

УДК 535.5

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЗАГРАЖДАЮЩИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА ПАРАТЕЛЛУРИТА

В. Б. Волошинов, Л. Н. Магдич, Г. А. Князев

(кафедра физики колебаний)

E-mail: volosh@phys.msu.ru

Статья посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию квазиколлинеарных акустооптических фильтров. Рассматривается близкая к коллинеарной геометрия акустооптического взаимодействия в кристалле  $\text{TeO}_2$  и исследуется возможность создания перестраиваемых акустооптических заграждающих фильтров, использующих нулевой порядок дифракции. Сравняются характеристики однопроходного и двухпроходного заграждающих фильтров на парателлуристе. Показано, что коэффициент подавления сигнала в двухпроходной системе в два раза выше, чем у однопроходной системы. Полоса подавления сигнала в двухпроходном фильтре на длине волны света 633 нм составила 2.2 Å, а коэффициент подавления — 17 дБ.

### Введение

Акустооптические устройства находят широкое применение в науке и технике. Акустооптика позволяет создавать быстродействующие, компактные и надежные приборы для модуляции, сканирования и фильтрации оптических сигналов. Акустооптические приборы имеют широкий диапазон перестройки рабочих характеристик, допускают быстрое электронное управление параметрами и не требуют больших энергетических затрат [1, 2]. В последнее время большой интерес проявляется к акустооптическим фильтрам при создании оптоволоконных линий связи со спектральным уплотнением каналов [3–12]. Это обусловлено тем, что акустооптические фильтры хотя и уступают приборам на основе дифракционных решеток в разрешающей способности, существенно превосходят их в быстродействии и надежности. Следует отметить еще одну важную причину интереса к акустооптическим приборам — это возможность использования акустооптики для создания многоканальных и многофункциональных систем управления светом и фильтрации световых потоков. Одной из таких систем является заграждающий акустооптический фильтр [11–13].

В акустооптических устройствах, как правило, используется излучение, сосредоточенное в первом дифракционном порядке. Например, в акустооптических фильтрах именно в этом дифракционном порядке оказывается свет, заключенный в узком спектральном интервале оптических длин волн  $\Delta\lambda$  [1, 2]. Однако если в акустооптической ячейке использовать излучение не первого, а нулевого порядка дифракции, то такая система из фильтруемого светового сигнала с широким спектром длин волн  $\lambda$  удаляет свет, заключенный в узком спектральном интервале  $\Delta\lambda$ , пропускавая остальные спектральные компоненты без ослабления. Таким образом, акустооптическая ячейка, в которой используется нулевой порядок дифракции, может являться заграждающим фильтром [11–13]. В этом фильтре как значение самой длины

волны сигнала, подавляемого фильтром, так и коэффициент подавления могут контролироваться при помощи электрических сигналов. Следует отметить, что к настоящему времени в научной литературе не имеется сведений о применении квазиколлинеарных устройств в качестве заграждающих фильтров.

### Работа акустооптической ячейки в режиме заграждающего фильтра

Очевидно, что основным параметром, определяющим работу акустооптической ячейки в режиме заграждающего фильтра, является эффективность дифракции  $\xi$  [1, 2]. Известно, что эффективность дифракции определяется отношением интенсивности света в первом дифракционном порядке  $I_1$  к интенсивности света  $I$  на входе фильтра. Если в дифракционной картине присутствует свет только первого дифракционного порядка, то интенсивность света в нем связана с интенсивностью света в нулевом порядке соотношением  $I_1 = I - I_0$ . Поэтому эффективность  $\xi$  может быть определена по формуле  $\xi = (1 - I_0/I)$ . Одна из основных характеристик заграждающего фильтра — это коэффициент подавления сигнала фильтром, если используется нулевой порядок дифракции:  $\chi = 10 \lg(1 - \xi)$ . Кроме коэффициента подавления, заграждающие фильтры характеризуются спектральной полосой подавления  $\Delta\lambda$  аналогично полосе пропускания для полосовых фильтров.

Очевидно, что для построения заграждающего фильтра наиболее удобна коллинеарная геометрия акустооптического взаимодействия, так как она, в принципе, может обеспечить наиболее узкую полосу фильтрации и высокую эффективность дифракции при малой управляющей мощности [1–7]. Однако к настоящему времени не имеется подходящих акустооптических материалов, которые можно было бы использовать для создания коллинеарных ячеек с достаточно большой эффективностью дифракции.

Поэтому использование известных коллинеарных ячеек на основе кристаллов кварца, ниобата лития или молибдата кальция в качестве заграждающих фильтров представляется малоперспективным [11–13].

В последнее время большое внимание исследователей уделяется ячейкам на основе кристалла парателлурида  $\text{TeO}_2$ , так как этот материал обладает высоким коэффициентом акустооптического качества [8–12]. К сожалению, создание прибора на кристалле  $\text{TeO}_2$  с использованием коллинеарной геометрии взаимодействия невозможно. Это связано с тем, что при распространении световой и звуковой волны в направлении  $[110]$  коллинеарное акустооптическое взаимодействие отсутствует [1–6]. Тем не менее на основе двуокиси теллура были созданы и успешно применены квазиколлинеарные акустооптические ячейки [3–10]. В квазиколлинеарных фильтрах используются пучки света и звука с коллинеарными групповыми скоростями.

Пример квазиколлинеарной геометрии акустооптического взаимодействия в парателлуриде показан на рис. 1. На рис. 1, а приведена векторная диаграмма квазиколлинеарного взаимодействия, а на рис. 1, б — ход лучей в кристалле. Диаграмма иллюстрирует векторное соотношение  $\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d$ , где  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_d$  — волновые векторы падающего и дифрагированного света,  $\mathbf{K}$  — волновой вектор звука. Ультразвуковой пучок направляется не вдоль оси кристалла  $[110]$ , а под небольшим углом  $\alpha$  к ней, обычно составляющим несколько градусов в плоскости  $(1\bar{1}0)$  [3–6]. В результате этого из-за большой акустической анизотропии материала вектор групповой скорости звуковой волны отклоняется от волнового вектора звука на угол  $\psi$ , который значительно превышает угол  $\alpha$ . Таким образом, фронт волны в  $\text{TeO}_2$  распространяется вдоль направления, где фазовая скорость звука мала, и групповая скорость  $\mathbf{S}$  неколлинеарна вектору  $\mathbf{K}$ .

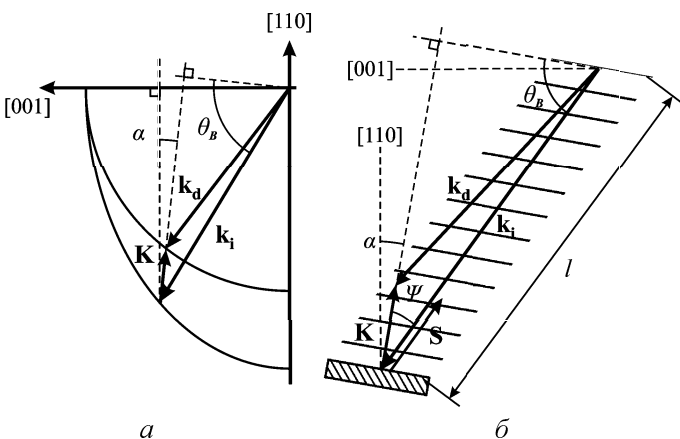


Рис. 1. Квазиколлинеарная дифракция в парателлуриде: (а) векторная диаграмма; (б) ход лучей в кристалле

Свет в квазиколлинеарном устройстве направляется коллинеарно групповой скорости звука, т. е. под брэгговским углом  $\theta_B = 90^\circ - \psi$  к волновому фронту

звуковой волны. При этом длина акустооптического взаимодействия  $l$  и коэффициент акустооптического качества материала достаточно велики. Эту закономерность иллюстрирует рис. 1. Благодаря указанному выбору геометрии взаимодействия обеспечивается высокое спектральное разрешение фильтра и хорошая эффективность дифракции при малой величине управляющей электрической мощности [3–6]. Следует отметить, что квазиколлинеарный фильтр, к сожалению, оказывается весьма чувствительным к расходимости света, и это сильно ограничивает область его применения. Однако имеются задачи, для решения которых использование квазиколлинеарных устройств является оправданным. К таким задачам относится работа акустооптических фильтров в оптоволоконных линиях связи со спектральным уплотнением каналов [9–12].

### Сравнение однопроходного и двухпроходного фильтров

Амплитуда света на выходе из акустооптической ячейки, работающей в режиме Брэгга, определяется из системы дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dx} = -\frac{qC_1}{2} e^{-i\eta x}, \\ \frac{dC_1}{dx} = \frac{qC_0}{2} e^{i\eta x}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $C_0$  и  $C_1$  — амплитуды света в нулевом и первом порядке дифракции,  $\eta$  — величина вектора расстройки,  $x$  — координата,  $q$  — коэффициент связи, определяющий эффективность акустооптического взаимодействия

$$q = \frac{2\pi\lambda}{\cos\theta_B} \sqrt{\frac{M_2 P_a}{s}},$$

где  $\lambda$  — длина волны света,  $M_2$  — коэффициент акустооптического качества кристалла,  $P_a$  — мощность звуковой волны,  $s$  — площадь сечения звукового столба [1, 2]. Граничные условия обычно определяются так:

$$C_0|_{x=0} = 1, \quad C_1|_{x=0} = 0,$$

где амплитуда входного сигнала нормирована. Выражение для нормированной интенсивности света в нулевом порядке дифракции  $I_0/I = C_0 C_0^*$  имеет вид [2]

$$I_0/I = 1 - \frac{q^2}{q^2 + \eta^2} \sin^2 \left( \frac{l}{2} \sqrt{q^2 + \eta^2} \right), \quad (2)$$

где  $l$  — длина взаимодействия света и звука. Практика показывает, что в реальном акустооптическом устройстве эффективности дифракции  $\xi = 1$  достичь не удастся ни при каких значениях управляющей мощности. Это, в частности, связано с тем, что световая и звуковая волны не являются плоскими, а обладают расходимостью, и одновременное выполнение условия брэгговского синхронизма для всех

составляющих расходящихся световых и звуковых волн невозможно.

В экспериментах использовалась акустооптическая ячейка с углом среза  $\alpha = 2^\circ$ , схема которой показана на рис. 2. Звуковая волна, возбуждаемая в кристалле пьезопреобразователем, отражалась от входной оптической грани кристалла. Эта волна распространялась по кристаллу, взаимодействовала со звуком, отражалась от выходной грани фильтра и поглощалась. Площадь сечения звукового столба составляла  $s = 0.35 \times 0.35 \text{ см}^2$ , а длина акустооптического взаимодействия  $l = 2.5 \text{ см}$ . В результате эксперимента показано, что для исследуемой ячейки максимальная эффективность дифракции в случае использования лазерного пучка с расходимостью  $0.04^\circ$  достигала величины  $\xi = 0.92$ , что соответствует интенсивности света в нулевом порядке дифракции  $I_0 = 0.08$  и коэффициенту подавления заграждающего фильтра  $-11 \text{ дБ}$ . Указанные характеристики были получены при величине управляющей электрической мощности  $P = 0.6 \text{ Вт}$ , которая обычно близка по величине к мощности звуковой волны  $P_a$ . Полоса подавления сигнала для фильтра оказалась равной  $\Delta\lambda = 1.5 \text{ \AA}$  при длине волны света  $\lambda = 633 \text{ нм}$ .

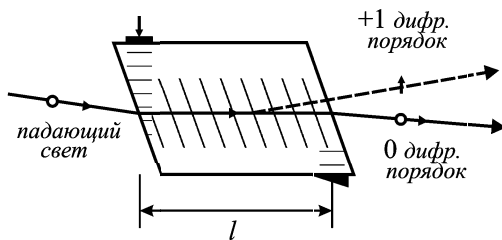


Рис. 2. Схема акустооптической ячейки

Известно, что к коэффициенту подавления сигнала в большинстве случаев предъявляются весьма жесткие требования, так что подавление световых потоков на  $-11 \text{ дБ}$  оказывается недостаточным [9–12]. В то же самое время можно предположить, что если свет из нулевого дифракционного порядка пропустить через фильтр повторно, это должно привести к увеличению коэффициента подавления сигнала. В этом заключается принцип работы использованного двухпроходного акустооптического фильтра.

Двухпроходная схема фильтрации может быть реализована несколькими способами. Для экспериментального изучения в работе была выбрана наиболее простая схема, показанная на рис. 3. Исходный оптический сигнал пропускаться через ячейку квазиколлинеарного фильтра. При дифракции лучи первого и нулевого дифракционных порядков разделялись в пространстве, и свет первого дифракционного порядка отсекался. Свет из нулевого дифракционного порядка вторично направлялся в акустооптическую ячейку с помощью зеркала, установленного на выходе фильтра. Свет, дважды прошедший сквозь ячейку, направлялся в приемник полупрозрачным зеркалом, как показано на рис. 3. Очевидно, что используе-

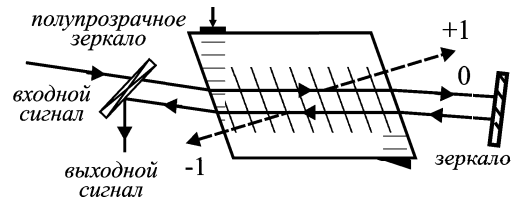


Рис. 3. Схема двухпроходного заграждающего акустооптического фильтра

мый метод улучшения характеристик заграждающего фильтра приводит к потерям в мощности фильтруемого света из-за применения полупрозрачного зеркала. Однако этот метод привлекает внимание своей простотой [9–12].

В случае использования двухпроходной системы амплитуда света, прошедшего через фильтр второй раз, также определяется системой уравнений (1). Однако дифракция происходит не в  $+1$ -й, а в  $-1$ -й дифракционный порядок, поэтому граничные условия с учетом того, что свет первого порядка дифракции второй раз через ячейку не пропускается, будут иметь вид

$$C_0|_{x=l} = C_*, \quad C_{-1}|_{x=l} = 0,$$

где  $C_*$  — амплитуда света в нулевом порядке, прошедшего через ячейку только один раз.

Можно показать, что нормированная интенсивность света в нулевом порядке дифракции на выходе фильтра в двухпроходном варианте определяется выражением

$$I_0/I = 1 - 2 \left( \frac{ql}{2} \right)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{l}{2} \sqrt{q^2 + \eta^2} \right) + \left( \frac{ql}{2} \right)^4 \text{sinc}^4 \left( \frac{l}{2} \sqrt{q^2 + \eta^2} \right). \quad (3)$$

Анализ соотношений (2) и (3) показал, что применение двухпроходной схемы фильтрации приводит при максимальной эффективности дифракции к увеличению полосы подавления сигнала в 1.3 раза. Из проведенных расчетов также следует, что коэффициент подавления сигнала  $\chi$  увеличится в два раза, однако максимальное подавление будет наблюдаться при той же мощности звуковой волны, что и в случае использования однопроходного устройства.

Для проверки выводов теории был создан двухпроходный фильтр на кристалле  $\text{TeO}_2$ . Как показали исследования, использование двухпроходной системы привело к повышению коэффициента подавления в заграждающем фильтре. Максимальная величина коэффициента подавления  $\chi$  изменилась с  $-11 \text{ дБ}$  до  $-17 \text{ дБ}$ . Подавление сигнала только на  $17 \text{ дБ}$ , а не на  $22 \text{ дБ}$ , как предсказывает теория, объясняется тем, что световая и звуковая волны не являются плоскими, а имеют небольшие фазовые искажения. Как известно, фазовые искажения возрастают с увеличением мощности ультразвука [1]. Поэтому при меньших значениях

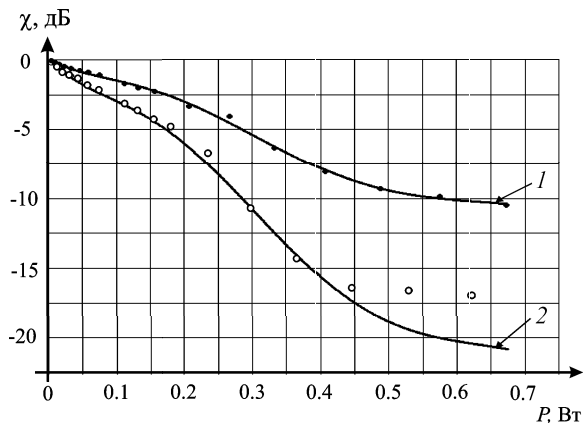


Рис. 4. Зависимость коэффициента подавления сигнала от управляющей мощности

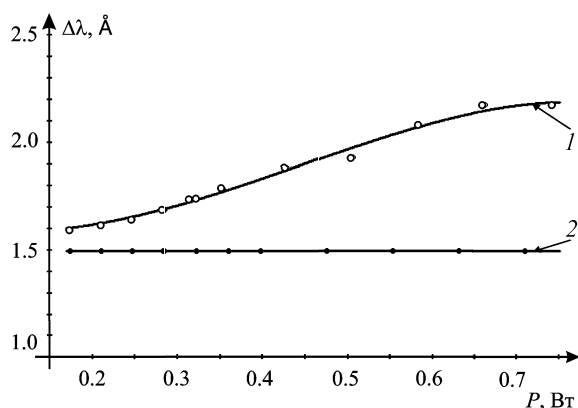


Рис. 5. Зависимость полосы подавления сигнала от управляющей мощности

электрической мощности  $P \leq 400$  мВт наблюдается хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими. Измеренная зависимость коэффициента подавления от управляющей мощности показана на рис. 4. Цифрой 1 на этом рисунке отмечена характеристика однопроходной системы, а цифрой 2 — двухпроходной. Сплошная кривая 1, построенная методом наименьших квадратов, была использована в качестве исходной при построении зависимости коэффициента подавления от мощности в двухпроходном варианте. Эта зависимость отмечена цифрой 2. Как видно из рисунка, коэффициенты подавления сигнала однопроходным и двухпроходным фильтрами отличаются приблизительно в два раза, как и предсказывает теория. Из рисунка также видно, что наибольший выигрыш в коэффициенте подавления двухпроходная система обеспечивает при небольших значениях управляющего сигнала.

Как и ожидалось, спектральная полоса подавления сигнала в двухпроходной системе увеличивается по сравнению с однопроходной системой. Зависимость полосы пропускания фильтра от акустической

мощности представлена на рис. 5. Из этого рисунка видно, что, в отличие от коэффициента подавления, в спектральном разрешении двухпроходная система по сравнению с однопроходной выигрывает не дает. Это, несомненно, является недостатком использованной схемы фильтра.

### Заключение

Проведенные исследования показали целесообразность применения двухпроходной системы для управления световыми сигналами в квазилинейном заграждающем фильтре на кристалле  $\text{TeO}_2$ , так как это обеспечивает двукратное увеличение подавления оптических сигналов. Достоинством предложенного метода также является и то, что для получения требуемого коэффициента подавления на фильтр необходимо подавать меньшую управляющую мощность по сравнению с однопроходной схемой фильтрации. Следует также отметить, что рассмотренная схема двухпроходного фильтра применима в акустооптике не только для ячеек, использующих квазилинейную геометрию взаимодействия, но и для акустооптических фильтров с неколлинеарным, т. е. поперечным, распространением пучков.

### Литература

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М., 1978.
2. Балакиши В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.
3. Voloshinov V.B., Mishin D.D., Uskov A.N. // Proc. SPIE. 1991. **731**. P. 297.
4. Волошинов В.Б., Мишин Д.Д., Молчанов В.Я. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. **18**, № 2. С. 33.
5. Voloshinov V.B. // Opt. Eng. 1992. **31**, N 10. P. 2089.
6. Chang I.C. // Electron. Lett. 1992. **28**, N 13. P. 1255.
7. Qin C.S., Huang G.C., Chan K.T., Cheung K.W. // Electron. Lett. 1995. **31**, N 15. P. 1237.
8. Tran C.D., Huang G.G. // Opt. Eng. 1999. **38**, N 7. P. 1143.
9. Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya. // J. Lightwave Technol. 2002. **20**, N 5. P. 864.
10. Zaitsev A.K., Kludzin V.V. // Optics Communications. 2003. **219**. P. 277.
11. Riza N.A., Yakoob Z. // IEEE Photonics Technol. Lett. 2001. **13**, N 7. P. 693.
12. Mughal M.J., Riza N.A. // IEEE Photonics Technol. Lett. 2002. **14**, N 4. P. 510.
13. Suhre D.R., Theodore J.D. // Applied Optics. 1996. **35**, N 22. P. 4494.

Поступила в редакцию  
05.07.04