

увеличении плотности плазмы ток пучка ионов H^- достигает значения тока насыщения, которое можно оценить по следующей формуле:

$$I_{\text{H}^-}^{\text{с}} = eKW_0 n_{\text{D}^-} / n_+ \{ \langle \sigma_1 v_{\text{D}^-} \rangle / (\langle \sigma_2 v_e \rangle + \langle \sigma_3 v_+ \rangle) \} n_{\text{H}^-} \langle v_{\text{H}^-} \rangle S, \quad (3)$$

где S — площадь поперечного сечения объема перезарядки, из которого извлекаются ионы H^- ; у нас $S=1 \text{ см}^2$.

Температура электронов плазмы, генерируемой данным источником, $T_e \approx 2 \text{ эВ}$, температура ионов $T_i \approx 5 \text{ эВ}$ [9].

Пользуясь данными о сечениях процессов [8], имеем $\langle \sigma_1 v_{\text{D}^-} \rangle \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $\langle \sigma_2 v_e \rangle \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, $\langle \sigma_3 v_+ \rangle \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. По результатам данной работы $n_{\text{D}^-} / n_+ = 3 \cdot 10^{-4}$, по данным работы [6] $n_{\text{H}^-} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $KW_0 \sim 0.1$. Полагая для оценки $\langle v_{\text{H}^-} \rangle = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, из формулы (3) получаем $I_{\text{H}^-}^{\text{с}} = 0.25 \text{ мкА}$, что хорошо согласуется с экспериментальным результатом.

Из проведенных измерений и анализа метода следует, что возможность получения интенсивного пучка ионов H^- по данному методу решающим образом зависит от параметров плазменной дейтериевой мишени. При относительной плотности ионов D^- в плазме $n_{\text{D}^-} / n_+ \sim 0.1$, температуре электронов $T_e \sim 1 \text{ эВ}$, температуре ионов $T_i \sim 10^2 \text{ эВ}$ (характерной для поверхностно-плазменных источников) и поперечной площади объема перезарядки $S=2 \text{ см}^2$, как следует из формулы (3), можно рассчитывать получить рассматриваемым методом пучок ионов H^- с током $\sim 500 \text{ мкА}$. К достоинствам метода следует также отнести отсутствие в источнике мишени из паров щелочных металлов, наличие которых в других методах ограничивает время непрерывной работы источников и усложняет их эксплуатацию.

В заключение авторы выражают благодарность С. К. Есину за внимание к работе.

Список литературы

- [1] Gräßler W., Schmelzbach P. A., Singy D., Zhang W. Z. // *Helv. Phys. Acta*. 1986. Vol. 59. N 4. P. 568—572.
- [2] Alessi J. G., Krouou A., Sluyters Th. // *Helv. Phys. Acta*. 1986. Vol. 59. N 4. P. 563—567.
- [3] Zelenskii A. V., Kohanovskii S. A., Polushkin V. G., Vishnevskii K. N. // *Proc. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. Protvino (USSR), 1987. Vol. 1. P. 154—166.
- [4] Haeblerli W. // *Nucl. Instr. Meth.* 1968. Vol. 62. N 3. P. 355—357.
- [5] Alessi J. G., Sluyters Th., Hershcovitch A. // *AIP Conf. Proc. «Polarized Proton Ion Sources»*. Vancouver: TRIUMF, 1984. N 117. P. 32—35.
- [6] Белов А. С., Есин С. К., Кубалов С. А. и др. // *Препринт ИЯИ АН СССР*. М., 1986. № П-0458. 26 с.
- [7] Belov A. S., Yessin S. K., Kubalov S. A. et al. // *Proc. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. Protvino (USSR), 1987. Vol. 2. P. 171—174.
- [8] Бельченко Ю. П., Димов Г. И., Дудников В. Г. // *Препринт ИЯФ СО АН СССР*. Новосибирск, 1977. № 77-56. 43 с.
- [9] Росляков Г. В. // *ПТЭ*. 1981. № 2. С. 167—169.

Институт ядерных исследований АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
5 июля 1988 г.

ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДЫ, ФОРМИРУЕМЫЕ ДЕЙСТВИЕМ СВЕТА НА СЛОЯХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ МЫШЬЯКА

И. И. Туряница, М. И. Марьян, В. В. Химинец

В связи с потребностями различных областей интегральной оптики в создании новых материалов для световодов широкого диапазона работы в настоящее время большое внимание уделяется технологии получения и исследованию характеристик тонкопленочных волноводов на основе халькогенидных стеллообразных полупроводников (ХСП). Повышенный интерес к указанным материалам вызван как достаточно простой технологией их изготовления, так и возможностью реверсивного изменения их свойств под действием внешних факторов, в частности освещения [1, 2].

Известные способы создания градиента показателя преломления волноводных элементов заключаются в изменении одним из методов (диффузией, ионной имплантацией, протонной бомбардировкой) в приповерхностной области первоначально однородного оптического материала его плотности. Экспериментальные исследования фото-, термоструктурных превращений в халькогенидных стеклах, свидетельствующие об изменении в результате лазерной засветки их оптических параметров [1-5], указывают на возможность формирования в зависимости от интенсивности излучения заранее заданного по глубине и в плоскости слоя профиля показателя преломления. Вопросы распространения мод в неоднородных волноводах, формируемых на ХСП под действием освещения, представляют также самостоятельный практический интерес, так как, с одной стороны, такие волноводы могут обладать целым рядом уникальных, легко управляемых характеристик, которые невозможно получить для однородных сред, и, с другой стороны, являются перспективными объектами при создании канальных волноводов через заданную маску. Цель данной работы — исследование влияния лазерной засветки на профиль показателя преломления, коэффициент локализации и другие характеристики тонкопленочных волноводов на основе ХСП, а также возможности прогнозирования их свойств.

При освещении халькогенидных стекол изменения показателя преломления и пропускания первых слоев вещества оказывают влияние на засветку последующих. Поскольку интенсивность излучения уменьшается по мере удаления от поверхности, то наибольшее изменение показателя преломления для фототемнеющих материалов реализуется на поверхности образца и монотонно понижается в глубину. Результаты ряда ранее проведенных исследований [6, 7] показывают, что наблюдается линейная зависимость фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения κ и показателя преломления n от величины экспозиции, т. е. $\kappa = \kappa_0 + \beta E$ и $n = n_0 + \gamma E$, где β и γ — характеристические постоянные, κ_0 и n_0 — величины коэффициента поглощения и показателя преломления до экспозиции. Учитывая, что

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \gamma J(x, t), \quad \frac{\partial \kappa(x, t)}{\partial t} = \beta J(x, t), \quad (1)$$

где

$$J(x, t) = \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = J_0 \exp \left[- \int_0^x \kappa(\xi, t) d\xi \right], \quad (2)$$

находим для профиля показателя преломления следующее соотношение:

$$n(x, t) = n_0 + \gamma \int_0^t \frac{J_0 e^{-x_0 x} d\tau}{\left\{ 1 + \frac{\beta J_0 \tau}{x_0} (1 - e^{-x_0 x}) \right\}^2}. \quad (3)$$

Здесь x — координата от поверхности слоя, t — время экспозиции.

Таким образом, поперечное распределение показателя преломления волновода, в качестве несущего слоя которого используется освещенная пленка халькогенидного стекла, может быть записано в виде

$$n(x) = \begin{cases} n_2 & , \quad x > h, \\ n_0 + \gamma \frac{x_0 J_0 t e^{-x_0 x}}{x_0 + \beta J_0 t (1 - e^{-x_0 x})} & , \quad 0 < x < h, \\ n_1 & , \quad x < 0, \end{cases}$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления покровного слоя и подложки соответственно, h — толщина волноводного слоя.

Эксперименты, проведенные на тонких светочувствительных слоях As_2S_3 толщиной 0.5—1.0 мкм, полученных методом термического испарения при температуре испарения $T_{исп} = 600$ К и засвеченных при комнатной температуре излучением аргонового лазера ($\lambda = 0.48$ мкм) с плотностью мощности $P = 0.94$ Вт/см², показывают, что характеристические параметры γ и β такие: $\gamma = 3.64 \cdot 10^{-3}$ (Дж/см²)⁻¹, $\beta = 5.583 \cdot 10^{-3}$ (Дж/см²)⁻¹ · мкм⁻¹. Типичные профили показателя преломления волновода на основе As_2S_3 на стеклянной подложке ($n_2 = 1.5$) при различной величине экспозиции приведены на рис. 1. Видно, что освещение слоя ХСП обуславливает создание градиентных волноводов, закон распределения диэлектрической проницаемости которых определяется при заданной температуре и для заданного состава величиной экспозиции.

Следует отметить, что изменение показателя преломления по глубине с помощью указанного выше метода значительно упрощает процесс формирования волноводов с заданным профилем показателя преломления, поскольку варьирование времени экспозиции и мощности лазерного излучения намного проще осуществить, чем, например, варьирование концентрации диффузанта в случае диффузионных волноводов. Изменением состава ХСП, а также температуры окружающей среды можно дополнительно варьировать величины фотоиндуцированных изменений оптических свойств стекол, значения параметров β , γ и, таким образом, формировать на их основе градиентные волноводы с требуемыми в каждом конкретном случае

профилями показателя преломления, что еще более расширяет набор достижимых распределений $n(x)$.

Волновое уравнение для поля TE -мод градиентного волновода имеет следующий вид:

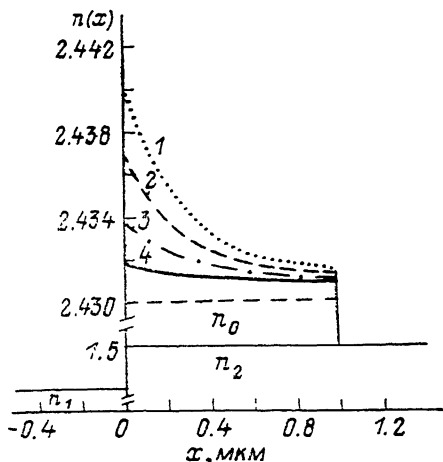


Рис. 1. Профиль показателя преломления волноводного слоя на основе As_2S_3 при различных величинах экспозиции.

E , Дж/см². 1 — 30, 2 — 20, 3 — 10, 4 — 5.

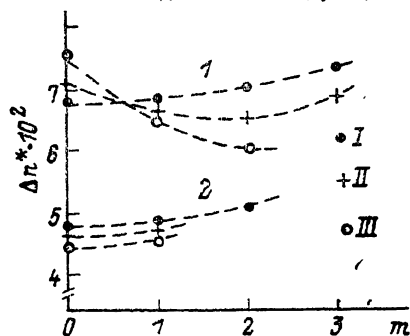


Рис. 2. Зависимость разности значений Δn^* эффективных показателей преломления волновода на основе As_2S_3 , рассчитанных без учета [10] и с учетом неоднородного распределения показателя преломления (формула (7)) по глубине, от порядка моды.

E , Дж/см²: 1 — 30, 2 — 20; h , мкм: I — 3.0, II — 2.4, III — 2.0.

$$\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + k^2 (n^2(x) - n^{*2}) \Psi(x) = 0, \quad (5)$$

где $n(x)$ — профиль показателя преломления по сечению волновода (4), $k = 2\pi/\lambda$.

Записывая с помощью [4] собственные решения для дифференциального уравнения (5)

$$\begin{aligned} \Psi(x) &= \{A_1 J_w(2v) + A_2 Y_w(2v)\} e^{kx}, \quad x < 0, \\ \Psi(x) &= A_1 I_w(2ve^{-x/2}) + A_2 Y_w(2ve^{-x/2}), \quad 0 < x < h, \\ \Psi(x) &= \{A_1 J_w(2ve^{-x/2}) + A_2 Y_w(2ve^{-x/2})\} e^{-ks(x-h)}, \quad x > h, \end{aligned} \quad (6)$$

где $x_0^2 = k^2 (n^{*2} - n_0^2)$ и $x_0^2 = k^2 (n^{*2} - n_2^2)$ — постоянные распространения покрывного слоя и подложки соответственно, J_w и Y_w — функции Бесселя 1-го и 2-го рода порядка $w = (2h/x_0)(n^{*2} - n_0^2)^{1/2}$, $v = (k/x_0)\sqrt{2n_0\gamma J_0}$ — нормировочная толщина слоя, и выполняя процедуру сшивания функций $\Psi(x)$ на поверхности раздела сред $x=0$ и $x=h$, получаем дисперсионное уравнение, которое позволяет определить спектр эффективных показателей преломления волноводных мод в зависимости от величины экспозиции.

$$\frac{J_{w+1}(\xi_1) - J_{w-1}(\xi_1) - \eta_1 Y_w(\xi_1)}{J_{w+1}(\xi_2) - J_{w-1}(\xi_2) + \eta_2 Y_w(\xi_2)} = \frac{Y_{w-1}(\xi_1) - Y_{w+1}(\xi_1) + \eta_1 Y_w(\xi_1)}{Y_{w-1}(\xi_2) - Y_{w+1}(\xi_2) - \eta_2 Y_w(\xi_2)}. \quad (7)$$

Здесь

$$\xi_1 = 2v, \quad \xi_2 = 2ve^{-x_0 h/2}, \quad \eta_1 = \frac{4x_0}{x_0 \xi_1}, \quad \eta_2 = \frac{4x_0}{x_0 \xi_2}, \quad (8)$$

где m — порядок моды.

Расчет эффективных показателей преломления при различных величинах экспозиции, проведенный согласно формуле (7) (см. таблицу) и дисперсионному уравнению для плоского однородного волновода [9, 10], показывает, что наименьшее влияние градиент n в поперечном сечении оказывает на моды высшего порядка (рис. 2). Характерной особенностью является

и то обстоятельство, что с увеличением E разность Δn^* возрастает, что вызвано ростом крутизны распределения по глубине при больших экспозициях слоя (рис. 1).

Отмеченная зависимость $\Delta n^* = f(m)$ обусловлена тем, что с увеличением числа мод их локализация в волноведущем слое уменьшается. Действительно, анализ модовой зависимости

Эффективные показатели преломления градиентных волноводов, сформированных лазерным излучением на ХСП As_2S_3 (постоянная распространения мод $\beta = kn^* > kn_0$)

$h, \text{ мкм}$	n^*		
	$E = 30 \text{ Дж/см}^2$	$E = 20 \text{ Дж/см}^2$	$E = 10 \text{ Дж/см}^2$
1.0	2.4552	2.4305	—
	2.4325		
1.5	2.4602	2.4004	2.4302
	2.4491		
2.0	2.4701	2.4487	2.4362
	2.4550		
2.4	2.4405	2.4311	2.4403
	2.4750		
	2.4621		
	2.4493		
	2.4305		

коэффициента локализации излучения Γ , определяемого отношением энергии излучения, локализованной в волноводе, к полной энергии

$$\Gamma = \frac{2 \int_0^h \Phi(\xi_1 e^{-x_0 x/2}) dx}{\Phi(\xi_1)/x_c + \Phi(\xi_2)/x_s + 2 \int_0^h \Phi(\xi_1 e^{-x_0 x/2}) dx}, \quad \Phi(\xi) = \left(J_w(\xi) + \frac{A_2}{A_1} Y_w(\xi) \right)^2 \quad (9)$$

показывает, что Γ уменьшается с ростом m (рис. 3).

Таким образом, проведенные исследования показали, что неоднородные волноводы на основе As_2S_3 , сформированные под действием лазерного излучения, обладают сравнительно

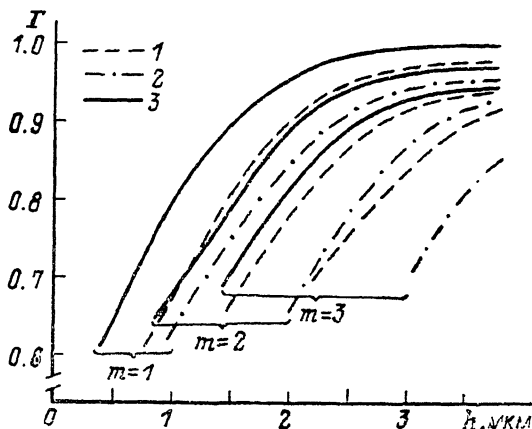


Рис. 3. Зависимость коэффициента локализации излучения Γ от толщины слоя h для первых трех мод при различных экспозициях.

1—3 — то же, что и на рис. 1.

легко управляемыми в зависимости от величины экспозиции параметрами, такими как распределение показателя преломления, коэффициент локализации излучения, модовый состав. Это делает градиентные слои халькогенидных стекол перспективными объектами для создания комбинированных волоконно-оптических линий связи, канальных волноводов и ответвителей различной (задаваемой при помощи маски) конфигурации.

- [1] Колобов А. В., Коломиец В. Т., Любин В. М. и др. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 4. С. 1062—1066.
 [2] Tanaka K. // Fundam. Phys. Amorphous. Semicond. Berlin, 1981. P. 104—118.
 [3] Андриеш А. М., Бижковский Ю. А., Бородакий Ю. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 10. Вып. 5. С. 377—379.
 [4] Tanaka K., Ohtsuka Y. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 12. P. 6132—6135.
 [5] Hatanaka H. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. Vol. 57. N 3. P. 401—410.
 [6] Анижин А. А., Малиновский В. К. // Автометрия. 1976. Т. 7. С. 76—80.
 [7] Туряница И. И. Автореф. канд. дис. Киев, 1982. 21 с.
 [8] Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. 530 с.
 [9] Золотов А. А., Киселев В. А., Сыгучев В. А. // УФЖ. 1974. Т. 112. Вып. 2. С. 231—238.
 [10] Адамс В. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.

Ужгородский
государственный университет

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.

04; 10
© 1990 г.

Журнал технической физики, т. 60, с. 2, 1990

ЭМИССИЯ ПЛОТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ИЗ КАНАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ТВЕРДОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В. И. Олешко, В. Ф. Штанько

При возбуждении диэлектрических мишеней высокоэнергетичными электронными пучками (СЭП) возникает мощная вторичная электронная эмиссия [1], механизм которой окончательно не установлен. Известно [2—4], что воздействие СЭП приводит к развитию в широкощелевых материалах разных классов соединений объемных и поверхностных стримерных разрядов, нейтрализующих инжектированный заряд электронного пучка.

С целью определения роли стримерных разрядов в иницировании вторичной электронной эмиссии в настоящей работе изучены параметры электронных пучков, эмиттированных из каналов электрических пробоев, формируемых СЭП в полиметилметакрилате (ПММА) и ВаF₂.

Плотность энергии возбуждающего электронного пучка варьировалась в пределах 0.1—0.8 Дж/см², средняя энергия электронов ~280 кэВ, длительность импульса тока по основанию 20 нс. Эксперименты проводились при комнатной температуре в вакууме ~10⁻³ Тор.

В образцах предварительно по методике [2] создавался один канал, распространяющийся из области отрицательного объемного заряда к тыльной (по отношению к облучаемой) стороне мишени. Эмиссия электронов измерялась в соответствии со схемой, представленной на рис. 1. В исследуемый образец 1, расположенный на диэлектрической трубке 2, инжектируется высокоэнергетический пучок электронов 3. При этом в объеме мишени формируется сильное электрическое поле, связанное с термализованным отрицательным объемным зарядом, нейтрализация которого осуществляется стримерными разрядами 5, развивающимися как с облучаемой, так и с тыльной поверхности образца. Электрическое поле, приводящее к пробое диэлектрика, одновременно прикладывается к вакуумному промежутку тыльная поверхность образца—анод 4, находящийся под потенциалом земли. Величина вакуумного зазора определялась толщиной диэлектрической прокладки 6. Пространственное распределение центров эмиссии с тыльной поверхности контролировалось по люминесценции сцинтиллятора, расположенного за анодом. Анализ распределения люминесценции показал, что центрами эмиссии являются каналы электрического пробоя, созданные предварительно и возник-

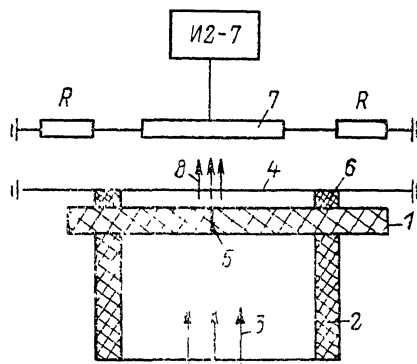


Рис. 1.