чения колебаний 0,2 мкс; уровень помех 35 дБ; выходное напряжение 1 В при нагрузке 50 Ом; неравномерность АЧХ 1 дБ.

С помощью удвоителей УЧ1, УЧ2, входящих в состав устройства управления АОД, выходные колебания блока генераторов преобразуются в колебания диапазона $50 \div 100$ МГц. Мощность сигнала на выходе усилителя мощности — до 1,5 Вт при нагрузке 50 Ом.

Устройство управления АОД состоит из пяти модулей КАМАК и имеет общую ширину 17 М. На рис. 6 приведен общий вид устройства управления совместно с акустооптическим дефлектором.

Разработанная система адресации светового пучка на основе АО-дефлектора имеет следующие характеристики: число позиций светового пучка 32; неравномерность растра 10%; эффективность по свету для АОД с просветлением 80%, для АОД без просветления 55%; быстродействие 8 мкс.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Блок А. А. и др.** Хранение и считывание цифровых данных в голографической системе архивной памяти.— Автометрия, 1984, № 3, с. 19—26.
2. **Пен Е. Ф. и др.** Акустооптический дефлектор голограммного запоминающего устройства.— Опт. и спектр., 1983, т. 55, вып. 1, с. 148—155.
3. **Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A.** TeO_2 anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, N 12, p. 689—691.
4. **Тищенко Ю. Н., Трубецкой А. В.** Некоторые вопросы создания и исследования акустооптического дефлектора на монокристаллах TeO_2.— Автометрия, 1979, № 1, с. 87—95.
5. **Ohmachi Y., Uchida N.** Acoustic and acousto-optical properties of TeO_2 single crystal.— Review of the Electrical Com. Lab., 1972, v. 20, N 5—6, p. 529—541.
6. **Севик Дж.** Широкополосные согласующие трансформаторы большой мощности.— Электроника, 1976, № 24, с. 56—58.
7. **Нурденас Д.** Синтезаторы частот — обзор методов построения приборов.— Зарубеж. радиоэлектрон., 1970, № 5, с. 115—120.
8. **Зарецкий А. А., Климов И. И., Шидловский Р. Н.** Коммутация ВЧ-напряжения в устройстве управления акустооптическим дефлектором.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. ЭВТ, 1974, вып. 7, с. 87.
9. **Вьюхин В. Н., Ванюшев Б. В., Чернышов А. И.** Быстродействующий двухканальный генератор сетки кварцованных частот.— ПТЭ, 1978, № 4, с. 145—147.

Поступила в редакцию 16 января 1984 г.

УДК 535.241.13 : 534 : 621.373.826.032.265

С. В. БОГДАНОВ, Т. А. БОЛЬШЕВА

(Новосибирск)

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА НА TeO_2

I. Широкое использование парателлурита (TeO_2) в качестве светозвукопровода акустооптических дефлекторов (АОД) обусловлено весьма высоким значением акустооптической добротности $M_2 = 1200 \cdot 10^{-15}$ с^3/кг этого материала, широкой областью оптической прозрачности ($0{,}35 \div 5$ мкм), высоким оптическим качеством, возможностью осуществить аномальную широкополосную брэгговскую дифракцию. В то же время АОД на TeO_2 требуют тщательного расчета и весьма аккуратного изготовления, так как у этих кристаллов фазовая скорость $\mathbf{v}_s$ медленной звуковой волны сильно изменяется при отклонении направления распространения от оси [110]. При этом групповая скорость $\mathbf{v}_{гр}$ значительно откло-

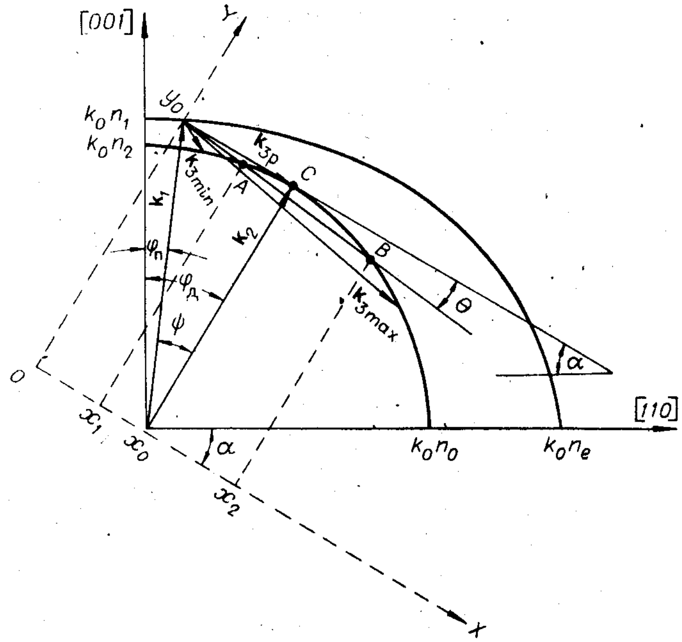

Рис. 1. Диаграмма волновых векторов:
$\mathbf{k}_1$ — волновой вектор падающего света; $\mathbf{k}_{3p}$, $\mathbf{k}_{3min}$, $\mathbf{k}_{3max}$ — волновые векторы звука соответственно на расчетной (f_p), минимальной (f_{min}) и максимальной (f_{max}) частотах; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число падающего света в вакууме; n_1, n_2, n_0, n_e — соответствующие показатели преломления.

няется от направления [110]. Так, например, отклонение $\mathbf{v}_s$ от [110] всего на 30′ приводит к отклонению $\mathbf{v}_{гр}$ от этого направления уже на 25°. Кроме того, TeO_2 обладает оптической активностью, приводящей к эллиптической поляризации света.

Хотя АОД на TeO_2 используется давно, тем не менее до сих пор не существует простой и в то же время достаточно точной методики расчета этих АОД. Действительно, в первой работе [1], где был описан АОД на TeO_2 без повторной дифракции, вообще не приводится методика расчета, а рекомендованный угол $\alpha = 6°$ между направлением фазовой скорости звука и осью [110] кристалла никак не обоснован. Этот пробел был восполнен в [2], специально посвященной методике расчета АОД на TeO_2. К сожалению, [2] содержит весьма существенное приближение: в ней не учитывается зависимость скорости звука v_s от угла α, что не позволяет использовать ее для практических целей. Помимо упомянутых, нам известна еще одна публикация [3], посвященная этому вопросу. Однако изложенная в ней методика оперирует фиксированным углом α ($\alpha = 6°$).

В данной работе для расчета параметров АОД предложен метод последовательных приближений, для выполнения которого можно использовать обычный карманный калькулятор. Как правило, достаточно трех приближений, чтобы найти искомые параметры АОД с необходимой точностью.

Исходными данными для расчета АОД являются: минимальная (f_{min}) и максимальная (f_{max}) рабочие частоты дефлектора, эффективность в пределах рабочей полосы (или степень неравномерности характеристики) $\eta = \eta(f)$, рабочая апертура устройства или число разрешимых точек.

В результате расчета должны быть определены: 1) геометрия акустооптического взаимодействия, т. е. угол падения ($\varphi_п$) и угол дифракции ($\varphi_д$) светового пучка, а также упоминавшийся выше угол α; 2) длина взаимодействия L (длина преобразователя); 3) интенсивность возбуждаемого звука I_s; 4) частота повторной дифракции (которая должна лежать вне рабочего диапазона частот); 5) геометрические размеры светозвукопровода; 6) размеры преобразователя и необходимая электрическая мощность $P_{эл}$.

Так как изложение полного расчета АОД не может уместиться в рамках одной журнальной статьи, остановимся на расчете только первых трех пунктов.

II. Геометрия волновых векторов рассматриваемого акустооптического дефлектора изображена на рис. 1. Здесь представлено сечение поверхности волновых векторов право- и левоэллиптически поляризованного света плоскостью (110), проходящей через оптическую ось и направление [110].

Внешняя кривая (несколько искаженный эллипс) — геометрическое место концов волновых векторов эллиптически левополяризованного света. При углах падения $\varphi_п \geqslant 5°$ эта кривая является геометрическим местом концов волновых векторов света, поляризованного в плоскости падения (необыкновенный луч). Внутренняя кривая (несколько искаженная окружность) — геометрическое место концов волновых векторов эллиптически правополяризованного света. При углах дифракции $\varphi_д \geqslant 5°$ она представляет собой геометрическое место концов волновых векторов света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (обыкновенный луч). В широкополосной геометрии АОД внешняя кривая относится к падающему, а внутренняя — к дифрагированному свету.

Из двух возможных способов выполнения широкополосного АОД выбран такой, когда угол падения $\varphi_п$ меньше, чем угол дифракции $\varphi_д$, поскольку эта геометрия, как было нами показано ранее, является более широкополосной, чем при $\varphi_п > \varphi_д$.

Рабочие частоты дефлектора считаются достаточно высокими. При этом расчетная частота $f_р$, при которой волновой вектор $\mathbf{k}_{зр}$ касателен к внутренней кривой (см. рис. 1), больше критической частоты $f_{кр}$, при которой $\mathbf{k}_{зр}$ был бы перпендикулярен оптической оси. Вся диаграмма волновых векторов лежит в одном квадранте.

III. Расчет углов $\varphi_п$, $\varphi_д$ и α, как уже упоминалось, проводится методом последовательных приближений. Для выполнения расчетов удобно предварительно составить две таблицы.

А. Табл. 1, в которой приведены значения скорости звука v_s с точностью до 3-го знака после запятой в зависимости от угла α в пределах изменения α от 0 до 12° через каждые 30′. Зависимость $v_s(\alpha)$ подсчитывается по формуле [4]

$$v_s(\alpha) = \left[\frac{1}{\rho}\left(\frac{c_{11}-c_{12}}{2}\cos^2\alpha + c_{44}\sin^2\alpha\right)\right]^{1/2},$$

где ρ — плотность TeO_2; c_{ij} — соответствующие упругие постоянные TeO_2.

Б. Табл. 2, в которой приведены значения показателей преломления n_1 и n_2 с точностью до 5-го знака после запятой в зависимости от угла φ между волновым вектором света и оптической осью [001] в пределах от 0 до 12° через каждые 30′. Значения n_1 и n_2 для оптически активных кристаллов даны в [5]:

$$n_1(\varphi) = n_{01}(\varphi) + \frac{1}{2} n_{01}^3(\varphi)\,\rho(\varphi)\,G(\varphi);$$

$$n_2(\varphi) = n_{02} - \frac{1}{2} n_{02}^3\,\rho(\varphi)\,G(\varphi).$$

Для одноосного кристалла

$$n_{02} = n_0; \quad n_{01}(\varphi) = n_0 n_e \Big/ \sqrt{n_0^2\sin^2\varphi + n_e^2\cos^2\varphi};$$

$$\rho(\varphi) = \frac{1}{2G}\left[\sqrt{(n_0^{-2} - n_{01}^{-2})^2 + (2G)^2} - (n_0^{-2} - n_{01}^{-2})\right];$$

$$G(\varphi) = R\lambda_0\cos^2\varphi/\pi n_0^3.$$

Здесь $R = R(\lambda_0)$ — удельное вращение вдоль оптической оси. Значения $R(\lambda_0)$ для TeO_2 приведены в [6]. Кроме того, необходимо знать $f_р$ и

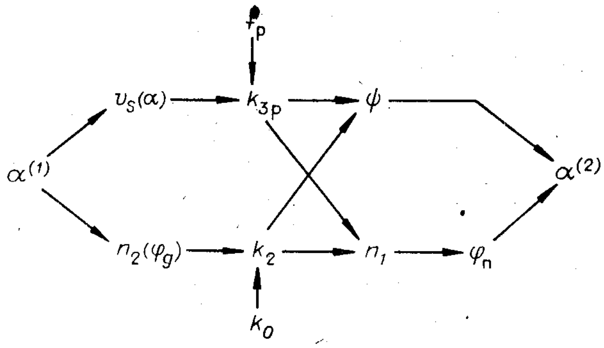

Рис. 2. Схема расчета геометрии АОД методом последовательных приближений.

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Определение величины $f_р$ приведено ниже. Схема расчета представлена на рис. 2.

А. *Первое приближение.*

1. Задаем значение угла $\alpha = \alpha^{(1)}$. Из рис. 1 видно, что угол дифракции $\varphi_д$ равен углу α, т. е. $\varphi_д^{(1)} = \alpha^{(1)}$. В качестве первого приближения при расчетной частоте $50\ МГц \leqslant f_р \leqslant 100\ МГц$ целесообразно принять $\alpha^{(1)} = 6°$.

2. По табл. 1 или непосредственно по приведенной выше формуле находится скорость $v_s^{(1)}$ медленной сдвиговой волны, соответствующая выбранному углу $\alpha^{(1)}$.

3. Используя найденное значение $v_s^{(1)}$ и известную из предварительных расчетов $f_р$, вычисляем

$$k_{3р}^{(1)}(\alpha) = 2\pi f_р / v_s^{(1)}.$$

4. При заданном угле дифракции $\varphi_д^{(1)} = \alpha^{(1)}$ по табл. 2 находим значение показателя преломления для дифрагированного света $n_2^{(1)}(\varphi)$.

5. Используя значение $n_2^{(1)}$ и зная $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, находим $k_2^{(1)} = k_0 n_2^{(1)}$.

6. По величинам $k_{3р}^{(1)}$ и $k_2^{(1)}$ получим угол между падающим и дифрагированным светом (см. рис. 1)

$$\psi^{(1)} = \operatorname{arctg} \frac{k_{3р}^{(1)}}{k_2^{(1)}}.$$

7. По величинам $k_{3р}^{(1)}$, $k_2^{(1)}$ и $n_2^{(1)}$ определяем показатель преломления для падающего света

$$n_1^{(1)} = n_2^{(1)} \sqrt{1 + \left(k_{3р}^{(1)}/k_2^{(1)}\right)^2}.$$

8. Зная $n_1^{(1)}$, по табл. 2 находим угол падения $\varphi_п^{(1)}$, соответствующий значению $n_1^{(1)}$.

9. По полученным $\varphi_п^{(1)}$ и $\psi^{(1)}$ уточняем значение угла α:

$$\alpha^{(2)} = \varphi_п^{(1)} + \psi^{(1)}.$$

Б. *Последующие приближения.* Все последующие приближения не отличаются от только что описанного. Принимая за исходное значение $\alpha = \alpha^{(2)}$ и повторяя весь расчет снова, находим уточненное значение угла $\alpha = \alpha^{(3)}$. Расчет повторяется до тех пор, пока $\alpha^{(n)} = \alpha^{(n-1)}$. Обычно достаточно трех приближений, чтобы определить все необходимые углы.

IV. При расчете геометрии АОД основным параметром является расчетная частота $f_р$, при которой волновой вектор $\mathbf{k}_{3р}$, как уже упоминалось выше, касателен к внутренней кривой и треугольник $x_0 y_0 C$ прямоугольный. Расчетная частота находится из условия симметричности идеализированной * характеристики $\eta = \eta(f)$ АОД.

* Под идеализированной характеристикой АОД понимаем зависимость $\eta = \eta(f)$ при условии, что интенсивность I_{s0} излучаемого преобразователем звука не зависит от частоты во всем рабочем диапазоне частот.

Для определения расчетной частоты $f_р$ перейдем к системе координат $X-Y$, в которой $\mathbf{OX} \| \mathbf{k}_{3р}$ и $\mathbf{OY} \| \mathbf{k}_2$ (см. рис. 1). В этих координатах уравнение внутренней кривой (при $\varphi_д \geqslant 5°$) имеет вид

$$(x-k_{3р})^2+y^2=k_2^2.$$

Уравнение секущей, проведенной из точки $y_0=k_2$ под углом Θ к $\mathbf{k}_{3р}$:

$$y=k_2-x \operatorname{tg}\Theta.$$

Решая совместно эти два уравнения, найдем координаты x_1 и x_2 точек их пересечения (см. рис. 1). Поскольку угол Θ очень мал ($\Theta \sim 10^{-3}$), то $x_1=k_{3(1)}\cos\Theta \approx k_{3(1)}$; $x_2=k_{3(2)}\cos\Theta \approx k_{3(2)}$ и $(1+\operatorname{tg}^2\Theta)\approx 1$. Будем считать, что волновое число $k_{3(1)}$ получено при угле Θ_1, а $k_{3(2)}$ — при угле Θ_2, причем $k_{3(1)}<k_{3р}$, а $k_{3(2)}>k_{3р}$. Тогда

$$k_{3(1)}=(k_{3р}+k_2\operatorname{tg}\Theta_1)-\sqrt{(k_{3р}+k_2\operatorname{tg}\Theta_1)^2-k_{3р}^2}; \qquad (1)$$

$$k_{3(2)}=(k_{3р}+k_2\operatorname{tg}\Theta_2)+\sqrt{(k_{3р}+k_2\operatorname{tg}\Theta_2)^2-k_{3р}^2}. \qquad (2)$$

Из соотношений (1) и (2) можно определить углы Θ_1 и Θ_2. Вычислим Θ_1 и Θ_2 на краях рабочего диапазона частот, т. е. положим $k_{3(1)}=k_{3\,\min}$; $k_{3(2)}=k_{3\,\max}$. Вводя обозначения

$$k_{3р}=ak_{3\,\min};\quad k_{3\,\max}=nk_{3\,\min} \qquad (3)$$

и полагая, что $\operatorname{tg}\Theta\approx\Theta$, получим

$$\Theta_1=\frac{(k_{3р}-k_{3(1)})^2}{2k_2k_{3(1)}}=\frac{k_{3\min}(a-1)^2}{2k_2};$$
$$\Theta_2=\frac{(k_{3(2)}-k_{3р})^2}{2k_2k_{3(2)}}=\frac{k_{3\min}(n-a)^2}{2nk_2}. \qquad (4)$$

Отношение этих углов равно

$$\Theta_1/\Theta_2=n(a-1)^2/(n-a)^2. \qquad (5)$$

Для того чтобы эффективность дифракции на частотах $f_{\min}$ и $f_{\max}$ была одинаковой, необходимо выполнить условие

$$\Delta\alpha_1/\Delta\alpha_2=f_{\max}/f_{\min}=n.$$

Здесь $\Delta\alpha$ — угол раствора диаграммы направленности преобразователя, отсчитываемый от нормали к преобразователю (рис. 3). Как видно из рисунка, углы Θ выражаются через $\Delta\alpha$ следующим образом:

$$\Theta_2=\Delta\alpha_3+\Delta\alpha_2;\quad \Theta_1=\Delta\alpha_3+\Delta\alpha_1=\Delta\alpha_3+n\Delta\alpha_2.$$

Обозначим $\Delta\alpha_3=m\Delta\alpha_2$. Тогда

$$\Theta_1=\Delta\alpha_2(n+m);\quad \Theta_2=\Delta\alpha_2(1+m) \qquad (6)$$

и

$$\Theta_1/\Theta_2=(n+m)/(1+m)=n(a-1)^2/(n-a)^2. \qquad (7)$$

Выражение (7) можно рассматривать как уравнение для определения a. Обозначив $\sqrt{(m+n)/n(1+m)}=b$, найдем

$$a=(1+nb)/(1+b)\ \text{ и }\ f_р=af_{\min}. \qquad (8)$$

V. Величина $n=f_{\max}/f_{\min}$ задана техническими условиями (обычно $n=2$). Поэтому расчетная частота реально определяется углом $\Delta\alpha_3=m\Delta\alpha_2$, от которого зависит эффективность дифракции в середине рабочего диапазона. Зависимость $a=a(m)$ при $n=2$ приведена на рис. 4. Выражения (4) и (6) позволяют определить угол $\Delta\alpha_2$ при заданных параметрах n и m:

$$\Delta\alpha_2=k_{3\,\min}(a-1)^2/2k_2(n+m). \qquad (9)$$

Зависимость $\Delta\alpha_2=\Delta\alpha_2(m)$ при $n=2$ представлена также на рис. 4. За-

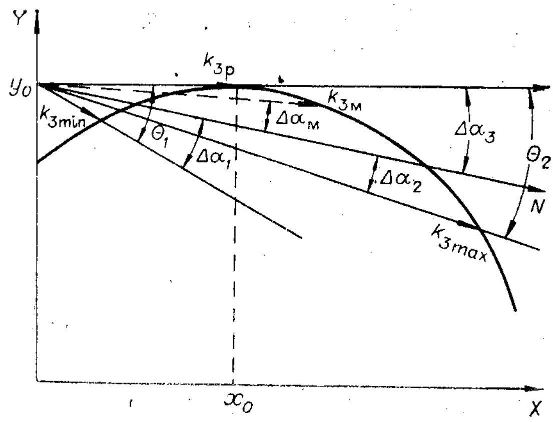

Рис. 3. Волновые векторы, углы Θ и $\Delta\alpha$.

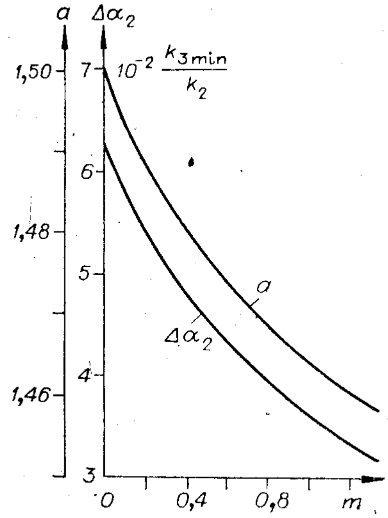

Рис. 4. Зависимости коэффициента a и углы $\Delta\alpha_2$ от параметра m.

мéтим, что минимальная эффективность в середине рабочего диапазона $\eta_м$ будет наблюдаться при частоте $f_м$, несколько большей, чем $f_р$, так как вблизи $f_р$ увеличение частоты и соответствующее этому сужение диаграммы направленности происходит быстрее, чем уменьшение угла $\Delta\alpha$, необходимое для выполнения условий дифракции (см. рис. 3).

Очевидно, что чем больше $\Delta\alpha_3$ и соответственно параметр m, тем меньше значение $\eta_м$. Условие $\eta_м = \eta_{min}$ определяет максимальное значение параметра m: $m_{max} = 1{,}35$. При максимальном m будет наибольшей и полоса рабочих частот дефлектора. Поэтому для поддержания ее на заданном уровне при уменьшении m необходимо уменьшать длину преобразователя и увеличивать подаваемую мощность. Так, например, для рассчитанного нами дефлектора (см. рис. 6)

$$I_{s0}(m = 0{,}75)/I_{s0}(m = 1{,}35) = 1{,}67.$$

Конкретный выбор значения $\eta_м$ (а значит, и коэффициента m) определяется заданными требованиями к равномерности $\eta = \eta(f)$.

Задавая различные значения параметра m (при фиксированном n), рассчитаем идеализированную характеристику АОД. По ней определим частоту $f_м$ и связь между выбранным m и значением $\eta_м$:

$$\eta_м = \eta_{min} + g_м\Delta\eta,$$

где $\Delta\eta = \eta_{max} - \eta_{min}$. Зависимость $g_м = g_м(m)$ при $n = 2$ приведена на рис. 5.

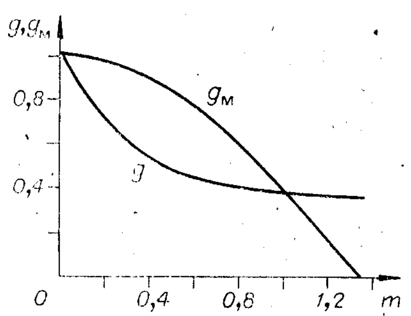

Рис. 5. Зависимость коэффициентов g и $g_м$ от параметра m.

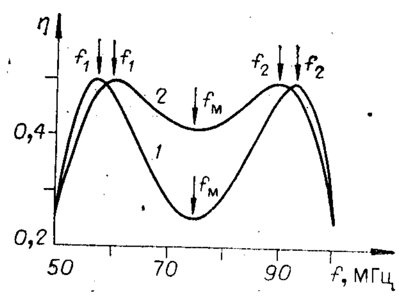

Рис. 6. Идеализированная характеристика АОД
($n = 2$; $f_{min} = 50$ МГц; $\eta_{min} = 0{,}25$; $\eta_{max} = 0{,}5$; $1 - m = 1{,}35$; $2 - m = 0{,}75$).

В качестве иллюстрации на рис. 6 показана расчетная зависимость $\eta=\eta(f)$ для двух значений m: $m=1{,}35$ и $m=0{,}75$. Видно, что с уменьшением m зависимость $\eta=\eta(f)$ становится более плавной: частоты f_1 и f_2, при которых η достигает максимального значения, смещаются внутрь диапазона и могут быть представлены в виде эмпирических соотношений:

$$f_1=f_{\min}+1/2g\Delta f;\quad f_2=f_{\max}-1/2g\Delta f;\quad \Delta f=f_{\max}-f_{\min}.$$

Зависимость $g=g(m)$ для $n=2$ приведена на рис. 5. Однако значение $f_м$ при этом не изменяется. С достаточной точностью ее можно принять равной $f_м=f_{ср}=1/2(f_{\min}+f_{\max})$. Значения частот $f_{\min}$, f_1, $f_м$, f_2, $f_{\max}$ и соответствующих им значений η позволяют оценить вид $\eta=\eta(f)$ при выбранном m без выполнения детального расчета всей характеристики.

VI. Для определения длины взаимодействия L и интенсивности звука I_{s0} необходимо знать $\eta_{\max}$ и $\eta_{\min}$. Как известно [7], эффективность дифракции в режиме Брэгга в изотропном случае описывается соотношением

$$\eta=\sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda_0}\sqrt{\frac{1}{2}M_2I_s}\right). \tag{10}$$

Здесь M_2 — коэффициент акустооптической добротности; I_s — интенсивность плоской звуковой волны с волновым вектором $\mathbf{k}_3$, удовлетворяющим закону сохранения импульса $\mathbf{k}_2=\mathbf{k}_1\pm\mathbf{k}_3$. В анизотропном случае без большой погрешности можно воспользоваться этим же выражением, но с измененным значением M_2 [8]. Различие $\eta_{\min}$ и $\eta_{\max}$ в идеализированном случае определяется только отличием $I_s(\Delta\alpha)$ от $I_s(0)\equiv I_{s0}$, т. е. диаграммой направленности преобразователя. Для прямоугольного преобразователя с равномерным по длине излучением*

$$I_s(\Delta\alpha)/I_s(0)=(\sin^2x)/x^2,$$

где $x=\pi Lf\Delta\alpha/v_s$. Обозначив $\sin x/x=F(x)$, представим (10) в виде

$$\eta(\Delta\alpha)=\sin^2[A_0F(x)]. \tag{11}$$

Здесь $A_0=(\pi L/\lambda_0)\sqrt{1/2M_2I_s(0)}$.

Замечая, что $\eta_{\max}\equiv\eta(0)=\sin^2A_0$, найдем

$$A_0=\arcsin\sqrt{\eta_{\max}}. \tag{12}$$

С другой стороны, минимальная эффективность будет на краю рабочей полосы при $f=f_{\max}$ и $\Delta\alpha=\Delta\alpha_2$ либо при $f=f_{\min}$ и $\Delta\alpha=\Delta\alpha_1$. Таким образом,

$$\eta_{\min}\equiv\eta(\Delta\alpha_2)=\sin^2[A_0F(x_2)]=\sin^2A,$$

где $x_2=\pi Lf_{\max}\Delta\alpha_2/v_s$ и $A=A_0F(x_2)$. Отсюда $A=A_0F(x_2)=\arcsin\sqrt{\eta_{\min}}$ и, учитывая (12),

$$F(x_2)=\arcsin\sqrt{\eta_{\max}}/\arcsin\sqrt{\eta_{\min}}. \tag{13}$$

Зная $F(x_2)$, по таблицам находим само значение x_2. Поскольку в выражении для x_2 неизвестна лишь длина взаимодействия, то

$$L=x_2v_s/\pi f_{\max}\Delta\alpha_2. \tag{14}$$

После того как найдено L, не представляет труда определить необходимую интенсивность звука

$$I_{s0}=\frac{2}{M_2}\left(\frac{\lambda_0}{\pi L}\arcsin\sqrt{\eta_{\max}}\right)^2. \tag{15}$$

Чтобы из идеализированной характеристики $\eta=\eta(f)$ получить реальную, необходимо знать зависимость $I_s(0)\equiv I_{s0}$ от частоты и подсчитать вели-

* Нас интересует расходимость звука лишь вдоль направления распространения света.

чину A с учетом характеристики преобразователя: $A = A_0 F(x) \varkappa$, где $\varkappa = I_{s0}(f)/I_{s0}(f_r)$; f_r — частота резонанса, на которой I_{s0} максимально.

Для оценки предложенной методики расчета АОД на парателлурите сопоставим параметры дефлектора, описанного в [1], с рассчитанными по данной методике. К сожалению, прямое сопоставление оказалось невозможным, так как в [1] не приведено ни одной из характерных частот дефлектора (имеется лишь упоминание, что частота антирезонанса преобразователя f_a составляет 85 МГц).

Допустим, что дефлектор имеет полосу, равную октаве (т. е. $n = 2$), и среднюю частоту диапазона $f_{ср} = 1/2(f_{min} + f_{max})$, равную частоте f_r резонанса преобразователя. Последняя для ниобата лития примерно равна $f_r \approx 0{,}8 f_a$ [9].

Таким образом, было принято $f_{ср} = 68$ МГц, $f_{min} = 45$ МГц, $f_{max} = 90$ МГц. Выполнив расчет согласно вышеприведенной методике, получим $\alpha = \varphi_д = 6°06'$; $\varphi_п = 4°30'$.

Эти значения хорошо согласуются с данными [1]: $\alpha = \varphi_д = 6°0'$; $\varphi_п = 4°12'$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A. and WatanabeA.** TeO_2 anisotrophic Bragg light deflector without midband degeneracy.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, N 12, p. 689—691.
2. **Брыжина М. Ф., Есаян С. Х.** Анизотропный АО дефлектор на одноосных кристаллах с оптической активностью.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 9, с. 1937—1943.
3. **Тищенко Ю. Н., Трубецкой А. В.** Некоторые вопросы создания и исследования акустооптического дефлектора на монокристаллах TeO_2.— Автометрия, 1979, № 1, с. 87—95.
4. **Федоров Ф. И.** Теория упругих волн в кристаллах.— М.: Наука, 1965.
5. **Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.** Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1975.
6. **Uchida N.** Optical properties of single — crystal paratellurite (TeO_2).— Phys. Rev., 1971, v. 4, N 10, p. 3736—3744.
7. **Phariscan P.** On the diffraction of light by progressive supersonic waves.— Proc. Indian Acad, 1956, v. 44, p. 165—170.
8. **Harris S. E., Wallace R. W.** Acousto-optic tunable filter.— JOSA, 1969, v. 59, N 6, p. 744.
9. **Warner A. W., White D. L., Bonner W. A.** Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 11, p. 4489—4495.

Поступила в редакцию 21 ноября 1984 г.

УДК 535.241.13 : 534 : 621.373.826.032.265

С. В. БОГДАНОВ

(Новосибирск)

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОВТОРНОЙ ДИФРАКЦИИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧУЮ ПОЛОСУ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА

I. Хотя физические принципы работы акустооптических дефлекторов (АОД) в настоящее время полностью ясны, тем не менее имеется ряд вопросов, существенных для расчета АОД и проработанных пока еще недостаточно. К ним относится явление повторной дифракции света.

Возникновение повторной дифракции приводит к тому, что точки второго порядка дифракции могут попасть в рабочий диапазон частот АОД, а интенсивность дифрагированного света снижается. Соответственно на характеристике $\eta = I_{диф}/I_{пад} = \eta(f)$ появляется «провал» в районе частот $f_п$, при которых существует повторная дифракция. (Поэтому частоту $f_п$ часто называют частотой «провала».)