01;06;07;08

Акустооптический коммутатор 2×2 оптических излучений с разными длинами волн на основе монокристалла TeO_2

© *В.М. Котов*

Институт радиотехники и электроники РАН,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

(Поступило в Редакцию 16 ноября 1995 г.)

Рассмотрены и исследованы принципы акустооптической коммутации двух оптических излучений с разными длинами волн посредством акустооптического взаимодействия с двумя акустическими волнами. Исследованы варианты переключения, когда акустические волны образуют параллелограмм и когда они распространяются строго ортогонально друг другу. Последний вариант является наиболее привлекательным при использовании монокристалла TeO_2 в качестве акустооптической ячейки. Проведены эксперименты по коммутации двухцветного излучения с длинами волн $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_2 = 0.488$ мкм, генерируемых Ar лазером, которые показали высокую эффективность переключения. Эксперимент в целом подтвердил основные выводы теории.

В настоящее время в оптических системах передачи информации, в частности волоконно-оптических, широко разрабатываются устройства, позволяющие объединять два входных канала с двумя выходными (коммутаторы 2×2) без промежуточного преобразования света в иные виды сигналов. В [1–4] рассмотрены такие коммутаторы на базе акустооптического (АО) взаимодействия в высокоэффективных монокристаллах. В этих работах решалась задача коммутации двух оптических излучений в равными длинами волн.

Благодаря широкому применению таких устройств в различных волоконно-оптических системах (лазерной доплеровской анемометрии, волоконно-оптических гироскопах, системах двухцветного мультиплексирования и т. д.) возникла проблема создания коммутаторов-ответвителей 2×2, управляющих оптическими лучами с разными длинами волн. Разработке и исследованию таких коммутаторов на базе высокоэффективного монокристалла TeO_2 и посвящена данная работа.

Как и в [1–4], будем полагать, что в область АО взаимодействия направлены два сходящихся оптических луча и в этой же области распространяются две акустических волны с параметрами, обеспечивающими брэгговский режим дифракции одновременно для обоих оптических лучей.

Условие коммутации двух лучей с разными длинами волн посредством АО взаимодействия с двумя акустическими волнами записывается в виде

$$\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_0 = \mathbf{T}_0 - \mathbf{T}_1 = \mathbf{q}_1,$$

$$\mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_0 = \mathbf{T}_0 - \mathbf{T}_2 = \mathbf{q}_2, \tag{1}$$

где $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{T}_0$ — волновые векторы падающих в АО среду излучений с длинами волн λ_1 и λ_2 соответственно; $\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{T}_1$ — волновые векторы лучей λ_1 и λ_2, дифрагированных на акустической волне $\mathbf{q}_1$; $\mathbf{K}_2$ и $\mathbf{T}_2$ — лучи, дифрагированные на $\mathbf{q}_2$.

Как и в [1–4], отсюда следует, что акустические векторы $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ должны образовывать параллелограмм.

Рассмотрим реализацию коммутатора 2×2 двухцветного излучения на основе одноосного гиротропного кристалла TeO_2. На рис. 1,*а* показано сечение поверхностей волновых векторов этого кристалла плоскостью, содержащей оптическую ось $0Z$. Кривые *1f* и *1s* описывают распространение собственных волн излучения λ_1 (*1f* — "быстрая" волна, *1s* — "медленная"); *2f* и *2s* — то же для излучения λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$). Анализ показывает, что коммутация 2×2 излучений λ_1 и λ_2 может быть реализована только в случае, когда одна из волновых поверхностей излучения λ_1 пересекает волновую поверхность излучения λ_2. В нашем случае пересекаются волновые поверхности *1s* и *2f*. Проведем плоскость P ортогонально $0Z$ через точки пересечения поверхностей *1s* и *2f*. На рис. 1,*б* показан "вид сверху" на плоскость P. Видно, что эта плоскость пересекает поверхности волновых векторов по трем окружностям, радиусы которых обозначены r_1, r_2, r_3 ($r_1 < r_2 < r_3$). Эти радиусы зависят только от λ_1, λ_2 и оптических параметров среды. На полученных окружностях можно построить бесконечное множество параллелограммов волновых векторов звука. Методика построения произвольного параллелограмма следующая. Берутся произвольные точки на окружностях радиуса r_1 и r_3 (например, точки A_1 и A_2). Точка D, являющаяся серединой прямой между A_1 и A_2, соединяется с центром окружностей 0. Прямая, проведенная через точку D ортогонально прямой $0D$, пересекает окружность радиуса r_2 в точках B_1 и B_2. Четырехугольник $A_1B_1A_2B_2$ является параллелограммом, так как его диагонали A_1A_2 и B_1B_2 в точке пересечения делятся пополам (по построению). В дальнейшем будем задавать множество параллелограммов посредством параметра $\cos\eta$, где η — угол между прямыми A_10 и A_20 (рис. 1,*б*).

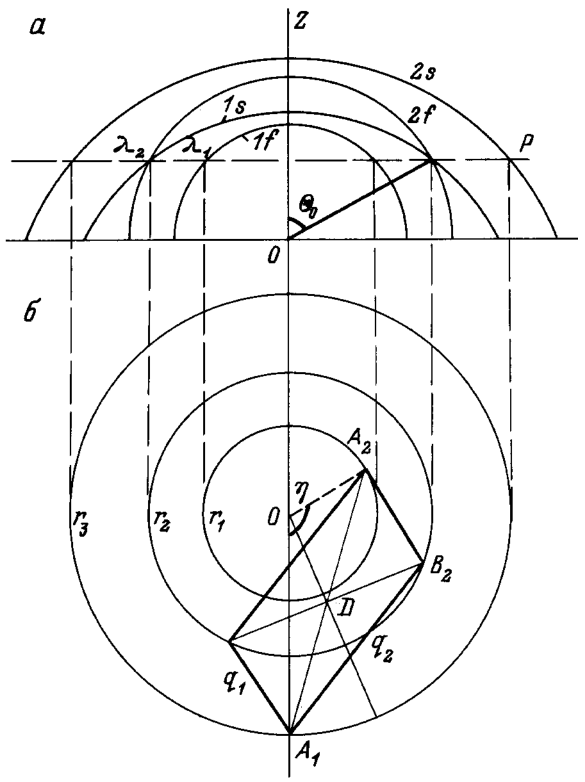

Рис. 1. АО коммутация 2×2 лучей с разными длинами волн. Построение параллелограмма волновых векторов звука.

Определим параметры описываемого вида АО дифракции. Показатели преломления одноосного гиротропного кристалла даются выражением [5]

$$n^2 = (1+\operatorname{tg}^2\theta)\left(\frac{1}{n_0^2}+\frac{\operatorname{tg}^2\theta}{2}\left(\frac{1}{n_0^2}+\frac{1}{n_e^2}\right)\right.$$
$$\left.\pm\frac{1}{2}\sqrt{\operatorname{tg}^4\theta\Big(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{n_e^2}\Big)^2+4G_{33}^2}\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где θ — угол между волновым вектором оптического излучения, распространяющегося в кристалле, и оптической осью $0Z$; n_0, n_e, G_{33} — главные показатели преломления и компонента псевдотензора гирации для излучения с длиной волны λ. Знаки $\pm$ соответствуют показателям преломления двух собственных волн кристалла: знак $+$ описывает распространение "быстрой" волны, $-$ — "медленной".

Определим угол θ_0, при котором происходит пересечение волновых поверхностей излучений λ_1 и λ_2 (рис. 1,*а*) исходя из условия $(2\pi/\lambda_1)n_s = (2\pi/\lambda_2)N_f$, где n_s и N_f — показатели преломления "медленной" волны излучения λ_1 и "быстрой" волны излучения λ_2. Этот угол определяется из следующего уравнения:

$$K_8\operatorname{tg}^8\theta_0+K_6\operatorname{tg}^6\theta_0+K_4\operatorname{tg}^4\theta_0+K_2\operatorname{tg}^2\theta_0+K_0=0, \qquad (3)$$

где

$$K_8 = a^2 = \frac{1}{4}\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^4 B_1B_2,$$
$$K_6 = 2ab,$$
$$K_4 = b^2+2ac-\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^4(B_2G_1^2+B_1G_2^2),$$
$$K_2 = 2bc, \quad K_0 = c^2-4\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^4 G_1^2G_2^2. \qquad (4)$$

Здесь

$$a = T_1^2-\frac{1}{4}\Big[B_2+\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^4B_1\Big], \quad b = T_1T_2,$$
$$c = T_2^2-\Big[G_2^2+\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^4G_1^2\Big],$$
$$T_1 = A_1\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^2-A_2, \quad T_2 = \frac{1}{n_0^2}\Big(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\Big)^2-\frac{1}{N_0^2},$$
$$A_1 = \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{n_0^2}+\frac{1}{n_e^2}\Big), \quad B_1 = \Big(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{n_e^2}\Big)^2,$$
$$A_2 = \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{N_0^2}+\frac{1}{N_e^2}\Big), \quad B_2 = \Big(\frac{1}{N_0^2}-\frac{1}{N_e^2}\Big)^2.$$

В вышеприведенных выражениях n_0, n_e, G_1 — главные показатели преломления и псевдотензор гирации для излучения λ_1; N_0, N_e, G_2 — то же для излучения λ_2. Величины r_1, r_2, r_3 равны

$$r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}\sqrt{L_1-\sqrt{L_1^2-L_2}}, \quad r_2 = \frac{2\pi}{\lambda_1}\sqrt{L_1+\sqrt{L_1^2-L_2}},$$
$$r_3 = \frac{2\pi}{\lambda_2}\sqrt{L_3+\sqrt{L_3^2-L_4}}, \qquad (5)$$

где

$$L_1 = n_0^2n_e^2A_1(1-n_{z1}^2\cdot n_0^{-2}), \quad L_3 = N_0^2N_e^2A_2(1-N_{z2}^2\cdot N_0^2),$$
$$L_2 = n_0^2n_e^2\Big[n_{z1}^4(n_0^{-4}-G_1^2)-2n_{z1}^2n_0^{-2}+1\Big],$$
$$L_4 = N_0^2N_e^2\Big[N_{z2}^4(N_0^{-4}-G_2^2)-2N_{z2}^2N_0^{-2}+1\Big],$$
$$n_{z1}^2 = \Big(n_0^{-2}+A_1\operatorname{tg}^2\theta_0-0.5\sqrt{B_1\operatorname{tg}^4\theta_0+4G_1^2}\Big)^{-1},$$
$$N_{z2}^2 = \Big(N_0^{-2}+A_2\operatorname{tg}^2\theta_0+0.5\sqrt{B_2\operatorname{tg}^4\theta_0+4G_2^2}\Big)^{-1}. \qquad (6)$$

При заданном угле θ из рис. 1,*б* нетрудно определить величины волновых векторов звука $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$, равные отрезкам A_1B_1 и A_1B_2 соответственно;

$$q_{1,2}^2 = 0.25\Big(d_1^2+d_2^2\pm 2d_2r_1r_2\sin\eta/h\Big), \qquad (7)$$

где

$$d_1^2 = r_1^2+r_3^2-2r_1r_3\cos\eta, \quad d_2 = 2\sqrt{r_2^2-h^2},$$

$$h^2 = r_1^2 + 0.25 \cdot d_1^2 - r_1\sqrt{d_1^2 - r_3^2 \cdot \sin^2\eta}. \tag{8}$$

Из выражений (7), (8) видно, что $|q_1|, |q_2|$ зависят от радиусов r_1, r_2, r_3 и угла η. Анализ показывает, что угол η не может быть произвольным, он меняется в пределах $-1 \leqslant \cos\eta \lesssim \cos\eta_0$, где

$$\cos\eta_0 = \frac{4r_2^2 - (r_1^2 + r_2^2)}{2r_1 \cdot r_3}. \tag{9}$$

Угол γ между акустическими волнами $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ равен

$$\cos\gamma = \frac{q_1^2 + q_2^2 - d_1^2}{2q_1q_2}. \tag{10}$$

Исследования полученных уравнений показывают, что этот вид коммутации можно реализовать для излучений, длины волн которых λ_1 и λ_2 несильно отличаются друг от друга,

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} \lesssim \frac{n_e - n_0}{n_0}. \tag{11}$$

Иными словами, различие между λ_1 и λ_2 должно быть не более 4–6%.

Возможен еще один вид коммутации 2×2 излучений с разными длинами волн. Он реализуется, когда $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ не образует параллелограмм. Строго говоря, для высокоэффективной коммутации (т.е. когда необходимо обеспечить эффективность дифракции в "рабочие" порядки 90%) образовать параллелограмм из векторов $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ нельзя. Действительно, при этом возникает ситуация, аналогичная задаче двумерного сканирования света при АО дифракции на двух ортогональных управляющих акустических волнах. Как показано в [6], в этом случае при достаточно большой длине АО взаимодействия и строгом выполнении условий брэгговского синхронизма амплитуды дифрагированных лучей определяются из следующих уравнений:

$$2dc_{00}/dx = -p_1c_{10} - p_2c_{01}, \quad 2dc_{10}/dx = p_1c_{00} - p_2c_{11},$$

$$2dc_{01}/dx = -p_1c_{11} + p_2c_{00}, \quad 2dc_{11}/dx = p_1c_{01} + p_2c_{10}. \tag{12}$$

Здесь c_{00} — амплитуда падающей волны; c_{10} и c_{01} — амплитуды света, дифрагированного на акустических волнах $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ соответственно (применительно к нашему случаю c_{10} и c_{01} — амплитуды "рабочих" порядков, соответствующих коммутируемым сигналам); c_{11} — амплитуда света, возникающего при повторной дифракции лучей c_{10} и c_{01} на тех же акустических волнах. В нашем случае c_{11} совпадает с направлением распространения второго падающего луча, что несомненно ухудшает характеристики АО переключателя 2×2. В уравнениях (12) p_1 и p_2 — параметры, пропорциональные мощностям звуковых волн $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$; x — длина АО взаимодействия. Решив (12), получим

$$c_{00} = \cos\frac{p_1x}{2}\cos\frac{p_2x}{2}, \quad c_{10} = \sin\frac{p_1x}{2}\cos\frac{p_2x}{2},$$

$$c_{01} = \cos\frac{p_1x}{2}\sin\frac{p_2x}{2}, \quad c_{11} = \sin\frac{p_1x}{2}\sin\frac{p_2x}{2}. \tag{13}$$

Из (13) следует, что при одинаковых акустических мощностях ($p_1 = p_2$) эффективность дифракции в "рабочие" порядки $I_1 = c_{10}^* \cdot c_{10}$ и $I_2 = c_{01}^* \cdot c_{01}$ не превышает 25%. При отстройке от конфигурации "параллелограмма акустических векторов" эти эффективности можно значительно повысить. Отстройку от параллелограмма можно сочетать со свойствами TeO_2, в котором, как известно, наибольшая эффективность АО дифракции реализуется на взаимоортогональных акустических волнах, распространяющихся в направлениях [110] и [1$\bar{1}$0] [6]. Это позволяет в отличие от вариантов с использованием анизотропной дифракции, исследованных в [1–3], реализовать коммутатор на одном монокристалле. При этом как показывают расчеты, параметр брэгговского рассинхронизма повторных процессов АО взаимодействия $\gtrsim 100$, что позволяет пренебречь высшими порядками дифракции. Понятно, что при этом соответствующие дифрагированные лучи, возникающие в процессе АО коммутации, не совпадают, строго говоря, между собой.

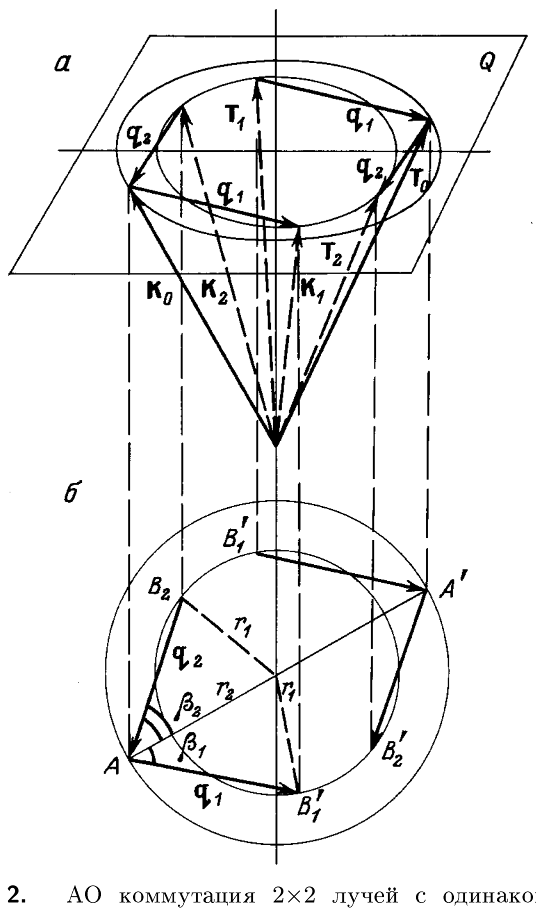

Рис. 2. АО коммутация 2×2 лучей с одинаковыми длинами волн при $\mathbf{q}_1 \perp \mathbf{q}_2$.

На рис. 2,*а* показана АО коммутация двух оптических лучей с равными длинами волн, волновые векторы которых $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{T}_0$. При дифракции на $\mathbf{q}_1$ луч $\mathbf{K}_0$ дифрагирует в направление $\mathbf{K}_1$, а $\mathbf{T}_0$ — в направление $\mathbf{T}_1$; при дифракции на $\mathbf{q}_2$ луч $\mathbf{K}_0$ дифрагирует в $\mathbf{K}_2$, а $\mathbf{T}_0$ — в $\mathbf{T}_2$. Здесь рассматривается анизотропная АО дифракция, когда $\mathbf{q}_1 \perp \mathbf{q}_2$. Концы оптических векторов и векторы акустических волн лежат в плоскости Q. На рис. 2,*б* показан вид сверху на плоскость Q. Точками A, B_1 и B_2 обозначены концы векторов $\mathbf{K}_0, \mathbf{K}_1$ и $\mathbf{K}_2$ соответственно, точками A^1, B_1^1 и B_2^1 — концы векторов $\mathbf{T}_0, \mathbf{T}_1$ и $\mathbf{T}_2$. Отрезки AB_1 и AB_2 равны $|q_1|$ и $|q_2|$, угол между $|q_1|$ и $|q_2|$ равен 90°. Исследования показывают, что никакими геометрическими построениями нельзя обеспечить совпадение между собой точек B_1 и B_2^1 (соответственно B_1^1 и B_2) при $\mathbf{q}_1 \perp \mathbf{q}_2$, т. е. нельзя выполнить строгое условие коммутации 2×2. Однако для ряда задач такое расхождение оказывается несущественным.

Вариант коммутации с взаимоортогональными акустическими волнами позволяет коммутировать оптические излучения с любыми длинами волн из оптического и ближнего ИК диапазонов. Однако возникают вопросы, на любых ли акустических частотах возможна такая коммутация и при каких наименьших значениях частот можно коммутировать оптические лучи.

Чтобы ответить на эти вопросы, важные с практической точки зрения, обратимся к рис. 2,*б*. Обозначим радиусы внутренней и внешней окружностей через r_1 и r_2 (их явный вид получим ниже). Тогда из рис. 2,*б* нетрудно получить уравнения, связывающие r_1, r_2 с $|q_1|$, $|q_2|$,

$$r_1^2 = r_2^2 + q_1^2 - 2r_2q_1\cos\beta_1, \quad r_1^2 = r_2^2 + q_2^2 - 2r_2q_2\cos\beta_2. \tag{14}$$

Здесь углы β_1 и β_2; они показаны на рис. 2, *б*; $\beta_1 + \beta_2 = 90°$. Исключая из (14) β_1 и β_2, получим

$$(r_2^2 - r_1^2)^2\left(\frac{1}{q_1^2} + \frac{1}{q_2^2}\right) + 4(r_2^2 - r_1^2) + q_1^2 + q_2^2 = 4r_2^2, \tag{15}$$

r_1 и r_2 связаны между собой через уравнение оптической индикатрисы кристалла.

Для удобства последующих вычислений перейдем от поверхностей волновых векторов к поверхностям показателей преломления кристалла, т. е. к переменным

$$R_1 = r_1/(2\pi/\lambda), \quad R_2 = r_2/(2\pi/\lambda),$$
$$Q_1 = q_1/(2\pi/\lambda), \quad Q_2 = q_2/(2\pi/\lambda). \tag{16}$$

Известно [7], что индикатрисы одноосного гиротропного кристалла могут быть выражены в следующем виде, удобном для дальнейших расчетов:

$$\frac{n_z^2}{n_0^2} + \frac{n_x^2}{2}\left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{n_x^4\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2}\right)^2 + 4G_{33}^2 n_z^4} = 1, \tag{17}$$

где n_z и n_x — проекции показателя преломления на оси $0Z$ и $0X$, соответственно.

Проекции n_x в нашем случае равны R_1 и R_2, введенным в (16). Выразив из (17) n_x через n_z, получим

$$E_1 n_x^4 = 2E_2 n_x^2 + E_3 = 0, \tag{18}$$

где

$$E_1 = (n_0 n_e)^{-2},$$
$$E_2 = 0.5(n_0^{-2} + n_e^{-2})(1 - n_z^2 n_0^{-2}),$$
$$E_3 = 1 - 2\cdot n_z^2 n_0^{-2} + n_z^4(n_0^4 - G_{33}^2). \tag{19}$$

Корни уравнения (18) равны

$$n_{x_{1,2}}^2 = \frac{E_2}{E_1} \pm \sqrt{\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2 - \frac{E_3}{E_1}}. \tag{20}$$

Учитывая, что $n_{x1}^2 = R_2^2$, $n_{x2}^2 = R_1^2$ $(R_2 > R_1)$, и подставляя (20) в (15) с учетом (16), после несложных преобразований получим в итоге уравнение 4-й степени относительно n_z^2/n_0^2:

$$B_8\left(\frac{n_z}{n_0}\right)^8 + B_6\left(\frac{n_z}{n_0}\right)^6 + B_4\left(\frac{n_z}{n_0}\right)^4 + B_2\left(\frac{n_z}{n_0}\right)^2 + B_0 = 0, \tag{21}$$

где

$$B_8 = a_1^2 F_1, \quad B_6 = a_1F_1(n_e^2 + n_0^2 - 4b_1F_1),$$

$$B_4 = 2b_1(2b_1 + a_1)F_1^2 + F_1\left[\frac{a_1}{2}F_2 - (n_e^2 + n_0^2)(2b_1 + a_1)\right]$$
$$+ n_0^2 n_e^2 - n_0^6 n_e^2 G_{33}^2,$$
$$B_2 = -4b_1^2F_1^2 + b_1F_1\left[3(n_2^2 + n_0^2) - F_2\right]$$
$$+ \frac{n_e^2 + n_0^2}{4}F_2 - 2n_0^2 n_e^2,$$
$$B_0 = b_1^2F_1^2 + b_1F_1\left[\frac{F_2}{2} - (n_0^2 + n_e^2)\right]$$
$$+ n_0^2 n_e^2 - \frac{n_e^2 + n_0^2}{4}F_2 + \frac{F_2^2}{16}. \tag{22}$$

Здесь $b_1 = 0.25(n_e^2 - n_0^2)^2$, $a_1 = b_1 + n_0^6 n_e^2 G_{33}^2$,

$$F_1 = \frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2}, \quad F_2 = Q_1^2 + Q_2^2.$$

Уравнение (21) точное, оно определяет n_z в зависимости от заданных взаимоортогональных $|q_1|$ и $|q_2|$. Определив n_z, находим R_1 и R_2 из (18), а также углы φ_1 и φ_2 между взаимодействующими лучами и осью $0Z$

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = R_1/n_z, \quad \operatorname{tg}\varphi_2 = R_2/n_z.$$

Для определения минимальных значений $|q_1|$ и $|q_2|$ вернемся к уравнению (15), в котором для простоты расчетов положим $|q_1| = |q_2| = |q|$. Из него получим

$$r_2^2(r_2^2 - 2r_1^2) + (r_1^2 - q^2)^2 = 0. \tag{23}$$

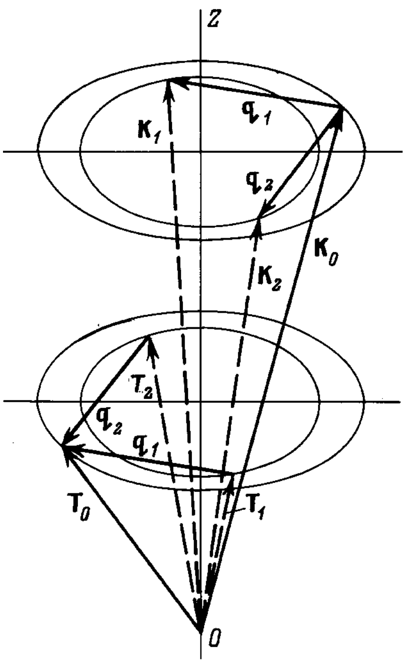

Рис. 3. АО коммутация 2×2 лучей с разными длинами волн при $\mathbf{q}_1 \perp \mathbf{q}_2$.

Для того чтобы (23) было всегда справедливым, необходимо выполнение условия $2r_1^2 \gtrsim r_2^2$. Понятно, что чем меньше r_1, тем меньше q. Минимальное значение r_1 достигается при $2r_1^2 = r_2^2$, при этом из (23) следует $r^2 = q^2 = q^2_{\min}$. Расчеты при вышеназванных условиях приводят к соотношению

$$q^2_{\min} \approx \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot 2n_0^3 n_e G_{33}. \tag{24}$$

Иными словами, для реализации описываемого варианта коммутации 2×2 необходимо выполнение $q_{1,2} \gtrsim q_{\min}$. Отметим, что углы φ_1 и φ_2 при этом находятся из выражений $\operatorname{tg}^2\varphi_1 \approx 2n_0n_eG_{33}$, $\operatorname{tg}^2\varphi_2 \approx 4n_0n_eG_{33}$. Коммутацию каналов 2×2 с двумя взаимоортогональными акустическими волнами можно рассматривать в нашем случае как два независимых процесса: дифракцию излучения $\mathbf{K}_0$ с длиной волны λ_1 на акустических волнах $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ и дифракцию $\mathbf{T}_0$ с длиной волны λ_2 на тех же акустических волнах. В обоих процессах необходимо обеспечить условия брэгговского режима дифракции. На рис. 3 показана векторная диаграмма такой коммутации: излучение $\mathbf{K}_0$ с длиной волны λ_1 дифрагирует в направление $\mathbf{K}_1$ при АО взаимодействии с $\mathbf{q}_1$ и в направление $\mathbf{K}_2$ при взаимодействии с $\mathbf{q}_2$. Излучение $\mathbf{T}_0$ с длиной волны λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$) дифрагирует в направления $\mathbf{T}_1$ и $\mathbf{T}_2$ при АО взаимодействии с $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ соответственно. Этот вид коммутации обеспечивает наибольшую эффективность дифракции в рабочие порядки, однако направления соответствующих коммутируемых лучей ($\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{T}_2$, $\mathbf{K}_2$ и $\mathbf{T}_1$) не совпадают между собой.

Эксперимент по коммутации 2×2 двухцветного излучения выполнялся на базе монокристалла TeO_2. На рис. 4 показана оптическая схема эксперимента. Падающие на АО ячейку *1* лучи *2* и *3*, длины волн которых $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_2 = 0.488$ мкм соответственно, генерировались Ar лазером. Дополнительными оптическими элементами (на рис. 4 не показаны) они направлялись на ячейку *1* под брэгговскими углами к акустическим волнам, генерируемым пьезопреобразователями *4* и *5* из $LiNbO_3$. Размеры кристалла 8×8×8 мм вдоль направлений [110], [1$\bar{1}$0] и [001] соответственно. АО дифракция происходила на акустических волнах с частотами $f_1 = f_2 = 84$ МГц. Длина АО взаимодействия 6 мм. Излучение *2* дифрагировало в направления *6* и *6'*, излучение *3* — в направления *7* и *7'*. Эксперимент показал, что дифрагированные лучи *6* и *7* (а также *6'* и *7'*) не совпадают между собой, их угловое расхождение *3–4*. Эффективность дифракции составила 40% при акустической мощности $P = 0.2$ Вт. При этом возникали другие порядки дифракции, суммарная интенсивность которых не превышала 5–7% от дифрагированного в рабочие порядки излучения. Дифракция в высшие порядки может быть обусловлена несколькими причинами; конечной расходимостью световых и звуковых волн, неоднородностью кристалла, неоднородностью звукового поля, дифракцией на звуковых волнах, переотраженных от граней кристалла, и т. д.

В описываемом эксперименте не ставилась задача получить максимальную эффективность дифракции (в частности, эксперимент проводился не с циркулярно, а с линейно поляризованными излучениями λ_1 и λ_2); в данном случае экспериментально подтверждена возможность высокоэффективной АО коммутации 2×2 излучений с разными длинами волн.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы: рассмотрены принципы АО коммутации двух оптических излучений с разными длинами волн на основе АО взаимодействия с двумя акустическими волнами; исследованы варианты АО переключения, когда акустические волны образуют параллелограмм и когда они распространяются стро-

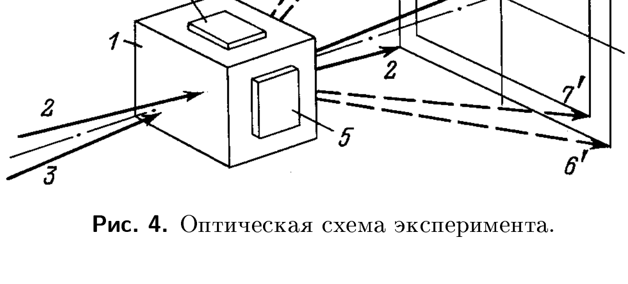

Рис. 4. Оптическая схема эксперимента.

го ортогонально друг другу. Показано, что последний вариант является наиболее привлекательным при использовании монокристалла TeO_2 в качестве АО ячейки; проведены эксперименты по АО переключению 2×2 на основе последнего варианта, подтвердившие основные теоретические положения.

Список литературы

[1] *Антонов С.Н., Гуляев Ю.В., Котов В.М., Поручиков П.В.* // РиЭ. 1987. Т. 32. № 3. С. 623–628.

[2] *Антонов С.Н., Котов В.М.* // Радиотехника. 1988. С. 22–27.

[3] *Kotov V.M., Shkerdin G.N.* // Conf. Proc. "ISFOC-93". St.Petersburg, 1993. P. 175–178.

[4] *Котов В.М.* ЖТФ. // 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 180–183.

[5] *Котов В.М.* ЖТФ. // 1995. Т. 37. Вып. 1. С. 261–270.

[6] *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.

[7] *Котов В.М.* // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 2. С. 386–391.