

Невзаимный акустооптический эффект в планарных волноводах

О.Е.Наний

Рассчитан амплитудный невзаимный эффект в планарных волноводах при взаимодействии волноводных оптических мод с бегущей поверхностной акустической волной. Продемонстрирована возможность создания оптического изолятора (циркулятора) при использовании коллинеарной акустооптической дифракции с преобразованием типа волноводной моды.

Ключевые слова: оптическая невзаимность, акустооптика, волноводы.

Исследования невзаимных оптических эффектов при взаимодействии световых волн, распространяющихся в однородных средах, с объемными акустическими волнами [1, 2] привлекли интерес в связи с возможностью их практического использования для управления параметрами кольцевых лазеров [2 – 7].

В настоящей работе рассмотрен амплитудный невзаимный эффект в планарных волноводах при взаимодействии волноводных световых волн с поверхностными акустическими волнами. Тонкопленочные (интегрально-оптические) акустооптические устройства имеют существенные преимущества перед объемными, поскольку позволяют обеспечить высокую плотность мощности поверхностных акустических волн и большую длину их взаимодействия со световыми волнами. Важность исследования невзаимных явлений в интегрально-оптических устройствах связана с задачей создания оптических изоляторов и циркуляторов [8].

Рассмотрим дифракцию волноводных световых волн на бегущей поверхностной акустической волне. Традиционными [9] являются две схемы взаимодействия, показанные на рис. 1. Направление оси *x* в первой схеме ортогонально направлению распространения акустической волны, а во второй схеме совпадает с ним. В первой схеме происходит дифракция на малый угол, акустическая волна распространяется почти перпендикулярно направлению распространения световой волны, дифрагировавшая и падающая световые волны являются одной и той же модой планарного волновода (дифракция в этой схеме близка к изотропной объемной дифракции Брэгга).

Во втором случае световые и акустическая волны почти параллельны, в частности очень важен случай строго коллинеарного взаимодействия. Особенностью акустооптического взаимодействия в интегральной оптике является волноводная дисперсия, которая оказывает такое же влияние, как и естественное двулучепреломление в кристаллах, и обеспечивает волновой синхронизм при коллинеарном взаимодействии.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 1 сентября 1999 г.

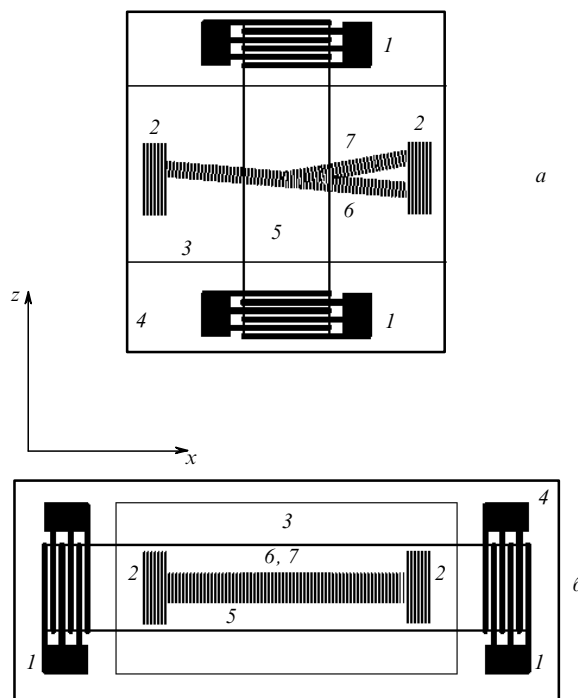


Рис.1. Схемы акустооптического взаимодействия при дифракции световых волноводных мод на поверхностной акустической волне без изменения (а) и с изменением (б) типа волноводной моды: 1 – встречно-штыревой преобразователь; 2 – решетчатый элемент ввода светового излучения; 3 – стеклянная пленка; 4 – подложка из пьезоэлектрического кристалла; 5 – акустическая поверхностная волна; 6 – падающая световая волна; 7 – дифрагировавшая световая волна.

Таким образом, в тонкопленочных волноводах, как и в случае объемной анизотропной дифракции, возможно создание невзаимных устройств на основе коллинеарного акустооптического взаимодействия [10]. Условие фазового синхронизма для коллинеарного взаимодействия будет выполняться для частоты f_0 акустической волны, определяемой в пренебрежении сдвигом частоты света на ультразвуковой волне как

$$f_0 = \frac{v_s}{\lambda_0} \left(\frac{v_1}{v} - \frac{v_2}{v} \right),$$

где v_s – скорость ультразвуковой волны; v_1 и v_2 – фазовые скорости двух волноводных мод, соответствующих падающей и дифрагировавшей волнам; $v = (v_1 + v_2)/2$; λ_0 – длина падающей световой волны в вакууме.

Для обеих геометрий взаимодействия, показанных на рис. 1, в приближении неограниченных вдоль оси z световых волн изменение амплитуд падающей и дифрагировавшей световых волн описывается уравнениями связанных волн, совпадающими с соответствующими уравнениями для объемной дифракции Брэгга [11]:

$$\frac{dA_1^+}{dx} = -i\zeta A_2^+ \exp(i\Delta\alpha^+ x), \tag{1}$$

$$\frac{dA_2^+}{dx} = -i\zeta A_1^+ \exp(-i\Delta\alpha^+ x),$$

где $A_{1,2}^+$ – амплитуды соответственно падающей и дифрагировавшей световых волн, распространяющихся в положительном направлении оси x , в качестве которого нами выбрано направление слева направо; $\Delta\alpha^+ = \Delta\alpha_1^{x+} - \Delta\alpha_2^{x+} - K_x$ – рассогласование падающей и дифрагировавшей волн; α_1^{x+} и α_2^{x+} – проекции констант распространения α_1^+, α_2^+ волноводных мод, соответствующих падающей и дифрагировавшей волнам, на ось x ; коэффициент ζ определяет эффективность дифракции [9]; K_x – проекция волнового вектора акустической волны на ось x . В первой схеме взаимодействия $K_x = 0$, во второй схеме $K_x = K$.

Мощность дифрагировавшей волны $P^+ = |A_2^+|^2$ в случае прямоугольной геометрии, рассматриваемой в настоящей статье, определяется выражением [11]

$$P^+(z^+) = P_0 \frac{\zeta^2 L^2}{\zeta^2 L^2 + (z^+)^2} \sin^2 \left[\zeta^2 L^2 + (z^+)^2 \right]^{1/2}, \tag{2}$$

где $z^+ = \Delta\alpha^+ L/2$ – нормированная переменная (нормированная безразмерная отстройка); L – длина области акустооптического взаимодействия; P_0 – мощность падающей световой волны. Формула (2) является решением системы (1).

Волноводные характеристики и константы распространения α_1^+, α_2^+ в направлении оси x можно найти из следующего уравнения для собственных значений соответствующей волноводной моды i ($i = 1, 2$) [9]:

$$k_i^{y+} d = \arctan \left(\gamma_{21} \frac{p_{1i}^+}{k_i^{y+}} \right) + \arctan \left(\gamma_{23} \frac{p_{3i}^+}{k_i^{y+}} \right) + m_i \pi,$$

где

$$(p_{1i}^+)^2 = (\alpha_i^+)^2 - n_1^2 k_0^2;$$

$$(p_{3i}^+)^2 = (\alpha_i^+)^2 - n_3^2 k_0^2;$$

$$(k_i^{y+})^2 = n_2^2 k_0^2 - (\alpha_i^+)^2;$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$; k_i^{y+} – поперечные составляющие волнового вектора i -й волноводной моды положительного направления (проекция на ось y); m_i – порядок i -й моды; d – толщина среднего слоя волновода; $\gamma_{gh} = 1$ для ТЕ-моды и ϵ_g/ϵ_h для ТМ-моды; $\epsilon_{g,h}$ – диэлектрическая проницаемость сред g, h на частоте падающей световой волны; p_{hi}^+ – константы экспоненциального затухания поля в области h для i -й моды; n_h – показатель преломления среды h ;

$g, h = 1, 2, 3$ для внешней среды, средней части волновода и подложки соответственно.

Прохождение световой волны через область взаимодействия с поверхностной акустической волной во встречном направлении описывается уравнениями для амплитуд $A_{1,2}^-$, совпадающими по виду с уравнениями (1) при изменении направления оси x на противоположное и переносе начала координат на правую границу области взаимодействия. При этом рассогласование проекций волновых фронтов падающих и дифрагировавших световых волн встречных направлений на соответствующие им оси x в общем случае различно: $\Delta\alpha^+ \neq \Delta\alpha^-$. Действительно, хотя $\alpha_1^- = \alpha_1^+$, волновые векторы дифрагировавших волн не равны друг другу ($\alpha_2^- \neq \alpha_2^+$), т. к. не совпадают частоты дифрагировавших волн встречных направлений. Именно неравенство рассогласований проекций волновых векторов падающих и дифрагировавших волн во встречных направлениях и является причиной возникновения не взаимных эффектов.

Рассогласование $|\Delta\alpha^+ - \Delta\alpha^-| \approx 4\pi f_s n_2/c$, где f_s – частота бегущей поверхностной акустической волны. Для создания эффективных акустооптических изоляторов необходимо, чтобы максимум дифракции для одного направления соответствовал минимуму дифракции для встречного направления. Это условие выполняется при $z^+ = 0$ и $[\zeta^2 L^2 + (z^-)^2]^{1/2} = \pi$. Для 100 %-ной эффективности дифракции прямой волны $\zeta L = \pi/2$, а условие отсутствия дифракции встречной волны имеет вид $(z^-)^2 = (3/4)\pi^2$, т. е. $f_s n_2 L/c = \sqrt{3}/4$.

Для $f_s = 500$ МГц и $n_2 = 1.5$ длина взаимодействия $L = 9.8$ см. При такой длине взаимодействия может представлять интерес коллинеарная дифракция, т. к. при ней не возникает рассогласования падающей и дифрагировавшей волн. Для уменьшения длины акустооптического взаимодействия при сохранении оптимальных условий с целью создания акустооптического изолятора необходимо увеличить частоту ультразвуковой волны или использовать материал с большим показателем преломления. Так, при $n_2 = 3$ и частоте ультразвуковой волны $f_s = 2500$ МГц длина взаимодействия уменьшается до 9.8 мм. Зависимости относительной эффективности дифракции монохроматической световой волны в прямом (P^+) и встречном (P^-) направлениях от частоты поверхностной акустической волны в случае выполнения условий Брэгга при частоте $f_s = 2500$ МГц, $n_2 = 3$ и $L = 9.8$ мм приведены на рис.2. Зависимость для P^+ получена по формуле (2), а зависимость для P^- – в результате замены z^+ на z^- .

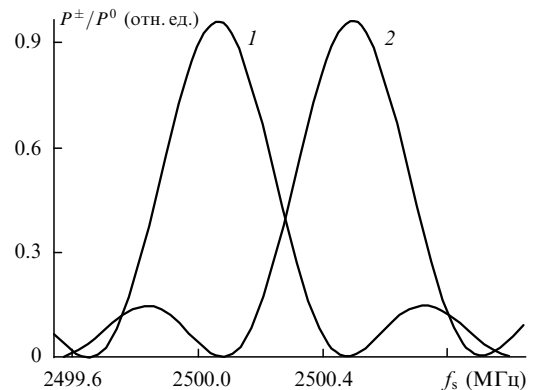


Рис.2. Зависимости эффективности дифракции прямой (P^+/P_0 , 1) и встречной (P^-/P_0 , 2) световых волн от частоты поверхностной акустической волны f_s при $\zeta = \pi/19.6$, $n_2 = 3$ и $L = 9.8$ мм.

Таким образом, проведенный анализ показывает принципиальную возможность создания интегрально-оптического изолятора, основанного на акустооптическом взаимодействии волноводных световых мод с поверхностной акустической волной. Приведенные расчеты и оценки не зависят от типа реализуемой схемы взаимодействия и справедливы как для коллинеарного, так и для неколлинеарного акустооптического взаимодействия. На наш взгляд, требуемую длину взаимодействия с учетом конечных размеров световых пучков легче обеспечить при коллинеарной дифракции. Однако практическая реализация таких устройств затрудняется отсутствием в настоящее время материалов с затуханием поверхностных акустических волн менее 1 см^{-1} на частотах порядка нескольких гигагерц либо с затуханием менее 0.1 см^{-1} на частотах порядка несколько сотен мегагерц.

Обеспечить необходимую протяженность области акустооптического взаимодействия можно при использовании двух акустооптических модуляторов, разнесенных на требуемое расстояние. Анализ подобного технического решения в случае объемного акустооптического взаимодействия проведен в работе [12].

1. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. *Радиотехника и электроника*, **20**, 2347 (1975).
2. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **8**, 1347 (1981).
3. Веселовская Т.В., Клочан Е.Л., Ларионцев Е.Г., Парфенов С.В., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **17**, 823 (1990).
4. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
5. Голяев Ю.Д., Задерновский А.А., Ливинцев А.Л. *Квантовая электроника*, **14**, 917 (1987).
6. Roy R., Schulz P.A., Walther A. *Optics Letts*, **12**, 672 (1987).
7. Clarkson W.A., Hanna D.C. *Optics Comms*, **81**, 375 (1991).
8. Castera J.-P., Meunies P.-L. *Fiber and Integrated Optics*, **8**, 71 (1988).
9. Лин Е. В сб. *Введение в интегральную оптику* (М., Мир, 1977, с. 294–335).
10. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **23**, 172 (1996).
11. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987).
12. Корниенко Л.С., Наний О.Е., Наний Н.В. *Квантовая электроника*, **17**, 1472 (1990).

О.Е.Наний. Nonreciprocal acousto-optical effect in planar waveguides.

The amplitude nonreciprocal effect in planar waveguides during the interaction of waveguide optical modes with a travelling surface acoustic wave was calculated. The possibility of constructing an optical isolator (circulator) by using collinear acousto-optical diffraction with conversion of the type of waveguide mode is demonstrated.