

07:08

## Широкополосный акустооптический фильтр

© И.И. Зубринов, В.К. Сапожников, Д.В. Шелопут

Институт физики полупроводников СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 4 декабря 1995 г. В окончательной редакции 29 марта 1996 г.)

В работе экспериментально исследовалась ширина полосы пропускания неколлинеарного акустооптического фильтра на  $\text{TeO}_2$  с компенсацией спектрального дрейфа в макете видеоспектрометра. Перестраиваемый акустооптический фильтр (ПАОФ) является новым твердотельным прибором с электрически управляемой спектральной характеристикой, важным достоинством которого является возможность фильтрации световых пучков с широкими угловыми апертурами [1]. В одноосных кристаллах широкоапертурная геометрия взаимодействия реализуется, если плоскость акустооптического взаимодействия проходит через оптическую ось, а волновой вектор ультразвука составляет с перпендикуляром к оптической оси некоторый угол  $\alpha \neq 0$  [2]. Такая геометрия имеет место, когда на диаграмме волновых векторов касательные к поверхностям волновых векторов падающего и дифрагированного света параллельны (рис. 1, а). Это говорит о том, что при заданной частоте ультразвука и длине волны света условие брэгговского синхронизма автоматически выполняется в некотором диапазоне углов падения оптического пучка на ультразвук, т.е. брэгговская дифракция становится малочувствительной к углу падения света.

Параллельность касательных к поверхностям волновых векторов означает также, что векторы групповой скорости падающего и дифрагированного света коллинеарны, следовательно, два пучка с ортогональными поляризациями до выхода из кристалла не разделяются.

Схема широкоапертурного ПАОФ на основе монокристалла парателлуриита показана на рис. 1, б. Входное оптическое излучение проходит поляризатор 1, попадает в монокристалл 2 перпендикулярно его входной грани.

При подаче на пьезопреобразователь 3 электрических колебаний возбуждаются бегущие ультразвуковые волны 4, поглощающиеся в поглотителе 5. Анализатор 6 подавляет недифрагированное излучение.

Спектральная характеристика пропускания ПАОФ на одной акустической частоте описывается соотношением [2,3]

$$T(\lambda) = T_0 \sin^2 [L(\lambda_0 - \lambda) / \lambda_0^2], \quad (1)$$

где  $L$  — длина акустооптического взаимодействия,  $T_0$  — величина пропускания ПАОФ на длине волны  $\lambda_0$ , равная

$$T_0 = T_{\Pi} \sin^2 (\pi^2 M_2 P_a L^2 / 2\lambda_0)^{1/2}, \quad (2)$$

$T_{\Pi}$  — суммарное пропускание поляризатора и анализатора,  $P_a$  — плотность мощности акустических колебаний,  $M_2$  — акустооптическая добротность кристалла.

Полная ширина спектральной полосы пропускания по уровню 0.5 от максимума определяется как [2,3]

$$\Delta\lambda = 1.8\pi\lambda_0^2 / bL \sin^2 \Theta, \quad (3)$$

где  $b$  — дисперсионная константа.

В первом приближении можно полагать, что угловая апертура ПАОФ обратно пропорциональна его спектральному разрешению

$$\Delta\Theta \sim n^2 (\Delta\lambda / \lambda). \quad (4)$$

При данной геометрии акустооптического взаимодействия длина волны излучения  $\lambda$ , на которой интенсивность дифракции максимальна, частота ультразвука  $f$  и угол падения излучения на ультразвуковую решетку  $\Theta$  связаны соотношением [2]

$$\lambda = (v/f) [n_i \sin \Theta - (n_0^2 - n_i^2 \cos^2 \Theta)^{1/2}], \quad (5)$$

где  $n_i = n_0 n_e [n_e^2 \cos^2(\Theta + \alpha) + n_0^2 \sin^2(\Theta + \alpha)]^{-1/2}$ ;  $n_0$  и  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей;  $v$  — скорость медленной сдвиговой ультразвуковой волны в плоскости (110), которая определяется

$$v = \left[ \left( \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha \right) / \rho \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\rho$  и  $c_{ij}$  — плотность и упругие постоянные  $\text{TeO}_2$ .

Реально вследствие дисперсии показателей преломления зависимость  $\lambda$  от  $f$  несколько отличается от обратно пропорциональной. Кривая перестройки в логарифмическом масштабе для всего спектрального диапазона прозрачности  $\text{TeO}_2$  и  $\alpha = 10^\circ$  приведена на рис. 2.

Из (5) рассчитывается частотная зависимость угла падения света на акустооптический волновой фронт (угла Брэгга). При расчетах использовалось  $n_0 = 2.26$ ,  $n_e = 2.41$ ,  $v = 7.1 \cdot 10^3$  м/с для  $\alpha = 9.5, 10$  и  $10.5^\circ$ . Вид этой зависимости представлен на рис. 3 (кривые 1–3). Экстремум функции соответствует положению на векторной диаграмме, при котором касательные к волновым поверхностям оптических пучков, проведенные через концы векторов  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_d$ , параллельны и выполняется условие  $\partial f / \partial \Theta = 0$ . Таким образом, при небольшом отклонении луча от угла падения длина вектора  $\mathbf{K}$  (рис. 1, а), а следовательно, и частота ультразвука, для

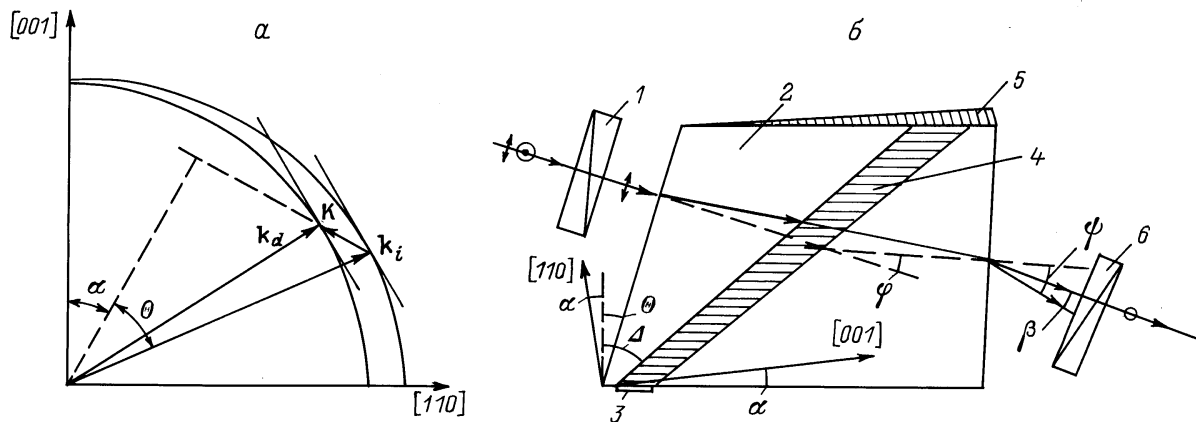


Рис. 1. а — диаграмма волновых векторов падающего и дифрагированного света при заданной частоте  $f$  звука и длине волны  $\lambda$  света, когда условие брэгговского синхронизма выполняется в некотором интервале расходимости оптического луча; б — схема ПАОФ на  $\text{TeO}_2$ .

которой выполняется условие брэгговского синхронизма, не меняются. Точками на кривой рис. 3 показана экспериментально измеренная зависимость угла Брэгга от частоты. Как видно, выражение (5) достаточно точно описывает экспериментальную зависимость.

В работе экспериментально исследовалась ширина полосы пропускания ПАОФ в макете видеоспектрометра. Схема экспериментальной установки показана на рис. 4. Источником сплошного спектра в видимом и ближнем ИК диапазонах служила малогабаритная лампа накаливания 1. Излучение коллимировалось объективом 2, с помощью объектива 3 создавалась необходимая угловая апертура. Поляризация падающего излучения задавалась плоскостью пропускания поляризатора 4. Падающий световой пучок распространялся в ПАОФ, как необыкновенный луч. На пьезопреобразователь ПАОФ 5 с генератора электрических сигналов 7 подавался управляющий сигнал, частота которого контролировалась частотомером 8. На выходе из ПАОФ устанавливался анализа-

тор 6, скрещенный с поляризатором. С помощью световода 9 дифрагированное излучение заводилось в монохроматор 10 и регистрировалось фотоприемником 11, селективным усилителем 12 и осциллографом 13.

Для измерения полосы пропускания ПАОФ по сечению пучка световод 9 перемещался в плоскости измерения 25 мм, диаметр дифрагированного пятна в плоскости измерения 3 мм. Перемещение световода по сечению дифрагированного пятна позволило измерять полосу пропускания при разных углах падения излучения в пределах угловой апертуры.

Экспериментальные образцы ПАОФ создавались на основе монокристаллов  $\text{TeO}_2$ , в которых плоскостью акустооптического взаимодействия была плоскость (110) кристалла, как показано на рис. 1, б. Волновой вектор ультразвука составлял в кристалле угол  $\alpha$  с направлением (110), причем величина  $\alpha$  задавалась для разных образцов равной 9.5 и 10° с точностью  $\pm 5'$ . Линейные размеры светозвукопроводов: 10 мм по (110) и 14 мм в перпендикулярном направлении. Длина светозвуковода была выбрана с учетом сноса акустической энергии на угол 56° относительно волнового вектора ультразвука и составила 25 мм. Входная оптическая грань составляла с плоскостью (001) 23.5°. Пьезопреобразователь из пластины X-среза ниобата лития приваривался к звукопроводу использованием технологии холодной индиевой компрессии в вакууме. Размер преобразователя вдоль направления распространения света 4 мм, в направлении [110] — 8 мм.

Путем секционирования согласуются электрические импедансы выходного тракта ВЧ генератора и пьезопреобразователя. Полоса частот составила 60 (60–120 МГц) и 80 МГц (90–170 МГц). При мощности управляющего электрического сигнала  $\approx 0.7$  Вт дифракционная эффективность, измеренная на длине волны излучения 633 нм, составляла 80 и 90%. Полная ширина полосы пропускания ПАОФ определяется спектральной шириной

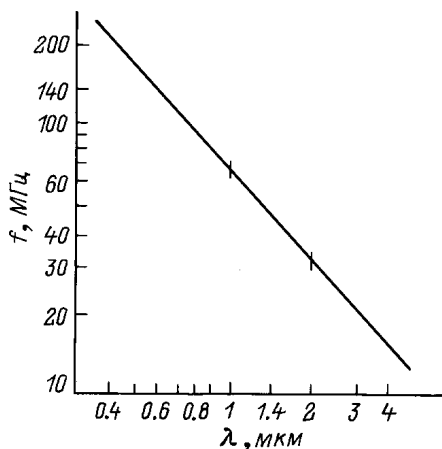


Рис. 2. Зависимость  $\lambda$  света от  $f$  звука (в логарифмическом масштабе) для  $\text{TeO}_2$  при  $\alpha = 10^\circ$ .

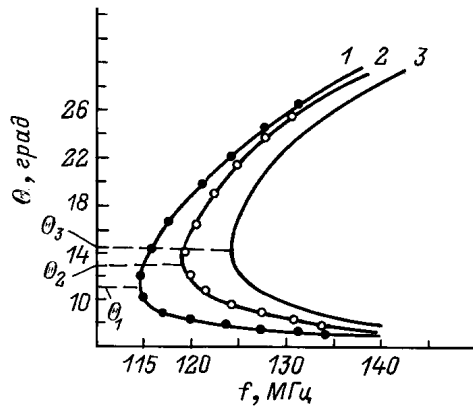


Рис. 3. Частотная зависимость углов Брэгга для  $\lambda = 0.63$  мкм.  $\alpha = 9.5$  (1),  $10$  (2),  $\alpha = 10.5^\circ$  (3). Точки — эксперимент.

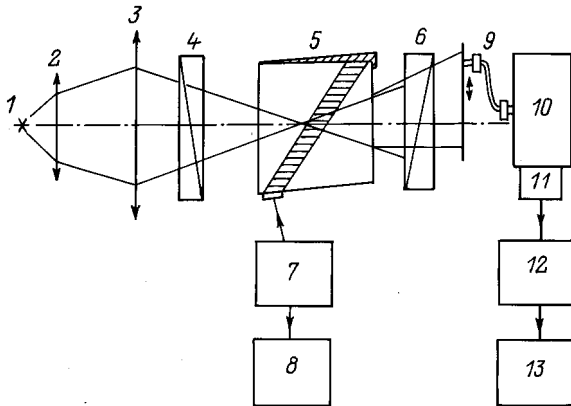


Рис. 4. Схема макета спектрометра для исследования ширины полосы пропускания ПАОФ.

брэгговского синхронизма. За счет угловой апертуры света  $\Delta\theta$  и расходимости ультразвука  $\Delta\alpha$  полоса пропускания становится шире.

Спектральная ширина брэгговского синхронизма определяется в основном длиной акустооптического взаимодействия. При ее расчете необходимо учитывать, что длина взаимодействия отличается от реальных размеров пьезопреобразователя на величину  $l[1 - \cos \Delta / \cos(\Delta - \Theta)]$ , где  $l$  — размер пьезопреобразователя в плоскости взаимодействия;  $\Delta$  — угол сноса, равный

$$\Delta = \arctg \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \alpha},$$

и с учетом (6)

$$\Delta = \arctg \{ [c_{44} - (c_{11} - c_{12})/2] \sin \alpha \times \cos \alpha / [(c_{11} - c_{12})/2] \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha \}. \quad (7)$$

Для расчета уширения полосы пропускания ПАОФ при увеличении угловой апертуры примем, что ультразвуковой пучок в плоскости взаимодействия является плоской волной. Для расчета воспользуемся методикой,

предложенной в [4]. На рис. 5 представлено расчетное уширение полосы пропускания ПАОФ для угловой апертуры  $10^\circ$  (кривая 1) и  $8^\circ$  (кривая 2). Значками показана экспериментально измеренная ширина полосы пропускания для ПАОФ с угловой апертурой  $10^\circ$ , измеренной по половинной эффективности дифракции. Сравнение экспериментальных результатов с расчетной кривой 1 показывает, что уширение полосы пропускания за счет угловой апертуры является существенным.

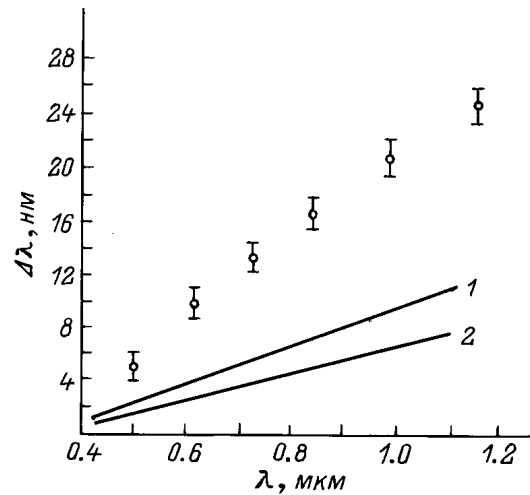


Рис. 5. Расчетное уширение полосы пропускания ПАОФ для угловой апертуры  $10^\circ$  (1) и  $8^\circ$  (2) при условии, что УЗ волна в области взаимодействия плоская. Значки — экспериментальная зависимость ширины полосы пропускания для ПАОФ с угловой апертурой  $10^\circ$ .

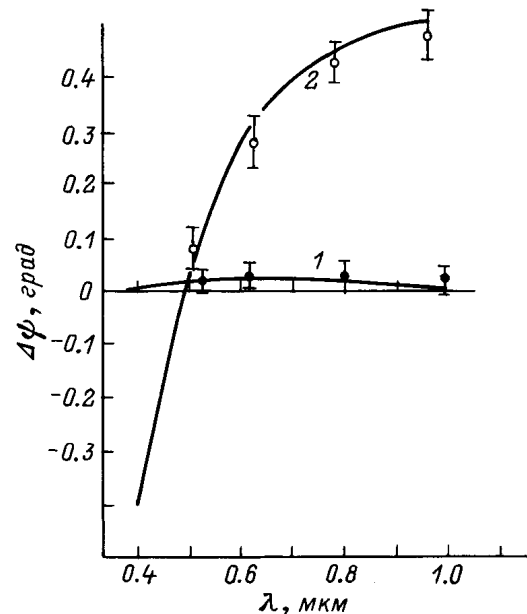


Рис. 6. Расчетная спектральная зависимость изменения угловой координаты  $\Delta\psi$  для ПАОФ с компенсацией дрейфа в интервале  $0.4-1$  мкм (1) и аналогичного ПАОФ без компенсации дрейфа (2). Значки — эксперимент.

Количественное расхождение, очевидно, связано с тем, что реально акустическая волна не является плоской, а наличие сильной акустической анизотропии в плоскости взаимодействия приводит к увеличению пространственной расходимости ультразвука. Для сужения полосы пропускания ПАОФ при заданной угловой апертуре необходимо как увеличивать длину акустооптического взаимодействия, так и увеличивать угол между волновым вектором звука и перпендикуляром к оптической оси. Однако последнее приводит к снижению акустооптической добротности используемого среза светозвукопровода, что снижает эффективность фильтра.

Дисперсия показателя преломления парателлурита приводит к некоторому поперечному смещению изображений в различных спектральных интервалах относительно друг друга. При работе фильтра в широком спектральном диапазоне это может привести к "сползанию" пучка за пределы чувствительной площадки фотоприемника.

Компенсация подобных смещений осуществляется наклоном выходной грани на угол  $\varphi$  относительно входной грани [5].

При выходе из кристалла продифрагированный луч преломляется под углом к нормали к выходной грани фильтра. Условие неизменности угла  $\psi$  в спектральном интервале  $\lambda_1 - \lambda_2$

$$\sin \psi = n_0 \sin \psi_k = n_0 \sin \times [\varphi - \Theta - \alpha + \arctg(\eta^2 \operatorname{tg}(\Theta + \alpha))] = \text{const}, \quad (8)$$

где  $\eta = n_0(\lambda)/n_e(\lambda)$ .

Считая угол  $\Theta + \alpha$  не зависящим от  $\lambda$  и дифференцируя обе части уравнения (8) по  $\lambda$ , находим  $\varphi = \delta + \psi_k$ , где  $\delta$  — угол наклона выходной грани для традиционного случая, когда она ортогональна продифрагированному лучу;  $\psi_k$  — дополнительный угол наклона для компенсации спектрального дрейфа угла дифракции.

Согласно [5],

$$\psi_k = -\arctg \left\{ \frac{2n_0 \operatorname{tg}(\Theta + \alpha) \eta d\eta/d\lambda}{dn_0/d\lambda [1 + \eta^4 \operatorname{tg}^2(\Theta + \alpha)]} \right\}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что в случае нормальной дисперсии, как это имеет место для  $\text{TeO}_2$ ,  $dn_0/d\lambda < 0$ ,  $d\eta/d\lambda > 0$  и  $\psi_k > 0$ . На рис. 6 представлены расчетные спектральные зависимости изменения угловой координаты для ПАОФ с компенсацией спектрального дрейфа в интервале 0.4–1 мкм ( $\psi(0.4 \text{ мкм}) = \psi(1 \text{ мкм})$ ) (кривая 1) и традиционного аналогичного ПАОФ, когда выходная грань перпендикулярна продифрагированному лучу на длине волны 0.5 мкм (кривая 2).

Значками показана экспериментально измеренная величина спектрального дрейфа угла дифракции для обоих вариантов ПАОФ. Как видно из сравнения приведенных данных, экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными.

## Выводы

Широкоапертурные ПАОФ на основе  $\text{TeO}_2$  сочетают такие важные параметры, как высокую дифракционную эффективность при сравнительно малой мощности управляющих электрических сигналов, достаточно высокое спектральное разрешение, простоту конструкции, обуславливающую высокую надежность в эксплуатации, низкую стоимость.

Достаточно низкий хроматизм этих ПАОФ позволяет использовать их в спектрометрах видимого и ближнего ИК диапазонов для спектральной фильтрации изображений.

Обладая существенно большей угловой апертурой и спектральной полосой пропускания по сравнению с монохроматорами на основе кварца, эти ПАОФ имеют в сотни раз большую светосилу, что позволяет повысить чувствительность спектрометра и уменьшить дисперсию измерений.

Авторы благодарны Е.В. Пестрякову за проявленный интерес к работе и полезное обсуждение.

## Список литературы

- [1] Епихин В.М., Визен Ф.Л., Никитин Н.В., Калинин Ю.К. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 12. С. 2405–2410.
- [2] Chang I.C. // Opt. Eng. 1981. Vol. 20. N 6. P. 806–845.
- [3] Магдич Л.Н. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1683–1692.
- [4] Волошинов В.Б. и др. // ЖПС. Т. 52. Вып. 2. С. 284–289.
- [5] Епихин В.М., Калинин Ю.К. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 160.