

УДК 621.373.535.8

# ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНОЙ СВЯЗИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МОД НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ И КОЛЬЦЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

## І. ИЗМЕНЕНИЕ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЧЕРЕЗ ОДНОМОДОВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ СВЕТОВОД

*Г. Б. Малыкин, И. М. Нефёдов, И. А. Шерешевский*

Предложен способ расчета степени поляризации немонохроматического излучения при его распространении через одномодовый волоконный световод (ОВС), основанный на разбиении длины волокна на отрезки, равные длине деполяризации излучения в ОВС. Получены зависимости степени поляризации излучения от длины волокна для ОВС с сильной и слабой анизотропией. В случае анизотропных ОВС, характеризующихся слабой связью ортогональных мод, результаты совпадают с полученными ранее другими методами расчета. Для слабоанизотропных ОВС, характеризующихся сильной связью ортогональных мод, результаты получены впервые.

Изменение состояния поляризации немонохроматического излучения при распространении через одномодовые волоконные световоды (ОВС) со случайной связью ортогонально-поляризованных мод, которая характеризуется  $h$ -параметром [1] (который численно равен относительной интенсивности излучения, перешедшего на случайных неоднородностях из одной поляризационной моды в другую на одном погонном метре волокна), приводит к значительным изменениям интенсивности интерференционного сигнала (т. н. "Федингам") при работе волоконного интерферометра Маха-Цендера [2], Майкельсона [3], а в случае интерферометра Саньяка — волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ) — так же к изменениям сдвига нуля [4, 5]. Для уменьшения этих нежелательных явлений в ВКИ используются волоконные деполяризаторы различных типов [6, 7] (отметим, что поскольку методов истинной деполяризации света практически не существует [8], здесь и далее речь идет о псевдодеполяризаторах и псевдодеполированном излучении). При этом деполяризаторы изготавливаются из ОВС с сильным двулучепреломлением, а контур интерферометра, как правило, из ОВС со слабым двулучепреломлением. В связи

с этим возникает вопрос об оценке степени поляризации излучения  $p$  при прохождении через ОВС с различными параметрами.

Целью настоящей работы является оценка степени поляризации немонохроматического излучения при его прохождении через ОВС со слабой анизотропией (которые характеризуются довольно большим  $h$ -параметром [9, 10]) для различных случаев его поляризации на входе волокна.

В работах [11–15] рассмотрены вопросы изменения степени поляризации излучения при распространении через ОВС. Однако, правильные количественные результаты получены только в работе [15] для случая ОВС с большим двулучепреломлением и малым  $h$ -параметром.

Рассмотрим вкратце особенности моделей описания связи ортогонально-поляризованных мод в ОВС и полученных на основании этих моделей результатов в работах [11–15]. В работе [11] используется приближение модели точечной связи поляризационных мод, причем в элементах матрицы Джонса, описывающей ОВС, опущены некоторые малые члены с фазовыми задержками, отличными от фазовых задержек основных членов. В этом случае матрица Джонса уже не является собственной матрицей эллиптической фазовой пластиинки, а, как показано в [16], собственные моды ОВС при наличии  $h$ -параметра являются эллиптическими. Вследствие этих приближений результаты расчета [11] являются не вполне верными, с нашей точки зрения, из них следует, что даже при очень большой длине ОВС степень поляризации излучения зависит от того, была ли возбуждена на входе ОВС одна поляризационная мода или обе с равным весом. Отметим, что подобная форма записи матрицы Джонса ОВС со связью поляризационных мод привела в работе [17], как показано в [5], к ошибочному результату в вычислении сдвига нуля ВКИ. Тем не менее, из результатов [11] следует один качественно важный вывод: при возбуждении на входе ОВС обеих поляризационных мод с равным весом деполяризация излучения происходит существенно быстрее, чем в случае возбуждения одной поляризационной моды.

В работе [12] в качестве основных параметров, характеризующих связь поляризационных мод в ОВС, выбраны средний квадрат отношения случайных неоднородностей на единицу длины, функция автокорреляции случайных неоднородностей по длине ОВС, ширина и спектральная форма источника излучения. Эти параметры являются неудобными для оценок степени поляризаций излучения в ОВС, поскольку первые два из них довольно сложно измерить экспериментально. Тем не менее, в случае очень больших длин ОВС автор [12] приходит к правильному качественному выводу о том, что при этом степень поляризации излучения на выходе ОВС не зависит от того, была ли возбуждена одна поляризационная мода или обе с равным весом.

В работе [13] связь поляризационных мод в ОВС описывается той же моделью, что и в [11], но при расчетах длина волокна разбивалась на от-

реки  $\Delta\ell \ll L_b$ , где  $L_b = \lambda/\Delta n$  — длина поляризационных биений в ОВС,  $\lambda$  — длина волны источника излучения,  $\Delta n$  — разность показателей преломления для двух ортогонально поляризованных мод. В качестве основного параметра, количественно характеризующего связь ортогонально поляризованных мод и уменьшение степени поляризации излучения по мере распространения в волокне [13], выбрано отношение  $2\pi \cdot \Delta\ell/l_{\text{деп}}$ , где  $l_{\text{деп}} = \lambda^2/\Delta\lambda \cdot \Delta n$  — длина деполяризации излучения в ОВС,  $\Delta\lambda$  — ширина спектра источника излучения. Этот параметр, с нашей точки зрения, не может адекватно характеризовать эволюцию степени поляризации излучения в ОВС, поскольку  $2\pi \cdot \Delta\ell/l_{\text{деп}} \sim \Delta\lambda/\lambda$  — то есть учитывается относительная спектральная ширина источника излучения, но двулучепреломление и  $h$ -параметр ОВС в явном виде не учитываются. Результаты расчетов в [13] показывают, что степень поляризации излучения уменьшается по мере распространения через ОВС, причем практически независимо от того, была ли на входе волокна возбуждена одна поляризационная мода, или обе с равным весом. Последнее явно неверно, поскольку при возбуждении обеих мод с равным весом излучение должно существенно деполяризоваться уже на длине волокна, равной  $l_{\text{деп}}$  [6, 16], а в случае возбуждения на входе одной моды излучение вначале должно достаточно “перекачаться” в другую моду так, чтобы их интенсивности примерно сравнялись, то есть пройти длину волокна  $l \gg h^{-1}$ , и только затем произойдет деполяризация излучения.

В работе [14] в качестве основного параметра, характеризующего полную связь ортогонально-поляризованных мод по всей длине волокна  $L$ , выбрано произведение  $hL$ . Расчет степени поляризации производится методом матриц Мюллера [8] при условии  $hL \ll 1$ . Таким образом, предложенный в [14] метод расчета пригоден либо для очень коротких отрезков ОВС с произвольным  $h$ -параметром, либо для достаточно длинных отрезков ОВС при условии, что их  $h$ -параметр очень мал. Кроме того, расчетный метод матриц Мюллера не позволяет учитывать абсолютную фазу оптического излучения [8] и, следовательно, непригоден для вычисления поляризационной невзаимности в волоконных интерферометрах. Эти вопросы будут рассмотрены во второй части данной работы.

В работе [15] было предложено в качестве основного параметра, характеризующего суммарную связь ортогонально поляризованных мод на длине  $l_{\text{деп}}$ , использовать произведение  $h l_{\text{деп}}$ . Этот параметр наиболее адекватно характеризует процессы деполяризации излучения в ОВС, поскольку не связан с конкретной длиной волокна  $L$  и учитывает величины  $h$ -параметра и двулучепреломления в ОВС и относительную спектральную ширину источника излучения. В [15] для случая  $h l_{\text{деп}} \ll 1$  показано, что при  $L \gg l_{\text{деп}}$  независимо от состояния поляризации излучения на входе ОВС математическое ожидание степени поляризации излучения  $p$  на выходе составит  $\bar{p} \approx \sqrt{h l_{\text{деп}}}$ . Однако в ОВС со слабым двулучепрелом-

лением условие  $h\ell_{\text{деп}} \ll 1$ , как правило, не выполняется, поскольку для них величина  $h$  может составлять  $10^{-1} \div 10^{-2} \text{ м}^{-1}$  [9, 10], а длина деполяризации (при  $\Delta\lambda = 3 \div 10 \text{ нм}$ ) — сотни метров. Отметим, что, как показано в [16], если ориентация собственных осей меняется по длине волокна, но направление осей не зависит от частоты излучения, то даже при  $h \neq 0$  излучение на выходе ОВС будет полностью деполяризовано. Однако, такая ситуация может иметь место для специально разработанных с этой целью волокон. Так, в работе [18] наблюдалась заметная хроматическая дисперсия азимута собственных осей слабосанизотропного ОВС, и, следовательно, в общем случае, излучение в ОВС не может быть полностью деполяризовано.

Вернемся к вопросу определения степени поляризации немонохроматического излучения при его прохождении через ОВС со слабой анизотропией. В работе [10] было предложено при оценке величины  $p$  разбивать длину ОВС на  $N$  отрезков длиной  $\ell_{\text{деп}}$  ( $N = L/\ell_{\text{деп}}$ ), поскольку величина  $\ell_{\text{деп}}$  является характерной длиной, на которой осуществляется когерентная связь взаимно-ортогональных мод. Этот подход позволил произвести оценку величины  $p$  в ОВС, для которых не выполняется условие  $h\ell_{\text{деп}} \ll 1$ . Как показано в [10], степень поляризации излучения на выходе ОВС определяется из следующего соотношения:

$$p = \left[ \left( \langle A_x A_x^* \rangle - \langle A_y A_y^* \rangle \right)^2 + 4 \left( \langle A_x A_y^* \rangle \langle A_x^* A_y \rangle \right) \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь угловые скобки  $\langle U, V \rangle$  обозначают усредненное по  $\delta$  произведение величин  $U$  и  $V$  (иными словами это означает, что в выражении (1) учитываются произведения только тех членов, которые прошли равные оптические пути, т. е. разность фаз которых совпадает с точностью до  $\delta$ , в противном случае эти члены между собой некогерентны и не влияют на степень поляризации [5]):

$$\langle U, V \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} UV d\delta, \quad \delta = \beta \ell_{\text{деп}} = \frac{2\pi\lambda}{\Delta\lambda} \gg 2\pi,$$

$\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$  — двулучепреломление ОВС, вектор  $\vec{A}(A_x A_y)$  определяется из соотношения

$$\begin{vmatrix} A_x \\ A_y \end{vmatrix} = B_N B_{N-1}, \dots, B_2 B_1 \begin{vmatrix} a_x \\ a_y e^{i\varphi} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где  $\begin{vmatrix} a_x \\ a_y e^{i\varphi} \end{vmatrix}$  — нормированный вектор Джонса входного излучения

( $a_x^2 + a_y^2 = 1$ ), матрицы  $B_k$ ,  $k = 1, 2, \dots, N$  имеют вид:

$$B_k = \begin{vmatrix} (1-a)e^{i\delta} + a & \sqrt{(1-a)a}(e^{i\delta} - 1)e^{-i\gamma_k} \\ \sqrt{(1-a)a}(e^{i\delta} - 1)e^{i\gamma_k} & ae^{i\delta} + (1-a) \end{vmatrix}, \quad (3)$$

параметр  $a = 0,5[1 - \exp(-2h\ell_{\text{деп}})]$ ,  $\gamma_k$  обозначают фазы излучения, прошедшего на  $k$ -ом отрезке волокна из одной ортогональной моды в другую [5]. Все  $\gamma_k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) можно считать случайными, независимыми и равномерно распределенными в интервале  $(0, 2\pi)$  [10]. В этом случае, для различных спектральных составляющих излучения с длинами волн от  $\lambda - \Delta\lambda/2$  до  $\lambda + \Delta\lambda/2$  значения  $\delta$  будут отличаться на  $2\pi$ . Если на входе такого оптического устройства будут возбуждены обе поляризационные моды с равным весом, то на выходе будет иметь место набор различных состояний поляризации для различных спектральных составляющих излучения, и, в целом, немонохроматическое излучение будет деполяризовано. Что касается зависимости  $\gamma$  от длины волны излучения, то из экспериментов по измерению хроматической дисперсии квазиосей ОВС [18] можно сделать косвенные выводы о том, что она невелика (при  $\Delta\lambda = 10 \text{ нм}$  и  $L = 100 \text{ м}$   $\Delta\gamma(\lambda) < 1^\circ - 2^\circ$ ), в противном случае хроматическая дисперсия квазиосей была бы существенно больше, чем в [18]. В дальнейшем, под  $\delta$  и  $\gamma$  будем понимать их значения на средней длине волны источника излучения.

Отметим, что  $B_k$  не являются матрицами Джонса в классическом понимании, поскольку описывают оптическое устройство, приводящее к полной или частичной деполяризации излучения. Такой подход применим только для немонохроматического излучения.

Для вычисления средней степени поляризации  $p$ , необходимо в (1) провести усреднение по  $\delta$  и всем  $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N$ . Аналитически это можно сделать лишь для  $N = 1$  [10].

В настоящей работе величина  $\bar{p}$  вычислена при  $N \gg 1$  для различных значений  $h\ell_{\text{деп}}$ . Расчеты проводились численным методом Монте-Карло [19]. Из (2) и (3) можно получить, что компоненты вектора  $\vec{A}$  представляют собой полиномы по степеням  $e^{i\delta}$ :

$$A_x = \sum_{m=0}^N a_{xm} e^{im\delta}, \quad A_y = \sum_{m=0}^N a_{ym} e^{im\delta} \quad (4)$$

причем величины  $a_{xm}$ ,  $a_{ym}$  ( $m = 0, 1, \dots, N$ ) зависят от входного вектора  $\begin{vmatrix} a_x \\ a_y e^{i\varphi} \end{vmatrix}$ , параметра  $a$ , всех  $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N$  и не зависят от  $\delta$ . Для  $a_{x0}, a_{x1}, \dots, a_{xN}$  и  $a_{y0}, a_{y1}, \dots, a_{yN}$  из (2) и (3) можно получить рекуррент-

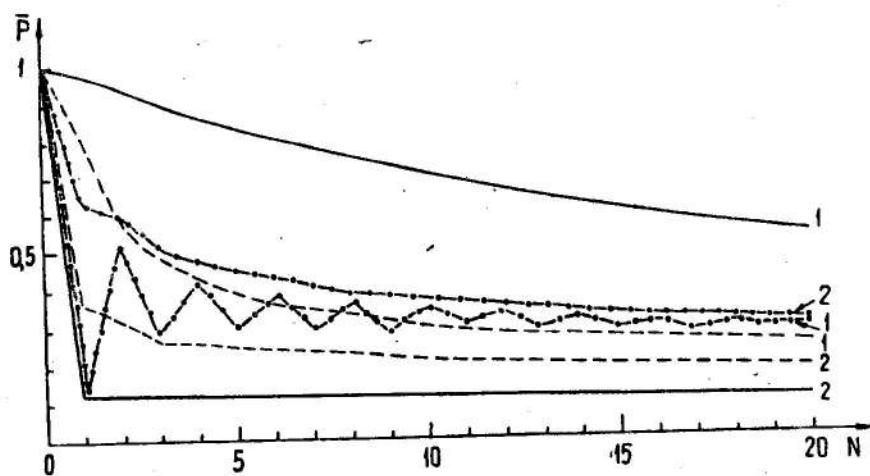


Рис. 1. Зависимость средней степени поляризации излучения  $\bar{p}$  от длины ОВС нормированной на длину деполяризации  $l_{\text{деп}}$ :  $N = L/l_{\text{деп}}$ .

ные соотношения. Из (4) следует, что входящие в выражения для  $p$  усредненные по  $\delta$  величины могут быть выражены через  $a_{xm}$ ,  $a_{ym}$ , например:

$$\langle A_x A_y^* \rangle = \sum_{m=0}^N a_{xm} a_{ym}^*$$

и аналогично для других средних. Поэтому выражение для  $p$  можно записать в виде:

$$p = \left\{ \left[ \sum_{m=0}^N (a_{xm}^2 - a_{ym}^2) \right]^2 + 4 \sum_{m=0}^N a_{xm} a_{ym}^* \sum_{m=0}^N a_{xm}^* a_{ym} \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Для вычисления  $p$  моделировались  $M$  ( $M = 20000$ ) наборов случайных величин  $\Gamma_j(\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N)$ ,  $j = 1, 2, \dots, M$ , из равномерного на  $(0, 2\pi)$  распределения для каждого  $\Gamma_j$ , и по формуле (5) вычислялась  $p_j$ , и средняя  $\bar{p}$  находилась как

$$\bar{p} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M p_j.$$

На рис. 1 представлены результаты расчета изменения величины  $\bar{p}$  от длины ОВС, нормированной на  $l_{\text{деп}}$  ( $N = L/l_{\text{деп}}$ ) для различных состояний поляризации излучения на входе ОВС: 1 — линейная поляризация, ориентированная вдоль одной из осей ОВС, 2 — линейная поляризация, ориентированная под  $45^\circ$  к осям ОВС или круговая поляризация. Расчет проведен для трех значений величины  $h l_{\text{деп}}$ : 0,01 (сплошная линия), 0,1 (пунктирная линия) и 1 (штрихпунктирная линия). Из

рис. 1 видно, что по мере увеличения длины ОВС степень поляризации излучения, имевшего различное состояние поляризации на входе ОВС, сближается тем быстрее, чем больше величина  $h\ell_{\text{деп}}$ , за счет более эффективного "перебрасывания" излучения на неоднородностях волокна из одной ортогональной моды в другую, излучение "забывает" начальное состояние поляризации. Вместе с тем, чем больше величина  $h\ell_{\text{деп}}$ , тем  $\bar{p}$  большей величине асимптотически стремится при увеличении длины ОВС. Это совпадает с выводами работы [15], где для случая  $h\ell_{\text{деп}} \ll 1$  показано, что при  $L \gg \ell_{\text{деп}}$ ,  $\bar{p} \sim \sqrt{h\ell_{\text{деп}}}$ . Из рис. 1 видно также, что в случае возбуждения на входе ОВС обеих ортогонально поляризованных мод с равным весом (кривая 2), излучение деполяризуется быстрее, чем в случае возбуждения одной моды (кривая 1), что совпадает с выводами [11, 12, 14] и не подтверждает результаты [13]. Отметим, что некоторая изломанность зависимостей на рис. 1 является следствием того, что метод расчета, основанный на разбиении длины ОВС на отрезки длиной  $\ell_{\text{деп}}$ , является приближенным, в действительности связь ортогональных мод осуществляется непрерывно по всей длине волокна. Отметим также, что, в случае  $h\ell_{\text{деп}} = 10$  расчет показывает, что сближение величины  $\bar{p}$ , по мере возрастания длины волокна для различных состояний поляризации излучения на входе, происходит несколько медленнее, чем в случае  $h\ell_{\text{деп}} = 1$ . Это можно объяснить тем, что при  $h\ell_{\text{деп}} \gg 1$  необходимо учитывать значительный обмен интенсивностей между двумя ортогонально поляризованными модами на длинах ОВС  $\ell \ll \ell_{\text{деп}}$ , и предложенный метод разбиения длины ОВС на отрезки длиной  $\ell_{\text{деп}}$  становится неадекватным. Следовательно, предложенный в [10] метод расчета степени поляризации излучения справедлив для случая  $h\ell_{\text{деп}} \lesssim 1$ . При  $h\ell_{\text{деп}} = 1$  (штрихпунктирная линия) и  $N \gg 1$ ,  $\bar{p} \approx 0,3$  независимо от состояния поляризации на входе ОВС. Расчет показывает, что при этом среднеквадратичное отклонение величины  $\bar{p}$  от среднего значения составляет 0,14, а сама величина  $\bar{p}$  может меняться в интервале от 0 до 0,9. Таким образом, при изменении температуры ОВС (при  $L \gg \ell_{\text{деп}}$ ) степень поляризации излучения на его входе может меняться в очень широких пределах, оставаясь в среднем равной 0,3 (при этом состояние поляризации поляризованной части излучения может принимать любые значения).

Рассмотрим теперь изменение степени поляризации излучения, проходящего последовательно отрезки ОВС с малой и большой величиной  $h\ell_{\text{деп}}$ , т. е. волоконный деполяризатор, изготовленный из ОВС с сильным двулучепреломлением и малым  $h$ , и ОВС со слабой анизотропией. Расчет производится для следующего случая: линейно-поляризованное излучение вводится под углом  $45^\circ$  к оси деполяризатора с  $h_1\ell_{\text{деп1}} = 10^{-4}$ , длиной  $L_1 = 6\ell_{\text{деп1}}$  ( $N_1 = 6$ ) и далее попадает в слабоанизотропное ОВС с  $h_2\ell_{\text{деп2}} = 1$  и  $L_2 = 12\ell_{\text{деп2}}$  ( $N_2 = 12$ ). Отметим, что вследствие существен-

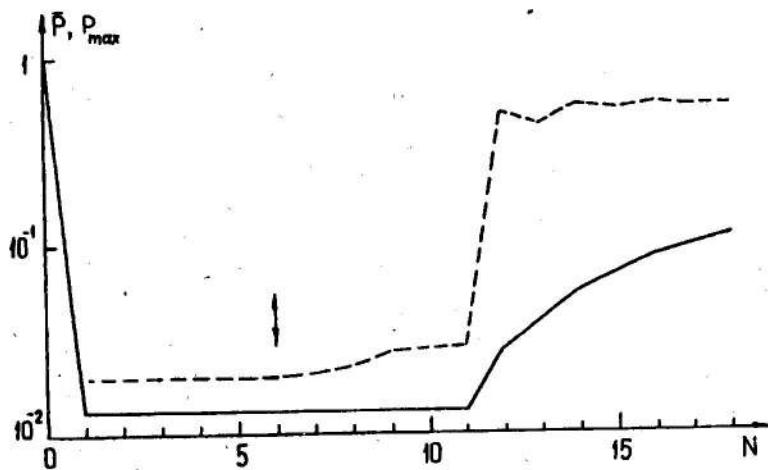


Рис. 2. Зависимость степени поляризации излучения  $p$  при прохождении им отрезка ОВС с сильным двулучепреломлением (деполяризатора) с  $N_1 = L/\ell_{\text{ dep}1}$ , а затем ОВС со слабым двулучепреломлением с  $N_2 = L/\ell_{\text{ dep}2} = 12$ .

ного различия  $\Delta n_1$  и  $\Delta n_2$  величина  $\ell_{\text{ dep}2}$  может быть в сотни раз больше, чем  $\ell_{\text{ dep}1}$ . Расчет показал, что степень поляризации излучения во втором отрезке ОВС слабо зависит от ориентации его осей относительно осей первого отрезка. На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости величины  $\bar{p}$  от длины волокна (сплошная линия). Пунктирной линией показано максимально возможное значение  $p$  —  $p_{\text{max}}$  (минимально возможное значение  $p_{\text{min}} = 0$ ). Стрелкой указана граница раздела между волокнами с малым и большим значением  $h\ell_{\text{ dep}}$ . Из общих соображений можно было ожидать, что в случае, когда фазовые задержки в обоих типах волокон сравняются ( $N = N_1 + N_2 = 12$ ), должна резко возрасти как величина  $\bar{p}$ , так и  $p_{\text{max}}$ , однако, как видно из рис. 2, при этом происходит резкий рост только  $p_{\text{max}}$ , а  $\bar{p}$  нарастает сравнительно плавно с ростом  $N$  при  $N > 12$ . Отсюда следует, что в волокне с большим значением  $h\ell_{\text{ dep}}$  увеличение степени поляризации ("реполяризация") излучения в случае, если оно сильно деполяризовано на входе ОВС, происходит существенно медленнее, чем уменьшение степени поляризации ("деполяризация") излучения в случае, когда оно полностью поляризовано на входе ОВС. Длина деполяризатора, например, в схеме ВКИ, выбирается из условия  $N_1 > N_2$  [18]. Таким образом, как  $\bar{p}$ , так и  $p_{\text{max}}$  на выходе ВКИ не возрастают (подробнее этот вопрос будет рассмотрен в третьей части работы).

Таким образом, предложенный метод расчета изменения степени поляризации немонохроматического излучения при распространении через

ОВС, основанный на разбиении всего ОВС на отрезки длиной  $\ell_{\text{деп}}$ , справедлив в случае  $h\ell_{\text{деп}} \lesssim 1$ . Это позволяет получать численные оценки степени поляризации излучения не только в ОВС с сильной, но и со слабой анизотропией в случае использования достаточно широкополосного источника излучения — суперлюминисцентного диода или многомодового полупроводникового лазера — с шириной линии 3–10 нм.

В заключение авторы выражают благодарность И. А. Андроновой и В. Н. Листвину за обсуждение результатов работы, Л. А. Мельникову — за ряд полезных замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rashleigh S. // J. Lightwave Techn., 1983. V. LT-1. N 2. P. 312.
2. Kersey A. D., Marrone M. J., Dandridge A. // Optics lett., 1988. V. 13. N 10. P. 847.
3. Waner K. H., Safar N. H. // Optics lett., 1987. V. 12. N 3. P. 217.
4. Козел С. М., Листвин В. Н., Шаталин С. В., Юшкайтис Р. В. // Опт. и спектр., 1986. Т. 61. Вып. 6. С. 1295.
5. Малыкин Г. Б. // Изв. вузов. Радиофизика, 1991. Т. 34. N 7. С. 817.
6. Moeller R. P., Burns W. K. // Electron. lett., 1983. V. 19. N 5. P. 187.
7. Bohm K., Peterman K., Weidel E. // J. Lightwave Techn., 1983. V. LT-1. N 1. P. 71.
8. Шерклиф У. Поляризованный свет. — М.: Мир, 1965.
9. Ulrich R., Rashleigh S. // IEEE J. Quant. Electr., 1982. V. QE-18. N 12. P. 2032.
10. Малыкин Г. Б. Распространение немонохроматического излучения // Изв. вузов. Радиофизика, 1992. Т. 35. N 11–12. (принята к печати).
11. Burns W., Moeller R., Chen C. // J. Lightwave Techn., 1983. V. LT-1. N 1. P. 44.
12. Sakai J. // J. Optical Soc. Am. A., 1984. V. 1. N 10. P. 1007.
13. Shangyuan H., Zongqi L., Weimin F. // J. Lightwave Techn., 1986. V. LT-4. N 1. P. 22.
14. Kornetski T., Eftimov T. // Болг. физ. журн., 1986. Т. 13. N 2. С. 156.
15. Залогин А. Н., Козел С. М., Листвин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. N 2. С. 243.
16. Грудинин А. Б., Сулимов В. Б. // Труды ИОФАН, 1987. Т. 5. С. 18.
17. Burns W. K., Moeller R. P. // J. Lightwave Techn., 1984. V. LT-2. N 4. P. 430.
18. Малыкин Г. Б. // Изв. вузов. Радиофизика, 1992. Т. 35. N 2. С. 189.
19. Соболь И. М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973.

Институт прикладной физики  
РАН

Поступила в редакцию  
24 июня 1992 г.

**THE EFFECT OF ORTHOGONAL MODE RANDOM COUPLING ON  
POLARIZATION CHARACTERISTICS OF SINGLE-MODE FIBER  
LIGHTGUIDES (SMFL) AND SMFL-BASED RING INTERFEROMETERS****I. CHANGES IN THE DEGREE OF POLARIZATION OF  
NONMONOCHROMATIC RADIATION BEING PROPAGATED  
THROUGH A SINGLE-MODE FIBER LIGHTGUIDE***G. B. Malykin, I. M. Nefedov, and I. A. Shereshevsky*

The technique to calculate a degree of polarization of nonmonochromatic radiation during its propagation through a single-mode fiber lightguide based on dividing the fiber into parts equal in length to SMFL radiation depolarization has been suggested. The degree of radiation polarization has been obtained as a function of the fiber length in SMFL with strong and weak anisotropy. The results obtained for anisotropic SMFL with weak coupling of orthogonal modes coincide with those obtained by other calculation methods. The results have first been obtained for weakly anisotropic SMFL characterized by strong coupling of orthogonal modes.