

обусловленный гидродинамическим аномальным эффектом Доплера. В случае же, противоположном (19), неустойчивость становится кинетической и инкремент ее дается выражением

$$\delta\omega = \frac{\pi}{2} \beta^2 \alpha^{-1} \frac{\omega_H \omega_b^2}{k\omega} f |_{v=\omega/k+\omega_H/k}. \quad (21)$$

Последнее по структуре и смыслу аналогично (16).

В заключение еще раз подчеркнем, что инкременты, пропорциональные самой функции распределения, возникают, если в резонансной точке отсутствует конкуренция между излучающими и поглощающими частицами. Так, в условиях аномального эффекта Доплера невозбужденные осцилляторы могут только излучать. В этом и состоит основной смысл результатов (16) и (21).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., 1981. [2] Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // Физика плазмы. 1984. 10, № 3. С. 548. [3] Незлин М. В. // УФН. 1976. 120. С. 481. [4] Заславский Г. М., Моисеев С. С., Черников А. А. // ЖЭТФ. 1986. 91. С. 98. [5] Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. // УФН. 1961. 73. С. 701. [6] Железняков В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. 3, № 1. С. 57.

Поступила в редакцию  
30.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 535.241.13:534

#### ВИДЕОФИЛЬТР НА КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

В. Б. Волошинов, О. В. Миронов, В. Н. Парыгин  
(кафедра физики колебаний)

Приводятся результаты теоретического исследования спектральной фильтрации изображения в диапазоне длин волн электромагнитного излучения  $\lambda=2,0\div 4,0$  мкм с помощью акустооптического фильтра на кристалле парателлурита.

Акустооптические фильтры (АОФ) как устройства управления параметрами оптического излучения привлекают все большее внимание [1]. Это связано с тем, что АОФ обладают рядом достоинств, к числу которых относятся: возможность исследования спектрального состава электромагнитного излучения и быстрая электрическая перестройка в широком диапазоне длин волн света; высокое разрешение при коэффициенте пропускания до 100%, а также фильтрация электромагнитного излучения в нескольких спектральных интервалах одновременно [2—5]. Вместе с тем АОФ могут обеспечить фильтрацию световых пучков с широкими угловыми апертурами [2, 3], величина которых достаточна для фильтрации оптических изображений. В данной работе приводятся результаты теоретического исследования возможности спектральной фильтрации изображения в средней инфракрасной области спектра с помощью фильтра на кристалле парателлурита.

Для создания перестраиваемого АОФ с широкой угловой апертурой светового пучка используется частный случай неколлинеарной анизотропной дифракции оптического луча на ультразвуковой волне, когда плоскость акустооптического взаимодействия (110) проходит

через оптическую ось одноосного кристалла, а волновой вектор ультразвука составляет с перпендикуляром к оси некоторый угол  $\alpha \neq 0$  [1].

Парателлуриит, относящийся к классу 422 тетрагональной симметрии [6], в настоящее время является одним из перспективных материалов для создания акустооптических устройств. Поперечные упругие волны в парателлуриите вблизи направления [110] имеют низкую скорость, благодаря чему значение акустооптического качества  $M_2$  кристалла велико [1]. Большое значение  $M_2$  дает возможность получать необходимую эффективность дифракции при сравнительно малых акустических мощностях. Кристалл парателлуриита прозрачен до  $\lambda = 4,5$  мкм [6], поэтому он может быть использован для фильтрации света в среднем ИК диапазоне. Известно, что при переходе в ИК диапазон требование к величине управляющей электрической мощности возрастает как  $\lambda^2$ . Поэтому в ИК диапазоне целесообразно применение акустооптических материалов с большим значением  $M_2$ .

От величины угла  $\alpha$  зависит выбор геометрии акустооптической ячейки (АОЯ). Оптимальное значение угла  $\alpha$  может быть найдено при построении семейства кривых зависимости угла падения света  $\theta_i$  от частоты ультразвука  $f$ . Частота ультразвука и брэгговский угол падения связаны между собой соотношением [1]

$$f = \frac{V}{\lambda} \left( n_i \sin \theta_i - \sqrt{N_0^2 - n_i^2 \cos^2 \theta_i} \right), \quad (1)$$

где  $V$  — скорость ультразвука в кристалле;  $\lambda$  — длина волны света;  $N_0$ ,  $N_e$  — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно;  $n_i$  определяется по формуле

$$n_i = N_0 N_e [N_e^2 \cos^2 (\theta_i + \alpha) + N_0^2 \sin^2 (\theta_i + \alpha)]^{-1/2}.$$

Под углом падения света  $\theta_i$  понимается угол между направлением волнового вектора падающего света  $\mathbf{k}_i$  и перпендикуляром, опущенным на направление волнового вектора звука  $\mathbf{K}$ . Расчет показателей преломления  $N_0$  и  $N_e$  в ИК диапазоне проводился по формулам и таблицам, предложенным в работе [7].

Для оценки рабочих параметров АОФ на практике обычно используются источники когерентного излучения. В среднем ИК-диапазоне (2–4 мкм) в качестве такого источника удобно применить He–Ne-лазер с длиной волны  $\lambda = 3,39$  мкм, для которой рассчитанные значения  $N_0$  и  $N_e$  оказались равными 2,172 и 2,307 соответственно. При построении кривых  $\theta_i(f)$  необходимо учесть зависимость  $V(\alpha)$  [8]. Семейство зависимостей  $\theta_i(f)$  для различных значений угла  $\alpha$  и  $\lambda = 0,6328$  мкм приведено в работе [1]. В случае  $\lambda = 3,39$  мкм кривые  $\theta_i(f)$  имеют аналогичный вид, однако оказываются смещенными по оси частот в сторону меньших значений. При значениях угла  $\alpha$ , меньших некоторого оптимального значения  $\alpha < \alpha_{\text{опт}}$ , эти кривые имеют по две точки с вертикальными касательными. В этих точках выполняется условие  $df/d\theta_i = 0$ . При  $\alpha > \alpha_{\text{опт}}$  производная  $df/d\theta_i$  в нуль не обращается. Для  $\lambda = 3,39$  мкм в  $\text{TeO}_2$  угол  $\alpha_{\text{опт}}$  оказывается равным  $18,9^\circ$ . В работах [1, 4] показано, что имеется такой угол падения  $\theta_{i \text{ опт}}$ , для которого и  $d^2f/d\theta_i^2 = 0$ . На длине волны света  $\lambda = 3,39$  мкм при  $\alpha_{\text{опт}} = 18,9^\circ$   $\theta_{i \text{ опт}} = 38,1^\circ$ . Вблизи значения частоты ультразвука  $f^*$  на кривой  $\theta_i(f)$  при  $\theta_{i \text{ опт}}$  малым изменениям частоты  $\Delta f$  соответствуют большие изменения угла падения  $\Delta \theta_i$ . В нашем случае  $f^* = 39,4$  МГц.

Известно, что кристалл  $\text{TeO}_2$  является акустически анизотропным [6]. Снос звукового столба в плоскости акустооптического взаимодействия (110) от направления волнового вектора звука  $\mathbf{K}$  характеризуется углом  $\psi$  между лучевым вектором  $\mathbf{S}$  и вектором  $\mathbf{K}$ . Угол  $\psi$  существенно зависит от угла  $\alpha$  и при  $\alpha = \alpha_{\text{опт}} = 18,9^\circ$  угол  $\psi$  достигает значения  $57^\circ$  [8].

Схема АОЯ широкоапертурного неколлинеарного фильтра на парателлурите для случая  $\lambda = 3,39$  мкм,  $\alpha_{\text{опт}} = 18,9^\circ$ ,  $\theta_{i \text{ опт}} = 38,1^\circ$ ,  $\psi = 57^\circ$  показана на рис. 1. Перестроечная кривая  $\lambda(f)$  такого фильтра в интервале длин волн света  $2 \div 4$  мкм представлена на рис. 2.

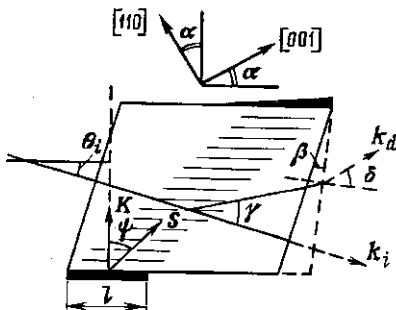


Рис. 1

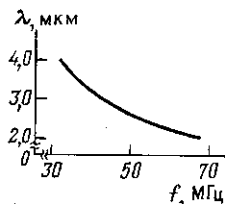


Рис. 2

В реальном устройстве дифракция падающей световой волны происходит не на одной звуковой волне с волновым вектором  $\mathbf{K}$ , направленным под углом  $\alpha$  к оси  $[110]$  кристалла, а на наборе звуковых волн с волновыми векторами, лежащими в некотором угловом интервале от  $(\alpha - \Delta\varphi/2)$  до  $(\alpha + \Delta\varphi/2)$ , где  $\Delta\varphi$  — угол дифракционной расходимости ультразвука, оцениваемый по уровню 3 дБ. Известно, что

$$\Delta\varphi = \Lambda/l = V/(fl),$$

где  $\Lambda$  — длина волны ультразвука,  $l$  — длина пьезопреобразователя (см. рис. 1).

Если акустооптическое взаимодействие происходит при фиксированной длине волны света, то угол  $\Delta\varphi$  определяет границы частотного интервала  $\Delta f$ , в пределах которого происходит дифракция. Очевидно, что ширина интервала  $\Delta f$  зависит от длины преобразователя  $l$  и убывает с ее ростом. На рис. 3 сплошной кривой представлена зависимость  $\theta_i(f)$  для  $\alpha_{\text{опт}} = 18,9^\circ$ , а пунктирные кривые ограничивают область дифракции для  $l = 1,0$  см. Левая кривая соответствует углу  $\alpha = 18,9^\circ - \Delta\varphi/2$ , правая — углу  $\alpha = 18,9^\circ + \Delta\varphi/2$ . Расчет кривых проводился по формуле (1). Прямая, проведенная параллельно оси абсцисс через точку  $\theta_{i \text{ опт}} = 38,1^\circ$ , дает величину частотного интервала  $\Delta f$ , в котором наблюдается дифракция в случае коллинеарного света. А прямая, проведенная параллельно оси ординат через точку пересечения прямой  $\theta_i = \theta_{i \text{ опт}}$  с кривой  $\theta_i(f)$ , дает значение угловой апертуры  $\Delta\theta_i$ , в пределах которой происходит дифракция при длине волны  $\lambda = \text{const}$ . Расчет показывает, что при  $l = 1,0$  см  $\Delta\theta_i = 21,8^\circ$  и  $\Delta f = 0,41$  МГц. Следует отметить, что это значение угловой апертуры фильтра получено для области внутри кристалла. Оценки дают, что на выходе фильтра угловая апертура достигает значения  $45^\circ$ .

В работе [4] показано, что спектральная полоса пропускания фильтра  $\Delta\lambda$  связана с частотным диапазоном  $\Delta f$  соотношением

$$\Delta\lambda \cong (\Delta f/f)\lambda. \quad (2)$$

Из рис. 3 и формулы (2) следует, что для  $\lambda=3,39$  мкм и  $l=1,0$  см  $\Delta\lambda=35$  нм.

Угол дифракционной расходимости ультразвука  $\Delta\varphi$  зависит от размеров преобразователя. В свою очередь размеры поглотителя ультразвуковых волн зависят от величины угла  $\Delta\varphi$ . Следовательно, размеры поглотителя находятся в зависимости от размеров преобразователя. Эта зависимость (при условии  $L=\text{const}$ , где  $L$  — высота

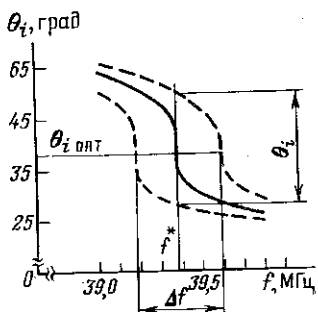


Рис. 3

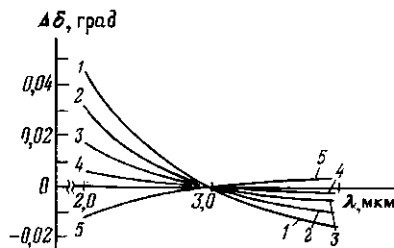


Рис. 4

АОЯ, т. е. размер ячейки в направлении, перпендикулярном плоскости преобразователя) изучалась в работе [8]. Для рассматриваемой ячейки АОФ с высотой  $L \leq 1,5$  см по методике, предложенной в [8], определялись размеры поглотителя акустических волн. Расчет показал, что при длине преобразователя не менее 6 мм в плоскости (110) и не менее 8 мм в плоскости (001) размеры поглотителя и преобразователя отличаются незначительно, т. е. дифракционной расходимостью ультразвукового пучка можно пренебречь.

Несмотря на то что угол падения света на входную оптическую грань АОФ фиксирован, изображение на выходе фильтра при его перестройке по длинам волн света смещается на некоторый угол. Это смещение объясняется тем, что угол  $\gamma$  (см. рис. 1) между нулевым и дифракционными максимумами определяется дисперсией показателей преломления материала АОЯ. С практической точки зрения это смещение является нежелательным, так как положение фотоприемного устройства, анализирующего изображение, всегда фиксировано относительно падающего света. Угол смещения  $\delta$  на выходе АОФ можно уменьшить путем подбора угла скоса  $\beta$  выходной грани фильтра (см. рис. 1). Можно показать, что связь  $\delta$  с  $\beta$  выражается формулой

$$\sin \delta = N_0 \sin \left\{ \arccos \left[ \frac{\lambda^2}{2n_i N_0} \left( \frac{n_i^2 + N_0^2}{\lambda^2} - \frac{f^2}{v^2} \right) \right] - \beta \right\}.$$

На рис. 4 показаны кривые зависимости относительных изменений угла сканирования  $\Delta\delta$  от длины волны света для различных значений угла скоса:  $\beta=0$  (1),  $3^\circ$  (2),  $6^\circ$  (3),  $9^\circ$  (4) и  $12^\circ$  (5). За нулевую точку отсчета углов сканирования приняты значения, соответствующие длине волны света  $\lambda=3,0$  мкм. Из рис. 4 видно, что при увеличении угла скоса до некоторого значения  $\beta=\beta_{\text{опт}}$  амплитуда угла сканирования

уменьшается. Если  $\beta > \beta_{\text{опт}}$  — наблюдается увеличение  $\Delta\delta$ . Для диапазона длин волн света  $\lambda = 2 \div 4$  мкм  $\beta_{\text{опт}}$  в парателлурите оказывается равным  $9,5^\circ$ . Значение  $\Delta\delta$  при этом не превышает  $0,001^\circ$ . Для сравнения можно привести значения соответствующих величин в видимом диапазоне ( $\lambda = 0,4 \div 0,8$  мкм) для фильтра, описанного, например, в работе [3]:  $\Delta\delta = 0,052^\circ$  при  $\beta_{\text{опт}} = 8,25^\circ$ . Сравнение показывает, что сканирование оптического изображения в фильтре, работающем в ИК диапазоне, оказывается существенно меньше, чем в фильтре видимого диапазона.

При экспериментальном исследовании акустооптической фильтрации [3] были зарегистрированы смещения  $\Delta L$  изображения вдоль дифрагированного луча. Наличие таких смещений указывает на существование в оптической системе продольной хроматической аберрации, также являющейся следствием дисперсии показателей преломления материала АОЯ. Если фильтр перестраивается в интервале длин волн света от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , то  $\Delta L$  можно оценить по формуле

$$\Delta L \cong l \frac{n_1 - n_2}{n_1 n_2}, \quad (3)$$

где  $l$  — толщина АОФ в направлении распространения света;  $n_1, n_2$  — значения показателей преломления для обыкновенного луча для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно. Из (3) следует, что при  $l = 15$  мм (толщина фильтра, описанного в работе [3]) для интервала длин волн света от  $\lambda_1 = 2$  мкм до  $\lambda_2 = 4$  мкм в парателлурите ( $n_1 = 2,176$  и  $n_2 = 2,169$ )  $\Delta L = 0,02$  мм. В видимом диапазоне ( $\lambda_1 = 0,4$  мкм,  $\lambda_2 = 0,8$  мкм,  $n_1 = 2,4315$ ,  $n_2 = 2,226$  [6])  $\Delta L = 0,6$  мм. Отсюда видно, что перестройка фильтра по длинам волн в видимом диапазоне всего на  $0,4$  мкм приводит к продольному смещению дифрагированного изображения на некоторую величину. Эта величина более чем на порядок превышает продольное смещение при перестройке фильтра такой же толщины на  $2$  мкм в ИК диапазоне.

Таким образом, приведенные выше результаты позволяют сделать вывод, что широкоапертурный перестраиваемый АОФ на основе парателлурита обеспечивает в ИК диапазоне фильтрацию световых пучков с угловыми апертурами до  $45^\circ$ . По энергетическим параметрам рассмотренный фильтр оказывается хуже известных, работающих в видимой области спектра. Однако малые величины угловых и продольных смещений дифрагированного изображения при перестройке в достаточно широкой полосе длин волн света являются несомненным достоинством акустооптических устройств ИК фильтрации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [2] Елихин В. Н., Визен Ф. Л., Никитин Н. В., Калинин Ю. К. // ЖТФ. 1982. 52, № 12. С. 2405. [3] Великов И. Б., Буйми-струк Г. Я., Волошинов В. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 20. С. 1225. [4] Волошинов В. Б., Никанорова Е. А., Парыгин В. Н. // Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 12. С. 2469. [5] Chang I. C. // Opt. Engineering. 1977. 16, N 5. P. 455. [6] Шаскольская М. П. Акустические кристаллы. М., 1982. [7] Uchida N. // Phys. Rev. 1971. V4, N 10. P. 3736. [8] Воронова М. А., Парыгин В. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 4. С. 31.

Поступила в редакцию  
08.01.88