

Таким образом, описание процесса нагрева и поддержания плазмы сводится к одному уравнению для ее температуры, что значительно упрощает исследование этого процесса. Уравнение (9) имеет три стационарные точки, которые определяются соотношением

$$W^+ = W^- \quad (10)$$

На рис. 1 приведены зависимости  $W^+(T)$  и  $W^-(T)$  при воздействии резонансного излучения на переход  $4P_{3/2} - 4D_{5/2}$  атомов натрия. Точки пересечения этих кривых  $T_1, T_2, T_3$  являются корнями уравнения (10). В точках  $T_1$  и  $T_3$  реализуются устойчивые стационарные состояния, а в  $T_2$  — неустойчивое. В интервале температур  $[T_1, T_2]$  плазма, несмотря на воздействие излучения, охлаждается до  $T_1$ , а в  $(T_2, T_3)$  нагревается до  $T_3$  и в  $(T_3, \infty)$  снова будет охлаждаться до  $T_3$ . На рис. 1 также приведена зависимость  $W^+(T)$ , полученная при численном решении задачи с учетом 15 уровней в модели атомов натрия. Видно хорошее совпадение для  $W^+(T)$ , полученной по формуле (4) и при численном решении.

Как уже говорилось ранее, этот способ позволяет реализовать оптический разряд в газах, атомы которых имеют высокий потенциал возбуждения. На примере квазиравновесной плазмы азота атмосферного давления оценивался баланс энергии плазменного канала  $R=0.5$  см при различных температурах и интенсивностях излучения. Рассматривался переход  $3^2P_{3/2} - 3^2D_{5/2}$  атома азота. Поглощаемая энергия  $W^+$  оценивалась по формуле (4). Состав плазмы и потери энергии  $W^-$  определялись с помощью данных, приведенных в [6].

На рис. 2 приведены зависимости  $W^+(T)$  и  $W^-(T)$ . При оценке сечения фотопоглощения учитывалось доплеровское и шарковское уширение линии поглощения. Здесь же для сравнения приведена зависимость энергии  $W^+_t(T)$ , поглощаемой за счет тормозных процессов. Видно, что резонансное излучение поглощается значительно эффективнее. Результаты данной работы показывают принципиальную возможность реализации резонансного оптического разряда на возбужденных атомах, что особенно важно для газов, имеющих высокий потенциал ионизации.

#### Литература

- [1] *Measures R. M. J. Appl. Phys.*, 1977, v. 48, p. 2673—2675.
- [2] *Шанарев Н. Я. ЖТФ*, 1979, т. 49, № 11, с. 2229—2231.
- [3] *Шанарев Н. Я. ЖЭТФ*, 1981, т. 80, № 3, с. 957—962.
- [4] *Gavriluk A. P., Shaparev N. Ya. Optics Commun.*, 1981, v. 39, N 6, p. 379—382.
- [5] *Measures R. M., Cardinal P. G. Physical Review A*, 1981, v. 23, N 2, p. 804—815.
- [6] *Древесин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубникин В. С. Физика и техника низкотемпературной плазмы*. М.: Атомиздат, 1972.

Вычислительный центр СО АН СССР  
Красноярск  
Красноярский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
9 марта 1987 г.

УДК 621.372.2.8.029.7

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

### ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

А. И. Башкиров, В. М. Шандаров, С. М. Шандаров

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств оптических волноводов, создаваемых в ниобате лития путем ионного обмена в расплавах некоторых органических кислот и солей [1]. На основе подобных волноводов уже реализованы такие интегрально-оптические элементы, как поляризаторы, электрооптические модуляторы и т. д. Несомненный интерес представляет исследование акустооптических свойств ионообменных волноводов, что явилось целью данной работы.

В экспериментах использовался волновод, созданный на поверхности пластины ниобата лития X-среза высокотемпературной диффузией титана с последующим ионным обменом в расплаве бензойной кислоты. В сформированном диффузией титана волноводе в направлении оси Y могли распространяться две TE-моды с эффективными показателями преломления  $n_0^* = 2.2052$ ,  $n_1^* = 2.2045$ . Ионный обмен лития на протоны проводился при температуре  $(240 \pm$

$\pm 5$ ) °C в течение 25 мин. В результате в волноводе число  $TE$ -мод, распространяющихся в направлении оси  $Y$ , увеличилось до шести. По спектру их эффективных показателей преломления установлено, что профиль показателя преломления волновода достаточно точно аппроксимируется комбинацией ступенчатой и экспоненциальной функций

$$n(x) = \begin{cases} n_s + \Delta n_1, & d \geq x > 0, \\ n_s + \Delta n_2 \exp(-x/h), & x > d. \end{cases} \quad (1)$$

где  $n_s$  — показатель преломления подложки. Приращение показателя преломления на границе с воздухом  $\Delta n_1 = 0.12$ , толщина прямоугольной части профиля  $d = 1.65$  мкм; параметры экспоненты:  $\Delta n_2 = 0.01$ ,  $h = 2.6$  мкм.

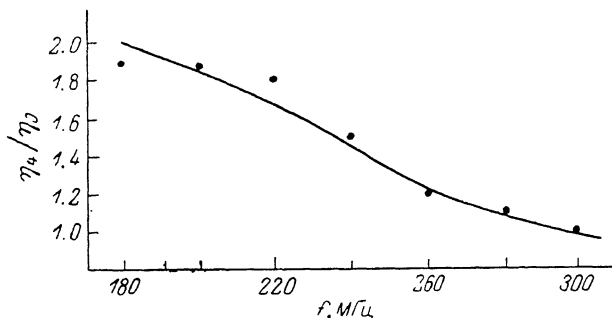


Рис. 1.

Проведены экспериментальные исследования частотных зависимостей эффективности акустооптического взаимодействия  $TE$ -волн с поверхностными акустическими волнами (ПАВ) в диапазоне частот до 300 МГц. Возбуждение ПАВ осуществлялось торцевым пьезопреобразователем [2]. Свет ( $\lambda = 0.63$  мкм) вводился в волновод и выводился из него призмами из фосфида галлия. Эксперименты выявили существенное отличие дифракции света на ПАВ в данном волноводе по сравнению с волноводами  $\text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$ . Оказалось, что в некотором диапазоне частот дифракционная эффективность  $\eta_m$  для процессов типа  $TE_m - TE_m$  возрастает с увеличением номера взаимодействующих мод. Так, на рис. 1 представлена зависимость от частоты от

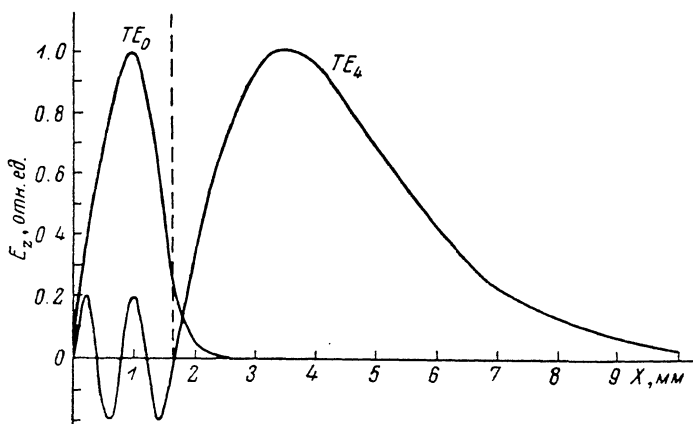


Рис. 2.

ношения  $\eta_4/\eta_0$  для мод  $TE_4$  и  $TE_0$  (точки — эксперимент). Как известно [3], в волноводах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$  для дифракционных процессов  $TE_m - TE_m$  всегда выполняется соотношение  $\eta_m > \eta_{m+1}$  ( $m$  — номер волноводной моды). Наблюдаемое в волноводе  $\text{H}^+ : \text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$  соотношение дифракционных эффективностей для разных  $TE$ -мод можно объяснить следующим образом.

В волноводах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$  при распространении ПАВ в направлении  $Z$  по поверхности  $X$ - и  $Y$ -срезов основной вклад в дифракцию  $TE$ -волн на ПАВ обусловлен электрооптическим эффектом и определяется величиной электрооптического коэффициента  $r_{33}$ . В [4] показано, что в волноводах  $\text{H}^+ : \text{LiNbO}_3$  величина  $r_{33}$  уменьшается по сравнению с его величиной в волноводах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$ . Расчет распределения полей мод волновода с профилем (1) показал, что

поле  $TE_0$ -моды практически полностью локализовано в ионообменном слое, а основная энергия  $TE_4$ -моды переносится в области, где волноводный эффект обусловлен диффузией титана (рис. 2). Учитывая вклад в дифракцию лишь электрооптического эффекта, при малой эффективности дифракции можно получить приближенное соотношение для  $\eta_4/\eta_0$  в виде

$$\frac{\eta_4}{\eta_0} = \left( \frac{r_{33}}{r_{33}^I} \right)^2 \frac{|\Gamma_4|^2}{|\Gamma_0|^2},$$

где  $r_{33}^I$  — величина  $r_{33}$  в ионообменном слое;  $\Gamma_m$  — величина интеграла перекрытия поля  $TE$ -волны с пьезоэлектрическим полем ПАВ. Расчет интегралов перекрытия по найденным распределениям полей и известным параметрам ПАВ для  $LiNbO_3$  XZ-среза [5] позволил с помощью измеренных величин  $\eta_4/\eta_0$  найти отношение  $r_{33}/r_{33}^I \simeq 2.3$ . Зависимость от частоты ПАВ величины  $\eta_4/\eta_0$  для этого случая приведена на рис. 1 (кривая). Видно, что согласие между данными расчета и эксперимента достаточно хорошее. В заключение следует отметить, что, несмотря на уменьшение эффективности акустооптического взаимодействия, волноводы  $H^+ : LiNbO_3 : Ti$ , по-видимому, могут использоваться для создания высокочастотных планарных акустооптических устройств. Действительно, для двух волноводов с одинаковым профилем и нормированной толщиной в случае малой эффективности дифракции  $\eta_m$  справедливо соотношение [3]

$$\eta_m^{(1)}/\eta_m^{(2)} \simeq f_0^{(1)}/f_0^{(2)} = (\Delta n_{1,2})^{1/2},$$

где  $f_0^{(1,2)}$  — частоты, соответствующие максимальной эффективности дифракции;  $\Delta n_{1,2}$  — преращения показателей преломления.

Таким образом, большая величина  $\Delta n$  в волноводах  $H^+ : LiNbO_3$  позволяет на более высоких частотах обеспечить примерно такую же величину дифракционной эффективности  $TE$ -волн на ПАВ, как в волноводах  $LiNbO_3 : Ti$ .

#### Литература

- [1] Бурицкий К. С., Золотов Е. М., Черных В. А. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 2, с. 72—75.
- [2] Серебренников Л. Я., Шандаров В. М., Шандаров С. М. Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 5, с. 288—290.
- [3] Колосовский Е. А., Петров Д. В., Царев А. В. Квант. электр., 1980, т. 7, № 8, с. 1728—1732.
- [4] Becker R. A. Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 2, p. 131—133.
- [5] Jinyu Xu, Yixin Chen. Shanghai jiaotong dasue xuetao, 7 Shanghai Jiaotong Univ., 1983, N 2, p. 99—110.

Томский институт

автоматизированных систем управления  
и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию  
16 марта 1987 г.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПУЧКЕ ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ КРОССОВЕРА В КРОССОВЕР

Е. В. Шпак

При расчете токопрохождения в электронно-оптических системах (ЭОС) и определении параметров формируемого системой кроссовера хорошо зарекомендовал себя метод, основанный на нахождении огибающих пучков заряженных частиц [1, 2]. В работе [3] найдены выражения огибающих параксиальных пучков при различных видах фазовых контуров на входе. В этой работе показано, что для контуров, расположенных внутри прямоугольника или ромба и имеющих общие с ними вершины, огибающие не отличаются от тех, которые соответствуют фазовому прямоугольнику или ромбу, а изменяется лишь распределение плотности тока. Данная работа посвящена исследованию распределения плотности тока в параксиальных пучках с различными граничными фазовыми контурами на входе.

Рассмотрим ЭОС, в которой на основной траектории продольное магнитное поле отсутствует. Введем криволинейную систему координат  $x, y, s$ , орты которой направлены соответственно по нормали, бинормали и касательной к основной траектории. Для систем с прямой осью она переходит в декартову систему координат  $x, y, z$ . В параксиальном приближении движения в направлениях  $x$  и  $y$  являются независимыми. Введем нормированные