

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ КОММУТАТОР ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

С. Н. Антонов, В. М. Котов

Широкое развитие волоконно-оптических систем связи, устройств оптической обработки информации приводит к проблеме переключения оптических каналов без преобразования света в иные виды энергии. Одной конкретной задачей в данном направлении является разработка и создание переключателей света по так называемому алгоритму  $2 \times 2$  (взаимное переключение двух входных оптических лучей в два заданных направления).

В работах [1-4] было показано, что оптические коммутаторы (ответители)  $2 \times 2$  могут быть с успехом реализованы на основе двухлучевой брэгговской акустооптической (АО) ди-

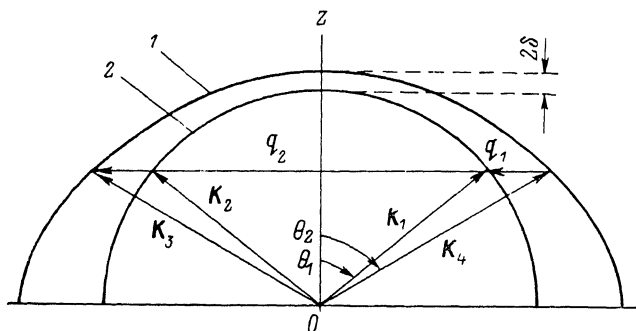


Рис. 1. Векторная диаграмма АО взаимодействия.

$\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между направлениями входных  $K_1$ ,  $K_2$  и выходных  $K_3$ ,  $K_4$  волновых векторов света и оптической осью  $OZ$  соответственно. 1, 2 — индикатриссы кристалла (волновые поверхности) необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно.

фракции. При этом два оптических луча сходятся в область АО взаимодействия, в которой одновременно или попеременно возбуждаются два акустических пучка. Выбор необходимых условий взаимодействия (см., например, [1]) позволяет реализовать следующее: при возбуждении первого акустического пучка осуществляется попарная связь входных и выходных оптических каналов, при возбуждении второго акустического пучка указанная связь взаимно изменяется.

Аналитически алгоритм работы коммутатора можно представить как

$$W_3 = S_1 W_1 + S_2 W_2,$$

$$W_4 = S_1 W_2 + S_2 W_1,$$

где  $W_1$  и  $W_2$  — соответственно оптическая мощность первого и второго входных каналов;  $W_3$  и  $W_4$  — выходных;  $S_1$  и  $S_2$  — коэффициенты, пропорциональные акустической (управляющей) мощности в АО коммутаторе.

В указанных выше работах были разработаны оптические схемы коммутаторов и созданы экспериментальные макеты, в которых взаимодействующие лучи образуют объемную фигуру.

Цель данной работы состоит в поиске условий двухлучевой брэгговской дифракции, при которой все взаимодействующие световые и акустические лучи принадлежали бы одной плоскости, обуславливая тем возможность планарной реализации устройства.

Для решения поставленной задачи воспользуемся формализмом векторных диаграмм [5]. Пусть АО средой является двулучепреломляющий гиротропный кристалл (например,  $\text{TeO}_2$ , который и использовался в эксперименте) с величиной гиротропии  $\delta = \rho \lambda_0 / 2\pi n_0$ , где  $\rho$  — удельное оптическое вращение на длине волны света в вакууме  $\lambda_0$ ;  $n_0$ ,  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в отсутствие гиротропии. На рис. 1 показана векторная диаграмма взаимодействия. Здесь  $K_1$  и  $K_2$  — волновые векторы входных (условно) оптических лучей,  $K_3$  и  $K_4$  — выходных,  $q_1$  и  $q_2$  — волновые вектора акустических волн, 1 и 2 — индикатриссы кристалла,  $OZ$  — его оптическая ось. «Щель» между индикатриссами по величине равна  $2\delta$ . Как видно из рис. 1, в данном случае используется анизотропная АО дифракция (происходящая со сменой типа моды оптических колебаний).

Из постановки задачи следует, что направления волновых векторов акустических пучков совпадают. Нас будет интересовать соотношение  $q_2/q_1$ , величину которого можно записать,

используя результаты [5]. При этом примере, что индикатриса обыкновенного луча описывается сферой  $n_2 = n_0(1 - \delta)$ , указанное допущение справедливо при рассмотрении дифракции вблизи оптической оси. Используя геометрию рис. 1, получим

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{1}{n_e^2 - n_0^2} \left[ n_e^2 + n_0^2 + 2n_e n_0 \sqrt{1 - \frac{4\delta K_1^2}{q_1^2} \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_0}} \right], \quad (1)$$

где  $K_1 = (2\pi n_0)/\lambda_0$  (считаем что кристалл положительный, т. е.  $n_e > n_0$ ).

Для углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  (рис. 1) можно записать

$$\sin^2 \theta_1 = \left( \frac{q_1 q_2}{K_1^2} - 4\delta \frac{n_e^2}{n_0^2} \right) \left( \frac{n_e^2}{n_0^2} - 1 \right)^{-1},$$

$$\sin^2 \theta_2 = \left( \frac{q_1 q_2}{K_1^2} - 4\delta \right) \left[ \left( 1 - \frac{n_0^2}{n_e^2} \right) \left( \frac{q_1 q_2}{K_1^2} + 1 \right) \right]^{-1}. \quad (2)$$

Из (1) следует, что существует минимальное значение частоты акустических волн  $f_{\min}$  ниже которой коммутация невозможна. Величина  $f_{\min}$  может быть получена обращением подкоренного выражения (1) в нуль

$$f_{\min} = \frac{2v}{\lambda_0} \sqrt{\delta (n_e^2 - n_0^2)}, \quad (3)$$

где  $v$  — скорость звука.

Очевидно, что возможны различные технические пути, обеспечивающие генерацию двух акустических волн (с различными частотами)

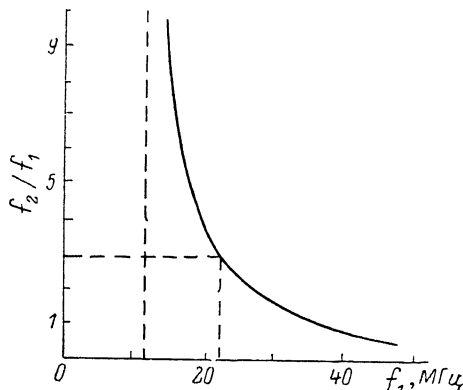


Рис. 2. Зависимость отношения частот акустических волн  $f_2/f_1$  от частоты первой волны  $f_1$  для реализации коммутации.

$f_{\min}$ , МГц: 1 — 12, 2 — 23.

тами) по одному направлению. Однако наиболее интересным является использование одного пьезопреобразователя, работающего на гармониках ( $f_1 = (1/2)(v_1/d)$ ,  $f_2 = (3/2)(v_1/d)$  и т. д.,  $v_1$  — скорость звука на материале пьезопреобразователя,  $d$  — его толщина).

Экспериментально коммутация была осуществлена на монокристалле  $\text{TeO}_2$  при дифракции на объемной сдвиговой волне, распространяющейся вдоль  $[110]$  с направлением сдвига

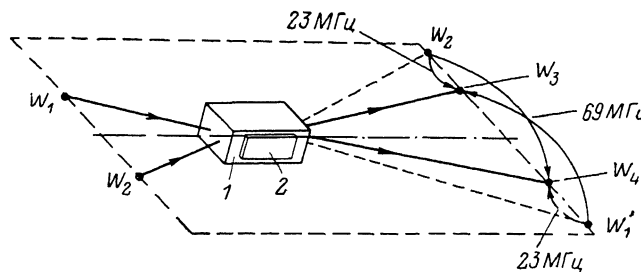


Рис. 3. Оптическая схема эксперимента.

$[1\bar{1}0]$ . На рис. 2 представлены результаты расчета по (1) с учетом параметров  $\text{TeO}_2$   $n_0 = 2.26$ ,  $n_e = 3.41$ ,  $\rho = 14.5$  рад/см,  $v = 0.617 \cdot 10^5$  см/с на длине волны света  $\lambda_0 = 0.63$  мкм (в эксперименте использовали He—Ne лазер). Видно, что для наиболее близкого соотношения частот гармоник пьезопреобразователя  $f_2/f_1 = 3$ , частота  $f_1 = 23$  МГц и, следовательно,  $f_2 = 69$  МГц. Для генерации акустических колебаний указанных частот был изготовлен пьезопреобразователь из  $\text{LiNbO}_3$  ( $X\bar{Y} + 163^\circ$  среза).

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 3. Здесь входные оптические лучи  $W_1$  и  $W_2$  поступают в АО кристалл 1, звуковые колебания в котором возбуждались с помощью пьезопреобразователя 2. Без воздействия звука лучи, прошедшие кристалл, распространяются в направлении  $W_1'$  и  $W_2'$ . При подаче сигнала с частотой 23 МГц луч  $W_1$  переключается в состояние  $W_4$ , а  $W_2$  в  $W_3$ . Возбуждение звука с частотой 69 МГц приводит к переключению  $W_1$

в  $W_3$ , а  $W_2$  в  $W_4$ . Углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  составили  $1^\circ 25'$  и  $2^\circ 45'$  соответственно (на воздухе). Для достижения эффективности переключения 90 % было необходимо подводить сигнал с частотой 23 МГц мощностью 0.3 Вт и с частотой 69 МГц мощностью 0.5 Вт.

Таким образом, данный метод создания АО переключателей является перспективным и может быть использован для создания планарных устройств.

### 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. Препринт ИРЭ АН СССР. № 6 (465). М., 1987.
- [3] Антонов С. Н., Котов В. М. // Радиотехника. 1988. С. 22—27.
- [4] Антонов С. Н., Котов В. М., Пантенков Б. Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2275—2276.
- [5] Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 11. P. 4491.

05

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

© 1990 г.

## МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

А. Ю. Кожухарь

Целью работы является исследование природы носителей тока в пленках высокотемпературных сверхпроводников типа оксидов-перовскитов [1]  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Исследования проведены методом дисперсии магнитостатических волн в градиентных аксиально-симметричных магнитных полях [2] слоистой структуры железиттриевый гранат (ЖИГ)—диэлектрик (Д)—высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) в диапазоне сверхвысоких частот 6.92—10.55 ГГц. Основным преимуществом метода является возможность неразрушающего и бесконтактного измерения параметров носителей тока в твердом теле, например в слоях полупроводника [2]. При этом в зависимости от параметров носителей тока — зарядового состояния (электронного типа или дырочного), концентрации носителей тока и их подвижности изменения в спектрах магнитостатических волн (МСВ) аксиально-симметричных возбуждений (АСВ) будут качественно и количественно отличаться. Для установления основных критериев такого изменения были выбраны две группы образцов:  $p$ -Si : B,  $p$ -Ge : Ga с проводимостью  $p$ -типа и Ga—As—Al с проводимостью  $n$ -типа.

### Основные параметры эпитаксиальных полупроводниковых структур и слоистых структур Ф—Д—ПП

Номер образца	Состав	Толщина $h \pm 6\%$ , мкм	Тип носителей	Концентрация $n \pm 10\%$ , см <sup>-3</sup>	Подвижность $\pm 15\%$ , м <sup>2</sup> /с·В	Отношение $\frac{\Delta^2}{i}, \frac{i+1}{i}, \frac{\Delta^0}{i+1}, \frac{i+1}{i+1}$
1	Si : B	16.0	$p$	$1.12 \cdot 10^{18}$	0.02	1.00
2	Si : B	17.1	$p$	$0.96 \cdot 10^{18}$	0.04	0.99
3	Ge : Ga	16.3	$p$	$0.85 \cdot 10^{18}$	0.08	0.96
4	Ge : Ga	16.4	$p$	$1.1 \cdot 10^{18}$	0.19	0.84
5	Ga—As—Al	18.0	$n$	$0.94 \cdot 10^{18}$	0.04	1.15
6	Ga—As—Al	18.6	$n$	$0.98 \cdot 10^{18}$	0.09	1.28
7	Ga—As—Al	16.2	$n$	$1.20 \cdot 10^{18}$	0.20	1.55

Диапазон толщин составил 15—18 мкм, диапазон концентраций в области  $0.8—1.3 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Подвижность носителей тока была различна и изменялась в пределах 0.02—0.20 м<sup>2</sup>/с·В. Толщины слоев измерялись по сколам, электрофизические параметры — с помощью эффекта Холла. Параметры слоев приведены в таблице.