

Проведенные исследования позволили оптимизировать режимы уп-
порядка 20 пФ. ЗУ с такими параметрами может быть информации по
тодами интегральной технологии. Конструктивное совмещение УТ и
КЗУ позволит решить проблему увеличения формата устройства до
 10^4 — 10^5 бит в странице.

В заключение авторы выражают благодарность В. П. Кустову за
работу по созданию мозаичного ЖК УТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А., Компанец И. Н., Никитин В. В. Управляемый транспарант в гологра-
фических системах обработки информации.— В кн.: Оптические методы обработки
информации. Л., «Наука», 1974.
2. Устройство для отображения цифро-буквенной информации.— «Электроника», 1973,
т. 46, № 22, с. 15.
3. Rajchmann I. A. An optical read-write mass memory.— «Appl. Opt.», 1970, vol. 9, N 10,
p. 2269.
4. Володин Е. Б., Свидзинский К. К. Возможность построения интегральных управле-
мых транспарантов для оптической цифровой техники и связи.— «Автометрия», 1977,
№ 4, с. 68.
5. Лекнер В. Д., Марлоу Ф. Д., Нестер Е. О. Матричное воспроизводящее устройство
на жидких кристаллах.— ТИИЭР, 1971, т. 59, № 11, с. 30.
6. Пилипович В. А., Кустов В. П., Гук А. В., Коленников П. И. Применение мозаичного
жидкокристаллического управляемого транспаранта для оптической записи инфор-
мации.— «Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук», 1976, № 5, с. 110.
7. Васильев А. А., Компанец И. Н., Никитин В. В. Сокращение времени переключения
оптического транспаранта на жидком кристалле.— «Квант. электроника», 1972, № 3,
(9), с. 81.

Поступила в редакцию 19 июня 1978 г.

УДК 621.373.826 : 621.376

Ю. Н. ТИЩЕНКО, А. В. ТРУБЕЦКОЙ

(Новосибирск)

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА НА МОНОКРИСТАЛЛАХ TeO_2

Акустооптические дефлекторы (АОД) на основе аномальной диф-
ракции света на сдвиговых акустических волнах в монокристаллах
 TeO_2 , впервые предложенные в работе [1], обладают необычно широ-
кой полосой частот акустооптического взаимодействия и низкими уп-
равляющими электрическими мощностями. Особенно перспективны
АОД, в которых применяются акустооптические ячейки (АОЯ) несим-
метричного типа [2]. В таких АОЯ акустический волновой вектор на-
правлен под некоторым углом Θ_a к оси [110] кристалла TeO_2 , что
позволяет избежать нежелательного «провала» в середине частотной
характеристики АОЯ, вызванного перекачкой света во 2-й порядок диф-
ракции.

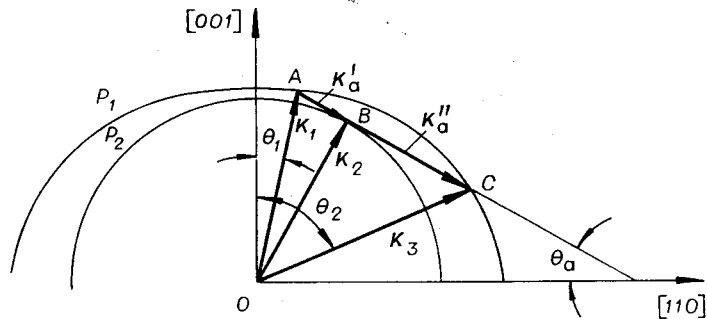


Рис. 1.

Геометрия акустооптического взаимодействия в АОЯ несимметричного типа исследовалась в [3], при этом были проведены расчеты характерных углов и частот в зависимости от угла наклона Θ_a акустического вектора для света с длиной волны $\lambda=0,6318$ мкм. Данные для других длин волн в литературе отсутствуют.

Поэтому в данной работе проводится расчет геометрии акустооптического взаимодействия для нескольких наиболее часто применяемых длин волн лазеров. Угол наклона Θ_a принимается постоянным и равным 6° , так как это значение является, по-видимому, наиболее оптимальным для АОД. В отличие от [3] расчет проводится на ЭВМ по точным формулам, что позволяет получить более точные результаты, находящиеся в хорошем согласии с экспериментом. Рассматривается также методика расчета полосы частот акустооптического взаимодействия. Исследуется степень линейности угла отклонения светового луча в АОД с аномальной дифракцией в зависимости от частоты ультразвука. Приводятся конструкция и характеристики созданного двухкоординатного АОД для двух АОЯ со светозвукопроводами из монокристаллов TeO_2 на основе несимметричного аномального акустооптического взаимодействия.

Расчет геометрии акустооптического взаимодействия. Геометрия акустооптического взаимодействия в дефлекторе несимметричного типа изображена на рис. 1, где P_1, P_2 — сечения поверхностей волновых векторов падающего и дифрагированного света плоскостью, проходящей через ось $[001]$ кристалла; K_1, K_3 — два возможных волновых вектора падающего света; K_2 — волновой вектор дифрагированного света; K_a', K_a'' — волновые векторы звука. Форма кривых P_1 и P_2 определяется модулями волновых векторов света в соответствии с выражениями $|K_1|=2\pi n_1(\Theta)/\lambda$, $|K_2|=2\pi n_2(\Theta)/\lambda$, где λ — длина волны света; $n_1(\Theta), n_2(\Theta)$ — показатели преломления для света двух ортогональных поляризаций, распространяющегося под углом Θ к оптической оси. Модуль волнового вектора звука $|K_a|=2\pi f/V$, где V — скорость звука в кристалле, f — акустическая частота. На рис. 1 волновые векторы K_a' и K_a'' образуют угол Θ_a с осью $[110]$ кристалла. Прямая AC , совпадающая с векторами K_a' и K_a'' , проведена по касательной к кривой P_2 . В процессе дифракции света на звуке выполняется закон сохранения импульса $K_1 + K_a' = K_2$, $K_2 + K_a'' = K_3$, который эквивалентен выполнению условия Брэгга. Очевидно, что минимальное рассогласование волновых векторов звука и дифрагированного света наблюдается в точке касания B прямой AC и кривой P_2 . Вследствие этого точка B соответствует середине оптической полосы дифракции. Так как прямая AC пересекает поверхность P_1 в двух точках, то имеются два возможных направления волнового вектора падающего света по OA и OC под углами Θ_1, Θ_2 к оптической оси и соответственно две средние акустические частоты f_1 и f_2 .

Если падающий световой луч направлять под углом Θ'_1 к оптической оси, как показано на рис. 2, меньшим, чем угол Θ_1 на рис. 1, то прямая AC , проведенная через конец вектора K_1 под углом Θ_a к оси $[110]$, пересечет кривую P_2 в двух точках. Это означает, что условие Брэгга в частотной полосе будет выполняться точно на двух различных акустических частотах, при этом оптическая полоса дифракции расширяется. При дальнейшем уменьшении угла Θ'_1 можно выбрать такой угол падения Θ_a и акустическую частоту f_a , что волновой вектор звука, отложенный из точки A , будет падать в точку B на кривой P_2 , а вторично отложенный из точки B попадет в точку C на кривой P_1 . Очевидно, что при этом возможна повторная дифракция света во 2-й порядок по направлению OC .

Расчет геометрии акустооптического взаимодействия заключается в расчете углов падения света Θ_1 и Θ_2 для двух возможных направлений падающего света и соответственно двух средних акустических частот f_1 и f_2 , а также в расчете частоты вырождения f_a , соответствующей перекачке света во 2-й порядок дифракции.

Монокристалл TeO_2 является оптически одноосным положительным кристаллом с оптической активностью по оптической оси, совпадающей с направлением $[001]$ кристалла. Показатели преломления кристалла для света двух ортогональных поляризаций под углом Θ к оптической оси могут быть точно рассчитаны по формулам

$$n_1(\Theta) = n_{10}(\Theta) / \sqrt{1 - n_{10}^2(\Theta) \rho(\Theta) G_{33}}; \quad (1)$$

$$n_2(\Theta) = n_0 / \sqrt{1 + n_0^2 \rho(\Theta) G_{33}}, \quad (2)$$

где $n_{10}^2 = n_e^2 n_o^2 / (n_e^2 \cos^2 \Theta + n_o^2 \sin^2 \Theta)$ — показатель преломления необыкновенного луча под углом Θ к оптической оси; $\rho(\Theta) = \left[\sqrt{(n_0^{-2} - n_{10}^{-2}) - (2G_{33})^2} - (n_0^{-2} - n_{10}^{-2}) \right] / (2G_{33})$ — эллиптичность световых пучков; $G_{33} = \psi \lambda / (\pi n_0^3)$ — компонент тензора гирации по оси $[001]$; n_e, n_o — показатели преломления кристалла для необыкновенного и обыкновенного света под углом 90° к оптической оси; ψ — удельное вращение плоскости поляризации света по оптической оси [4]. Уравнение прямой AC , касательной к кривой P_2 (см. рис. 1), в полярных координатах запишется в следующем виде:

$$P = 2\pi n_2(\Theta_a) / [\lambda \cos(\Theta - \Theta_a)],$$

где P — модуль радиус-вектора точки на прямой AC ; Θ — полярный угол этой точки, отсчитываемой от оси $[001]$. В этом случае полярные углы точек пересечения A и C на рис. 1 могут быть найдены из решения уравнения

$$n_1(\Theta) = n_2(\Theta_a) / \cos(\Theta - \Theta_a), \quad (3)$$

где $n_1(\Theta), n_2(\Theta_a)$ определяются выражениями (1) и (2). Уравнение (3) решалось на ЭВМ методом последовательных приближений. Для двух найденных решений Θ_1 и Θ_2 проводился расчет средних акустических частот по формулам

$$f_1 = V n_2(\Theta_a) \operatorname{tg}(\Theta_a - \Theta_1) \simeq V n_0(\Theta_a - \Theta_1);$$

$$f_2 = V n_2(\Theta_a) \operatorname{tg}(\Theta_2 - \Theta_a) \simeq V n_0(\Theta_2 - \Theta_a).$$

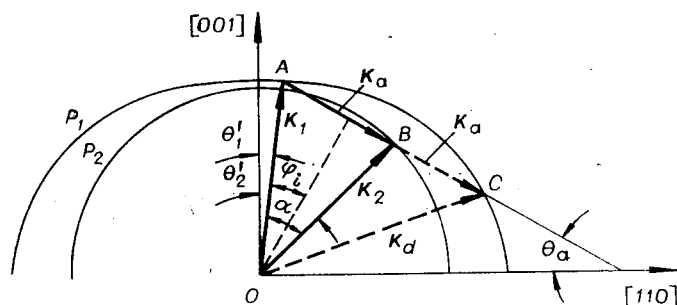


Рис. 2.

Для расчета частоты вырождения f_d уравнение прямой AC на рис. 2 записывалось в виде

$$P = n_1(\Theta_1') \cos(\Theta_a - \Theta_1') / \cos(\Theta_a - \Theta),$$

где Θ — текущий полярный угол точки на прямой, Θ_1' — угол падения светового пучка. Уменьшая величину Θ_1' , от максимального значения Θ_1 находились точки пересечения B и C этой прямой с кривыми P_2 и P_1 . В случае совпадения длины отрезков AB и BC фиксировался угол $\Theta_1 = \Theta_d$ и полярный угол точки пересечения B , равный Θ_B . Расчет частоты f_d проводился по выражению

$$f_d = V \sqrt{n_1^2(\Theta_d) + n_2^2(\Theta_B) - 2n_1(\Theta_d)n_2(\Theta_B) \cos(\Theta_B - \Theta_d)} / \lambda.$$

Для численных расчетов использовались исходные данные, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Длина волн, мкм	n_e	n_o	ψ	Θ_a	V
0,6328	2,4119	2,2597	86,9	6°	0,65
0,5154	2,4734	2,3112	156,54	6°	0,65
0,488	2,4958	2,3301	184,8	6°	0,65
0,44	2,5521	2,3782	166,8	6°	0,65

Величины n_e , n_o , ψ получены интерполяцией значений в [5] для близких спектральных линий, а значение V взято из работы [2].

Рассчитанные значения характерных частот и углов акустооптического взаимодействия представлены в табл. 2. Из данных табл. 2 видно, что с уменьшением длины волны света все характерные частоты возрастают. Изменяются также углы Θ_1 и Θ_2 , хотя и не так значительно, как частоты. Для двух возможных геометрий акустооптического

Таблица 2

Длина волн, мкм	Θ_1 , град	Θ_2 , град	f_1 , МГц	f_2 , МГц	f_d , МГц
0,6328	4,417	9,22	64,5	130,3	103,14
0,5145	4,37	9,33	83,75	169,2	133,48
0,488	4,35	9,4	90,32	183,5	143,25
0,44	4,3	9,45	105,86	210,18	165,5

взаимодействия углы Θ_1 и Θ_2 , а также средние частоты f_1 и f_2 различаются более чем в два раза. При выборе средней частоты f_1 либо f_2 необходимо учитывать то, что полоса частот пьезопреобразователя акустооптической ячейки увеличивается пропорционально средней частоте, а коэффициент затухания звука в кристалле возрастает пропорционально квадрату частоты. Поэтому стремление обеспечить широкую полосу частот пьезопреобразователя противоречит необходимости поддерживать малое затухание звука по апертуре акустооптической ячейки. Расчеты с учетом коэффициента затухания звукового пучка для TeO_2 ($290 \text{ дБ/см} \cdot \text{ГГц}^2$) и данных табл. 2 показывают, что при разработке АОД для длин волн света с $\lambda = 0,5145 \text{ мкм}$ целесообразна геометрия акустооптического взаимодействия со средней частотой f_1 из табл. 2 (световой пучок падает под углом Θ_1), а для света с $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ — со средней частотой f_2 (световой пучок падает под углом Θ_2). Частота вырождения f_d из табл. 2 соответствует «провалу» в характеристике АОД, поэтому она может считаться одной из границ полосы частот АОД.

Рассмотрим методику расчета полосы частот акустооптического взаимодействия. Известно [6], что угол φ_i между падающим световым пучком и перпендикуляром к вектору \mathbf{K}_a (см. рис. 2) в процессе сканирования изменяется в соответствии с выражением

$$\varphi_i \simeq \lambda f \{1 + V^2 [n_1^2(\Theta_1') - n_2^2(\Theta_2')]/(\lambda^2 f^2)\} / [2n_1(\Theta_1') V], \quad (3')$$

где Θ_1', Θ_2' — углы падающего и дифрагированного света с оптической осью. Угол Θ_2' можно положить равным

$$\Theta_2' \simeq \Theta_1' + \lambda f / (n_0 V). \quad (4)$$

Изменение угла φ_i с частотой f будет соответствовать изменению направления акустического вектора звукового луча, на котором осуществляется дифракция на данной частоте. Легко показать, что угловой спектр звукового пучка, излучаемого пьезопреобразователем размера l_n , определяется выражением

$$A(\Delta\varphi) = \text{sinc}(l_n \Delta\varphi f / V), \quad (5)$$

где $A(\Delta\varphi)$ — амплитуда упругой волны, распространяющейся под углом $\Delta\varphi$ относительно центрального положения акустического пучка. Если положить допустимую величину $A(\Delta\varphi) = 0,8$, то из (5) находим

$$\Delta\varphi = \pm 1,13V / (l_n f). \quad (6)$$

Центральному направлению акустического пучка соответствует угол φ_i , равный $\varphi_i = \varphi_{i0} = \Theta_a - \Theta_1'$. Очевидно, что полосе частот дифракции соответствуют частоты, для которых

$$\varphi_{i0} - \Delta\varphi \leq \varphi_i \leq \varphi_{i0} + \Delta\varphi.$$

На рис. 3 построена зависимость φ_i от f , рассчитанная из (3') с учетом (4), (1), (2) для случая $\lambda = 0,5145 \text{ мкм}$, $\Theta_1' = 4,32^\circ$. Прямая, параллельная оси частот, проведенная на уровне $\varphi_i = \varphi_{i0} = 1,68^\circ$, пересе-

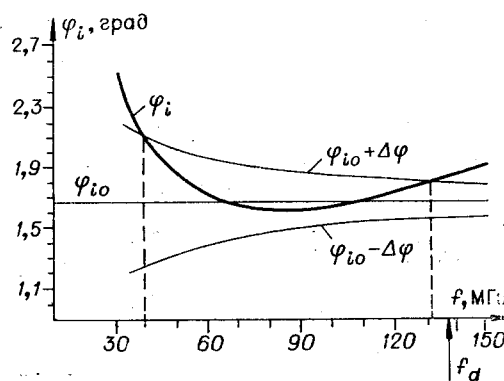


Рис. 3.

кает кривую φ_i в двух точках на частотах 63 и 110 МГц. Этого следовало ожидать, так как взятое значение угла $\Theta'_1 = 4,32^\circ$ меньше значения Θ_1 из табл. 2 и, как отмечалось выше, точное условие Брэгга выполняется в двух точках в пределах полосы частот. Исходя из (6) на рис. 3 построены также зависимости $\varphi_{i0} - \Delta\varphi$ и $\varphi_{i0} + \Delta\varphi$ для случая $l_n = 2,5$ мм. Область кривой φ_i , заключенная между $\varphi_{i0} - \Delta\varphi$ и $\varphi_{i0} + \Delta\varphi$, соответствует оптической полосе частот дифракции. Как можно видеть из рис. 3, оптическая полоса простирается от 40 до 130 МГц.

Линейность угла отклонения АОД. Точность позиционирования отклоненного светового луча в АОЯ будет определяться степенью линейности зависимости угла α между падающим и дифрагированным световым пучком от акустической частоты. Из треугольника OAB на рис. 2 можно получить следующее соотношение для угла:

$$\sin(\alpha/2) = [\lambda f / 2V\sqrt{n_1 n_2}] \sqrt{1 - (n_1 - n_2)^2 V^2 / (\lambda^2 f^2)}.$$

Для малых α получаем

$$\begin{aligned} \alpha(f) &= [\lambda f / (V\sqrt{n_1 n_2})] \sqrt{1 - (n_1 - n_2)^2 V^2 / (\lambda^2 f^2)} \approx \\ &\approx [\lambda f / (V\sqrt{n_1 n_2})] [1 - (n_1 - n_2)^2 V^2 / (2\lambda^2 f^2)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Как видно из (7), при $n_1 = n_2 = n_0$ находим хорошо известное выражение для случая нормальной дифракции $\alpha = \lambda f / (n_0 V)$.

В соответствии с (7) угол α , в общем, нелинейно зависит от частоты. Если сканирование ведется в полосе частот от f_n до f_k , то угловая ошибка $\Delta\alpha$ в положении светового пучка для крайней позиции относительно линейной зависимости

$$\Delta\alpha = \alpha(f_k) - \alpha(f_n) - d\alpha/df|_{f=f_n} (f_k - f_n). \quad (8)$$

Угловая ошибка δ в процентах по отношению к шагу между позициями для N позиций

$$\delta = 100\% N \Delta\alpha / [d\alpha/df|_{f=f_n} (f_k - f_n)]. \quad (9)$$

После преобразований (9) с учетом (8), (7) получаем

$$[\delta \approx 100 N (f_k - f_n) (n_1 - n_2)^2 V^2 / (f_n^2 f_k \lambda^2)] \%. \quad (10)$$

Для $\lambda = 0,5145$ мкм, $f_n = 60$ МГц, $f_k = 110$ МГц значение $n_1 - n_2$ не превышает 10^{-3} . В таком случае при $N = 500$ находим из (10) $\delta = 9\%$. Отсюда видно, что на практике нелинейная зависимость $\alpha(f)$ оказывает малое влияние на точность позиционирования отклоненного светового пучка.

Разработка АОД и результаты экспериментов. В соответствии с данными проведенных расчетов разработаны акустооптические ячейки на монокристаллах TeO_2 . Светозвукопроводы АОЯ изготовлялись из образца монокристалла TeO_2 и имели размеры $10 \times 10 \times 20$ мм (20 мм по направлению $[001]$ кристалла). Поверхность светозвукопровода, на которую крепится пьезопреобразователь, совпадала с направлением $[\bar{1}\bar{1}0]$ кристалла и составляла угол 6° с направлением $[001]$. Точность ориентировки при этом была не хуже $\pm 5'$. Пьезопреобразователи для сдвиговых акустических волн изготовлялись из монокристалла LiNbO_3

X-среза. Поляризация сдвиговой акустической волны совпадала с направлением $[1\bar{1}0]$ кристалла, а волновой вектор акустической волны был направлен под углом 6° к оси $[110]$ TeO_2 . Крепление пьезопреобразователя к светозвукопроводу осуществлялось методом индиевой вакуумной холодной сварки. В качестве поглотителя звука в АОЯ применялся висмутовый сплав. АОЯ разрабатывались для использования на длине волны света $\lambda=0,5145$ мкм. При этом была выбрана геометрия дифракции, при которой падающий на АОЯ световой луч направлен к оптической оси кристалла под углом, близким к углу $\theta_1=4,37^\circ$ из табл. 2. В соответствии с данными таблицы пьезопреобразователь изготавливался со средней частотой $f_1 \approx 85$ МГц. Размер пьезопреобразователя l_n по длине взаимодействия $l_n=2,5$ мм. Благодаря большой величине коэффициента акустооптического качества M_2 для монокристалла TeO_2 ($M_2=1000 \times 10^{-18}$ с/г [2]) и малому значению скорости звука оказалось возможным разработать АОЯ на TeO_2 с квадратной световой апертурой. С этой целью размер пьезопреобразователя L в направлении, перпендикулярном направлению распространения света и звука, выбирался из соотношения $L=\tau V_{\text{зв}}$, где τ — требуемое быстродействие АОЯ. При $\tau=10$ мкс и $V_{\text{зв}}=0,65$ км/с $L=6,5$ мм. Акустическая мощность P_a , требуемая для получения 100%-ной дифракционной эффективности АОЯ, определяется выражением $P_a=\lambda^2 L / 2M_2 l_n$ [7]. Для разработанных АОЯ при $\lambda=0,5195$ мкм, $L=6,5$ мм, $l_n=2,5$ мм получаем $P_a=0,172$ Вт. Таким образом, в АОЯ на TeO_2 обеспечивается квадратная световая апертура при относительно низком значении управляющей акустической мощности.

На разработанных АОЯ были проведены эксперименты по подтверждению данных расчетов, представленных в табл. 2. В частности, экспериментально находилась частота f_d , при которой осуществлялась дифракция света во 2-й порядок. При этом ориентация АОЯ предварительно выбиралась такой, чтобы получалась максимальная интенсивность дифракции во 2-й порядок. На рис. 4 показаны полученные зависимости от частоты ультразвука для света $\lambda=0,6328$ мкм (а) и $\lambda=0,5145$ мкм (б). Как видно из рисунка, положения максимумов кривых хорошо совпадают с расчетными значениями f_d из табл. 2.

Для получения максимальной рабочей полосы частот АОЯ проводилось электрическое согласование пьезопреобразователей АОЯ с синтезатором частот. Зависимость дифракционной эффективности АОЯ при дифракции в первый порядок от частоты для одной из согласованных АОЯ и для света $\lambda=0,5145$ мкм представлена на рис. 5. Можно видеть, что η превышает 80%, а полоса частот АОЯ на уровне 0,9 от максимального значения составляет 40 МГц. Таким образом, разрешение разработанных АОЯ по критерию Рэлея при быстро-

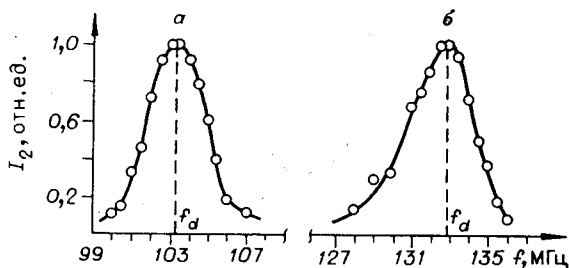


Рис. 4.

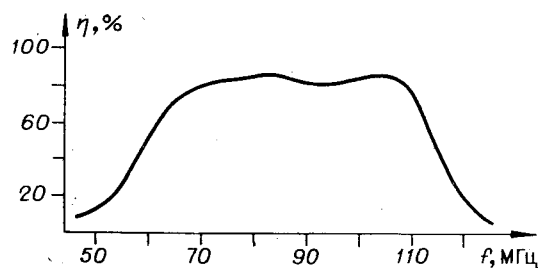


Рис. 5.

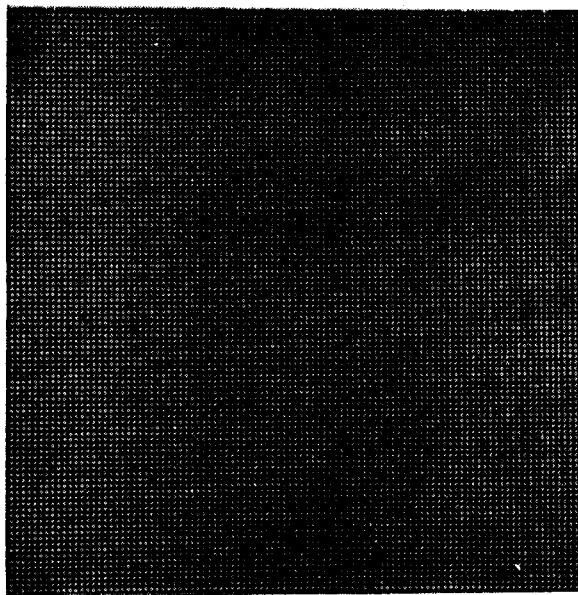


Рис. 6.

действии, равном 10 мкс, $40 \times 10 = 400$ позиций. Электрическая мощность, требуемая для управления АОЯ, $\sim 0,5$ Вт.

Для разработки двухкоординатного АОД применялись две последовательно ортогонально установленные АОЯ. Так как АОЯ имели квадратную световую апертуру, то оптическая система АОД не требовала применения никаких аноморфных оптических элементов, что позволило значительно упростить оптическую систему АОД по сравнению с ранее описанной [8]. В разработанном АОД линейно-поляризованный луч Аг-лазера ($\lambda = 0,5145$ мкм), расширенный до диаметра 6,5 мм, проходил через две АОЯ, отклоняющие световой луч по координатам X и Y. Далее отклоненный световой луч попадал в телескопическую оптическую систему, увеличивающую углы отклонения светового пучка и уменьшающую его диаметр. АОД управлялся по программе от ЭВМ М-400 с помощью синтезатора частот со следующими параметрами: диапазон частот $50 \div 100$ МГц, минимальный шаг 0,4 МГц. При указанных параметрах схемы управления в макете АОД был получен двумерный растр отклоненных световых пучков размерностью 100×100 позиций с соотношением сигнал/фон порядка 70:1. Растр приведен на рис. 6. Как видно из рисунка, в выходном растре АОД не заметно каких-либо искажений расстояния между позициями из-за нелинейности угла отклонения от частоты либо других геометрических aberrаций.

Заключение. В дефлекторе света на основе несимметричной аномальной дифракции света на звуке в монокристалле TeO_2 геометрия акустооптического взаимодействия и характерные частоты зависят от длины волны света. Проведены расчеты геометрии акустооптического взаимодействия с применением уточненных формул для показателей преломления кристалла TeO_2 , позволяющие выбирать оптимальный частотный диапазон дефлектора для света нескольких различных длин волн лазеров. Предложена методика расчета полосы частот аномальной дифракции света на звуке и исследована степень линейности угла отклонения света от частоты звуковой волны. Показано, что для выбранных параметров акустооптических ячеек дефлектор на TeO_2 обеспечивает широкую полосу частот дифракции и высокую степень линейности угла отклонения света от частоты звука. Приведена конструкция

разработанных акустооптических дефлекторных ячеек с предельным разрешением 400 позиций по критерию Рэля и быстродействием 10 мкс. Разработан макет управляемого от ЭВМ двухкоординатного акустооптического дефлектора с разрешением 100×100 позиций, соотношением сигнал/фон 70:1. Дефлектор на TeO_2 характеризуется низкими управляющими электрическими мощностями, широкой полосой частот дифракции, простой оптической системой, высоким оптическим качеством светозвукопроводов из TeO_2 . Следует отметить, что по совокупности положительных качеств монокристаллы TeO_2 в настоящее время являются одним из лучших материалов для разработки дефлектора света.

Авторы благодарят П. Е. Твердохлеба и К. М. Соболевского за внимание к работе, Ю. Л. Обозненко и Л. Н. Магдича за технологическую помощь, Л. М. Беляева и А. А. Годовикова за предоставленные образцы монокристаллов TeO_2 , И. М. Сильвестрову и Ю. В. Писаревскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Warner A. W., White D. L. and Bonner W. A. Acoustooptic light deflectors using optical activity in paratellurite.—“J. Appl. Phys.”, 1972, vol. 43, N 11, p. 4489—4495.
2. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A. and Watanabe A. TeO_2 anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy.—“Appl. Phys. Lett.”, 1975, vol. 26, N 12, p. 689—691.
3. Брыжина М. Ф., Есаян С. Х. Анизотропный акустооптический дефлектор на одноосных кристаллах с оптической активностью.—ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 9, с. 1937—1943.
4. Сиротин Ю. И., Шаснольская М. П. Основы кристаллофизики. М., «Наука», 1975.
5. Uchida N. Optical properties of single-crystal paratellurite (TeO_2).—“Phys. Rev. B”, 1971, vol. 4, N 10, p. 3736—3744.
6. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media.—“IEEE J. Quant. Electron.”, 1967, vol. QE-3, N 2, p. 85—93.
7. Uchida N., Niizeki N. Acoustooptic deflection materials and techniques.—“Proc. of the IEEE”, 1973, vol. 67, N 8, p. 21—42.
8. Богданов С. В. и др. Двухкоординатный акустооптический дефлектор.—«Автометрия», 1975, № 3, с. 12—18.

Поступила в редакцию 25 августа 1978 г.

УДК 535.41.07

Н. Д. ГОЛДИНА, М. И. ЗАХАРОВ

(Новосибирск)

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ОТРАЖАЮЩЕГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ЗАДАНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

1. Если переднее зеркало двухзеркального многолучевого отражающего интерферометра обладает заметным поглощением, то интерференционные полосы в общем случае имеют асимметричный профиль [1]. Это свойство может быть использовано в ряде интерференционных устройств. Например, в интерференционных фильтрах асимметрия зависимости коэффициента отражения от частоты предотвращает возможность выделять слабую линию спектра, подавляя фон, создаваемый соседней сильной линией [2]. Асимметричное распределение интенсивности нашло также интересное применение для