

УДК 534.284:535.346.6:546.882:546.34

В. Б. Волошинов
В. Н. Парыгин
В. Б. Хаптанов

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР
НА КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Рассмотрена возможность использования неколлинеарной анизотропной брэгговской дифракции света на ультразвуковых волнах для фильтрации оптического излучения. Создан макет акустooптического фильтра на кристалле ниобата лития, имеющий полосу пропускания в несколько десятков ангстрем и перестраиваемый электрически и механически в видимом диапазоне.

Известно, что анизотропная брэгговская дифракция света на ультразвуковых волнах может быть использована для фильтрации оптического излучения [1—5]. Акустooптические фильтры на дифракции с поворотом плоскости поляризации света обладают рядом достоинств по сравнению с устройствами других классов. К ним относится возможность точной электрической перестройки центральной длины волны света в широком диапазоне. Полоса пропускания акустooптических фильтров может достигать десятых долей ангстрема, а коэффициент пропускания — 100%.

В акустooптических фильтрах обычно используется коллинеарная дифракция света на ультразвуковой волне [1—4]. Однако для фильтрации можно использовать и неколлинеарную, т. е. поперечную геометрию взаимодействия пучков, хотя это и сопровождается некоторым ухудшением разрешения [5]. В то же время конструкция фильтра оказывается проще, появляется возможность механической перестройки устройства помимо электрической и расширяется круг пригодных для применения в акустooптическом фильтре материалов. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию фильтрации света, использующей анизотропную дифракцию Брэгга в кристалле ниобата лития при поперечной геометрии взаимодействия светового и звукового пучков.

Для фильтрации света используется селективность анизотропной брэгговской дифракции. Известно, что дифракция происходит лишь при выполнении условия Брэгга, связывающего угол падения светового пучка θ_i с длинами волн света λ и ультразвука $\Lambda = V/f$ (V и f — скорость и частота акустической волны) [1]. Для пучков с ограниченными апертурами условие Брэгга при заданных λ и θ_i выполняется в полосе ультразвуковых частот Δf , и это ограничивает разрешение фильтра. Если использовать селективность изотропного брэгговского рассеяния света, то полосы пропускания $\Delta\lambda$ в несколько ангстрем достижимы только на высоких, порядка 10^{10} Гц, частотах ультразвука. При анизотропной дифракции разрешение $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 10^3$ достигается на частотах в сотни мегагерц, что удобно с практической точки зрения.

Селективность брэгговского рассеяния света на ультразвуковых волнах определяется характером зависимости угла падения θ_i на ультразвуковой волновой фронт от акустической частоты f . Селективность пропорциональна наклону кривой $\theta_i(f)$. Поэтому в одноосных кристаллах удобно использовать рассеяние света на акустической волне,

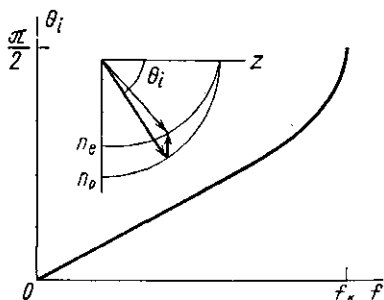


Рис. 1. Векторная диаграмма и зависимость угла падения от акустической частоты

распространяющейся перпендикулярно оптической оси кристалла, когда плоскость взаимодействия проходит через ось. Векторная диаграмма и зависимость угла падения от частоты ультразвука в одноосном отрицательном кристалле ($n_o > n_e$) для указанного случая представлена на рис. 1. Из рисунка следует, что максимальная селективность акустооптического взаимодействия достигается при $\theta_i = \frac{\pi}{2}$

$$\text{или } f = f_k = \frac{V \Delta n}{\lambda}, \quad \text{где } \Delta n = n_o -$$

n_e , т. е. при коллинеарной дифракции. Однако и при отходе от коллинеарного взаимодействия селективность может оказаться достаточной для создания акустооптического фильтра.

Из векторной диаграммы определяются аналитические выражения для углов падения θ_i и дифракции θ_d :

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda f}{\Delta n V}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \theta_d = \frac{n_e}{n_o} \operatorname{tg} \theta_i. \quad (2)$$

Из соотношения (1) следует, что длина волны света, взаимодействующего с ультразвуком, определяется частотой f и углом падения θ_i :

$$\lambda = \frac{\Delta n V \sin \theta_i}{f}. \quad (3)$$

Таким образом, при изменении акустической частоты и фиксированном угле падения θ_i происходит перестройка акустооптического фильтра, которая в соответствии с выражением (2) сопровождается значительным сканированием вышедшего из устройства света за счет дисперсии показателей преломления кристалла. Помимо электрической перестройки при неколлинеарной геометрии имеется возможность механической перестройки устройства. Она осуществляется при изменении угла падения θ_i на фиксированной частоте ультразвука.

Полосу пропускания фильтра, использующего поперечную геометрию рассеяния, определяют в основном расходимости взаимодействующих пучков света $\Delta\theta_L$ и ультразвука $\Delta\theta_s$. Диапазон световых длин волн $\Delta\lambda$, пропущенный фильтром, удобно оценить следующим образом:

$$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\theta} \Delta\theta_i = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial f} \right)_\theta \left(\frac{\partial f}{\partial\theta} \right)_\lambda \cdot \Delta\theta_i, \quad (4)$$

откуда с учетом (1) и (3) получаем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta\theta_i \sqrt{\left(\frac{f_k}{f} \right)^2 - 1}, \quad (5)$$

где $\Delta\theta_i = \Delta\theta_s$, если $\Delta\theta_s \gg \Delta\theta_L$, или $\Delta\theta_i = \Delta\theta_L$, если $\Delta\theta_L \gg \Delta\theta_s$.

Обычно расходимость звукового пучка $\Delta\theta_s$ превосходит расходимость светового пучка. В этом случае

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda V}{jL} \sqrt{\left(\frac{f_k}{f}\right)^2 - 1} . \quad (6)$$

Из выражения (6) получаем, что разрешающая сила фильтра возрастает с увеличением апертуры звукового пучка L . Поэтому в акустооптических фильтрах необходимо использовать кристаллы больших размеров с широкой областью взаимодействия света и ультразвука. Если расходимость звукового пучка превосходит расходимость светового, то требования к степени коллимации светового пучка оказываются менее жесткими и допускается работа с расходящимися световыми пучками без заметного ухудшения разрешения до тех пор, пока $\Delta\theta_L < \Delta\theta_s$.

Из выражений (5) и (6) следует, что разрешающая сила фильтра возрастает, если частота ультразвука f стремится к частоте коллинеарного взаимодействия f_k . При $f = f_k$ из (5) получаем, что $\Delta\lambda = 0$. Это связано с тем, что при выводе соотношения (5) учитывалось лишь линейное приближение в разложении $\Delta\lambda$ по степеням $\Delta\theta_i$. Кроме того, полоса пропускания акустооптического фильтра помимо расходимостей пучков определяется условием рассогласования волновых векторов света:

$$\Delta kl \leq \pm 2,7, \quad (7)$$

где Δk определяется волновыми векторами падающего и дифрагированного света, l — длина области взаимодействия света и ультразвука [2]. Для случая, представленного на рис. 1,

$$\Delta kl \approx 2\pi l \sin \theta_i \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\Delta n}{\lambda} \right) \Delta\lambda, \quad (8)$$

откуда с учетом (7) определяется полоса устройства:

$$\Delta\lambda \approx \frac{5,4 \lambda^2}{2\pi l \sin \theta_i \left(\Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right)}. \quad (9)$$

Таким образом, общая полоса пропускания акустооптического фильтра будет определяться расходимостями пучков и рассогласованием волновых векторов света. При взаимодействии, далеком от коллинеарного, основной вклад в ширину полосы $\Delta\lambda$ внесут линейные члены разложения по $\Delta\theta_i$. При частоте ультразвука, близкой к коллинеарной, полоса будет определяться в основном условием рассогласования (7), а также членами второго порядка малости разложения по $\Delta\theta_i$.

Экспериментальное исследование фильтрации света в режиме анизотропной дифракции Брэгга при поперечном взаимодействии пучков проводилось на кристалле ниобата лития, причем акустическая волна возбуждалась непосредственно с поверхности образца без внешнего пьезоэлектрического преобразователя [6].

Для фильтрации света использовалась медленная сдвиговая акустическая волна, распространяющаяся вдоль x оси кристалла и имеющая скорость $V = 4,03 \cdot 10^5$ см/с. Выбор медленной сдвиговой волны объясняется тем, что разрешающая сила $\lambda/\Delta\lambda$ фильтра на фиксированной частоте ультразвука возрастает с уменьшением скорости как $1/V^2$, так как из (6) и (1) следует, что $\Delta\theta_s$ и $\partial f/\partial \theta$ пропорциональны V .

Кроме того, в направлении x оси кристалла с поверхности LiNbO_3 наиболее эффективно возбуждается медленная сдвиговая акустическая волна.

Рассчитанные зависимости длины волны света λ от частоты ультразвука f для различных углов падения θ_i с учетом дисперсии показателей преломления представлены на рис. 2. Из рисунка следует, что для $\theta_i = 16^\circ$ перестройка фильтра от 450 до 750 нм может быть осуществлена при изменении частоты ультразвука от 125 МГц до 250 МГц. Механическая перестройка фильтра на частоте $f = 150$ МГц в том же световом диапазоне достигается при изменении угла падения

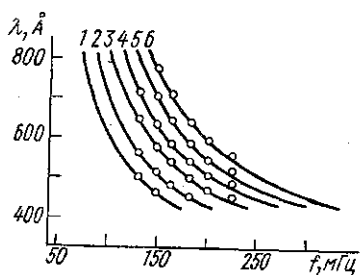


Рис. 2. Кривые перестройки акустооптического фильтра при различных углах падения света θ_i : 1—10, 2—12, 3—14, 4—16, 5—18, 6—20°

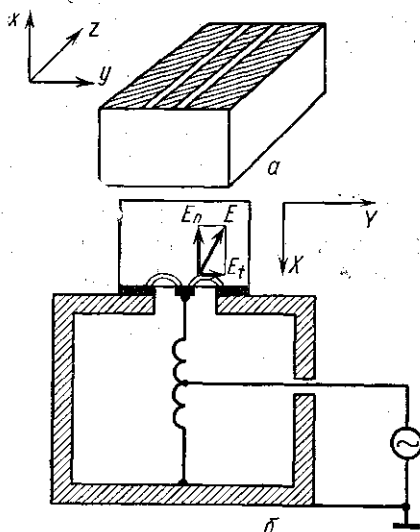


Рис. 3. Возбуждение ультразвука с поверхности кристалла: а — кристалл ниобата лития с электродами; б — схема возбуждения ультразвука

θ_i от 10 до 20°. В соответствии с (6) и (9) при $\Delta\theta_L < \Delta\theta_S$ $f = 150$ МГц, $L = 3$ см и $\lambda = 632,8$ нм полоса пропускания устройства примерно равна 2 нм. Механическая перестройка фильтра почти не влияет на полосу пропускания $\Delta\lambda$, в то время как при изменении акустической частоты $\Delta\lambda$ пропорционально λ^2 .

В макете акустооптического фильтра использовался кристалл LiNbO_3 с размерами 3,4 см по оси z и 1,2 см по оси x . На одну из граней перпендикулярных оси x , были нанесены электроды, как показано на рис. 3, а. Кристалл помещался в емкостной зазор коаксиального резонатора с центральной жилой в виде спирали. Поперечная ультразвуковая волна возбуждалась с поверхности кристалла нормальными составляющими E_n вектора напряженности электрического поля (рис. 3, б). Распределение интенсивности акустического поля исследовалось методом зондирования акустического пучка лазерным лучом и оценивалось по эффективности дифракции света, проходящего над различными участками поверхности кристалла вблизи электродов. Оказалось, что ширина ультразвукового пучка примерно соответствует размеру центрального электрода.

Эффективность дифракции света на ультразвуковой волне в большой степени зависела от согласования коаксиального резонатора с генератором электрической мощности. Частичное согласование осуществлялось на частоте $f = 150$ МГц выбором точки подключения спирали

резонатора к генератору. На длине волны $\lambda=632,8$ нм в режиме стоячей акустической волны эффективность анизотропной дифракции I_d/I_0 достигала 20% при нескольких ваттах управляющей электрической мощности.

Схема установки для фильтрации света представлена на рис. 4. Источником белого света со сплошным спектром служила лампа накаливания мощностью 170 Вт. Коллиматор и полярироид формировали поляризованный световой пучок малой расходимости, падающий на кристалл LiNbO_3 под углом θ_i к оси z .

Акустооптический фильтр выделял из сплошного спектра бе-

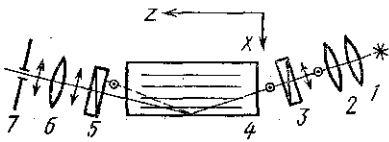


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для фильтрации света: 1 — источник света, 2 — коллиматор, 3 — поляризатор, 4 — кристалл, 5 — анализатор, 6 — фокусирующая линза, 7 — щель спектрального аппарата

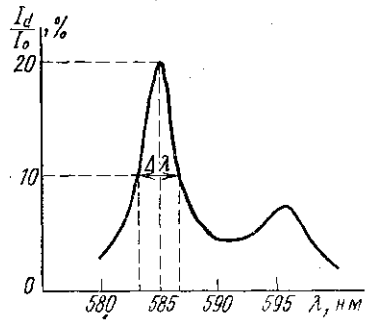


Рис. 5. Спектральная кривая пропускания акустооптического фильтра

лого света интервал длин волн $\Delta\lambda$ с центральной длиной волны λ , определяемой углом падения θ_i и акустической частотой f . Вышедший из кристалла ортогонально поляризованный свет проходит через анализатор, скрещенный с поляризатором, и фокусируется на экран или щель спектрального аппарата. Цвет пятна на экране менялся от красного до синего при перестройке частоты ультразвука. На интенсивность пропущенного фильтра светом влияло рассогласование резонатора с генератором на отдельных частотах ультразвука.

Экспериментальные результаты по перестройке акустооптического фильтра при изменении акустической частоты f и различных углах падения θ_i , представленные на рис. 2, хорошо совпадают с рассчитанными. Была осуществлена и механическая перестройка устройства на частоте $f=150$ МГц. При изменении угла падения θ_i от 10° до 20° наблюдалось непрерывное изменение цвета пятна практически во всем видимом световом диапазоне.

Спектральная кривая пропускания устройства представлена на рис. 5. На центральной длине волны $\lambda=585$ нм при $\theta_i=16^\circ$ и $f=168$ МГц полоса пропускания устройства, оцениваемая по уровню 0,5 от максимальной, составляла ~ 4 нм и примерно в два раза превышала теоретическое значение. Расхождение измеренного и теоретического значений можно объяснить неточной юстировкой схемы и неоднородностью возбуждения акустического пучка, что привело к тому, что реальные расходимости пучков $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_z$ оказались больше рассчитанных. Существование второго максимума кривой пропускания объясняется тем, что свет проходит через образец с отражением от нижней грани, которая составляла с осью z кристалла угол в 10° . Поэтому для падающего и отраженного света действительные углы падения θ_i , от-

считываемые от оси z , оказываются неодинаковыми, что в соответствии с (3) объясняет появление дополнительного максимума на кривой пропускания.

Таким образом, созданный макет акустооптического фильтра перестраивался электрически и механически практически во всем видимом световом диапазоне и имел полосу пропускания в несколько десятков ангстрем. Механическая перестройка в некоторых случаях привлекает своей простотой, хотя, конечно, не обеспечивает точности и быстродействия, получаемых при электрической перестройке. Дальнейшее уменьшение полосы пропускания устройства достигается при увеличении углов падения и акустической частоты, т. е. при переходе к режиму коллинеарной дифракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dixon R. W. «IEEE J. Quant. Elect.», 1967, QE-3, N 2, 85.
2. Harris S. E., Wallace R. W. «J. Opt. Soc. Amer.», 1969, 59, 744.
3. Harris S. E., Nieh S. T. K., Feigelson R. S. «Appl. Phys. Lett.», 1970, 17, N 5, 223.
4. Taylor D. J., Harris S. E., Nieh S. T. K., Hasch T. W. «Appl. Phys. Lett.», 1971, 19, N 8, 269.
5. Uchida N. «Proc. IEEE», 1974, 62, N 9, 1279.
6. Баранский К. Н. Автореферат канд. дис. МГУ, 1957.

Поступила в редакцию
22.11 1977 г.
Кафедра
физики колебаний