

ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

УДК 535.241.13 : 534

В. А. ТАРКОВ, Ю. Н. ТИЩЕНКО,
А. В. ТРУБЕЦКОЙ, П. М. ШИПОВ

(Новосибирск)

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР СО ВСТРЕЧНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ НА ОДНООСНОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

Введение. Постановка задачи. Акустооптические модуляторы со встречными акустическими пучками (АОМ ВАП) впервые предложены для корреляционной обработки сигналов [1—3] и для быстрой голографической записи цифровых данных [4].

Рассмотрим особенности применения АОМ ВАП в системе голографической записи цифровых данных. На рис. 1 показана оптическая схема, иллюстрирующая принцип записи одномерных голограмм, где 1 — АОМ ВАП, состоящий из световодопровода с двумя пьезопреобразователями a и b , возбуждающими встречно-распространяющиеся акустические пучки; 2, 4 — объективы, реализующие перенос изображения АОМ ВАП в плоскость регистрирующей среды 5; 3 — экран, перекрывающий недифрагированный свет. Назначение АОМ ВАП — ввод данных с компенсацией доплеровского сдвига частоты света, дифрагированного на акустических волнах. С этой целью на оба пьезопреобразователя АОМ ВАП подается частотно-кодированный сигнал, в котором каждому двоичному разряду записываемого слова соответствует своя частота синусоидального сигнала. В результате дифракции света на двух акустических пучках образуются два дифрагированных световых пучка с одинаковыми значениями доплеровского сдвига частоты света. При этом в плоскости записи голограмм формируются стационарные интерференционные решетки. Таким образом, запись данных с помощью АОМ ВАП может вестись при длительных экспозициях, в результате чего снижаются требования к мощности источника света и чувствительности регистрирующей среды [4].

Одно из основных требований к АОМ ВАП в системе голографической записи цифровых данных — широкая полоса акустических частот, необходимая для реализации скоростных методов записи данных. Кроме того, при применении источников света с малой длиной когерентности излучения, например полупроводниковых лазеров, необходимо обеспечить взаимную когерентность световых пучков, дифрагированных в АОМ ВАП. Вследствие этого встречные акустические пучки в световодопроводе модулятора должны иметь общую область пересечения.

Перспективными материалами для разработки АОМ ВАП являются одноосные кристаллы с оптической активностью, в которых возможна аномальная дифракция света на звуке с широкой полосой акустических частот.

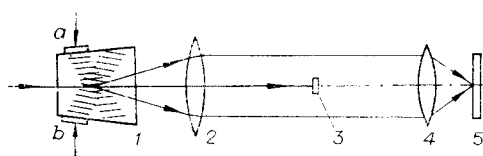


Рис. 1.

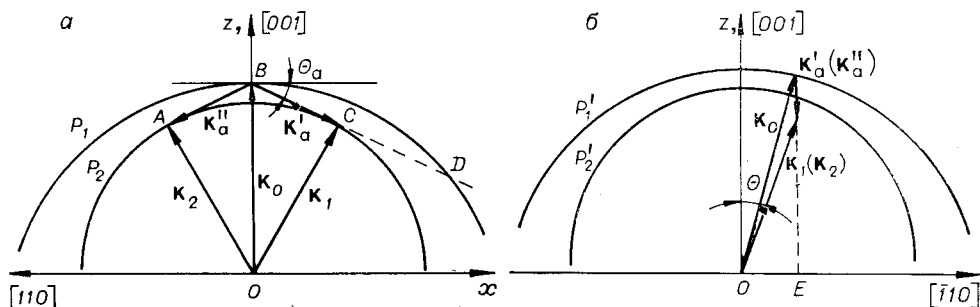


Рис. 2.

Примером могут служить монокристаллы парателлуриата (TeO_2), широко применяемые в акустооптических дефлекторах света [5—7]. Важное преимущество кристаллов TeO_2 — их акустическая анизотропия, которая приводит к отклонению вектора потока энергии акустической волны от волновой нормали. Это позволяет осуществить пространственное разделение излучателей и поглотителей звука в АОМ ВАП.

В отличие от акустооптических дефлекторов света в АОМ ВАП должны обеспечиваться условия аномальной широкополосной дифракции света не на одном, а одновременно на двух акустических пучках, и, кроме того, должна сохраняться возможность получения требуемых значений средней акустической частоты дифракции за счет изменения направления распространения акустических и световых волн в кристалле.

Возникает таким образом задача выбора в одноосном оптически активном кристалле такой геометрии взаимодействия световых и акустических волн, которая обеспечит требуемые параметры АОМ ВАП.

Исходя из этого, в данной статье предложена и исследована геометрия взаимодействия световых и акустических волн для АОМ ВАП на одноосном оптически активном кристалле. Получены выражения для расчета оптимальных направлений распространения акустических и световых волн в кристалле, характерных акустических частот дифракции и ориентации поляризации дифрагированного света. Осуществлена разработка и исследованы характеристики образцов АОМ ВАП на кристалле TeO_2 , предназначенных для применения в системе голографической записи цифровых данных.

Выбор геометрии взаимодействия и расчет параметров дифракции света. Пространственная диаграмма волновых векторов взаимодействующих световых и акустических волн, предлагаемая для АОМ ВАП на одноосном оптически активном кристалле, показана в двух проекциях на рис. 2, а, б. Направления кристаллографических осей соответствуют случаю использования кристалла TeO_2 , в котором аномальная дифракция света возможна на сдвиговых акустических волнах, распространяющихся вблизи направления $[110]$ и поляризованных по направлению $[1\bar{1}0]$. На рис. 2, а P_1, P_2 — сечения поверхностей волновых векторов кристалла плоскостью Π_1 , проходящей через волновые векторы \mathbf{K}'_a и \mathbf{K}''_a двух встречно-распространяющихся акустических волн. Причем плоскость Π_1 векторов \mathbf{K}'_a и \mathbf{K}''_a выбрана параллельной оптической оси кристалла z (направление $[001]$). Модули волновых векторов \mathbf{K}'_a и \mathbf{K}''_a соответствуют акустическим волнам с частотой, равной средней частоте информационного сигнала. Отрезки OB, OC, OA на рис. 2, а представляют собой проекции на плоскость Π_1 волнового вектора падающего света \mathbf{K}_0 и волновых векторов \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 дифрагированных световых волн соответственно. На рис. 2, б показана проекция диаграммы волновых векторов на плоскость Π_2 , проходящую через оптическую ось z и волновой вектор падающего света \mathbf{K}_0 . Кривые P_1 и P_2 являются сечениями поверхностей волновых векторов кристалла плоскостью Π_2 . В общем случае волновой вектор падающего света \mathbf{K}_0 проходит под некоторым углом Θ

к оптической оси z , в результате чего оптическая ось наклонена к плоскостям дифракции света.

Для обеспечения дифракции света в широкой полосе акустических частот векторы звука \mathbf{K}'_a и \mathbf{K}''_a должны быть направлены по касательной к кривой P_2 (см. рис. 2, *a*). При этом на средней акустической частоте концы волновых векторов звука \mathbf{K}'_a и \mathbf{K}''_a совпадают с точками касания A и C . Модули волновых векторов равны

$$K_0 = 2\pi n_1/\lambda; K_1 = K_2 = 2\pi n_2/\lambda; K'_a = K''_a = 2\pi f_c/V,$$

где n_1, n_2 — показатели преломления кристалла для падающего и диффрактированного света соответственно; V — скорость звука в кристалле; f_c — средняя акустическая частота. С увеличением угла наклона вектора \mathbf{K}_0 к оптической оси z растет разница в показателях преломления кристалла n_1 и n_2 ; также возрастает длина отрезка AC , а следовательно, и средняя акустическая частота дифракции. Это позволяет получать заданное значение средней акустической частоты f_c путем выбора оптимального значения угла Θ .

Другой характерной акустической частотой дифракции является частота вырождения f_b , при которой происходит перекачка света во 2-й порядок дифракции. Если вдоль вектора звука \mathbf{K}'_a провести прямую до пересечения с кривой P_1 в точке D на рис. 2, *a*, то модуль волнового вектора звука на частоте вырождения будет равен половине длины отрезка BD .

Получим явные выражения для частот f_c и f_b . Поверхности волновых векторов положительного одноосного оптически активного кристалла TeO_2 могут быть аппроксимированы эллипсоидами вращения с полуосями

$$\begin{aligned} A_1 &= (2\pi/\lambda)(n_o + \delta), & B_1 &= (2\pi/\lambda)n_e, \\ A_2 &= (2\pi/\lambda)(n_o - \delta), & B_2 &= (2\pi/\lambda)n_o, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_o, n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла; $\delta = \rho\lambda/2\pi$, причем ρ — удельное вращение плоскости поляризации света в кристалле. Тогда из рис. 2, *a* следует, что сечения P_1, P_2 эллипсоидов вращения являются эллипсами с полуосями

$$a_i = A_i(1 - \alpha^2/B_i^2)^{1/2}; b_i = B_i(1 - \alpha^2/B_i^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь индекс $i = 1$ соответствует эллипсу P_1 , индекс $i = 2$ — эллипсу P_2 , а $\alpha = (2\pi/\lambda)n_1 \sin \Theta$ представляет собой длину отрезка OE (см. рис. 2, *b*). Зависимость показателя преломления n_1 от угла Θ описывается выражением

$$n_1 = (n_o + \delta)n_e / [(n_o + \delta)\sin^2 \Theta + n_e^2 \cos^2 \Theta]^{1/2}. \quad (3)$$

Найдем координаты точек касания C и пересечения D на рис. 2, *a*. С этой целью решим систему из уравнений эллипса и прямой вида

$$\left. \begin{aligned} z^2/a_i^2 + x^2/b_i^2 &= 1, \\ z &= \gamma x + c, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$c = (2\pi/\lambda)n_1 \cos \Theta$, $\gamma = -\text{tg } \Theta_a$, а Θ_a — угол наклона волнового вектора звука по отношению к оси x (направление $[110]$ кристалла TeO_2). Из системы (4) для координаты x имеем уравнение

$$m_i x^2 + 2n_i x + p_i = 0, \quad (5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} m_i &= a_i^2 + b_i^2 \gamma^2, \\ n_i &= b_i^2 \gamma c, \\ p_i &= b_i^2 (c^2 - a_i^2). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Точке касания C соответствует случай единственного решения уравнения (5) при условии

$$n_2^2 - m_2 p_2 = 0. \quad (7)$$

Подставляя в (7) значения n_2 , m_2 , p_2 из (6), найдем, что

$$\gamma = -\sqrt{c^2 - a_2^2}/b_2.$$

Тогда, выполняя преобразования с учетом соотношений (1)–(3), получим выражение для определения угла наклона вектора звука \mathbf{K}_a в зависимости от параметров кристалла и угла Θ в виде

$$\gamma = -\operatorname{tg} \Theta_a = -\frac{1}{n_o} \left[\frac{4n_o^3 n_e^2 \delta + (n_o^2 - \delta^2)(n_e^2 - n_o^2) \operatorname{tg}^2 \Theta}{n_o^2 n_e^2 - (n_o + \delta)^2 (n_e^2 - n_o^2) \operatorname{tg}^2 \Theta} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

При этом координаты точки касания C , найденные из (5), равны $x_1 = -n_2/m_2$, $z_1 = -\gamma(n_2/m_2) + c$, а координаты точки $B - x_0 = 0$, $z_0 = c$. Тогда длина отрезка BC будет

$$BC = [(x_1 - x_0)^2 + (z_1 - z_0)^2]^{1/2} = (1/c) b_2^2 \gamma \sqrt{1 + \gamma^2}$$

Отсюда, выполняя преобразования с учетом (1)–(3), получим, что

$$f_c = \frac{V}{2\pi} BC = \frac{V}{\lambda} \left\{ \frac{n_o^2 n_e^2 - (n_o + \delta)^2 (n_e^2 - n_o^2) \operatorname{tg}^2 \Theta}{(n_o + \delta) n_e [n_e^2 + (n_o + \delta)^2 \operatorname{tg}^2 \Theta]^{1/2}} \right\} \gamma \sqrt{1 + \gamma^2}, \quad (9)$$

где γ определяется выражением (8).

Координаты x_2 , z_2 точки пересечения D находим из уравнения (5) для случая $i = 1$:

$$x_2 = -2b_1^2 c \gamma / (c^2 + b_1^2 \gamma^2); \quad z_2 = -2b_1^2 c \gamma^2 / (c^2 + b_1^2 \gamma^2) + c.$$

Отсюда следует, что

$$BD = 2b_1^2 c \gamma \sqrt{1 + \gamma^2} / (c^2 + b_1^2 \gamma^2).$$

Выполняя теперь преобразования с учетом соотношений (1)–(3), получим

$$f_b = \frac{V}{2\pi} \frac{BD}{2} = \frac{V}{\lambda} \frac{(n_o + \delta) n_e^2 \gamma \sqrt{1 + \gamma^2}}{[(n_o + \delta)^2 + \gamma^2 n_e^2] [n_e^2 + (n_o + \delta)^2 \operatorname{tg}^2 \Theta]^{1/2}}. \quad (10)$$

Необходимо отметить, что скорость звука в (9), (10) в кристалле TeO_2 зависит от угла наклона Θ_a вектора \mathbf{K}_a к оси $[110]$; эта зависимость описывается выражением $V \approx V_0(1 - b\Theta_a^2) \approx V_0(1 + b\gamma^2)$, где $V_0 = 0,617$ км/с, $b = -5,3$.

На рис. 3 приведены результаты расчета угла Θ_a и частот f_c , f_b для кристалла TeO_2 в зависимости от угла отклонения Θ падающего света от оптической оси кристалла. Расчеты выполнены при условии, что $\lambda = 0,89$ мкм (полупроводниковый лазер), $n_e = 2,36355$, $n_o = 2,2179$, а $\rho = 38,5$ град/мм ($\delta = 9,52 \times 10^{-5}$). Вначале из (8) было получено значение угла Θ_a , затем — соответствующее этому направлению значение скорости звука V и, наконец, из (9), (10) — значения частот f_c и f_b . По графикам рис. 3 можно определить оптимальные значения углов Θ и Θ_a для заданного значения f_c . Так, например, если $f_c = 100$ МГц, то $\Theta = 10,3^\circ$, $\Theta_a = 3,65^\circ$.

Как видно из рис. 3, значения f_c и f_b для TeO_2 оказываются близкими, поэтому частота f_b может попадать в пределы рабочей полосы частот. При этом на частоте f_b будет наблюдаться нежелательный спад интенсивности света, дифрагированного в первый порядок дифракции. Для уменьшения относительной величины этого спада в АОМ ВАП на TeO_2 целесообразно подавать малую управляющую мощность с тем, чтобы эффективность дифракции света не превышала $\sim 50\%$ [5].

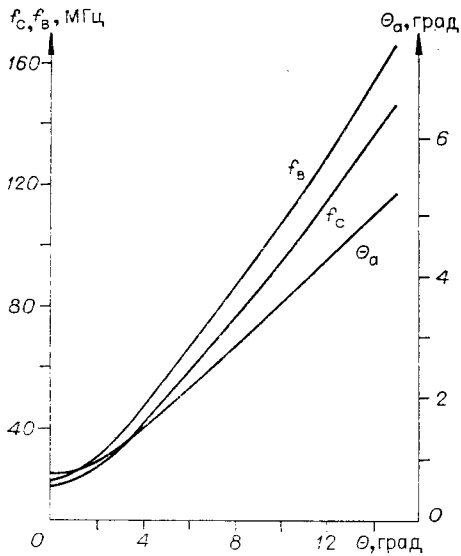


Рис. 3.

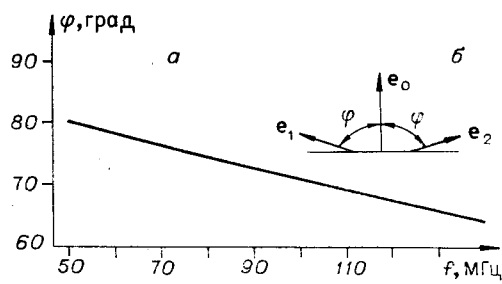


Рис. 4.

Поляризация дифрагированного света. В области вне акустического пучка поляризация дифрагированной световой волны будет совпадать с поляризацией одной из собственных волн кристалла. Собственные волны одноосного оптически активного кристалла имеют в общем случае эллиптическую поляризацию, причем степень эллиптичности зави-

сит от угла распространения света по отношению к оптической оси кристалла. Для кристалла TeO_2 эллиптическая поляризация вырождается практически в линейную при распространении света под углом больше $4 \div 6^\circ$ к оптической оси [8]. Поэтому далее будем считать, что угол Θ между вектором \mathbf{K}_0 и осью z на рис. 2, a велик настолько, что поляризацию всех световых волн в кристалле можно считать линейной. В процессе дифракции света в АОМ ВАП необыкновенно-поляризованная световая волна преобразуется в волну с обыкновенной поляризацией. При этом единичный вектор \mathbf{e}_0 электрической индукции падающей световой волны должен лежать в плоскости, проходящей через вектор \mathbf{K}_0 и оптическую ось z . Единичный вектор \mathbf{e}_1 поляризации дифрагированной световой волны с волновым вектором \mathbf{K}_1 будет перпендикулярен плоскости, проходящей через вектор \mathbf{K}_1 и оптическую ось z . Можно показать, что в системе координат на рис. 2, a, b $\mathbf{e}_0 = \mathbf{j} \cos \Theta - \mathbf{k} \sin \Theta$, где \mathbf{j}, \mathbf{k} — единичные векторы, ориентированные вдоль осей y, z . Вектор \mathbf{e}_1 находится из выражения

$$\mathbf{e}_1 = [\mathbf{kK}_1] / |[\mathbf{kK}_1]|,$$

где квадратные скобки означают векторное произведение, а $\mathbf{K}_1 = \mathbf{K}_0 + \mathbf{K}_a = \mathbf{j}K_0 \sin \Theta + \mathbf{i}K'_a \cos \Theta_a + \mathbf{k}(K_0 \cos \Theta - K'_a \sin \Theta_a)$ (\mathbf{i} — единичный вектор, ориентированный вдоль оси x). Угол φ между векторами \mathbf{e}_0 и \mathbf{e}_1 находится путем вычисления их скалярного произведения $\cos \varphi = (\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1)$. Подставляя сюда значения векторов \mathbf{e}_0 и \mathbf{e}_1 и выполняя преобразования, получим

$$\cos \varphi = \left(\frac{\lambda f}{V n_1} \right) \frac{\cos \Theta \cos \Theta_a}{[\sin^2 \Theta + (\lambda f / V n_1)^2 \cos^2 \Theta_a]^{1/2}}. \quad (11)$$

На рис. 4, a представлены результаты расчета угла φ из (11) для случая применения кристалла TeO_2 . Расчеты проведены при условии, что $\lambda = 0,89$ мкм; $\Theta = 10,3^\circ$; $\Theta_a = 3,65^\circ$ ($f_c = 100$ МГц); $V = 0,65$ км/с; $n_1 \approx 2,35$ (в зависимости от акустической частоты f). Можно видеть, что в диапазоне рабочих акустических частот угол φ несколько изменяется и на средней частоте ($f_c = 100$ МГц) примерно равен 71° . Очевидно, что вектор поляризации \mathbf{e}_2 второго дифрагированного светового пучка (с волновым вектором \mathbf{K}_2) также повернут на угол φ относительно вектора \mathbf{e}_0 и симметричен по отношению к вектору \mathbf{e}_1 , как это показано на рис. 4, b .

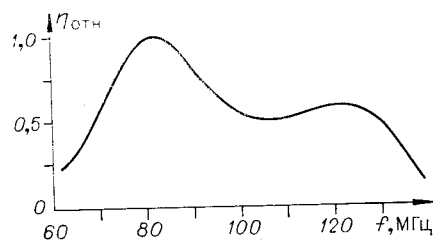
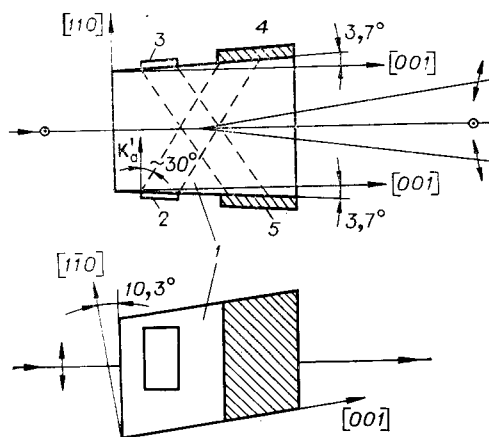


Рис. 6.

Рис. 5.

Известно, что при записи голограмм максимальный контраст интерференционных полос получается в том случае, когда поляризация сигнального и опорного пучков перпендикулярна плоскости их пересечения. Вследствие этого при применении АОМ ВАП, созданных на основе TeO_2 , в оптическую систему записи голограмм целесообразно вводить специальные оптически активные пластины, поворачивающие векторы поляризации дифрагированных пучков на угол φ до совмещения с вектором поляризации e_0 падающего света.

Конструкция и характеристики экспериментальных образцов АОМ ВАП. Разработаны образцы АОМ ВАП на кристаллах TeO_2 для длины волны излучения полупроводникового лазера с $\lambda = 0,89$ мкм. Средняя акустическая частота АОМ ВАП 100 МГц. В соответствии с графиками, показанными на рис. 3, угол распространения падающего света к оптической оси кристалла выбран равным $\Theta = 10,3^\circ$, а угол наклона векторов звука к оси $[110]$ — $\Theta_a = 3,7^\circ$.

Конструкция АОМ ВАП показана на рис. 5 в двух проекциях, где 1 — светозвукопровод из кристалла TeO_2 ; 2, 3 — пьезопреобразователи; 4, 5 — поглотители ультразвука. Вследствие акустической анизотропии кристалла поток энергии акустической волны в кристалле образует угол $\sim 30^\circ$ с направлением акустического волнового вектора. В результате этого излучатели и поглотители звука в АОМ ВАП могут быть пространственно разделены. Пьезопреобразователи сдвиговых волн изготавливались из пластин ниобата лития (срез $y + 163^\circ$) и соединялись со светозвукопроводом с помощью диффузионной индиевой сварки. Размер электродов пьезопреобразователя составляет $2,5 \times 1,5$ мм (1,5 мм в направлении распространения света). Согласование импеданса пьезопреобразователей осуществлялось в диапазоне частот 55—135 МГц при величине КСВ < 2 .

Исследованы характеристики экспериментального образца АОМ ВАП. Плоскость поляризации излучения лазера ($\lambda = 0,89$ мкм) ориентировалась перпендикулярно направлению распространения акустических волн в АОМ ВАП. В оба канала АОМ ВАП подавалось напряжение с частотой $f = 100$ МГц, и одновременно наблюдались два дифрагированных световых пучка, плоскость поляризации которых была повернута на угол $\varphi = 71 \pm 2^\circ$ по отношению к поляризации падающего света. Полученное значение φ хорошо совпадает с расчетным значением для данной частоты (см. рис. 4, а). Эффективность дифракции света в модуляторе измерялась для каждого канала в отдельности на акустической частоте ~ 80 МГц при управляющей электрической мощности $\sim 0,3$ Вт; для обоих каналов она была равна 50%. Зависимость относительной эффективности дифракции от акустической частоты для одного из каналов модулятора показана на рис. 6. Видно, что на уровне половинного спада интенсивности дифрагированного света от максимального зна-

чения ширина полосы частот модулятора равна $\Delta f = 60$ МГц (в диапазоне 70—130 МГц).

Оценим скорость голографической записи данных, которая может быть получена при применении АОМ ВАП на TeO_2 . Известно [4], что при параллельном вводе информационного сигнала в оба канала АОМ ВАП разрешение голограммы вдвое превышает разрешение модулятора. Тогда число двоичных разрядов записываемой на голограмму информации $M = 2N/K$, где $N = \tau\Delta f$ — разрешение модулятора по критерию Рэлея (τ — апертурное время модулятора; K — коэффициент, выбираемый из условия обеспечения требуемого отношения сигнал/шум). Частот-дифракции и положения плоскости поляризации дифрагированного света в зависимости от параметров кристалла и угла распространения падающего света по отношению к оптической оси кристалла. Эти выражения целесообразно применять при проектировании и оптимизации конструкции АОМ ВАП.

На основе полученных формул проведен расчет геометрии взаимодействия световых и акустических волн в АОМ ВАП на кристалле TeO_2 и созданы экспериментальные образцы таких модуляторов с параметрами: рабочая длина волны света $\lambda = 0,89$ мкм, полоса акустических частот 60 МГц (в диапазоне от 70 до 130 МГц), дифракционная эффективность для каждого из каналов 50% (при управляющей электрической мощности 0,3 Вт). Модулятор предназначен для голографической записи цифровых данных, поступающих со скоростью до 60 Мбит/с.

Авторы выражают благодарность В. М. Москалеву за проведение диффузионной вакуумной сварки пьезопреобразователей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Montgomery R. M. Acousto-optical signal processing system.— Filed 15.07.70. Cl. G 01 R 23/16, USA. Pat. 3634749.
2. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины.— М.: Мир, 1974.
3. Бухарин Н. А., Головин А. В., Есепкина Н. А., Лавров А. П. Исследование возможности реализации акустооптического спектроанализатора с высоким разрешением.— В кн.: Квант. электроника: Труды ЛПИ, 1982, № 387.
4. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Синтез голограмм двоичной информации акустооптическими модуляторами.— Автометрия, 1980, № 2.
5. Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. Acousto-optic light detectors using optical activity in paratellurite.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 11, p. 4489—4495.
6. Тищенко Ю. Н., Трубецкой А. В. Некоторые вопросы создания и исследования акустооптического дефлектора на монокристаллах TeO_2 .— Автометрия, 1979, № 1.
7. Семенов В. П. Анизотропный акустооптический дефлектор на одноосных кристаллах с оптической активностью.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 10.
8. Yano T., Watanabe A. Acousto-optic figure of merit of TeO_2 for circularly polarized light.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 3, p. 1243—1245.

Поступила в редакцию 3 января 1984 г.