

07; 12

© 1991 г.

## МАТЕРИАЛЬНОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДОВ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ВНЕШНЕЙ ОБОЛОЧКОЙ

*З. Э. Арутюнян, А. Б. Грудинин, А. Н. Гурьянов,  
Е. М. Дианов, С. В. Игнатьев, О. Б. Смирнов, С. Ю. Сурин*

Теоретически и экспериментально исследовано материальное двулучепреломление анизотропных световодов с эллиптическими внешней и напрягающей оболочками и круглой сердцевинкой. Показано влияние эллиптичностей напрягающей и внешней оболочек и относительных размеров напрягающей оболочки на величину материального двулучепреломления. Рассчитанные величины материального двулучепреломления реальных световодов с высокой степенью точности совпадают с экспериментально полученными значениями.

### Введение

Одним из наиболее распространенных типов анизотропных одномодовых световодов (АОС), способных сохранять состояние поляризации распространяющегося вдоль них излучения, являются световоды с эллиптической напрягающей оболочкой и круглой сердцевинкой [1]. Анизотропия в них обусловлена азимутально-несимметричными термоупругими напряжениями, возникающими из-за различия коэффициентов термического расширения (КТР) напрягающей оболочки и опорной кварцевой трубки. Величина этих напряжений во многом определяет поляризационные характеристики АОС, в частности наводимое ими материальное двулучепреломление

$$B_m = C(\sigma_x - \sigma_y) = C\Delta\sigma_0,$$

где  $C$  — фотоупругая постоянная [2],  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  — напряжения вдоль оптических осей световода в центре сердцевинки.

В связи с этим исследованию влияния различных структурных параметров световода на величину  $\Delta\sigma_0$ , а следовательно, и на  $B_m$  уделяется серьезное внимание при разработке анизотропных световодов.

Материальное двулучепреломление в световодах с эллиптической напрягающей оболочкой исследовалось несколькими авторами. Первоначально была предложена идеализированная модель прямоугольника, помещенного в бесконечно толстую внешнюю кварцевую оболочку [3]. Затем численно методом конечных элементов [4, 5] и аналитически [6, 7] была получена зависимость  $B_m$  от структурных параметров световодов с эллиптической напрягающей оболочкой, помещенной в бесконечно толстую внешнюю кварцевую оболочку. Результаты этих работ отлично согласовывались друг с другом и показали, что материальное двулучепреломление должно линейно возрастать с увеличением эллиптичности напрягающей оболочки  $\varepsilon_s = (a-b)/(a+b)$  ( $a$  и  $b$  — соответственно размеры большой и малой полуосей эллипса напрягающей оболочки) при постоянной концентрации легирующих добавок в ней, а концентрация в свою очередь определяет наклон кривой  $B_m(\varepsilon_s)$ . Однако экспериментальные данные свидетельствуют о том, что на величину двулучепреломления существенное влияние оказывают также и относительные размеры самой напрягающей обо-

лочки [8]. Это подтверждается результатами расчета материального двулучепреломления для АОС с эллиптической напрягающей и круглой внешней оболочками с учетом конечности размеров внешней границы световодов [9-11]. Как следует из результатов этих расчетов, с увеличением эллиптичности напрягающей оболочки, начиная с некоторого значения  $\epsilon_s$ , определяемого относительными размерами напрягающей и внешней оболочек, рост  $B_m$  замедляется и происходит отклонение от линейной зависимости  $B_m(\epsilon_s)$ . При этом угол наклона первоначального линейного участка кривой  $B_m(\epsilon_s)$  для световодов с круглой внешней оболочкой совпадает с углом наклона этой зависимости для световода с бесконечно толстой внешней кварцевой оболочкой при одинаковой концентрации легирующих добавок в напрягающей оболочке.

Достаточно легко реализуемыми с точки зрения технологии являются АОС с напрягающей оболочкой, формируемой в процессе термической прессовки исходной круглой заготовки [12], у которых внешняя оболочка также имеет эллиптическую форму. Очевидно, что для таких световодов влияние внешней границы на напряжения может оказаться более значительным. Поэтому целью данной работы являются исследование влияния различных структурных параметров на величину материального двулучепреломления световодов с эллиптическими внешней и напрягающей оболочками и круглой сердцевинной, а также сравнение результатов расчета с экспериментально полученными значениями  $B_m$ .

### 1. Результаты расчетов

Расчеты  $\Delta\sigma_0$  производились численно методом конечных элементов [4, 5, 9], который позволяет определять напряжения в световодах произвольной формы с достаточной степенью точности. В качестве конечных элементов были выбраны треугольники, число которых составляло 752. Поперечное сечение исследуемых структур, показанное на рис. 1, состояло из трех последовательных областей:

круглой сердцевины, эллиптической напрягающей оболочки и эллиптической внешней оболочки. При этом радиус внешней оболочки в исходной круглой заготовке  $\rho_0$  и радиус сердцевины  $a_c$  были фиксированы и составляли в световодах соответственно 66 и 3.8 мкм, а при расчетах варьировались радиус напрягающей оболочки в исходной круглой заготовке  $\rho_s = (ab)^{1/2}$  и эллиптичности напрягающей  $\epsilon_s$  и внешней  $\epsilon_0$  оболочек ( $\epsilon_0 = (A_x - A_y)/(A_x + A_y)$ , где  $A_x$  и  $A_y$  соответственно размеры большой и малой полуосей эллипса внешней оболочки). Кроме того, коэффициент Пуассона  $\nu = 0.18$ , модуль Юнга  $E = 7830$  кг/мм<sup>2</sup>, коэффициент термического расширения материалов сердцевины и внешней оболочки были равны КТР SiO<sub>2</sub> ( $5.4 \cdot 10^{-7}$  C<sup>-1</sup>), а  $\Delta\alpha\Delta T = 14.5 \cdot 10^{-4}$ , где  $\Delta\alpha$  — разность КТР материалов напрягающей и внешней оболочек,  $\Delta T$  — разность между температурой размягчения материала напрягающей оболочки и комнатной температурой.

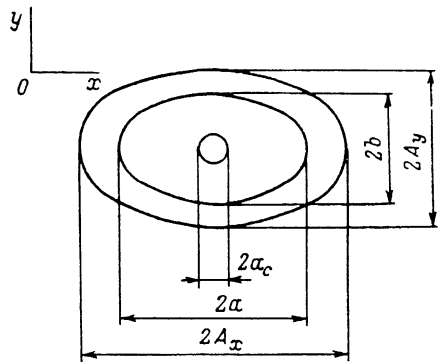


Рис. 1. Поперечное сечение световодов, используемое в расчетах.

На рис. 2 представлены результаты расчетов зависимости  $\Delta\sigma_0$  от эллиптичности напрягающей оболочки  $\epsilon_s$  при  $\epsilon_0 = \epsilon_s$ . В качестве параметра была выбрана величина относительного радиуса напрягающей оболочки в исходной круглой заготовке  $g = \rho_s/\rho_0$ . Верхняя прямая соответствует световоду с бесконечно толстой внешней оболочкой. Как видно из приведенных данных, увеличение относительных размеров напрягающей оболочки приводит к монотонному уменьшению величины  $\Delta\sigma_0$ . При этом важной особенностью световодов с эллиптической внешней оболочкой является то, что это убывание происходит при всех значениях  $\epsilon_s$ . Следовательно, наклон кривой  $\Delta\sigma_0(\epsilon_s)$ , а значит, и  $B_m(\epsilon_s)$  для световодов с эллиптической внешней оболочкой во всем диапазоне возможных значений  $\epsilon_s$  зависит не только от концентрации легирующих добавок в напря-

гающей оболочке, но и от относительных размеров последней. При этом, в частности, в световодах с эллиптической внешней оболочкой ни при каких значениях  $\epsilon_s$  и  $g$  величина  $\Delta\sigma_0$  не достигает такой же величины, как в АОС с бесконечно толстой внешней оболочкой. Из рис. 2 также следует, что в зависимости от относительных размеров напрягающей оболочки меняется и вид кри-

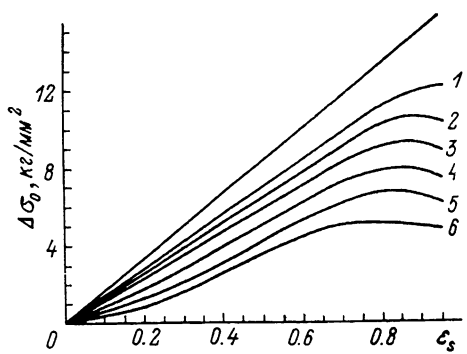


Рис. 2. Зависимость  $\Delta\sigma_0$  от эллиптичности напрягающей оболочки  $\epsilon_s$  для световодов с эллиптической внешней оболочкой при различных значениях относительного радиуса напрягающей оболочки в исходной круглой заготовке  $g = \rho_s / \rho_0$ .

$g$ : 1 — 0.3, 2 — 0.4, 3 — 0.5, 4 — 0.6, 5 — 0.7, 6 — 0.8.

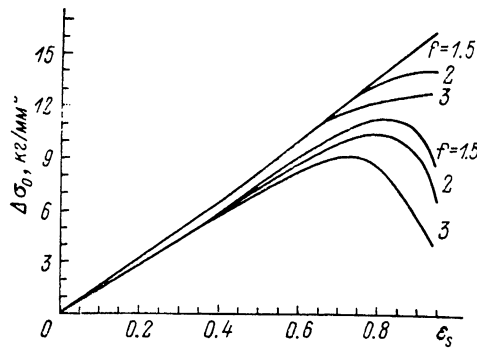


Рис. 3. Зависимость  $\Delta\sigma_0$  от эллиптичности напрягающей оболочки  $\epsilon_s$  для световодов с круглой (1) и эллиптической (2) внешней оболочками при различных значениях отношения малой полуоси эллипса напрягающей оболочки к радиусу сердцевин  $f = b/a_0$ .

вой  $\Delta\sigma_0(\epsilon_s)$ . Так, для АОС, у которых относительный радиус напрягающей оболочки в исходной круглой заготовке больше 0.4, до  $\epsilon_s \approx 0.8$  наблюдается существенно нелинейный рост  $\Delta\sigma_0$ , а затем наступают насыщение и некоторое уменьшение разности напряжений в сердцевине. Для световодов же с  $g < 0.4$  наблюдается монотонный рост  $\Delta\sigma_0$  во всем диапазоне возможных значений эллиптичности напрягающей оболочки,

причем до  $\epsilon_s \approx 0.8$  он практически линейный.

На рис. 3 показано влияние внешней границы на величину  $\Delta\rho_0$  световодов с эллиптической и круглой внешней оболочками. Здесь, так же как и в пре-

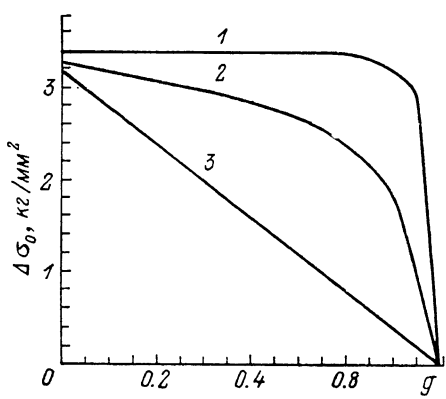


Рис. 4. Зависимость  $\Delta\sigma_0$  от относительного радиуса напрягающей оболочки в исходной круглой заготовке  $g = \rho_s / \rho_0$  для трех световодов с одинаковой эллиптичностью напрягающей оболочки  $\epsilon_s = 0.2$  и различными эллиптичностью внешней оболочки  $\epsilon_0$ .

$\epsilon_0$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2.

дыдущем случае, для световода с эллиптической внешней оболочкой  $\epsilon_0 = \epsilon_s$ , а радиус внешней оболочки световода с круглой внешней оболочкой равен  $\rho_0 = 66$  мкм. Кривые приведены в зависимости от параметра  $f = b/a_0$ . Как видно из рисунка, значение  $\Delta\sigma_0$  для АОС с эллиптической внешней оболочкой всегда меньше соответствующих величин для световодов с круглой внешней оболочкой. Кроме того, если для световодов с круглой внешней оболочкой влияние конечности размеров последней сказывается лишь при  $\epsilon_s > 0.5$ , то для световодов с эллиптической внешней оболочкой наклон кривой  $\Delta\sigma_0(\epsilon_s)$  зависит от относительных размеров напрягающей оболочки во всем диапазоне значений  $\epsilon_s$ . При этом, как видно из рис. 3, вид кривой  $\Delta\sigma_0(\epsilon_s)$  определяется формой внешней оболочки. Так, у световодов с эллиптической внешней оболочкой в отличие от АОС с круглой внешней оболочкой при данных значениях  $f$  с увеличением эллиптичности напрягающей оболочки происходит не только насыщение  $\Delta\sigma_0$ , но и ее последующее уменьшение.

Как уже отмечалось, все приведенные выше расчеты проводились при  $\epsilon_0 = \epsilon_s$ . Однако следует отметить, что для реальных образцов, полученных методом термической прессовки исходной круглой заготовки, это соотношение выполняется только в заготовке, так как в процессе вытяжки внешняя оболочка несколько округляется, и в световодах уже  $\epsilon_0 \approx 0.5 \epsilon_s$ . Поэтому случай  $\epsilon_0 = \epsilon_s$  соответствует световоду с максимально возможной эллиптичностью внешней оболочки. Вместе с тем из полученных результатов очевидно, что при  $\epsilon_0 < \epsilon_s$  соответствующие кривые будут лежать между кривой для круглой внешней оболочки и кривой, соответствующей равным эллиптиностям внешней и напрягающей оболочек. Это подтверждается приведенными на рис. 4 результатами расчета зависимости  $\Delta\sigma_0(g)$  для трех световодов с одинаковой эллиптичностью напрягающей оболочки  $\epsilon_s = 0.2$  и различными эллиптичностью внешней оболочки. Отсюда видно, что увеличение эллиптичности внешней оболочки ведет к уменьшению  $\Delta\tau_0$  при данном значении  $g$ . Это связано с тем, что, как видно из рис. 1, с увеличением  $\epsilon_0$  уменьшается толщина внешней оболочки вдоль оси  $OY$  ( $A_y - b$ ), а следовательно, и жесткость внешней оболочки в направлении оси  $OX$ . В результате внешняя оболочка начинает хуже «сдерживать» сжимающие вдоль оси  $OX$  напряжения и больше деформируется, что приводит к уменьшению величины  $\sigma_x$ . К тому же с увеличением  $\epsilon_0$  растут толщина внешней оболочки вдоль оси  $OX$  ( $A_x - a$ ), а следовательно, и жесткость внешней оболочки в направлении  $OY$ , приводящая к увеличению величины  $\sigma_y$ . В итоге  $\Delta\tau_0 = \sigma_x - \sigma_y$  с ростом  $\epsilon_0$  уменьшается.

## 2. Экспериментальные результаты и сравнение с расчетом

Исследуемые световоды были изготовлены методом термической прессовки исходной круглой заготовки, описанным в работе [13]. Для получения исходных круглых заготовок использовался MCVD метод. Схематично поперечные сечения исследуемых АОС приведены на рис. 5. Как видно, световоды 1—3 представляли собой четырехслойную структуру и состояли из круглой сердцевинки ( $\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$ ), круглой буферной оболочки ( $\text{SiO}_2 + \text{P}_2\text{O}_5$  (1.5 мол.%) +  $\text{F}$  (1 мол.%)), уменьшающей потери, связанные с собственным поглощением

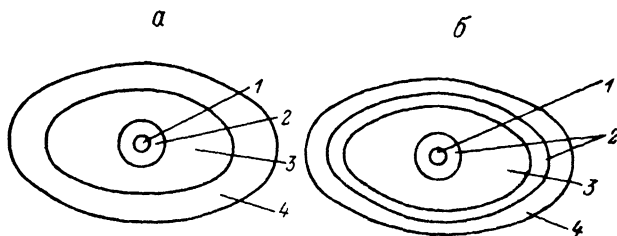


Рис. 5. Поперечные сечения реальных исследуемых световодов 1—3 (а) и 4—10 (б).

1 —  $\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$ , 2 —  $\text{SiO}_2 + \text{P}_2\text{O}_5 + \text{F}$ , 3 —  $\text{SiO}_2 + \text{B}_2\text{O}_3 + \text{P}_2\text{O}_5$ , 4 —  $\text{SiO}_2$ .

оксида бора, эллиптической напрягающей оболочки ( $\text{SiO}_2 + \text{B}_2\text{O}_3$  (17 мол.%) +  $\text{P}_2\text{O}_5$  (4 мол.%)) и эллиптической внешней кварцевой оболочки, создающих несимметричные напряжения в сердцевине. У световодов 4—10 между напрягающей и внешней оболочками была введена еще и эллиптическая дополнительная оболочка, легированная так же, как и буферная. Введение этой оболочки позволяет существенно снизить температуру процесса прессовки исходной круглой заготовки и тем самым приводит к улучшению совершенства структуры и поляризационных характеристик исследуемых АОС [13]. Как следует из профилей показателя преломления, во всех световодах показатели преломления оболочек равны показателю преломления  $\text{SiO}_2$ , что предотвращает образование вторичной волноводной структуры. В табл. 1 приведены значения структурных параметров АОС, упомянутые выше, а также длина волны отсечки первой высшей моды  $\lambda_c$ , разность показателей преломления сердцевинки и оболочек  $\Delta n$ , радиус буферной оболочки  $R$  и отношение радиуса буферной оболочки к радиусу сердцевинки  $\gamma = R/a_c$ . Световоды 1—3, 6 и 7, 9 и 10

Т а б л и ц а 1

Номер световода	$\lambda_c$ , мкм	$\Delta n \cdot 10^3$	$2a_c$ , мкм	$\rho_0$ , мкм	$g$	$\epsilon_g$	$\epsilon_0$	$\gamma$	$R$ , мкм
1	1.1	10.2	7.4	73.5	0.37	0.32	0.15	1.78	6.6
2	1.08	10.2	7.3	62.8	0.37	0.67	0.38	1.78	6.5
3	0.91	10.2	6.1	50.6	0.37	0.51	0.31	1.78	5.4
4	1.06	8.55	7.2	59.9	0.27	0.48	0.28	1.95	7.0
5	1.01	9.03	6.9	65.0	0.33	0.47	0.29	3.18	10.9
6	1.05	8.13	8.0	66.6	0.33	0.45	0.24	3.43	13.7
7	1.11	8.13	8.4	70.1	0.33	0.33	0.21	3.43	14.4
8	1.05	7.89	8.0	70.1	0.35	0.41	0.22	3.91	15.7
9	1.09	8.4	8.1	67.8	0.34	0.4	0.22	3.54	14.4
10	1.11	8.4	8.2	68.7	0.34	0.33	0.19	3.54	14.6

были изготовлены из одной и той же исходной круглой заготовки путем деления ее на несколько частей и прессовки с различным эксцентриситетом.

Так как круглая буферная и дополнительная эллиптическая оболочки исследуемых световодов слабо легированы двумя добавками, одна из которых ( $P_2O_5$ ) повышает коэффициент термического расширения  $SiO_2$ , а другая (F) понижает его, то КТР этих оболочек почти не отличается от КТР  $SiO_2$ . Вследствие этого при расчете материального двулучепреломления исследуемых четырех и пятислойных световодов можно пользоваться трехслойной моделью, приведенной в предыдущем разделе, принимая при этом радиус сердцевины в ней равным радиусу буферной оболочки реальных АОС.

Нами измерялась величина модового двулучепреломления  $B$  световодов на длине волны  $\lambda = 1.15$  мкм методом модуляции состояния поляризации, основанной на эффекте Фарадея [14]. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер. При этом низкий уровень добавочных потерь, обусловленных собственным колебательным поглощением оксида бора в напрягающей оболочке исследуемых световодов [13], свидетельствует о том, что поле основной моды на длине волны 1.15 мкм сконцентрировано практически полностью в области буферной оболочки. В то же время известно [15], что в световодах с эллиптической напрягающей оболочкой, круглой буферной оболочкой и круглой сердцевинной разность напряжений вдоль оптических осей однородна внутри буферной оболочки и равна  $\Delta\sigma_0$ . Следовательно, измеряемая величина модового двулучепреломления  $B$  с большой степенью точности должна совпадать с материальным двулучепреломлением исследуемых АОС.

Т а б л и ц а 2

Номер световода	$B \cdot 10^4$	$B_m \cdot 10^4$	$(\Delta\alpha\Delta T) \cdot 10^4$	Номер световода	$B \cdot 10^4$	$B_m \cdot 10^4$	$(\Delta\alpha\Delta T) \cdot 10^4$
1	1.51	1.49	13.3	6	1.73	1.70	11.4
2	3.11	3.11	13.3	7	1.12	1.15	11.4
3	2.26	2.27	13.3	8	1.55	1.59	11.4
4	2.3	2.21	13.3	9	1.72	1.69	12.4
5	2.09	2.08	13.3	10	1.37	1.38	12.4

Единственным неизвестным параметром исследуемых световодов является  $\Delta\alpha\Delta T$ . Поэтому при расчетах материального двулучепреломления,  $\Delta\alpha\Delta T$  подбиралось таким образом, чтобы при одном и том же его значении по возможности у большего количества световодов измеряемое  $B$  и рассчитанное  $B_m$  отличались друг от друга не больше, чем на ошибку эксперимента ( $\approx 4\%$ ). Результаты расчетов и измерений приведены в табл. 2. Как видно, световоды, изготовленные из одной и той же исходной круглой заготовки, обладают одинаковым значением  $\Delta\alpha\Delta T$ , что свидетельствует о высокой точности расчетов. При этом совпадение  $\Delta\alpha\Delta T$  световодов 1—3, с одной стороны, и 4, 5, с другой, позволяет утверждать, что введение дополнительной эллиптической оболочки

не влияет на величину материального двулучепреломления исследуемых световодов. Причиной же отличия  $\Delta\alpha\Delta T$  у трех групп световодов является, по-видимому, некоторое отличие в степени легирования напрягающей оболочки.

### Заключение

Таким образом, проведенные исследования термоупругих напряжений в волоконных световодах с эллиптическими внешней и напрягающей оболочками и круглой сердцевинкой показали, что, во-первых, для таких АОС как наклон, так и форма кривой зависимости материального двулучепреломления от эллиптичности напрягающей оболочки зависят от относительных размеров последней во всем диапазоне значений  $\epsilon_s$ , во-вторых, величина материального двулучепреломления монотонно уменьшается с ростом относительных размеров напрягающей оболочки во всем диапазоне возможных значений  $\epsilon_s$ , в-третьих, увеличение эллиптичности внешней оболочки приводит к уменьшению материального двулучепреломления, следовательно, максимальным  $B_m$  обладает АОС с эллиптической напрягающей и круглой внешней оболочками. При этом рассчитанные величины  $B_m$  реальных световодов с высокой степенью точности совпадают с экспериментально полученными значениями.

### Список литературы

- [1] Noda J., Okamoto K., Sasaki Y. // J. of Lightwave Technol. 1986. Vol. LT-4. N 8. P. 1071—1089.
- [2] Sinha N. K. // Phys. and Chem. of Glasses. 1978. Vol. 19. N 4. P. 69—77.
- [3] Kaminow I. P., Ramaswamy V. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. N 4. P. 268—270.
- [4] Okamoto K., Hosaka T., Edahiro T. // IEEE J. of Quantum Electron. 1981. Vol. QE-17. N 10. P. 2123—2129.
- [5] Namihira Y., Ejiri Y., Mochizuki K. // Electron. Lett. 1982. Vol. 18. N 2. P. 89—91.
- [6] Chu P. L. // Electron. Lett. 1982. Vol. 18. N 1. P. 45—46.
- [7] Eickhoff W. // Opt. Lett. 1982. Vol. 7. N 12. P. 629—631.
- [8] Rashleigh S. C., Marrone M. J. // Opt. Lett. 1983. Vol. 8. N 5. P. 292—294.
- [9] Ejiri Y., Namihira Y., Mochizuki K. // Electron. Lett. 1982. Vol. 18. N 14. P. 603—605.
- [10] Sakai J.-I., Kimura T. // IEEE J. of Quantum Electron. 1982. Vol. QE-18. N 11. P. 1899—1909.
- [11] Varnham M. P., Payne D. N., Barlow A. J., Birch R. D. // J. of Lightwave Technol. 1983. Vol. LT-1. N 2. P. 332—339.
- [12] Stolen R. H., Pleibel W., Simpson J. R. // J. of Lightwave Technol. // 1984. Vol. LT-2. N 5. P. 639—644.
- [13] Арутюнян З. Э., Грудинин А. Б., Гурьянов А. Н. и др. // Квантовая электрон. 1990. Vol. 17.
- [14] Simon A., Ulrich R. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. N 8. P. 517—520.
- [15] Stolen R. H. // J. of Lightwave Technol. 1983. Vol. LT-1. N 2. P. 297—301.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 марта 1990 г.