

06; 07; 12

© 1991 г.

## ЗАГЛУБЛЕННЫЕ ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДЫ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ, СФОРМИРОВАННЫЕ ОБЛУЧЕНИЕМ ПРОТОНАМИ

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

Экспериментально исследованы свойства волноводных слоев, образующихся в кварцевом стекле при облучении протонами с энергией 6.7 МэВ в диапазоне доз  $D=10^{14}-10^{17}$  см<sup>-2</sup>. Предложены модель возникновения оптической анизотропии в этих слоях и методика восстановления профиля показателя преломления  $n^{\text{rad}}(x)$ , соответствующего распределению радиационных дефектов. Определена величина коэффициента пропорциональности  $K=245 \pm \pm 36 \cdot 10^{-24}$  в зависимости  $\Delta n_{\text{max}}^{\text{rad}}=f(D)$ .

Экспериментальная методика непосредственного определения на голографическом интерферометре профиля показателя преломления  $n(x)$  неоднородных заглабленных волноводных слоев, получаемых при помощи облучения протонами с энергией  $E=6.7$  МэВ, оубликована нами ранее в работе [1], где была обоснована актуальность постановки задачи и представлены некоторые результаты, в частности обнаружено наличие оптической анизотропии в волноводном слое, которая связывалась с возникающими в результате облучения механическими напряжениями. В настоящей работе приводятся результаты дальнейшего изучения волноводов такого типа. Эксперименты проводились в широком интервале доз  $D=10^{14} \dots 10^{17}$  см<sup>-2</sup>.

В отличие от работы [1] образцы для интерферометрических исследований изготавливались в виде пластинок толщины  $l$  (рис. 1, а), которая удовлетворяла условию [2]

$$\frac{1}{3} \frac{(\nabla n)^2 l^3}{n} < \frac{\lambda}{10}, \quad (1)$$

где  $n$  и  $\nabla n$  — показатель преломления и его градиент в точке ввода луча в образец,  $\lambda$  — длина волны используемого оптического излучения, и затем облучались различными дозами протонов на циклотроне. Физический смысл условия (1) заключается в таком ограничении толщины образца, чтобы при данных  $n$  и  $\nabla n$  разность оптических длин путей по точной траектории луча в области оптической неоднородности и по прямой, совпадающей с направлением луча в ее отсутствие, не превышала  $0.1 \lambda$ . Для оценки величины  $l$  в качестве  $n$  использовался показатель преломления кварцевого стекла; геометрические размеры волноводного слоя, т. е. эффективная ширина области оптической неоднородности  $d$ , оценивались при помощи поляризационного микроскопа. Оценка величины изменения показателя преломления  $\Delta n_{\text{max}}=n_1-n_s$ , где  $n_1$  и  $n_s$  — максимальное значение в распределении  $n(x)$  и показатель преломления подложки соответственно, проводилась по результатам предварительных интерферометрических исследований образцов, толщина  $l$  которых несколько превышала толщину, определяемую условием (1). При этом учитывалось, что в градиентной среде с колоколообразным видом профиля  $n(x)$  вблизи максимума распределения показателя преломления вследствие небольшой величины  $\nabla n$

свет распространяется практически прямолинейно. Величина  $\nabla n$  в первом приближении принималась постоянной, т. е. усредненной по толщине волноводного слоя, и определялась как

$$\overline{\nabla n} = \frac{\Delta n_{\max}}{0.5d}. \quad (2)$$

Расчитанные таким образом толщины образцов для доз  $10^{14} \leq D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$  изменялись в интервале от 1800 до 300 мкм соответственно. Общий вид типичного профиля  $n(x)$  исследуемых волноводов приведен на рис. 2 (кривые 1, 2).

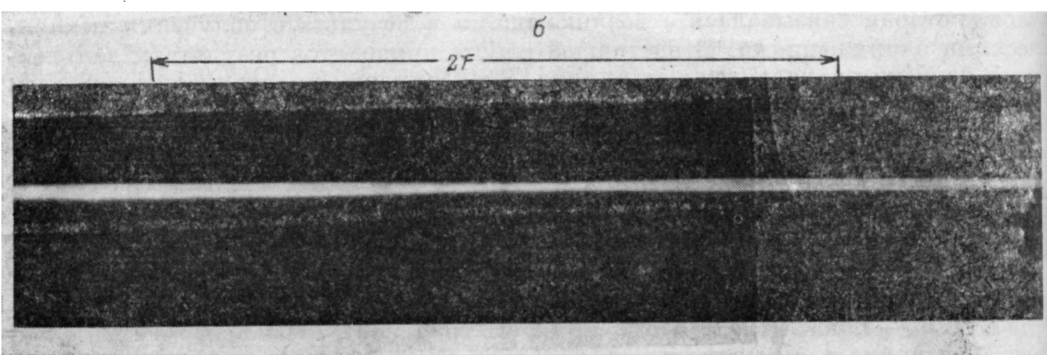
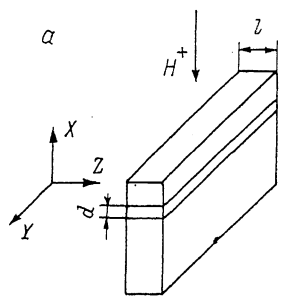
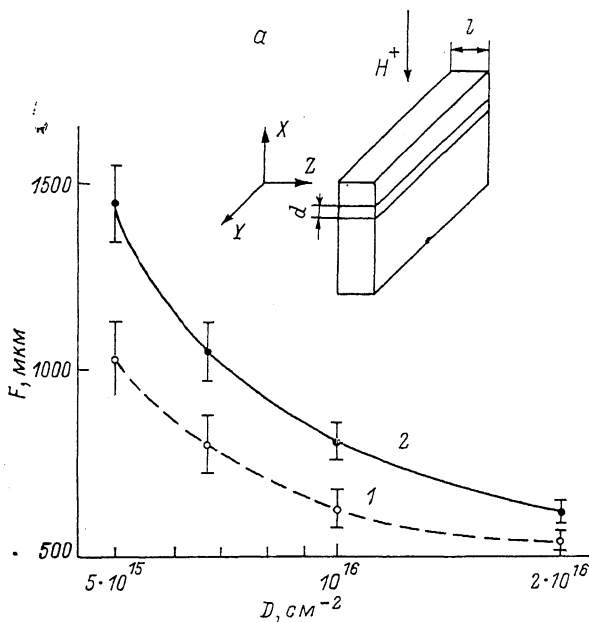


Рис. 1. Зависимость фокусного расстояния от дозы протонов (а) и фокусировка света в градиентных заглубленных волноводах (б).

1, 2 — для ТЕ- и ТМ-поляризаций соответственно; 3 — вид образцов, применявшихся для исследований в настоящей работе; б: 1 — входная плоскость образца.

Очевидно, что при таком профиле показателя преломления для некоторых  $x$  величина  $\nabla n$  будет несколько отличаться от  $\overline{\nabla n}$  из соотношения (2) и условие (1) не будет выполняться точно. Поэтому в некоторых случаях была необходима корректировка определяемого непосредственно по интерферограммам профиля  $n(x)$ , которая учитывала характер распространения света в образцах и свойства оптической схемы регистрации интерферограмм. Известно [2], что луч света, распространяясь в направлении  $Z$  в градиентной по  $X$  среде, искривляется, поэтому координаты точки входа луча в образец и выхода из него не совпадают. При непосредственном определении профиля  $n(x)$  по интерферограмме (в на-

шем случае фокусирования оптической системы на выходную плоскость образца информация о величине показателя преломления в точке входа ошибочно приписывается точке выхода. Конкретная методика корректировки основывалась на результатах исследований следующего физического явления. При наблюдении в микроскоп в направлении оси  $Z$  треков света, распространявшегося по оси  $Y$  в волноводных слоях, сформированных облучением дозами протонов  $5 \cdot 10^{15} \leq D \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , была обнаружена периодическая фокусировка света

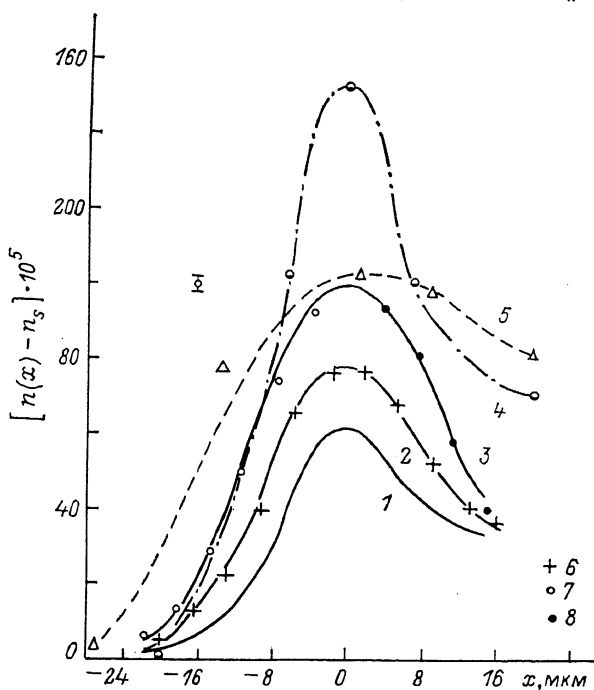


Рис. 2. Виды профилей  $n(x)$  заглубленных волноводов, полученных методом голографической микроинтерферометрии (1—3) и методом работы [4] (4, 5).

1—3 для  $D=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ; 1, 2 —  $n(x)$  для ТМ- и ТЕ-поляризаций соответственно; 3 — распределение  $n(x) \text{ рад}$ , 6 — описание профилем Эпштейна; 7, 8 — для гауссовых распределений со стандартными отклонениями  $\sigma_0$  и  $\sigma_2$  соответственно.

(рис. 1). Для упрощения аналитического рассмотрения вопроса в первом приближении можно представить центральную часть распределения  $n(x)$  волноводного слоя параболической функцией

$$n^2(x) = n_1^2 \left[ 1 - 2\Delta \left( \frac{x}{a} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где  $2\Delta$  и  $a$  — параметры параболы.

Тогда величина отклонения луча от прямолинейного распространения при прохождении участка среды с профилем (3) длиной  $l$  определяется следующим соотношением [3]:

$$x_1 = x_0 \cos \left[ (2\Delta)^{1/2} \frac{l}{a} \right], \quad (4)$$

где  $x_0$ ,  $x_1$  — координаты точек входа света в параболическую среду и выхода из нее соответственно.

При этом фокусировка света (рис. 1, б) в такой линзоподобной среде происходит на расстоянии  $F$  от плоскости входа, равном

$$F = \frac{\pi a}{2(2\Delta)^{1/2}}. \quad (5)$$

Исключая из соотношений (4) и (5) параметры параболы, можно связать координаты точек  $x_0$  и  $x_1$  с экспериментально определяемой величиной  $F$

$$x_0 = \frac{x_1}{\cos\left(\frac{\pi l}{2F}\right)}$$

(6)

и, таким образом, получить способ корректировки интерферограмм. Следует заметить, что фокусировка света наблюдалась только в волноводах, полученных в указанном выше интервале доз. Это мы связываем с тем, что при  $D < 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \nabla n$  довольно малы,  $F$  велики и в пределах погрешности измерений отклонения от прямолинейного распространения света не происходит.

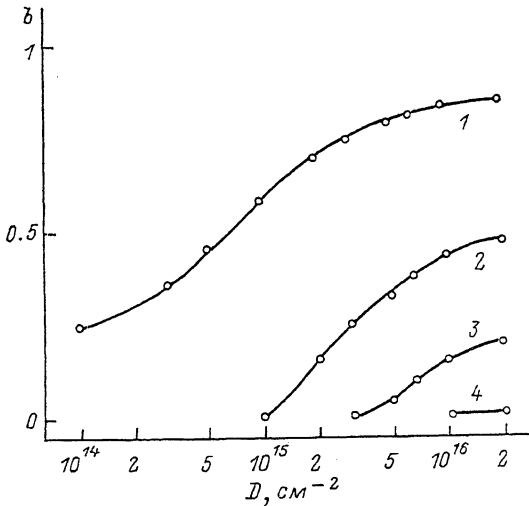


Рис. 3. Зависимость нормированного волноводного показателя преломления в [3] от дозы облучения.

$m$ : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3.

При таких толщинах возникали определенные технические трудности закрепления образцов при облучении. Уменьшение же толщины более толстых образцов сползанием до необходимой величины  $l$  нежелательно из-за возможного отклонения от плосконапряженного состояния и изменения вследствие этого установившегося распределения напряжений в системе волноводный слой — окружающие среды, что привело бы к искажению восстанавливаемого профиля  $n(x)$ . Поэтому для исследования волноводов, сформированных облучением дозами  $D > 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , использовался метод определения  $n(x)$  по распределению нулевых значений поля одной из его волноводных мод [4]. С этой целью образцы с заглубленными волноводами подвергались многократной последовательной полировке со стороны области ионизации<sup>1</sup> до тех пор, пока волноводный слой «не обнажался» и не представлялась возможность возбуждать при помощи призм высшую  $TE$ -моду волновода. Результаты применения этого метода для волноводов, полученных облучением при  $D_1 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  и  $D_2 = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , приведены на рис. 2 (кривые 4 и 5 соответственно). Малое число поддерживаемых мод ( $m_{\max} = 4$  для  $D_1$ ,  $m_{\max} = 5$  для  $D_2$ ) не дает возможности достаточно точно восстановить профили  $n(x)$  этих волноводов. Однако полученные данные позволяют провести некоторые оценки. У волновода с дозой облучения  $D_1$  наблюдается четко выраженный максимум показателя преломления, расположенный на некотором расстоянии от границы воздух — волновод. Форма его профиля показателя преломления, по-видимому, не отличается от формы профиля показателя преломления волноводов, полученных облучением дозами протонов  $D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . У волновода, полученного облучением дозой  $D_2$ , обнаружены расширение профиля  $n(x)$  и некоторое уменьшение вели-

Анализ результатов обработки интерферограмм показал, что для  $TE$ -поляризации зондирующего излучения профиль  $n(x)$  излучаемых волноводных слоев в интервале доз облучения  $D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$  хорошо описывается моделью профиля Эпштейна [8] с параметром  $a = 10$  мкм (рис. 2). Это позволяет рассчитывать их волноводные характеристики, которые невозможно измерить экспериментально из-за заглубленности слоев (рис. 3).

Практически интерферометрический способ определения профиля  $n(x)$  использовался для волноводов, получаемых при  $D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , поскольку при больших дозах толщина образцов  $l$  должна была быть меньше 300 мкм.

<sup>1</sup> Специальные исследования интерферометрическим методом профиля  $n(x)$  образцов, облученных дозой  $D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , и измерения  $\delta n$  и  $F$  при  $D \geq 10^{16}$  не выявили изменения  $n(x)$  при такой процедуре.

чины  $\Delta n_{\max}$  (рис. 2, 4). Мы связываем это с воздействием растягивающих механических напряжений, возникающих в системе волноводный слой—окружающие среды в результате воздействия быстрых ионов. Подтверждением этого служит наличие в образцах, облученных дозами  $6 \dots 10 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , сильного растрескивания в области волноводного слоя, что не позволило проводить оптические измерения. В образцах, облученных дозой  $D_2$ , такие дефекты носили локальный характер, поэтому на бездефектных частях образцов измерения все же удалось выполнить. Похожее явление уменьшения  $\Delta n_{\max}$  с возрастанием дозы было обнаружено ранее в экспериментах по облучению оптических волокон протонами с  $E=1.8 \text{ МэВ}$  [5]. Авторы объясняли это явление также влиянием внутренних напряжений.

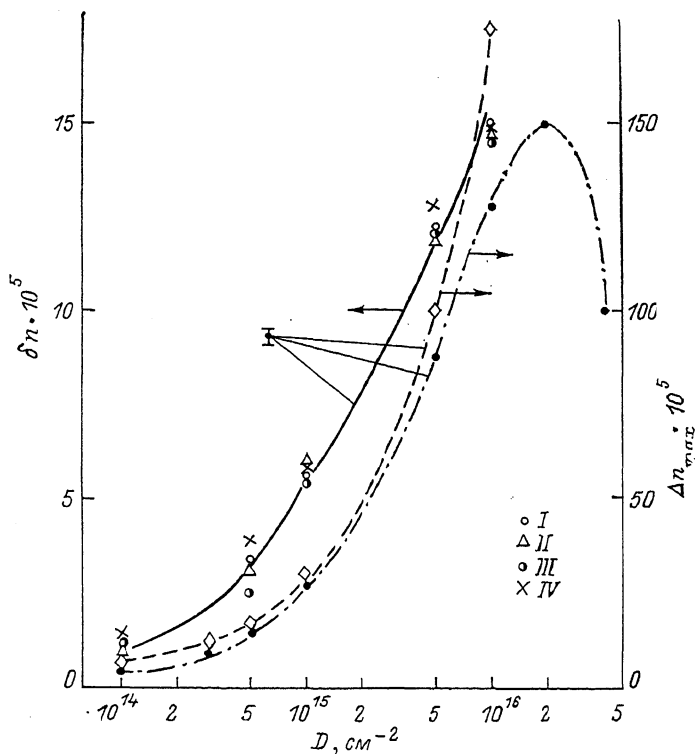


Рис. 4. Изменения максимальных величин двулучепреломления (1) и приращений показателя преломления  $\Delta n_{\max}^{\text{rad}}$  (2) и  $\Delta n_{\max}^{\text{TE}}$  (3) в зависимости от дозы протонов.

I, II, III — поляризационно-оптические измерения для образцов из стекол КУ-2, КВ и КИ соответственно; IV — данные, полученные из обработки интерферограмм.

Результаты исследования изучаемых волноводов различными экспериментальными методами приведены на рис. 2 и 4. Величина  $\Delta n_{\max}$  на рис. 4 (кривые 2, 3) является средней по группе из 4—6 образцов, облученной одной и той же дозой протонов. Из рис. 4 видно, что двулучепреломление  $\delta n_{\max} = \Delta n_{\max}^{\text{TE}} - \Delta n_{\max}^{\text{TM}}$  в пределах погрешности измерений не зависит от марки кварцевого стекла, из которого формировался волновод. Изменений  $\Delta n_{\max}$  и вида профиля  $n(x)$  от типа стекла также не было обнаружено.

На наш взгляд, можно предложить следующую упрощенную модель возникновения анизотропии в рассматриваемых волноводных слоях. Известно [6, 7], что профиль показателя преломления  $n(x)^{\text{rad}}$  в таком слое соответствует распределению радиационных дефектов  $N(x)$ , создаваемых в результате потерь энергии падающих ионов на упругие соударения. В результате взаимодействия дефектного слоя с окружением возникают механические напряжения [5, 8, 9]. Поскольку у кварцевого стекла при облучении плотность и, следовательно, показатель преломления возрастают, то образованный волноводный слой будет находиться в растянутом плосконапряженном состоянии. Это приводит к изменению первоначально изотропного распределения  $n(x)^{\text{rad}}$  и возникновению

оптической анизотропии (рис. 2, кривые 1, 2), исследованной которой ранее, по нашим сведениям, не проводилось.

В рамках предложенной выше модели нами восстанавливалось изотропное распределение  $n(x)^{\text{rad}}$  следующим образом. На основании экспериментального исследования распределений  $n(x)^{\text{TM}}$  и  $n(x)^{\text{TE}}$  (рис. 2, кривые 1 и 2), которые соответствуют профилям показателя преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей, определялось распределение двулучепреломления по толщине слоя

$$\delta n(x) = n_0(x) - n_e(x). \quad (7)$$

Затем с учетом плосконапряженного состояния волноводного слоя в нем рассчитывалось распределение напряжений

$$\sigma(x) = \frac{\delta n(x)}{C_2 - C_1} \quad (8)$$

и распределения вызываемых этими напряжениями изменений показателя преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей

$$\Delta n_0(x) = \sigma(x) \cdot (C_1 + C_2); \quad \Delta n_e(x) = 2\sigma(x) \cdot C_2, \quad (9)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — фотоупругие постоянные, которые предполагались равными постоянным необлученного стекла, и, наконец, по формуле

$$n(x)^{\text{rad}} = n_0(x) + \Delta n_0(x) = n_e(x) + \Delta n_e(x) \quad (10)$$

рассчитывалось распределение  $n(x)^{\text{rad}}$  (рис. 2, кривая 3).

Было установлено, что распределение  $n(x)^{\text{rad}}$  при дозах  $D \leq 10^{16}$  см<sup>-2</sup> может быть удовлетворительно описано двумя полугауссианами. Например, при  $D = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>,  $\sigma_1 = 9.5$  мкм,  $\sigma_2 = 11.2$  мкм, что вполне согласуется с данными, полученными ранее [10]. Анализ зависимости  $\Delta n_{\text{max}}^{\text{rad}} = n_{\text{max}}^{\text{rad}} - n_e$  от величины дозы облучающих протонов (рис. 4, кривая 2) показал, что соотношение из работы [6]

$$\Delta n_{\text{max}}^{\text{rad}} = \frac{KD}{(\sigma^2)^{1/2}},$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности,  $\sigma^2$  — стандартное отклонение гауссова распределения  $n_{\text{max}}^{\text{rad}}$ , вполне удовлетворительно выполняется вплоть до  $D = 10^{16}$  см<sup>-2</sup> (для  $D = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> исследование  $n(x)$  проводилось только для ТЕ-поляризации). Однако коэффициент пропорциональности, который Шинеллер с соавторами [6] рассчитали равным  $800 \cdot 10^{-24}$ , требует уточнения. Согласно нашим экспериментальным данным, получилось, что  $K = 245 \pm 36 \cdot 10^{-24}$ . Это объясняет отмеченное нами некоторое несоответствие экспериментальных [1] и расчетных [10] данных о величине  $\Delta n_{\text{max}}^{\text{rad}}$ , которому в работе [1] было дано недостаточно корректное объяснение.

Таким образом, в данной работе исследованы зависимости изменения параметров планарных заглубленных волноводов, получаемых облучением протонов в широком интервале доз, показано хорошее соответствие профиля  $n(x)^{\text{rad}}$  исследованных волноводов модели профиля Эпштейна; предложены модель возникновения анизотропии в волноводном слое и метод восстановления распределения  $n(x)^{\text{rad}}$ , соответствующего распределению радиационных дефектов в области столкновений; на основе экспериментальных данных уточнена величина коэффициента пропорциональности в зависимости  $\Delta n_{\text{max}}^{\text{rad}}$  от дозы протонов.

Авторы выражают признательность А. Ф. Буренкову за полезные консультации и интерес к нашей работе.

#### Список литературы

- [1] Редько В. П., Томов А. В., Штейнгарт Л. М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1658—1661.
- [2] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [3] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [4] Борисов В. И., Кузнецов Г. П., Томов А. В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1182—1185.
- [5] Presby H. M., Brown W. L. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 24. N 10. P. 511—513.

- [6] *Schineller E. R., Flam R. P., Wilmot D. W.* // Optical Society of America. 1968. Vol. 58. N 9. P. 1171—1176.
- [7] *Katenkamp U., Karge H., Prager R.* // Rad. Eff. 1980. Vol. 48. N 1. P. 31—34.
- [8] *Eernisse E. P.* // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 18. N 12. P. 581—583.
- [9] *Karge H., Prager R.* // Experimentelle Technik der Physik. 1976. Bd XXIV. Heft 1. S. 87—94.
- [10] *Редько В. П., Черенда И. Г., Штейнгарт Л. М.* // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 8. С. 1849—1851.

Институт физики АН БССР  
Могилевское отделение

Поступило в Редакцию  
4 декабря 1989 г.  
В окончательной редакции  
29 октября 1990 г.

---