

МОДЕЛИРОВАНИЕ, РАСЧЕТ И ПРИМЕНЕНИЕ  
ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

УДК 621.372.8

К. К. Зилинг, А. Е. Колосовская

(Новосибирск)

МИНИМАЛЬНЫЕ ПОЛУВОЛНОВЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ,  
ДОСТИЖИМЫЕ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРАХ  
НА ОСНОВЕ ДИФФУЗИОННЫХ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Решена задача электрооптического взаимодействия фундаментальной моды канального волновода диффузионного типа с полем электродов. При решении использованы обобщенные переменные. На основе анализа решения найдена совокупность параметров структуры волновод — электродная система, обеспечивающая наименьшие возможные полуволновые напряжения  $U_x$ . Установлено, что фактором, принципиально ограничивающим снизу значения  $U_x$  в красной и инфракрасной областях спектра, является максимальная величина приращения показателя преломления, достижимая в диффузионном волноводе. Для волноводов  $Ti:LiNbO_3$  построена зависимость минимального  $U_x$  от  $\lambda$ . Показано, что введение буферного слоя качественно не меняет результатов анализа.

**Введение.** Возможность использования волноводных электрооптических модуляторов и переключателей, а также матриц на их основе в системах передачи и обработки оптического сигнала привела к интенсивному изучению их рабочих характеристик. Наряду с быстродействием, одной из таких характеристик является полуволновое напряжение, определяющее в итоге минимальные геометрические размеры отдельных устройств и их матриц.

Эффективность электрооптического взаимодействия в таких структурах исследована в [1—4]. Полученные результаты в основном касаются влияния на управляющее напряжение положения волновода относительно электродов различной конфигурации либо соотношения между геометрическими размерами поля моды и межэлектродным зазором. Показано, что увеличение эффективности взаимодействия требует минимизации размеров поля моды, однако не выяснено, какие факторы ограничивают возможность такой минимизации.

Целью настоящей работы является определение фактора, принципиально ограничивающего снизу величину полуволнового напряжения и нахождение значений этого напряжения. Расчеты проведены для одного из наиболее перспективных классов интегрально-оптических устройств — модуляторов на сегнетоэлектрических кристаллах типа  $LiNbO_3$ , волноводные структуры в которых формируются диффузией примеси из нанесенной тонкой пленки.

**Постановка задачи и метод решения.** В качестве расчетной модели рассмотрена система, состоящая из диффузионного канального волновода, поддерживающего квази- $TE_{00}$ -моду, и симметрично расположенной пары электродов. Электроды могут располагаться непосредственно на поверхности подложки либо отделяться от нее буферным слоем толщиной  $T_{буф}$ . Для определенности считаем подложку  $Y$ -срезом одноосного кристалла. Общий вид устройства и расположение кристаллографических осей показаны на рис. 1.

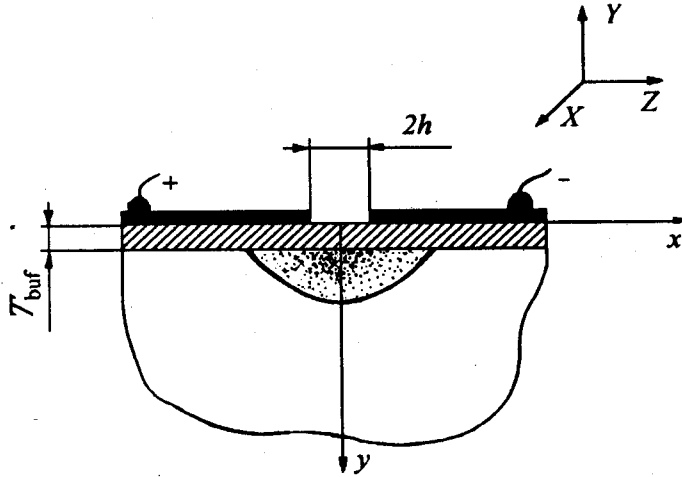


Рис. 1. Схема фазового интегрально-оптического модулятора:  
на данном рисунке X, Y, Z — кристаллографические оси

Полуволновое напряжение  $U_x$  такой системы определяется известным выражением [1, 2]:

$$U_x l = \left[ \frac{\pi \lambda}{r_{33} n_e^3} \right] \left[ \frac{h}{\Gamma} \right], \quad (1)$$

где  $l$  — длина области взаимодействия;  $\lambda$  — длина волны света;  $r_{33}$  — электрооптический коэффициент;  $n_e$  — необыкновенный показатель преломления (ПП) подложки;  $h$  — полуширина зазора между электродами;  $I^* = \frac{\Gamma}{h}$  — величина, называемая геометрическим фактором либо интегралом перекрытия:

$$I^* = \frac{\pi}{U} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P_x^2(x, y) E_x(x, y) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} P_x^2(x, y) dx dy}. \quad (2)$$

Здесь  $P_x(x, y)$  и  $E_x(x, y)$  —  $x$ -компоненты амплитуды напряженности электрического поля моды и поля от приложенного к электродам напряжения  $U$  соответственно.

Ограничимся рассмотрением типичного для практики случая, когда ширина электродов много больше  $2h$  и их можно считать полубесконечными. Тогда выражение для  $E_x$  может быть представлено в виде [2]:

$$E_x(x^*, y^*) = \frac{U \sin \varphi / 2}{\pi R}, \quad (3)$$

где  $x^* = x/h$ ,  $y^* = \sqrt{\epsilon_x / \epsilon_y} \frac{y}{h}$ ,  $\varphi = \arctg \left( \frac{2x^* y^*}{x^{*2} - y^{*2} - 1} \right)$ ,

$R = ((x^{*2} - y^{*2} - 1)^2 + 4x^* y^{*2})^{1/4}$ ,  $\epsilon_x$  и  $\epsilon_y$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости подложки.

Основная трудность при расчете  $I^*$  связана с определением  $P_x(x, y)$ . Предполагая, что волновод получен диффузией из мгновенного источника, воспользуемся методом [5—7], согласно которому  $P_x$  представляется в форме

$P_x(x, y) \approx F(x)G(y)$ . Функции  $F(x)$  и  $G(y)$  являются решением системы уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + k_0^2(n^2(x, y) - N_m^2(x))G = 0, \\ \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + k_0^2(N_m^2(x) - N_{mn}^2)F = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь  $n(x, y) = n_e + \Delta n_e f(x)g(y)$ ,  $\Delta n_e = n_s - n_e$ ,  $g(y) = \exp(-y^2/D^2)$ ,

$$f(x) = \frac{1}{2} \{ \operatorname{erf}[L(1 + 2x/W)] + \operatorname{erf}[L(1 - 2x/W)] \},$$

$L = \frac{W}{2\alpha D}$ ,  $D$  — диффузионная длина,  $W$  — ширина полоски диффузанта, коэффициент  $\alpha$  — отношение диффузионных длин параллельно и перпендикулярно поверхности,  $n_e$  — ПП на поверхности волновода,  $k_0$  — волновое число,  $N_{mn}$  — эффективный показатель преломления моды с индексами  $m$  и  $n$ .

Видно, что выражение (1) распадается на два сомножителя, первый из которых содержит только материальные константы и длину волны. Вторым сомножителем, анализ которого и является целью работы, содержит все параметры, характеризующие волновод и электродную систему.

Из (3) и (4) видно, что  $I^*$  зависит от восьми величин:  $h$ ,  $\epsilon_x/\epsilon_y$ ,  $\lambda$ ,  $n_e$ ,  $\Delta n_e$ ,  $\alpha$ ,  $W$ ,  $D$ . В дальнейшем будем считать  $(\epsilon_x/\epsilon_y)^{1/2} \approx 1,2$ , что соответствует кристаллу  $\text{LiNbO}_3$ . Для прочих кристаллов полученные ниже результаты будут справедливы приближенно.

Для сокращения количества фигурирующих в  $I^*$  величин введем предложенные в [5, 8] безразмерные параметры:

$$V = k_0 D \sqrt{2\Delta n_e n_e}, \quad (5)$$

$$J = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} \frac{\operatorname{erf} L}{L}, \quad (6)$$

а также параметр

$$H = \frac{h}{D}, \quad (7)$$

который можно интерпретировать как масштаб электродной части модулятора относительно волноводной.

В этом случае система уравнений (4) примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 G}{\partial Y^2} + V^2(f(X)g(Y) - B_m(X))G = 0, & (a) \\ \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} + \frac{V^2}{J^2} (B_m(X) - B_{mn})F = 0, & (b) \end{cases} \quad (8)$$

где  $B_m(X) = \frac{N_m^2 - n_e^2}{n_s^2 - n_e^2}$ ;  $B_{mn} = \frac{N_{mn}^2 - n_e^2}{n_s^2 - n_e^2}$ ;  $X = x \frac{\sqrt{\pi \operatorname{erf} L}}{\alpha L}$ ;  $Y = \frac{y}{D}$ . При этом фигурирующие в (3) и (8) переменные связаны соотношениями  $x^* = X/HJ$ ,  $y^* = [Y(\epsilon_x/\epsilon_y)^{1/2}]/H$ .

Теперь интеграл  $\Gamma$  является функцией только  $V$ ,  $J$  и  $H$  и выражение (1) принимает вид:

$$U_{\pi l} = \left[ \frac{\pi \lambda}{n_e^3 r_{33}} \right] \left[ \frac{1}{\Gamma(V, J, H)} \right] h. \quad (9)$$

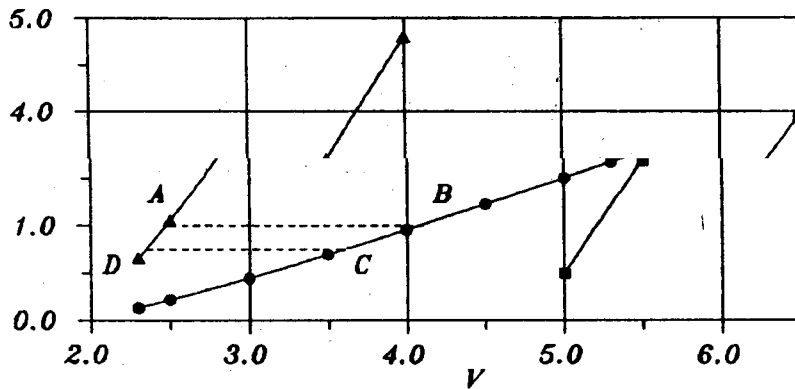


Рис. 2. Линии отсечек квази-ТЕ-мод канального диффузионного волновода: мода 00 — темные треугольники, мода 10 — темные квадраты, мода 01 — темные кружки

Используя (5), (7), это выражение можно также представить в форме

$$U_x l = \left[ \frac{\pi \lambda}{n_e^3 r_{33}} \right] \left[ \frac{H}{\Gamma(V, J, H)} \right] D \quad (10)$$

либо

$$U_x l = \left[ \frac{\pi \lambda}{n_e^3 r_{33}} \right] \left[ \frac{1}{k_0 \sqrt{2n_e}} \right] \left[ \frac{HV}{\Gamma(V, J, H)} \right] (\Delta n_e)^{-1/2}. \quad (11)$$

Для решения системы (8) использовался приближенный численный метод, предложенный в [9]. При вычислении  $\Gamma$  применен метод интегрирования Эрмита [10], позволяющий учесть особенности в точках, соответствующих краям электродов.

Область изменения параметров. Рассмотрим область изменения параметров  $V$  и  $J$ . Ее можно ограничить, исходя из следующих соображений.

1. Используемые в электрооптических модуляторах волноводы должны поддерживать лишь одну моду данной поляризации. На рис. 2 представлены вычисленные для волноводов рассматриваемого типа кривые отсечки мод с индексами (0, 0), (0, 1) и (1, 0). Интересующие нас значения  $V$  и  $J$  находятся внутри области, ограниченной этими кривыми.

2. Вследствие зависимости скорости диффузии от состава [11, 12] для ниобата и танталата лития всегда имеет место соотношение  $\alpha \geq 1$  и, следовательно,  $J \leq 1$ . Таким образом, теоретически доступная область изменения  $V$  и  $J$  лежит ниже отрезка  $AB$  на рис. 2. Однако значение  $J = 1$  соответствует случаю  $W/D \ll 1$ , т. е. диффузии из тонкой нити. На практике более реальна ситуация, когда  $W$  и  $D$  соизмеримы, например,  $W/2D \approx 1$ , что соответствует  $J \approx 0,75$  и отрезку  $CD$ .

Результаты и обсуждение. В отсутствие буферного слоя оценку минимальных значений  $U_x l$  и определение фактора, который эти значения лимитирует, можно провести, используя выражения (9)–(11), т. е. сопоставляя величины  $B_1 = (h/\Gamma)_{\min}$ ,  $B_2 = (DH/\Gamma)_{\min}$  и  $B_3 = [(HV/\Gamma)(k_0 \sqrt{2n_e})^{-1} (\Delta n_e)^{-1/2}]_{\min}$ .

На рис. 3 представлена поверхность  $[1/\Gamma(V, J)]$ , вычисленная при фиксированном значении  $H = 1$ . Поверхности, полученные при других  $H$ , имеют качественно тот же самый вид: в рассматриваемой области изменения  $V$  и  $J$

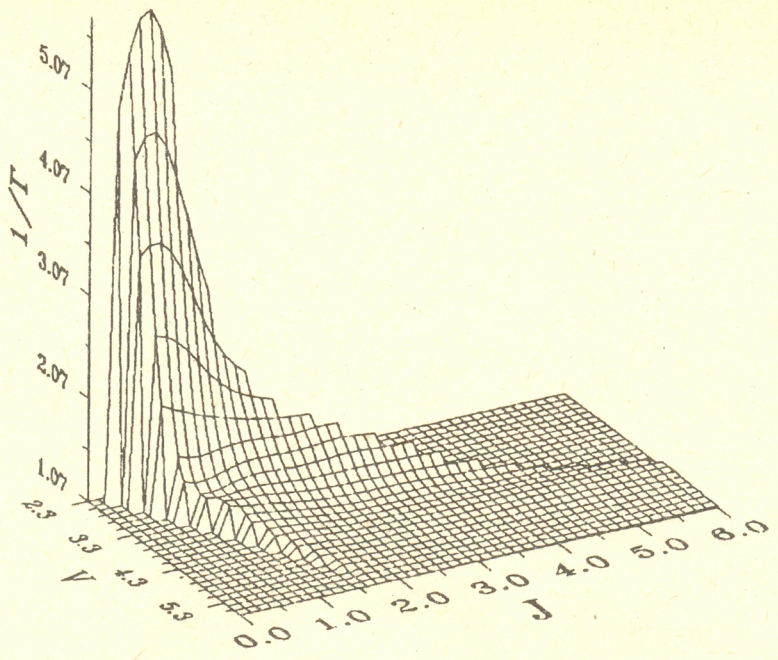


Рис. 3. Поверхность  $[1/\Gamma(V, J)]$  при  $H = 1,0$  для области существования квази- $TE_{00}$ -моды

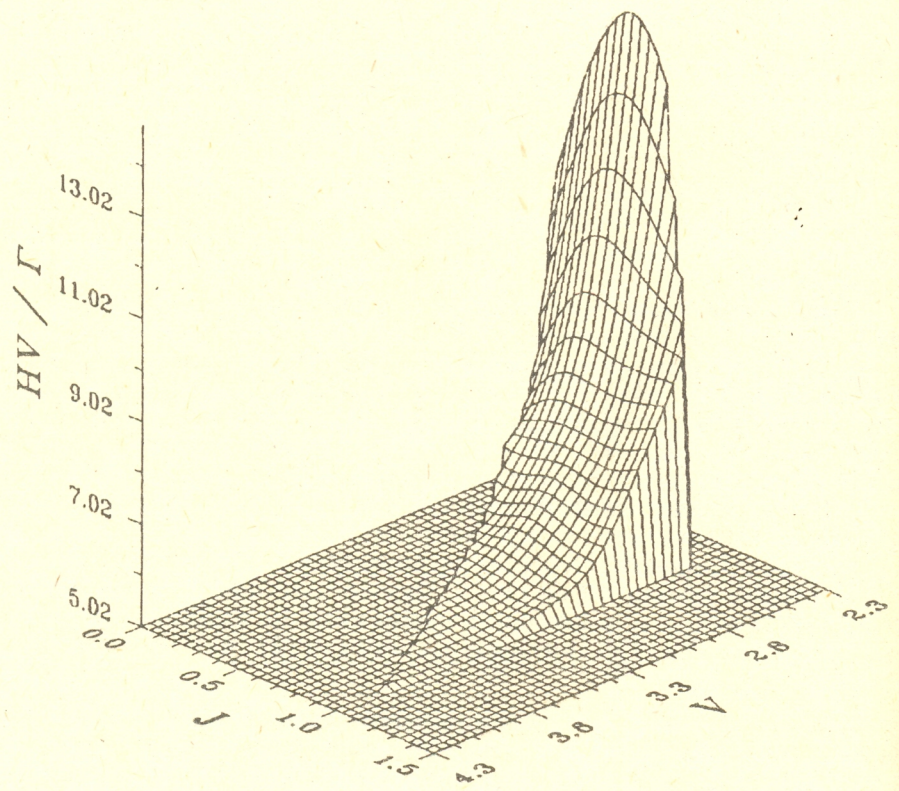


Рис. 4. Поверхность  $[HV/\Gamma(V, J)]$  при  $H = 1,0$  для области существования квази- $TE_{00}$ -моды, лежащей ниже линии  $J = 1,0$

минимальные значения  $(1/\Gamma)$  близки к единице и соответствуют точкам отрезка  $BC$  на рис. 2. Таким образом,  $B_1 \sim h$ . Легко показать, что оценки с использованием  $B_2$  и  $B_3$  эквивалентны, поскольку минимальные значения  $D$  и максимальные значения  $\Delta n$ , определяются одним и тем же условием — возможностью представления  $\Delta n(x, y)$  как  $\Delta n_x f(x)g(y)$ , т. е. применимостью модели мгновенного источника к реальному диффузионному процессу.

Далее будет использоваться величина  $B_3$  как наиболее удобная для анализа. На рис. 4 представлена поверхность  $[HV/\Gamma]$ , вычисленная при  $H = 1$ . Аналогичный вид зависимости  $[HV/\Gamma]$  от  $V$  и  $J$  был получен при изменении  $H$  от 0,5 до 2. Таким образом, наименьшие значения этой функции следует искать в области  $ABCD$  (см. рис. 2) вблизи линии, соответствующей отсечке моды (01). Зависимость  $[HV/\Gamma]$  от  $H$  для различных точек линии  $AB$  ( $J = 1$ ) представлена на рис. 5. Аналогичные зависимости получены и для линии  $J = 0,75$ . Из рисунка следует, что для каждой пары значений  $V$  и  $J$  существует некоторое значение  $H = H^*$ , соответствующее минимуму  $[HV/\Gamma]$ . Зависимость этого значения  $[H^*V/\Gamma]_{\min}$  от  $H^*$  при движении вдоль линий  $AB$  и  $CD$  представлена на рис. 6. Обозначим через  $F_j$  наименьшее из всех  $[H^*V/\Gamma]_{\min}$ , достижимых при движении вдоль отрезка  $J = \text{const}$ . Как видно из рис. 6,  $F_1$  соответствует точке  $B$ , а  $F_{0,75}$  — точке  $C$  на рис. 2. Численные значения  $F_j$  для этих двух точек и соответствующие величины  $V, J, H^*$  приведены в табл. 1.

В этом случае  $B_3 = [F_j \lambda / (2\pi(2n_e)^{1/2}(\Delta n_e)^{1/2})]$ , и при постоянных  $F_j, \lambda$  и  $n_e$  значение этой величины определяется максимально возможным  $\Delta n_e$ .

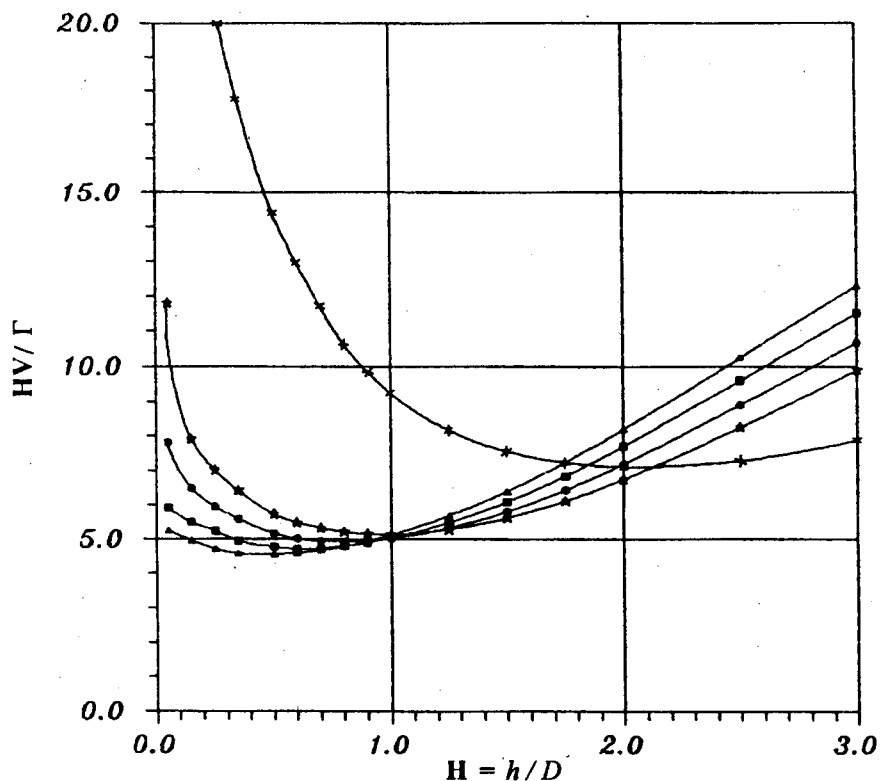


Рис. 5. Зависимость  $[HV/\Gamma(V, J)]$  от  $H$  при  $J=1,0$  и значениях  $V$ :

2,50 (крестики), 3,30 (темные звездочки), 3,56 (темные кружки), 3,84 (темные квадраты), 4,10 (темные треугольники)



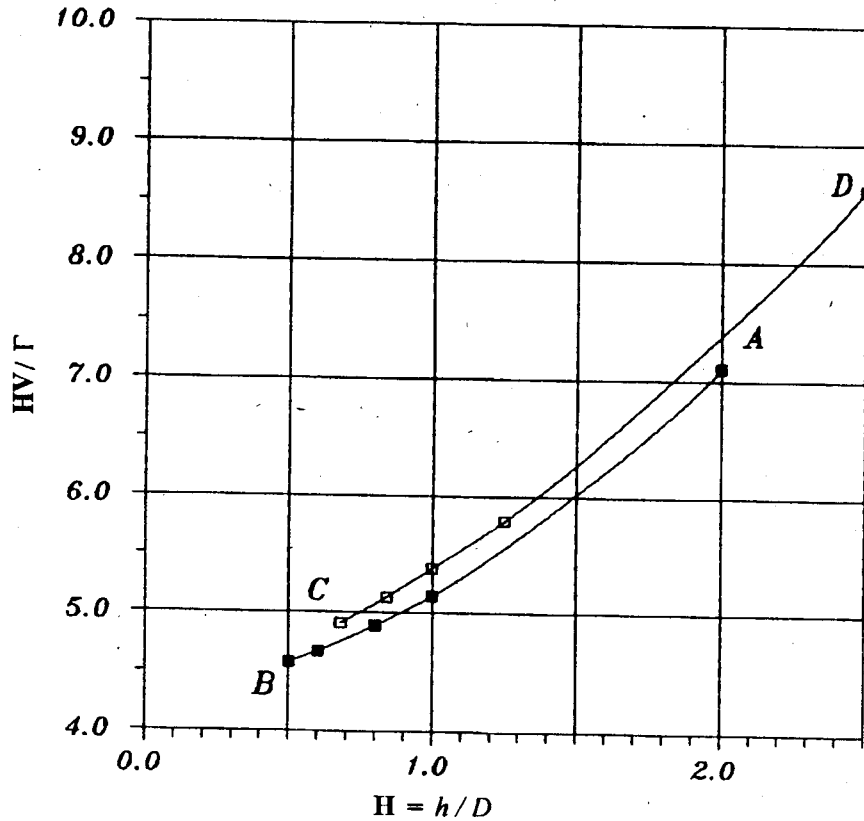


Рис. 6. Наименьшие достижимые значения  $[H^*V/Г]$  от  $H^*$  для области ABCD:

темные квадраты —  $J = 1,00$  ( $V = 2,50, 3,30, 3,56, 3,84, 4,10$ ); светлые квадраты —  $J = 0,75$  ( $V = 2,35, 2,95, 3,20, 3,40, 3,60$ )

Из проделанных в [13] оценок следует, что диффузия из нанесенного слоя описывается моделью мгновенного источника, если максимальная концентрация примеси  $C_{\max} \leq C^*/2$ , где  $C^*$  — предельная растворимость диффузанта в кристалле при температуре получения. Обычно  $\Delta n_s$  и  $C$  связаны коэффициентом пропорциональности  $A$ . Тогда

$$\Delta n_s \leq AC^*/2 \quad (12)$$

и величина  $AC^*$  является критерием для выбора легирующей примеси. Известно, что одна из наиболее эффективных примесей — титан. Для системы  $Ti : LiNbO_3$   $A \approx 0,20$ ,  $C^* \approx 0,28$  г/см<sup>3</sup> [13], и, следовательно,  $\Delta n_s \approx 0,028$ . Для системы  $Ti : LiTaO_3$  эти величины равны соответственно 0,23, 0,20 г/см<sup>3</sup> [13] и 0,023. Подсчитанные таким образом величины  $\Delta n_s$  достаточно хорошо коррелируют с измеренными непосредственно на волноводных структурах при  $\lambda = 0,63$  мкм значениями  $\Delta n_s \approx 0,03 \div 0,025$ . Увеличение  $\lambda$  ведет к некоторому уменьшению  $\Delta n_s$  вследствие дисперсии [8, 14].

Полагая, что минимальное расстояние между электродами  $2h \approx 2$  мкм, легко убедиться, что при  $\lambda \geq 0,5$  мкм  $(B_3/B_1) > 1$ . Таким образом, в красной и инфракрасной областях спектра минимальное значение  $U_{\pi l}$  лимитируется максимально возможными значениями  $\Delta n_s$ , и задача понижения  $U_{\pi l}$  является фактически задачей материаловедения.

Численная оценка минимально возможного полуволнового напряжения может быть получена непосредственно из выражения (11) и табл. 1:

$$U_{\pi} l \geq \left( \frac{F_j}{2\sqrt{2}} \right) \left[ \frac{\lambda^2}{n_e^{7/2} r_{33} \Delta n_e^{1/2}} \right]. \quad (13)$$

В качестве примера на рис. 7 представлена зависимость правой части (13) от  $\lambda$  для системы Ti : LiNbO<sub>3</sub>. При расчете учтена дисперсия  $n_e$  и оцененная в [14] дисперсия  $\Delta n_e$ . Принято, что при  $\lambda = 0,63$  мкм  $\Delta n_e = 0,03$ .

В табл. 2 приведен вычисленный для  $\lambda = 0,83$  мкм,  $\alpha = 1$ ,  $J = 0,75$  набор геометрических и физических параметров, обеспечивающий получение минимального значения  $U_{\pi} l$ . Видно, что реализация приведенного набора  $D$ ,  $h$ ,  $\Delta n_e$  и  $W$  не представляет каких-либо принципиальных трудностей. Более того, поскольку значение  $[HV/\Gamma]$  в области минимума достаточно слабо зависит от  $H$ , величина межэлектродного зазора может быть увеличена примерно до 3 мкм без существенного увеличения  $U_{\pi} l$ .

Для сравнения результатов расчета с экспериментом на рис. 7 точками указаны значения  $U_{\pi} l$ , подсчитанные по приведенным в литературе результа-

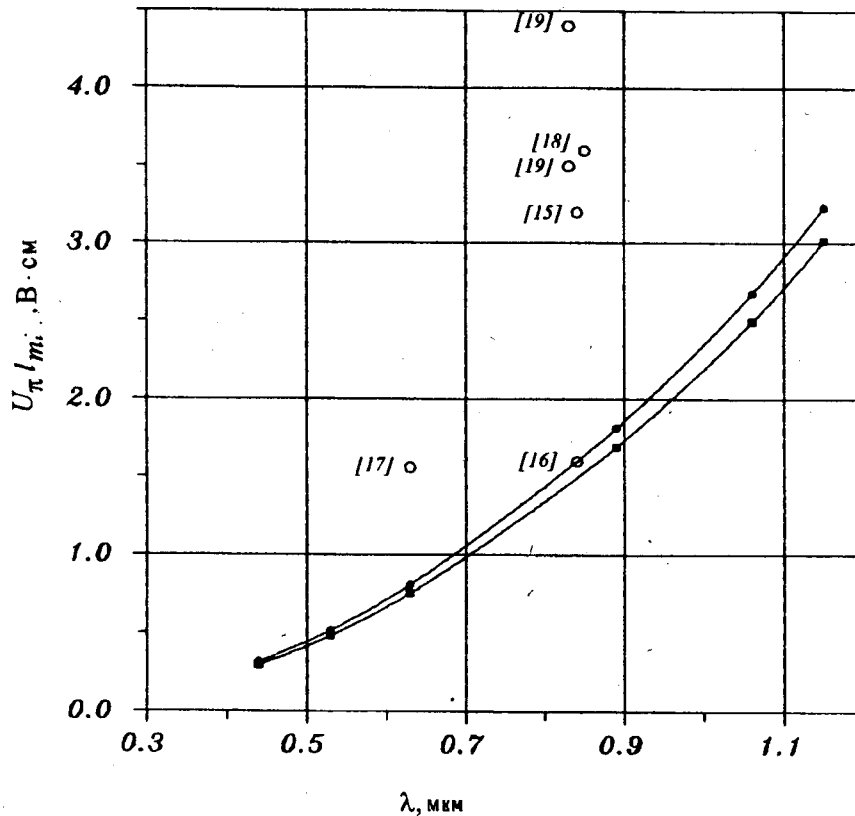


Рис. 7. Зависимость  $[U_{\pi} l]_{\min}$  от  $\lambda$  для LiNbO<sub>3</sub>:

темные кружки — при  $J = 0,75$ ; темные квадраты — при  $J = 1,0$ ; светлые кружки — экспериментальные данные; цифры соответствуют номерам ссылок



там измерений на рассматриваемых структурах. При сравнении экспериментальных и расчетных данных необходимо принять во внимание, что такие константы, как  $A$  и  $\alpha$ , как правило, авторами не приводятся, и поэтому значение  $\Delta n$  может быть определено лишь приблизительно. Тем не менее видно, что почти все результаты измерений, за исключением [16], находятся выше расчетных кривых, и, таким образом, параметры структур не являются оптимальными с точки зрения полуволнового напряжения.

В [16] приведено наиболее близкое к расчетному значение  $U_{\pi}l = 1,6 \text{ В} \cdot \text{см}$  для  $\lambda = 0,84 \text{ мкм}$ . Результат получен на структуре с  $W = 3 \text{ мкм}$ ,  $2h = 3 \text{ мкм}$ ,  $N = 0,79$ , что сопоставимо с параметрами, указанными в табл. 2.

Хорошо известно, что для уменьшения оптических потерь в рассматриваемых конструкциях между волноводом и электродной структурой часто вводится слой диэлектрика толщиной  $100\text{--}200 \text{ нм}$ . В результате величина  $E_x$  заметно падает [4]. Для диэлектрика с  $\epsilon \approx \epsilon_{\text{LiNbO}_3}$  это приводит к увеличению полуволнового напряжения приблизительно на  $10\%$  [2], а при использовании в качестве буферного слоя  $\text{SiO}_2$  — на  $20\text{--}40\%$  [3].

Естественным является вопрос, каким образом наличие буферного слоя скажется на результатах проведенного анализа, т. е. не изменятся ли значения параметров, соответствующих минимуму  $[NV/\Gamma]$ . В настоящей работе проведен расчет зависимостей  $[NV/\Gamma]$  от  $N$  при наличии буферного слоя толщиной  $T_{\text{buf}} = 0; 100$  и  $200 \text{ нм}$ . Наличие такого слоя с  $\epsilon \approx \epsilon_{\text{LiNbO}_3}$  моделировалось сдвигом поля моды внутрь подложки на величину, равную  $T_{\text{buf}}$ . На рис. 8 приведены указанные зависимости для точки  $B$  ( $J = 1, V = 4,1$ ). Видно, что положение

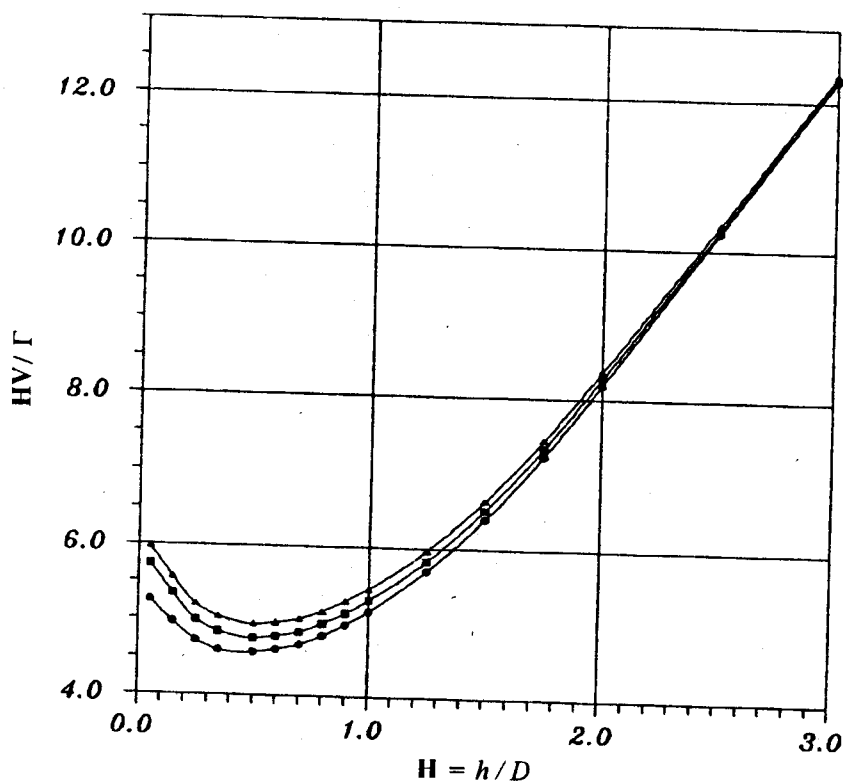


Рис. 8. Зависимость  $[NV/\Gamma(V, J)]$  от  $N$  для точки  $B$  ( $V = 4,1, J = 1,0$ ) при различных толщинах буферного слоя (нм):

темные кружки —  $T_{\text{buf}} = 0$ , темные квадраты —  $T_{\text{buf}} = 100$ , темные треугольники —  $T_{\text{buf}} = 200$

минимума при введении буферного слоя практически не меняется, и, следовательно, результаты анализа справедливы и для этого случая. Относительное увеличение  $F_1$  для  $T_{\text{buf}} = 200$  нм составляет 8 %, что близко к результатам [2].

Заключение. В работе показано, что фактором, лимитирующим величину полуволнового напряжения рассматриваемых устройств в красной и инфракрасной областях спектра, является максимальная величина  $\Delta n$ , реализуемая в волноводе. Для наиболее широко используемых в настоящее время волноводов Ti : LiNbO<sub>3</sub> построена зависимость минимально возможного  $U_x l$  от  $\lambda$  и приведены данные, позволяющие рассчитывать оптимальную по этому параметру конструкцию волновода и электродной структуры. Продемонстрировано, что наличие буферного слоя качественно не меняет полученные результаты.

В заключение авторы хотели бы выразить свою признательность В. В. Атучину за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marcuse D. Optimal electrode design for integrated optics modulators // IEEE J. Quant. Electron.—1982.—QE-18, N 3.—P. 393.
2. Ramer O. G. Integrated optic electrooptic modulator electrode analysis // Ibid.—P. 386.
3. Thylen L., Granestr and P. Integrated optic electrooptic device electrode analysis: the influence of buffer layer // J. Opt. Commun.—1986.—7, N 1.—P. 11.
4. Sabatier C., Caquot E. Influence of a dielectric buffer layer on the field distribution in an electrooptic guided-wave device // IEEE J. Quant. Electron.—1986.—QE-22, N 1.—P. 32.
5. Burns W. K., Hocker G. B. Endfire coupling between optical fiber and diffused channel waveguides // Appl. Opt.—1977.—6, N 8.—P. 2046.
6. Бурицкий К. С., Золотов Е. М., Прохоров А. М., Черных В. А. Определение характеристик канальных диффузионных волноводов в LiNbO<sub>3</sub> // Квантовая электрон.—1981.—8, № 4.
7. Styroky J., Hofman M., Janta J., Schrofel J. 3-D analyses of LiNbO<sub>3</sub> : Ti channel waveguides on directional couplers // IEEE J. Quant. Electron.—1984.—QE-20, N 4.—P. 400.
8. Васильев В. В., Зилинг К. К., Тишковская Л. В. Использование обобщенных параметров для описания характеристик канальных волноводов // Квантовая электрон.—1986.—13, № 7.
9. Зилинг К. К., Колосовская А. Е. Приближенные методы расчета диффузионных канальных волноводов // Автометрия.—1987.—№ 6.
10. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений.—М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1959.
11. Holmes R. J., Minford W. J. The effects of boule to boule compositional variation on the properties of LiNbO<sub>3</sub> electrooptic devices — an interpretation from defect chemistry studies // Ferroelectrics.—1987.—75.—P. 63.
12. Атучин В. В., Зилинг К. К. Влияние состава кристаллов на параметры оптических волноводов LiNbO<sub>3</sub> : Ti и LiTaO<sub>3</sub> : Ti // ЖТФ.—1990.—60.—С. 146.
13. Атучин В. В., Зилинг К. К., Покровский Л. Д. Диффузия титана в LiNbO<sub>3</sub> и LiTaO<sub>3</sub> из поверхностного источника // Поверхность.—1987.—№ 8.
14. Золотов Е. М., Прохоров А. М., Черных В. А. Исследование диффузии Ti в LiNbO<sub>3</sub> при получении оптических волноводов // Квантовая электрон.—1980.—7, № 4.
15. Becker R. A. Broad-band guided-wave electrooptic modulators // IEEE J. Quant. Electron.—1984.—QE-20, N 7.—P. 723.
16. Cross P. S., Baumgartner R. A., Koerner B. H. Microwave integrated optical modulator // Appl. Phys. Lett.—1984.—44, N 5.—P. 22.
17. Auracher F., Keil R. Design considerations and performance of Mach-Zehnder waveguide modulators // Wave Electronics.—1980.—N 4.—P. 129.
18. Becker R. A. Travelling-wave electro-optic modulator with maximum bandwidth-length product // Appl. Phys. Lett.—1984.—45, N 11.—P. 1168.
19. Bulmer C. H., Burns W. K. Linear interferometric modulators in Ti : LiNbO<sub>3</sub> // J. Lightwave Techn.—1984.—LT-2, N 4.—P. 512.

Поступила в редакцию 11 декабря 1992 г.