

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПЛАНАРНЫХ ЗАГЛУБЛЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ОБЛУЧЕНИЕМ ПРОТОНАМИ

В. П. Редько, А. В. Томов, Л. М. Штейнгатт, Г. П. Куканков, А. И. Малько

Профиль показателя преломления $n(x)$ большинства неоднородных планарных оптических волноводов в настоящее время определяют расчетными методами главным образом на основании измерений спектра волноводных показателей преломления, например при помощи ВКБ метода. Однако волноводные и другие методы расчета, во-первых, часто являются приближенными и не дают картины реального распределения профиля $n(x)$ и величины скачка показателя преломления Δn_{\max} . Во-вторых, для некоторых типов волноводов, например таких, как заглубленные, эти методы или вообще не могут быть применены, или дают неоднозначные результаты. Поэтому необходима разработка и усовершенствование методов непосредственного измерения распределения $n(x)$ и величины Δn_{\max} . Значение этих параметров необходимо также для понимания процессов формирования волноводов и причин увеличения показателя преломления материала подложки. Выполнение работ связано с решением ряда сложных научно-технических задач. Этим, вероятно, можно частично объяснить малое число такого рода исследований. Известно сообщение [1] об измерении профиля $n(x)$ облученного протонами стекловолокна из кварцевого стекла. Ниже приведены некоторые результаты проводимой нами работы по непосредственному измерению $n(x)$ и Δn_{\max} планарных оптических волноводов, в частности заглубленных волноводов, полученных в кварцевых стеклах посредством облучения протонами с энергией 6.7 МэВ [2].

Измерения проводились на установке по схеме, аналогичной голографическому интерференционному микроскопу, описанному в работе [3], с использованием длины волны $\lambda = 0.6328$ мкм. Волна, прошедшая через объект и микрообъектив ($\times 25$), интерферировала в плоскости голограммы с предварительно записанной на этой голограмме волной, прошедшей по тому же пути в отсутствие объекта. Интерференционная картина контролировалась визуально при помощи микроскопа, а затем фотографировалась. На фотографии общее увеличение объекта достигало $\sim 10^3$. Масштаб увеличения определялся при помощи объект-микрометра с ценой деления 10 мкм. Разрешающая способность системы была не хуже 2 мкм.

Расчет максимальной (в направлении просвечивания) толщины l образцов с градиентом показателя преломления, при которой еще можно пренебречь рефракцией лучей в объекте при интерпретации интерферограмм, выполнялся по формуле из работы [4]. Толщина была рассчитана для $\Delta n_{\max} = 0.0034$ (из работы [2]), а затем было исследовано несколько плоскопараллельных шлифов с толщиной, большей и меньшей расчетной (от 100 до 1600 мкм). Общий вид шлифа из образца с заглубленным волноводом 5 показан на рис. 1, а. Для получения волноводов подложки из кварцевого стекла облучались в направлении оси X , а направление просвечивания при исследованиях $n(x)$ совпадало с направлением оси Y . Исследовались шлифы с волноводами, полученными облучением потоками протонов Φ , равными $4.15 \cdot 10^{15}$ и $3.2 \cdot 10^{14}$ см⁻². Поскольку неоднородностью плотности потока протонов по поверхности образцов можно пренебречь, то показатель преломления в объекте зависит только от координаты x и его можно рассчитать по формуле [4]

$$n(x) = K(x) \lambda / l + n_s, \quad (1)$$

где $K(x)$ — число полос, на которое сместилась интерференционная картина в области волновода; l — толщина объекта в направлении просвечивания; n_s — показатель преломления подложки.

Для каждого шлифа были получены по две интерферограммы в полосах конечной ширины [3]: 1) плоскость колебаний вектора E опорного и предметного пучков света перпендикулярна, 2) параллельна плоскости волновода (TM - и TE -волны соответственно). С помощью специального устройства [5] интерферограмма вводилась в ЭВМ ЕС-1010 и обрабатывалась по программе, предусматривающей нахождение положения центров интерференционных полос в зависимости от координаты x . На каждой интерферограмме обрабатывалось от 9 до 16 полос. Погрешность измерения в случае записи и восстановления голограммы одним и тем же источником излучения, согласно [3], в основном определяется погрешностью съема данных. Автоматическая обработка интерферограмм на ЭВМ позволила добиться при определении профиля показателя преломления изучаемых волноводов точности измерений не хуже

$2 \cdot 10^{-5}$ при коэффициенте надежности 0.95 (это на порядок лучше, чем в работе [1]). Результаты обработки интерферограмм приведены на рис. 1. Четко различаются область ионизации (слева), область столкновений и невозмущенная область подложки (справа). Видно удовлетворительное согласие экспериментальных кривых с теоретическим профилем распределения потерь энергии в процессах столкновения, описываемого нормированным гауссовым распределением со стандартным отклонением σ , величина которого, по результатам работы [2], равна 10 мкм. Различие между значениями величины Δn_{\max} , полученными расчетным методом в работе [2] и экспериментально, указывает на то, что исследуемые образцы были облучены потоками, превышающими величину потока насыщения, и поэтому расчетный метод дал завышенные значения скачка показателя преломления.

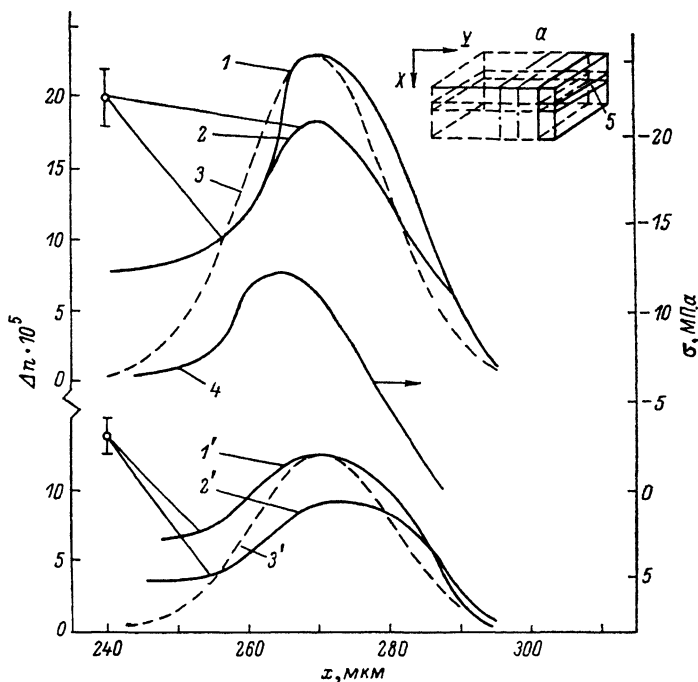


Рис. 1. Профили показателя преломления (до отжига) заглубленных волноводов, полученных облучением плавленного кварца потоками протонов $\Phi_1 = 4.15 \cdot 10^{15}$ (1—3), $\Phi_2 = 3.20 \times 10^{14}$ см $^{-2}$ (1'—3'), и распределение напряжения σ (σ) в волноводном слое (4) для Φ_2 .

1, 1' — TE поляризация; 2, 2' — TM поляризация; 3, 3' — гауссово распределение, нормированное на Δn_{\max} со стандартным отклонением, равным 10 мкм.

Разные профили показателя преломления волноводного слоя, полученные при двух поляризациях света, свидетельствуют о наличии в волноводном слое анизотропии, которая была обнаружена также при исследовании волноводов на поляризационном микроскопе. Величина двулучепреломления δn , измеренная нами при помощи различных компенсаторов, была равна $2 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-5}$ для образцов, облученных потоками протонов Φ_2 и Φ_1 соответственно,¹ что хорошо согласуется с величиной δn , определенной по интерферограммам (рис. 1, 2).

Двулучепреломление в волноводном слое обусловлено, по-видимому, напряжениями, возникшими в стекле в результате облучения протонами. Поэтому нами предпринята попытка оценки величины и профиля распределения напряжений. В соответствии с принципом Пьера Кюри [6] волноводный слой можно рассматривать как анизотропную среду — одноосный отрицательный кристалл с оптической осью, расположенной в направлении облучения. Если предположить, что тензор напряжений в исследуемых слоях идентичен тензору напряжений в ионообменных слоях [7], то в изучаемых волноводах также реализуется плосконапряженное состояние, т. е. $\sigma_{xx} = 0$, $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} \neq 0$. Наведенное двулучепреломление,

¹ Образцы, облученные потоком Φ_1 , непосредственно после облучения отожжены при $T = 400$ °C для уменьшения плотности центров окраски.

обусловленное напряженным состоянием, можно, согласно закону фотоупругости [8], записать в виде

$$\delta n = n_o - n_e = C (\sigma_{xx} - \sigma_{zz}), \quad (2)$$

где C — коэффициент Брюстера; σ_{xx}, σ_{zz} — главные нормальные к направлению луча напряжения. Поскольку мы предположили, что $\sigma_{xy} = 0$, то при условии $C = \text{const}$ в волноводной области по распределениям $n_o(x)$ и $n_e(x)$ и формуле (2) было определено распределение $\sigma_{zz}(x)$ (рис. 1, 4). При этом было принято, что при выбранной ориентации оптической оси TE -волна соответствует обыкновенной волне, а TM -волна необыкновенной. Максимальное значение напряжения в исследуемых волноводных слоях, равное 1.46 кг/мм^2 (14.3 МПа), намного меньше величин напряжений в ионообменных слоях, приведенных в работе [7].

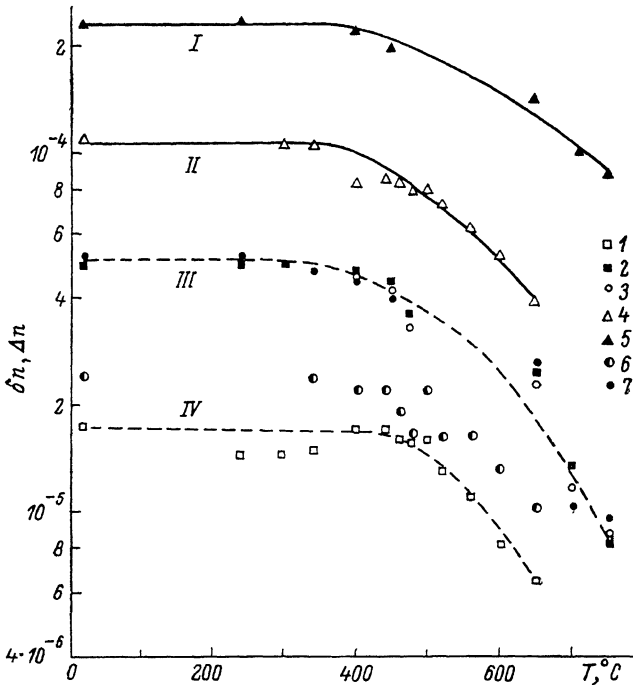


Рис. 2. Изменение скачка показателем преломления Δn_{\max} (I, II) и величины двулучепреломления в волноводном слое Δn (III, IV) в зависимости от температуры изохронного отжига (1 ч).

I, III — $\Phi_1 = 4.15 \cdot 10^{16}$; II, IV — $\Phi_2 = 32 \cdot 10^{14} \text{ см}^2$. 1, 2 — компенсатор Сенармона; 3 — компенсатор Эрингауса; 4—7 — по результатам обработки интерферограмм.

Исследование изменения скачка показателя преломления Δn_{\max} и величины двулучепреломления Δn волноводного слоя в зависимости от температуры изохронного отжига (рис. 2) показало, что величины Δn , измеренные методом голографической интерферометрии и поляризационно-оптическими методами, коррелируют между собой вполне удовлетворительно. Видно, что при термообработке до $T \leq 350^\circ \text{C}$ параметры волноводных слоев не изменяются в пределах ошибок измерений, а процесс отжига начинается при $T > 350^\circ \text{C}$. Это хорошо согласуется с данными работы [9] об отжиге дефектов в области столкновений в облученном протонами кварцевом стекле.

Таким образом, в данной работе показано, что заглубленные волноводные слои в кварцевом стекле, сформированные облучением высокоэнергетичными протонами, обладают наведенным искусственным двулучепреломлением вследствие механических напряжений, возникающих в волноводном слое. Эти напряжения наблюдаются во всем интервале температур существования скачка показателя преломления, т. е. радиационные дефекты в кварцевом стекле, обуславливающие изменение n , вызывают также в облученном слое и механические напряжения.

В заключение авторы выражают благодарность В. С. Козлову за помощь при обработке интерферограмм на ЭВМ.

Литература

- [1] *Presby H. M., Brown W. L.* Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 10, p. 511—513.
- [2] *Редько В. П., Черенда Н. Г., Штейнгарт Л. М.* Квант. электр., 1975, т. 2, № 8, с. 1849—1851.
- [3] Оптическая голография. Практические применения / Под ред. Гинзбург В. М. и Степанова В. М. М.: Сов. радио, 1978. 238 с.
- [4] *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [5] *Козлов В. С.* Приборы и техника эксперимента, 1983, № 4, с. 233—234.
- [6] *Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
- [7] *Garfinkel H. M., King G. B.* J. Am. Cer. Soc., 1970, v. 53, N 12, p. 686—691.
- [8] *Фрохт М. М.* Фотоупругость. М.; Л.: ОГИЗ, 1948, т. I. 432 с.
- [9] *Штейнгарт Л. М.* Автореф. канд. дис. Минск, 1983. 18 с.

Институт физики АН БССР
Могилевское отделение

Поступило в Редакцию
13 декабря 1985 г.