимого элемента изображения $\delta\theta_N$ ограничен углом дифракционной расходимости $\delta\theta$, в то время как эффективный угловой размер изображения сужается: $\Delta\theta_{\text{eff}} = \Delta\theta^*$. Следовательно, для каждого угла среза кристалла по предложенной методике можно рассчитать оптимальную длину пьезоэлектрического преобразователя, при которой достигается максимальное пространственное разрешение фильтра.

Таким образом, пространственное разрешение фильтра определяется, наряду с другими параметрами, линейной апертурой АО устройства. Из соотношений (12) и (13) видно, что разрешение изображений в монохроматическом свете прямо пропорционально линейной апертуре АО ячейки. Однако оказалось, что в некогерентном

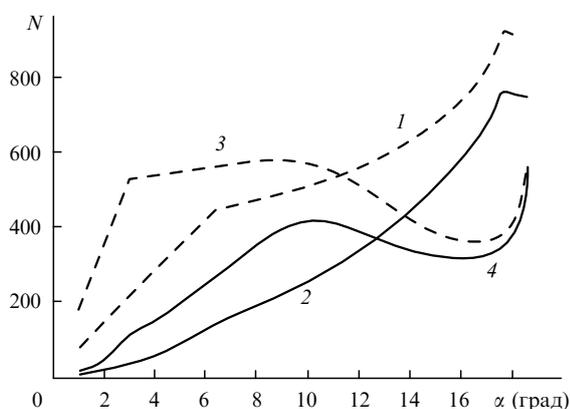


Рис.4. Зависимости пространственного разрешения АО фильтра от угла среза кристалла при освещении монохроматическим светом с $\lambda = 633$ (1) и 360 нм (3), а также некогерентным светом с $\lambda = 630$ (2) и 360 нм (4).

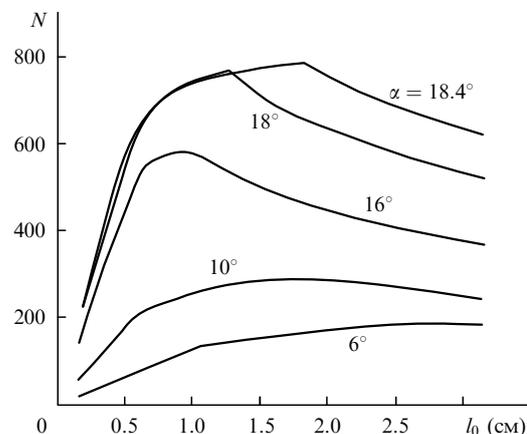


Рис.5. Зависимости пространственного разрешения АО фильтра от длины пьезоэлектрического преобразователя при различных углах среза кристалла.

тическом свете размер минимального элемента изображения $\delta\theta_N$ зависит не только от дифракционной расходимости пучков $\delta\theta$, но и от угла уширения $2\delta\theta^*$. Поэтому при обработке монохроматических изображений увеличение линейной апертуры фильтра A может и не приводить к росту разрешения N . Следовательно, оптимальная линейная апертура АО фильтра A должна быть определена из условия $\delta\theta_N = \delta\theta_m$. При этом значение A оказывается зависящим от угла среза α , размера преобразователя l_0 и длины волны света λ .

8. Выводы

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что пространственное разрешение АО фильтров зависит от углового и линейного размеров апертуры устройства фильтрации, а также от длины взаимодействия света и ультразвука. В расчете установлено, что на длине волны излучения $\lambda = 633$ нм при обработке изображений в монохроматическом свете фильтр на кристалле TeO_2 с углом акустического среза $\alpha = 10^\circ$, длиной преобразователя $l_0 = 1.2$ см и линейной апертурой размером 0.6×0.6 см характеризуется пространственным разрешением $N \leq 560$ в строке разложения. Однако при фильтрации монохроматических изображений разрешение АО фильтра значительно уменьшается, когда прибор имеет пространственное разрешение $N \leq 280$. Это означает, что пространственное разрешение обработанных изображений определяется спектральным разрешением АО фильтра.

Экспериментально установлено, что в когерентном свете реально удается достигнуть числа разрешимых элементов $N \approx 360$. Различие между экспериментальными и теоретическими данными объясняется неравномерностью распределения звукового поля в кристалле, а также искажениями, возникающими из-за угловой селективности фильтра. Аналогичные измерения при монохроматическом освещении показали, что в изображениях содержалось ~ 190 элементов в строке разложения. Кроме того, эксперимент показал, что пространственное разрешение при фильтрации зависит от длины волны излучения λ и увеличивается при работе фильтра в УФ диапазоне спектра. Результатом исследований является также принципиальный вывод о том, что в зависимости от диапазона длин волн перестройки фильтра и требований к светосиле прибора необходим специальный выбор угла

акустического среза кристалла, а также оптимизация размеров преобразователя АО ячейки и ее линейной апертуры.

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* (New York: Wiley, 1992).
3. Goutzoulis A., Pape D. *Designing and Fabrication of Acousto-Optic Devices* (New York: Marcel Dekker Inc., 1994).
4. Парыгин В.Н., Балакший В.И. *Оптическая обработка информации* (М.: Изд-во МГУ, 1987).
5. Goodman J. *Introduction to Fourier Optics* (New York: McGraw Hill, 1968).
6. Chang I.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **90**, 12 (1976).
7. Chang I.C. *Opt. Eng.*, **20**, 824 (1981).
8. Glenar D.A., Hillman J.J., Saif B., et al. *Appl. Opt.*, **33**, 7412 (1994).
9. Voloshinov V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3584**, 141 (1998).
10. Беликов И.Б., Буймистряк Г.Я., Волошинов В.Б. и др. *Письма в ЖТФ*, **10** (20), 1225 (1984).
11. Волошинов В.Б., Миронов О.В., Троц Е.В. *Оптика и спектроскопия*, **71** (3), 526 (1991).
12. Волошинов В.Б., Миронов О.В., Молчанов В.Я. и др. *Письма в ЖТФ*, **15** (4), 69 (1989).
13. Волошинов В.Б., Миронов О.В. *Оптика и спектроскопия*, **68** (2), 452 (1990).
14. Gupta N., Voloshinov V. *Appl. Opt.*, **43** (13), 2752 (2004).
15. Voloshinov V.B., Gupta N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3900**, 68 (1999).
16. Suhre D.R., Gottlieb M., Taylor L.H., et al. *Opt. Eng.*, **31**, 2118 (1992).
17. Pozhar V.E., Pustovoi V.I. *Photonics and Optoelectronics*, **4** (2), 67 (1997).
18. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Mosquera J.C. *Opt. Laser Technol.*, **28** (2), 119 (1996).
19. Georgiev G., Glenar D.A., Hillman J.J. *Appl. Opt.*, **41** (1), 209 (2002).
20. Voloshinov V.B., Parygin V.N., Molchanov V.Ya. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 17 (2001).
21. Voloshinov V.B., Babkina T.M. *J. Pure Appl. Opt.*, **3** (4), S54 (2001).
22. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Babkina T.M. *Opt. Eng.*, **41** (6), 1273 (2002).
23. Voloshinov V., Gupta N. *Appl. Opt.*, **43** (19), 3901 (2004).
24. Bogomolov D.V., Voloshinov V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5828**, 105 (2004).
25. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., et al. *J. Mod. Optics*, **52** (1), 1 (2005).
26. Балакший В.И., Волошинов В.Б. *Квантовая электроника*, **55** (1), 85 (2005).
27. Gupta N., Voloshinov V. *Opt. Lett.*, **30** (9), 985 (2005).
28. Vila J., Calpe J., Pla F., et al. *Real-Time Imaging*, **11**, 85 (2005).
29. Voloshinov V.B., Bogomolov D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5953**, 125 (2005).