

01;07;08;12

## Акустооптический фильтр неполяризованного электромагнитного излучения

© В.Б. Волошинов, В.Я. Молчанов, Т.М. Бабкина

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия  
E-mail: volosh@osc162.phys.msu.su

(Поступило в Редакцию 18 мая 1999 г. В окончательной редакции 10 ноября 1999 г.)

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований перестраиваемого акустооптического фильтра, нечувствительного к поляризации падающего света. Показана принципиальная возможность создания акустооптического фильтра неполяризованного света, работающего в видимом диапазоне электромагнитных длин волн  $\lambda = 480\text{--}750\text{ nm}$  с высоким пространственным и временным разрешением. Число разрешимых элементов отфильтрованного изображения достигает величины  $400 \times 400$  при спектральной полосе пропускания устройства  $\Delta\lambda = 1.7\text{ nm}$ . Обсуждаются результаты обработки оптических изображений, сформированных произвольно поляризованными световыми пучками. Акустооптический фильтр на кристалле  $\text{TeO}_2$  может использоваться в оптике и спектроскопии при обработке световых пучков с произвольной поляризацией, а также при анализе оптических изображений, сформированных световыми лучами, поляризация которых может меняться со временем.

### Введение

Как известно, акустооптические фильтры обеспечивают спектральную фильтрацию и оптоэлектронную обработку коллимированных и неколлимированных пучков света, а также оптических изображений [1–4]. Интерес к акустооптическим фильтрам обусловлен широкими функциональными возможностями, простотой их конструкции, узким спектральным интервалом пропускания, а также быстрой электрической перестройкой в широком диапазоне длин волн света. К сожалению, не все характеристики акустооптических фильтров удовлетворяют потребностям практики. Например, перестраиваемые фильтры, являются чувствительными к поляризации падающего света, так как для работы подобных приборов необходимо линейно поляризованное излучение [4–7]. Однако применение поляризаторов часто ведет к снижению мощности падающего света на 50% и более [8,9]. Проблема фильтрации неполяризованного света может быть решена несколькими способами [8–10]. Одна из методик предусматривает использование двух приемников и дополнительной электронной обработки двух световых изображений на выходе фильтра. Очевидно, что это усложняет систему фильтрации и требует больших затрат времени.

В данной работе предложена схема работы с произвольно поляризованными оптическими сигналами, лишенная недостатков известных методов. Методика предполагает использование дополнительных пассивных оптических элементов, например призм и зеркал. В этом случае произвольно поляризованный свет, падающий на фильтр, разделяется с помощью оптических элементов на обыкновенно и необыкновенно поляризованные лучи. Эти лучи направляются в акустическую ячейку под углами, удовлетворяющими условиям Брэгга для

обыкновенно ( $o$ ) и необыкновенно ( $e$ ) поляризованного света. На выходе фильтра наблюдается только один дифрагированный световой пучок, что чрезвычайно удобно с практической точки зрения.

### Принцип работы фильтров на парателлурите

Для целей фильтрации электромагнитного излучения в перестраиваемых акустооптических фильтрах используется селективность анизотропного брэгговского рассеяния света на акустической волне [1–4]. Спектральная фильтрация оптических сигналов может быть осуществлена при использовании фильтра на кристалле парателлурита с неколлинеарной геометрией акустооптического взаимодействия [4–7]. Селекция длин волн света обеспечивается за счет брэгговского рассеяния оптического пучка на акустической волне, распространяющейся вблизи направления  $[110]$  в парателлурите в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . При использовании данной акустической моды достигаются высокие значения акустооптического качества  $M_2$  кристалла [1–3] и обеспечивается эффективность дифракции, близкая к единице, при малых уровнях управляющих электрической мощности  $P$ .

Брэгговская дифракция может рассматриваться как процесс рассеяния фотонов на фонах, происходящий с выполнением законов сохранения энергии и импульса. Для использованной схемы фильтрации векторные соотношения записываются в виде [1–3]

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_i^o - \mathbf{K} - \Delta\mathbf{K} - \Delta\mathbf{k} &= \mathbf{k}_d^e, \\ \mathbf{k}_i^e + \mathbf{K} + \Delta\mathbf{K} + \Delta\mathbf{k} &= \mathbf{k}_d^o, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_d$  — волновые векторы падающего и дифрагированного света для обыкновенно и необыкновенно поляризованных лучей,  $\mathbf{K}$  — волновые векторы звука,  $\Delta\mathbf{K}$

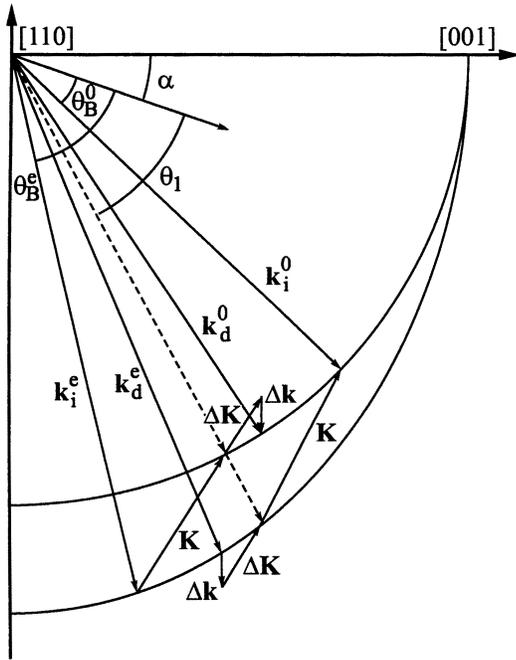


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия для необыкновенно поляризованного света.

и  $\Delta k$  — приращения акустического вектора и векторы расстройки.

В соответствии с формулой (1) вектор  $k_d^0$  образуется как сумма, а вектор  $k_d^e$  — как разность волновых векторов падающей световой и акустической волн. Векторная диаграмма, иллюстрирующая соотношение (1), представлена на рис. 1. На этом рисунке показана оптическая ось кристалла [001] и углы Брегга  $\Theta_B^e$  и  $\Theta_B^0$ . Акустические волны распространяются в кристалле под углом  $\alpha$  к оси [110] в плоскости акустооптического взаимодействия, как показано на рисунке.

Известны соотношения для длин волновых векторов взаимодействующих пучков  $k_d = 2\pi \cdot n_0 / \lambda$ ,  $K = 2\pi f / V$ ,  $\Delta K = 2\pi \Delta f / V$ , где  $V$  — фазовая скорость звука,  $f$  и  $\Delta f$  — частота акустической волны и ее вариации при нарушении условий синхронизма [5]. В эксперименте использовался фильтр с направлением распространения ультразвука под углом  $\alpha = 10^\circ$  к оси [110]. Для выбранного среза кристалла  $\text{TeO}_2$  показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн света при  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  соответственно равны  $n_o = 2.26$  и  $n_e = 2.41$ , а фазовая скорость звука достигает величины  $V = 7.08 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ .

Волновое число падающего света записывается в виде  $k_i^e = 2\pi \cdot n_i / \lambda$ , где  $n_i$  — показатель преломления необыкновенной световой волны ( $n_o \leq n_i \leq n_e$ ). Параметр  $n_i$  для исследуемой геометрии взаимодействия равен [7]

$$n_i = \frac{n_o \cdot n_e}{\sqrt{n_o^2 \cdot \sin^2(\Theta_B^e + \alpha) + n_e^2 \cos^2(\Theta_B^e + \alpha)}}. \quad (2)$$

Для света с необыкновенной поляризацией можно получить следующее выражение для зависимости акустической частоты от угла Брегга [8]:

$$f = \frac{V}{\lambda} \left( n_i \sin \Theta_B^e - \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \Theta_B^e} \right). \quad (3)$$

Из векторной диаграммы также рассчитывается угол дифракции  $\Theta_d^0$ , равный

$$\Theta_d^0 = \arccos \left( \frac{n_i}{n_o} \cos \Theta_B^e \right). \quad (4)$$

На основе соотношений (3) и (4) для света с длиной волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  можно построить графики частотных зависимостей угла Брегга  $\Theta_B^e(f)$  и угла дифракции  $\Theta_d^0(f)$  при необыкновенно поляризованном падающем свете. Эти зависимости показаны на рис. 2, причем кривая 1 относится к падающему лучу, а кривая 2 иллюстрирует дифрагированный свет. Графики соответствуют строгому выполнению условия Брегга, когда расстройка равна нулю. Аналогично рассчитываются частотные зависимости и для обыкновенно поляризованного падающего излучения. Зависимость брэгговского угла падения имеет такой же вид, как на рис. 2, однако кривая 1 будет соответствовать дифрагированному свету, а кривая 2 — падающему лучу.

## Дифракция света с произвольной поляризацией

Из рис. 2 и результатов анализа можно сделать вывод, что на частоте ультразвука  $f_1 = 120.3 \text{ MHz}$  частотные зависимости углов падения обыкновенно и необыкновенно поляризованного света пересекаются. Это происходит при угле падения света  $\Theta_1 = 13^\circ$ . Если свет распространяется под этим углом к акустическому волновому фронту

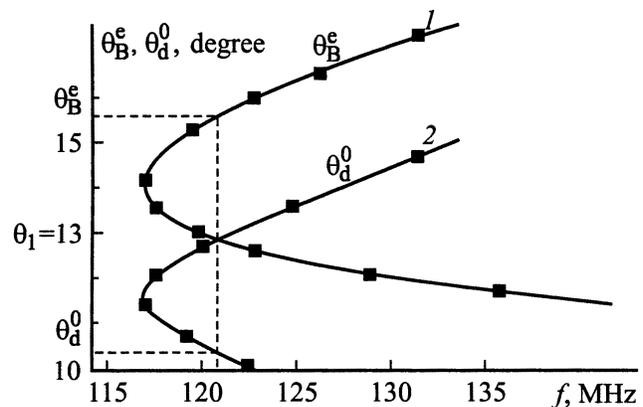


Рис. 2. Частотная зависимость брэгговского угла и угла дифракции для необыкновенно поляризованного падающего света.

ту, то брэгговское условие синхронизма автоматически выполняется и для необыкновенно, и для обыкновенно поляризованного света [8,9]. Акустооптическая ячейка при этом становится нечувствительной к поляризации светового излучения, так как световые лучи с каждой из двух поляризаций одновременно удовлетворяют условию Брэгга и взаимодействуют с ультразвуком с максимальной эффективностью [8–10]. Исследованный режим дифракции используется в известном акустооптическом фильтре для анализа произвольно поляризованных световых пучков [8]. Особенностью работы такого фильтра являются два дифрагированных световых луча, распространяющихся на выходе акустооптической ячейки симметрично прошедшему свету. Из рис. 2 видно, что угол дифракции для обыкновенно поляризованного дифрагированного света на частоте звука  $f = f_1$  равен  $\Theta_d^o = 10.4^\circ$ , в то время как необыкновенно поляризованные дифрагированные световые лучи распространяются под углом  $\Theta_d^e = 15.6^\circ$  к акустическому волновому фронту.

На частоте акустической волны  $f = f_1$  может быть реализован еще один интересный с практической точки зрения режим дифракции [9]. Именно этот режим был использован в настоящей работе. Из рис. 2 непосредственно следует, что условие Брэгга при  $f = f_1$  выполняется для необыкновенно поляризованного падающего света, если угол падения выбран равным  $\Theta_B^e = 15.6^\circ$ . Очевидно, что угол дифракции при этом равен  $\Theta_d^e = \Theta_1 = 13^\circ$ . С другой стороны, для обыкновенно поляризованных падающих лучей условие Брэгга выполняется на той же частоте ультразвука, если угол падения выбран равным  $\Theta_B^o = 10.4^\circ$ . Угол дифракции при этом также оказывается равным  $\Theta_d^o = 13^\circ$ . Таким образом, углы дифракции для обыкновенно и необыкновенно поляризованных световых лучей будут строго равны между собой. Это означает, что на рис. 1 оба дифрагированных световых пучка имеют коллинеарные волновые векторы, направленные вдоль штриховой линии. Поэтому можно сделать вывод, что дифрагированные световые лучи распространяются в кристалле в одном и том же направлении [9].

Таким образом, направляя на ячейку ортогонально поляризованные световые лучи под углами соответственно  $\Theta_B^o = 10.4^\circ$  и  $\Theta_B^e = 15.6^\circ$ , на частоте ультразвука  $f_1 = 120.3$  МГц можно наблюдать одновременную дифракцию обыкновенно и необыкновенно поляризованных пучков падающего света. На выходе акустооптической ячейки в результате дифракции будут распространяться три световых луча. Два из них являются прошедшими световыми пучками нулевого порядка, а третий пучок состоит из двух дифрагированных лучей  $+1$  и  $-1$  порядка. Дифрагированный пучок при этом имеет произвольную поляризацию, так как является суммой дифрагированных компонент двух исходных волн, причем направление его поляризации всегда совпадает с поляризацией исходного светового луча.

## Взаимодействие при нарушении условия синхронизма

Одной из важнейших характеристик акустооптической фильтрации является спектральная полоса пропускания  $\Delta\lambda$  акустооптического фильтра [1]. Известно, что спектральное разрешение  $R = \lambda/\Delta\lambda$  акустооптического прибора зависит от расходимости оптического пучка и ограниченности области, в которой происходит дифракция света [1–3]. При неколлинеарном акустооптическом взаимодействии эта область фактически определяется шириной акустического столба  $l$ , которая в свою очередь зависит от длины пьезоэлектрического преобразователя  $l_0$ . Спектральная полоса пропускания акустооптического фильтра рассчитывается из соотношения  $\Delta\lambda(\Delta f/f)$ , где  $\Delta f$  — диапазон частот дифракции вблизи акустической частоты брэгговского синхронизма [1]. Частотный диапазон  $\Delta f$  может быть наиболее легко рассчитан при фиксированной длине волны света  $\lambda$  с помощью векторных построений на рис. 1, учитывающих векторы расстройки  $\Delta\mathbf{k}$  [8].

Расстройки  $\Delta\mathbf{k}$  при акустооптическом взаимодействии, ортогональные границам акустического столба, связаны с шириной акустического столба  $l$  условием  $\Delta k \leq 0.8\pi/l$  [1]. Ширина акустического столба зависит от угла  $\psi$  между векторами фазовой и групповой скорости звука  $l = l_0 \cos \psi$ . При ориентации волнового вектора звука вдоль  $\alpha = 10^\circ$ , угол сноса акустической энергии равен  $\psi = 57^\circ$  [7]. Очевидно, что ограничение на величину вектора расстройки принимает вид

$$\Delta k \leq 0.8\pi/l_0 \cos \psi. \quad (5)$$

Из векторных диаграмм на рис. 1 находится связь между длиной вектора  $\Delta\mathbf{k}$  и вектором  $\Delta\mathbf{K}$ . Таким образом, векторное построение и соотношение (5) дают возможность получить выражение для полосы акустических частот

$$\Delta f \leq \frac{0.8V}{l_0 \cos \psi} \frac{n_i V \cos(\psi - \Theta_B^e) - \lambda f \sin \psi}{n_i V \sin \Theta_B^e - \lambda f}. \quad (6)$$

В приближении малости двулучепреломления материала, а также с учетом условия  $\Delta K \gg K$  из соотношения (6) получается выражение для акустического частотного диапазона  $\Delta f$ , а также для полосы пропускания фильтра

$$\Delta\lambda \leq \frac{0.8\lambda^2}{l_0 \cos \psi \Delta n \sin^2(\Theta_B^e + \alpha)}, \quad (7)$$

где  $\Delta n = n_e - n_o$ .

Оценки по формуле (7) показывают, что для выбранной геометрии взаимодействия и длины преобразователя  $l_0 = 1.2$  см полоса пропускания фильтра составляет величину  $\Delta\lambda = 1.7$  нм.

Следует отметить, что исследуемый режим акустооптического взаимодействия является близким к случаю широкоапертурной дифракции [4]. Поэтому выбранная геометрия взаимодействия не только гарантирует

получение узких полос пропускания, но и обеспечивает достаточно широкие угловые апертуры при фильтрации световых лучей. В принципе это позволяет без потерь оптической мощности обрабатывать световые пучки, формирующие изображения. Однако главным достоинством исследованного режима взаимодействия является его нечувствительность к поляризации падающего света.

## Экспериментальное исследование дифракции

Акустооптическая ячейка, использованная для фильтрации оптических изображений, была выполнена на основе монокристалла парателлуриата. Очевидно, что для данных целей может быть использован любой двулучепреломляющий материал, если в нем реализуется интересующий режим дифракции. В настоящей работе выбор кристалла парателлуриата был обусловлен высоким значением акустооптического качества материала [1–4].

Акустические волны в парателлуриате генерировались пьезоэлектрическим преобразователем из ниобата лития  $x$ -среза, имеющим длину  $l_0 = 1.5$  см и ширину  $d = 0.5$  см. Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. При изучении акустооптической ячейки в качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны  $\lambda = 0.63$  мкм, а при обработке некогерентных изображений применялась лампа накаливания  $I$  со сплошным спектром оптических частот. Пучок света от лазера или лампы расширялся при помощи оптической системы  $2$  и направлялся на транспарант  $3$ . Объектив  $4$  формировал изображение транспаранта на экране  $5$  или окне матричного приемника изображений. На пути оптического пучка был установлен поляризационный делитель световых лучей  $6$ , с помощью которого обычно поляризованные световые лучи направлялись непосредственно на акустооптическую ячейку  $7$ , а необыкновенно поляризованные компоненты падающего света попадали на зеркало  $8$ , а затем на кристалл. Зеркало и ячейка фильтра юстировались таким образом, чтобы для каждого из двух падающих ортогонально поляризованных оптических пучков автоматически выполнялось условие брэгговского синхронизма на одной и той же частоте ультразвука.

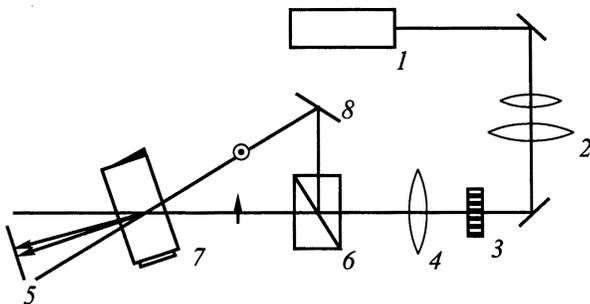


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

При освещении транспаранта светом и подаче на ячейку электрического сигнала с частотой  $f_1 = 120.3$  МГц от высокочастотного генератора на выходе акустооптической ячейки наблюдались два дифрагированных луча света, распространяющихся в одной и том же направлении, как показано на рис. 3. Поляризация этого света совпадала с исходной, что доказывало способность фильтра обеспечивать обработку произвольно поляризованных световых пучков.

Предварительные экспериментальные исследования, проведенные с помощью источника когерентного света на длине волны  $\lambda = 0.63$  мкм, показали, что при управляющей ВЧ мощности  $P = 1.2$  Вт эффективность дифракции достигала величины  $T = 90\%$ . В экспериментах определялась зависимость брэгговских углов падения от акустической частоты для обыкновенно и необыкновенно поляризованного падающего света. Экспериментальные точки, показанные на рис. 2, хорошо согласуются с данными расчетов. Таким образом, эксперимент подтвердил, что в ячейке реализовалась широкоапертурная геометрия акустооптического взаимодействия, причем выбранный срез кристалла обеспечивал работу с произвольно поляризованными световыми пучками. С помощью лазера по уровню ослабления эффективности дифракции на 3 дБ была измерена ширина полосы частот дифракции  $\Delta f$ . Эта полоса оказалась равной  $\Delta f = 320$  Hz, что на акустической частоте  $f = 120.3$  МГц соответствовало полосе пропускания фильтра  $\Delta\lambda = 1.7$  nm.

## Акустооптическая обработка изображений в неполяризованном свете

При обработке оптических пучков в некогерентном свете в качестве транспаранта  $3$  использовалась фото-пленка с записанным на ней изображением. Объектив, формирующий оптическое изображение, имел фокусное расстояние  $F = 7.5$  см. Если угловая расходимость света была меньше  $6^\circ$ , то прошедший и дифрагированный световые пучки на выходе фильтра не перекрывались. При этом матричный приемник на выходе фильтра регистрировал только лишь отфильтрованные световые лучи.

На частоте ультразвука  $f_1 = 120$  МГц на экране можно было наблюдать отфильтрованное оптическое изображение, сформированное оптическими пучками в красном диапазоне длин волн света. Вариации акустической частоты приводили к изменению цвета обработанного изображения. Например, оптические пучки, соответствующие зеленому свету, наблюдались на частотах ультразвука  $f = 150$  МГц, а при  $f = 200$  МГц в отфильтрованной картине преобладали в основном лучи фиолетового цвета. Таким образом, при плавной перестройке акустической частоты в пределах  $f = 100$ – $200$  МГц цвет изображения на экране непрерывно менялся от красного до фиолетового.

Известно, что максимальное число разрешимых элементов  $N$  оптического изображения зависит от угловой



Рис. 4. Фрагмент отфильтрованного оптического изображения.

$\Delta\Theta$  и линейной  $a$  апертуры устройства фильтрации, а также от значения длины волны света в центре диапазона пропускания [11–14]

$$N \leq a\Delta\Theta/\lambda. \quad (8)$$

Следует отметить, что формула (8) справедлива для когерентного освещения транспаранта. Расчет по этой формуле показывает, что для исследуемого фильтра с угловой и линейной апертурой  $\Delta\Theta = 6^\circ$  и  $a = 0.8$  см число разрешимых элементов на длине волны света  $\lambda = 633$  нм будет равно  $N \leq 1250$ . С другой стороны, в случае некогерентного освещения максимальное число разрешимых элементов убывает с ростом спектральной полосы пропускания фильтра  $\Delta\lambda$  [10,13]. При известном значении полосы пропускания устройства фильтрации можно рассчитать угловой диапазон световых лучей, формирующих один элемент изображения,

$$\Delta\varphi \approx \frac{(n_e - n_0)\Delta\lambda}{\lambda} \times \sqrt{\sin^4(\Theta_B^e + \alpha) + \sin^2 2(\Theta_B^e + \alpha)}. \quad (9)$$

Оказалось, что для анализируемого варианта акустооптического взаимодействия значение углового диапазона составляет величину  $\Delta\varphi = 3 \cdot 10^{-4}$ . Поэтому реальное число разрешимых элементов отфильтрованного изображения на выходе акустооптического фильтра не превышает значения  $N \leq \Delta\varphi = 330$ , т.е. в несколько

раз меньше, чем в случае когерентного освещения. Несмотря на это, с помощью исследованного устройства фильтрации можно получать оптические изображения исследуемых объектов с достаточно хорошим качеством.

На рис. 4 представлено изображение, полученное с помощью разработанного акустооптического фильтра. Качество отфильтрованного изображения следует признать удовлетворительным. Очевидно, что вид картины в значительной степени определялся спектральной полосой пропускания акустооптического фильтра. Поэтому для акустооптической фильтрации изображений целесообразно применять фильтры с узкой полосой пропускания  $\Delta\lambda$ . Именно при высоком спектральном разрешении фильтра данный метод обработки изображений в реальном масштабе времени является наиболее привлекательным для практического использования.

## Выводы

В работе проведено исследование особого режима акустооптического взаимодействия в кристалле параллеллурита, обеспечивающего фильтрацию произвольно поляризованного светового пучка. Благодаря применению дополнительных оптических элементов и особой схемы распространения световых пучков в кристалле обеспечено одновременное выполнение условий Брэгга для обыкновенно и необыкновенно поляризованных световых лучей. Это позволило осуществлять фильтрацию произвольно поляризованного светового пучка, формирующего оптическое изображение. Спектральное разрешение в видимом световом диапазоне  $R > 300$  оказалось достаточно высоким для получения изображения хорошего качества. По сравнению с известными методами данная методика имеет преимущество, заключающееся в том, что на выходе устройства фильтрации наблюдается единственный дифрагированный световой пучок. Поэтому для регистрации отфильтрованного изображения достаточно иметь лишь одно приемное устройство. Это значительно упрощает как систему фильтрации в целом, так и дальнейшую работу с отфильтрованными оптическими изображениями.

## Список литературы

- [1] Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 279 с.
- [2] Korpel A. // Acousto-optics. New York: Marcel Dekker, 1988. 296 p.
- [3] Xu J., Stroud R. // Acousto-optics Devices. New York: Wiley, 1992. 498 p.
- [4] Chang I. // Tunable Acousto-optics Filters. SPIE Proc. 1976. Vol. 90. P. 12–22.
- [5] Волошинов В.Б., Миронов О.В. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 2. С. 452–457.
- [6] Suhre D., Gottlieb V., Taylor L. et al. // Opt. Eng. 1992. Vol. 31. N 10. P. 2118–2121.
- [7] Voloshinov V. // Ultrasonics. 1993. Vol. 31. N 10. P. 333–338.

- [8] *Voloshinov V., Mochanov V., Mosquera J.* // Opt. and Laser Tech. 1996. Vol. 28. N 2. P. 119–127.
- [9] *Voloshinov V.* // Application of Acousto-optic Interaction for Filtration of Arbitrary Polarized Radiation Proc. I ARL Acousto-optic Tunable Filter Workshop. ARL-SR-54. MD. USA, 1997. P. 55–63.
- [10] *Denes L., Kaminsky B., Gottlieb M.* et al. // Factors Affecting AOTF Image Quality. Proc. I ARL Acousto-optic Tunable Filter Workshop. ARL-SR-54. MD. USA, 1997. P. 179–188.
- [11] *Балакин Л.В., Балакиев В.И., Волошинов В.Б.* и др. // ЖТФ. 1992. Т. 61. Вып. 10. С. 100–104.
- [12] *Беликов И.Б., Волошинов В.Б., Магдич Л.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 20. С. 1225–1229.
- [13] *Goutzoulis A., Pape D.* // Design and Fabrication of Acousto-optic Devices. New York: Marcel Dekker, 1994. 384 p.
- [14] *Suhre D. and Villa E.* // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. N 12. P. 2340–2345.