

Поляризационные характеристики излучения многомодовых волоконных световодов

Д.В.Кизеветтер

Рассмотрены поляризационные биения при распаде LP модовых групп в многомодовых волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления. На основании волноводных свойств этих групп определены теоретические зависимости степени линейной поляризации от длины световода и угла выхода излучения. Проведено сопоставление с существующими теоретическими представлениями. Показано, что излучение, выходящее из многомодового световода вблизи оси, может сохранять линейную поляризацию при длинах световода до нескольких метров. Представлены результаты экспериментальных исследований, подтверждающие основные теоретические выводы.

Ключевые слова: волоконный световод, поляризация.

1. Введение

Важной характеристикой волоконных световодов (ВС) является степень поляризации выходящего излучения. Теория, описывающая изменение поляризации излучения в ВС, хорошо развита для одномодовых и многомодовых световодов. Физические явления, возникающие при распространении излучения, и основные его закономерности, а также конструктивные особенности сохраняющих поляризацию световодов обобщены, в частности, в [1, 2]. Сведения о поляризационных характеристиках многомодовых ВС, приводимые литературе, противоречивы. В некоторых работах утверждается, что многомодовые волоконные световоды не сохраняют поляризацию; это подтверждается многочисленными экспериментальными данными. Однако известны экспериментальные работы, в которых демонстрируется возможность сохранения линейной поляризации в многомодовых световодах. Например, в [3] приводятся данные о сохранении интегральной степени линейной поляризации (СЛП) p в световоде длиной $L = 0.7$ м со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) и радиусом сердцевины $r_0 = 100$ мкм. Известны также специальные волоконно-оптические системы на основе многомодовых ВС для передачи поляризованного излучения [4]. Однако возможность использования многомодовых световодов для доставки поляризованного излучения сдерживается отсутствием теории, позволяющей корректно описать их поляризационные свойства.

Существует лучевая теория деполяризации [3, 5], описывающая основные процессы, происходящие при вводе излучения в многомодовые ВС со ступенчатым ППП: это

снижение интегральной СЛП выходящего излучения при удлинении ВС или при увеличении угла ввода светового пучка относительно оси ВС. Основной недостаток лучевой теории заключается в противоречии между известными экспериментальными данными, согласно которым в световодах большой длины интегральную СЛП выходящего излучения можно считать пренебрежимо малой (при $L \rightarrow \infty$ степень поляризации $p \rightarrow 0$), и теоретической зависимостью, согласно которой при $L \rightarrow \infty$ должно выполняться $p \rightarrow 1/2$, т. е. интегральная СЛП должна составлять 50 %. В настоящее время не существует объяснения указанному противоречию.

Использование численных методов расчета поляризационных характеристик (см., напр., [6, 7]) весьма сложно и не позволяет в полной мере выявить основные закономерности исследуемого эффекта. Выбор физической модели для численных расчетов также является актуальной задачей, влияющей на точность и корректность получаемых результатов.

Как лучевая теория, так и указанные выше численные методы используются для расчета поляризационных характеристик в ближней зоне дифракции. Лучи, распространяющиеся под различными углами к оси световода, в дальней зоне дифракции (ДЗД) будут разделены в пространстве. Интерференция между ними отсутствует, поэтому лучевой подход в ДЗД неприменим. Как будет показано ниже, поляризационные характеристики излучения, выходящего из многомодового волоконного световода со ступенчатым ППП, зависят от модового состава, а следовательно, и от угла выхода излучения. Поэтому исследование пространственных поляризационных характеристик излучения ВС в дальней зоне дифракции представляет существенный интерес.

Рассматриваемая ниже теория основана на волноводных свойствах [8] линейно поляризованных (LP) модовых групп цилиндрического диэлектрического световода, что позволило уточнить существующую лучевую теорию, объяснить известные экспериментальные данные и выявить новые поляризационные эффекты.

Д.В.Кизеветтер. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: dmitrykiesewetter@gmail.com

Поступила в редакцию 11 января 2007 г., после доработки – 1 ноября 2009 г.

2. Поляризационные биения в LP модовых группах

Известно, что гибридные моды волоконного световода (HE и EH) образуют LP модовые группы [9]. Модовые группы LP_{0j} , где j – радиальный индекс, формируются модами HE_{1j} , имеющими линейную поляризацию. Аналогично случаю группы LP_{01} в одномодовых ВС поляризационные биения LP модовых групп обусловлены несовершенствами световода. Модовые группы LP_{lj} , где l – азимутальный индекс, при $l = 1$ образуют TM_{0j} , TE_{0j} и HE_{2j} моды, а при $l > 1$ – $HE_{l+1,j}$ и $EH_{l-1,j}$ моды, имеющие различные постоянные распространения [9]. В связи с этим при $l \neq 0$ поляризационные биения обусловлены волноводными свойствами мод и будут иметь место даже в ВС с идеальной цилиндрической симметрией.

Основной сложностью при расчете параметров поляризационных биений LP групп является определение разности постоянных распространения волноводных мод, образующих заданную группу [8]. В приближении слабо направляемых мод в [9] получено выражение для разности собственных чисел волноводных мод, образующих LP_{lj} модовую группу:

$$\Delta u^{LP} = -\frac{(n_1^2 + n_2^2)u_{\pm l,j}}{2n_1^2 V}, \quad (1)$$

где n_1, n_2 – показатели преломления сердцевин и оболочки ВС; u – собственное число; $V = 2\pi r_0 NA / \lambda$ – нормированная частота ВС; r_0 – радиус сердцевин; NA – числовая апертура; λ – длина волны излучения. Однако расчет Δu с помощью численного решения характеристического уравнения показал, что при $V \rightarrow \infty$ асимптотой для Δu является не $1/V$, как следует из (1), а $1/V^2$ [8]. Соответственно для многомодовых световодов формула (1) занижает значение Δu на 2–3 порядка. Поэтому была использована иная аппроксимация [8, 10, 11]:

$$\Delta u^{LP} \approx \frac{\xi_{l,j}^2 NA^2}{2\pi \xi_{l,j}^2 n_1}, \quad (2)$$

где $\xi_{l,j}$ – j -й корень производной функции Бесселя l -го порядка; $\xi_{l,j}^2 = V^2 - \xi_{l,j}^2$. Тогда разность постоянных распространения [8, 11]

$$\Delta \beta_{i,j}^{LP} \approx \frac{\xi_{l,j}^3 NA^2 \lambda}{4\pi^2 n_1^2 r_0^2 \xi_{l,j}^2}. \quad (3)$$

Точность формул (2), (3) проверялась численно в широком диапазоне нормированных частот, числовых апертур и показателей преломления при различных азимутальных и радиальных индексах мод. Расчет показал [11], что формулы (2), (3) могут использоваться для оценки поляризационных параметров ВС при $r_0 > 10$ мкм, исключая волноводные моды вблизи отсечки.

Известно, что выходящее излучение отдельных мод локализовано в узком угловом интервале [12, 13], причем $u/V \approx \theta/\theta_{cr}$, где θ – угол выхода; θ_{cr} – апертурный угол. Соответственно (3) можно представить в следующем виде [10]:

$$\Delta \beta \approx \frac{NA^3 \theta_n^3}{2\pi n_1^2 r_0}, \quad (4)$$

где $\theta_n = \theta/\theta_{cr}$ – нормированный угол выхода. Формула (4) справедлива также для случая ввода в световод излучения плоской электромагнитной волны под углом θ к его оси [10]. Набег разности фаз волноводных мод, образующих LP модовую группу с углом выхода θ на длине световода L , составляет $\Delta \beta L$, где $\Delta \beta$ определяется выражением (4). Длину волны поляризационных биений L_b находят из условия

$$\Delta \beta L_b = 2\pi. \quad (5)$$

Из (3) получаем

$$L_b = \frac{8\pi^3 n_1^2 r_0^2 \xi_{i,j}^2}{\xi_{i,j}^3 NA^2 \lambda}, \quad (6)$$

а из (4) определяем взаимосвязь L_b и нормированного угла выхода излучения θ_n :

$$L_b = \frac{4\pi^2 n_1^2 r_0}{NA^3 \theta_n^3}. \quad (7)$$

Если исключить из рассмотрения модовые группы LP_{0j} и LP_{1j} , то для низшей модовой группы LP_{21} длина волны поляризационных биений составит при $V = 1000$ ($NA = 0.25, \lambda = 1$ мкм) более 4×10^6 м, при $V = 100$ – приблизительно 500 м, а при $V = 20$ – около 0.9 м. Для LP групп более высокого порядка L_b в соответствии с формулой (7) существенно меньше, чем для LP_{21} группы. Вблизи отсечки ($u_{ij} \approx V$) при $V = 1000$ величина L_b снижается до нескольких десятков или единиц метров (в зависимости от индексов группы), а при $V = 20$ – до нескольких сантиметров.

При определении параметров поляризационных биений LP_{ij} групп при $i \neq 0$ следует учитывать, что, в отличие от основной моды, направления векторов электрической и магнитной напряженностей волноводных мод, образующих эти группы, зависят от азимутального угла φ . Представим проекции напряженностей полей мод, образующих LP_{ij} группу (E_1, E_2), в ближней зоне дифракции при $r = \text{const}$ в следующем виде [9]:

$$E_{x1} \propto A_{E1} \cos(l\varphi), \quad E_{x2} \propto -A_{E2} \cos(l\varphi), \quad (8)$$

$$E_{y1} \propto A_{E1} \sin(l\varphi), \quad E_{y2} \propto A_{E2} \sin(l\varphi). \quad (9)$$

При $A_{E1} = -A_{E2} \equiv A$ выражения (8), (9) описывают поля LP группы с $E_x \neq 0, E_y = 0$ (при $A_{E1} = A_{E2}$ – группы с $E_x = 0, E_y \neq 0$). Если между модами существует разность фаз ψ ($A_{E2} = A \exp(-i\psi)$), то для суммарного поля получаем

$$\text{Re}E_x \propto A \cos(l\varphi)(1 + \cos\psi), \quad \text{Im}E_x \propto A \cos(l\varphi) \sin\psi, \quad (10)$$

$$\text{Re}E_y \propto A \sin(l\varphi)(1 - \cos\psi), \quad \text{Im}E_y \propto -A \sin(l\varphi) \sin\psi. \quad (11)$$

Введем параметр p_r , характеризующий интегральную степень линейной поляризации в слое $r + \Delta r$ в виде [14]

$$p_r = \frac{\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* - E_y E_y^*) d\varphi}{\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* + E_y E_y^*) d\varphi}. \quad (12)$$

Из (10), (11), выполнив преобразования, получим

$$E_x E_x^* = A^2 \cos^2(l\varphi)[(1 + \cos \psi)^2 + \sin^2 \psi], \quad (13)$$

$$E_y E_y^* = A^2 \sin^2(l\varphi)[(1 - \cos \psi)^2 + \sin^2 \psi]. \quad (14)$$

Тогда, произведя интегрирование (12) с учетом того, что $\int_0^{2\pi} \cos^2(l\varphi) d\varphi = \pi$, имеем

$$p_r = \cos \psi. \quad (15)$$

Принципиальное отличие поляризационных биений LP_l групп с $l > 0$ от поляризационных биений основной модовой группы заключается в том, что, во-первых, рассматриваемые биения обусловлены волноводными свойствами мод цилиндрического диэлектрического световода в отсутствие двулучепреломления, а во-вторых, при $\psi = \pi + 2\pi m$ и $\psi = 2\pi m$, где m – целое число, независимо от направления вектора электрической напряженности на входе ВС напряженность суммарного поля направлена ортогонально входному полю. При $\psi = \pi/2 + \pi m$ получаем $p_r = 0$. С учетом того, что p_r не зависит от r , условие $p_r = 0$ означает, что интегральная степень линейной поляризации модовой группы также равна нулю. Изменение знака p_r при изменении ψ обусловлено изменением направления поляризации на ортогональное. В классическом определении интегральная степень линейной поляризации [14] p рассчитывается по всей площади выходящего излучения и связана с p_r (12) соотношением $p = |p_r|$. Соответственно функция $p(\psi)$ имеет разрыв производной в точках $p = 0$. Используемую интегральную степень линейной поляризации p для излучения отдельной LP группы и множества LP групп следует трактовать аналогично деполаризации излучения [7] как переход от состояния с однородной линейной поляризацией к состоянию с пространственно неоднородной поляризацией.

Приравнивая набег разности фаз $\Delta\beta L$ к $\pi/2$, из формулы (4) получаем выражение для нормированного угла выхода θ_{dn} , при котором $p_r = 0$:

$$\theta_{dn} = \left(\frac{\pi^2 n_1^2 r_0}{L} \right)^{1/3} \frac{1}{NA}. \quad (16)$$

Соответственно

$$\theta_d = \theta_{dn} \theta_{cr}. \quad (17)$$

Очевидно, что θ_{dn} должно быть меньше единицы. Если из (16) следует $\theta_{dn} > 1$, то это означает, что при заданных параметрах световода разность фаз ψ не достигает $\pi/2$ даже в случае $\theta = \theta_{cr}$. При рассмотрении угловых зависимостей целесообразно ввести функцию $p_a(\theta)$, которая, аналогично функции p_r ($p = |p_a(\theta)|$), характеризует СЛП в угловом интервале $\theta - \theta + \Delta\theta$ при $\Delta\theta \rightarrow 0$. Если введенное двулучепреломление и энергообмен между модами отсутствуют, то для используемого приближения при $\theta \rightarrow 0$ и любом значении L будем иметь $p_a \rightarrow 1$. Это является неточностью используемой модели и обусловлено заменой дискретных значений $\Delta\beta_{ij}$ непрерывной функцией $\Delta\beta(\theta)$. Однако, как будет показано ниже, указанный недостаток не окажет существенного влияния на точность расчета поляризационных характеристик, если учесть увеличение угловой расходимости излучения при распространении по ВС. Полагая, что угловое распре-

деление интенсивности выходящего излучения $I(\theta)$ является постоянным в пределах апертурного угла, изменение СЛП на участке $0 \leq \theta_n \leq \theta_{dn}$ можно описать функцией вида $\cos(\alpha\theta_n^3)$, где $\alpha = NA^3 L / (2\pi n_1^2 r_0)$ – коэффициент пропорциональности.

3. Поляризационные свойства множества LP модовых групп

Как правило, в многомодовых ВС распространяется довольно большое число волноводных мод, поэтому в любом угловом интервале $\Delta\theta$, даже при $\Delta\theta \rightarrow 0$, будут интерферировать различные волноводные моды с близкими значениями постоянных распространения. Существенное влияние на результирующие зависимости СЛП от θ и других параметров оказывает обусловленная несовершенствами сердцевины световода взаимосвязь мод, приводящая к энергообмену между модами в интервале углов $\theta \pm \Delta\theta_s$. Точно рассчитать поляризационные характеристики для реальных случаев можно только численными методами, и этот расчет весьма сложен для практического использования. Для приближенного расчета p и p_a существуют альтернативные подходы, позволяющие учесть указанные выше эффекты. Принимая во внимание различное пространственное распределение полей волноводных мод, можно суммировать интенсивности двух направлений поляризации для мод в заданном интервале углов выхода, соизмеримых с оценочными значениями $\Delta\theta_s$ (модель 1). Противоположный подход заключается в суммировании напряженностей полей в пренебрежении пространственными распределениями мод, т. е. является аналогией лучевого подхода [3, 5] с учетом волновых свойств (модель 2). Сравнение полученных оценок с экспериментальными данными показало, что оба подхода корректно описывают характер изменения $p_a(\theta)$ в диапазоне $0 \leq \theta_n < \theta_{dn}$, а следовательно, и зависимость p от угла ввода. Однако в первом случае при $L \rightarrow \infty$ имеет место $p_a \rightarrow 0$ и $p \rightarrow 0$, что соответствует известным экспериментальным данным, а во втором – $p_a \rightarrow 1/2$ и $p \rightarrow 1/2$. Однако во втором случае более точно описываются осцилляции $p_a(L)$ и $p(L)$.

Если предположить, что на вход ВС попадает излучение с полушириной диаграммы направленности (ДН) σ (угловая расходимость излучения σ обусловлена энергообменом между модами), то величину p для модели 1 можно вычислить по формуле

$$p = \frac{|p_r - p_i|}{p_r + p_i}, \quad (18)$$

где

$$p_r = \int_0^1 \cos^2 \left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2} \right) \exp \left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2} \right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (19)$$

$$p_i = \int_0^1 \sin^2 \left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2} \right) \exp \left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2} \right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (20)$$

$\gamma_n = \gamma/\gamma_{cr} = \gamma/\theta_{cr}$ – нормированный угол ввода излучения относительно оси ВС; $\sigma_n = \sigma/\theta_{cr}$ – нормированная полуширина ДН.

Для модели 2

$$p = \frac{|p_r^2 - p_i^2|}{p_r^2 + p_i^2}, \quad (21)$$

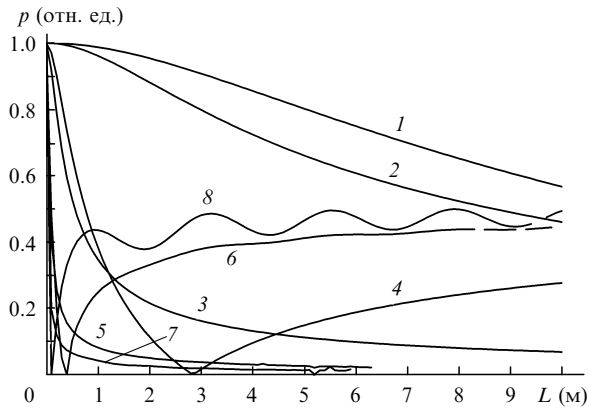


Рис.1. Расчетные зависимости интегральной степени линейной поляризации выходящего излучения при $\lambda = 0.6328$ мкм для световода с $r_0 = 100$ мкм, $NA = 0.25$ и $n_1 = 1.45$, полученные с использованием модели 1 (1, 3, 5, 7) и модели 2 (2, 4, 6, 8) при $\sigma_n = 0.1$ (1, 2), 0.25 (3, 4), 0.5 (5, 6) и 0.75 (7, 8).

где

$$p_r = \int_0^1 \cos\left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (22)$$

$$p_i = \int_0^1 \sin\left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n d\gamma_n. \quad (23)$$

Полученные зависимости $p(L)$, представленные на рис.1, иллюстрируют указанные выше закономерности. Увеличение σ_n соответствует расширению диапазона возбужденных мод, что приводит к уменьшению длины световода, при которой возможна высокая степень линейной поляризации выходящего излучения (рис.1).

Угловые зависимости степени линейной поляризации $p_a(\theta_n)$ при $\theta_n < \theta_{dn}$ корректно описывают обе упомянутые модели. Однако изменение $p_a(\theta_n)$ во всем диапазоне углов выхода $0 < \theta_n < 1$ (снижение p_a при увеличении θ_n от нуля до θ_{dn} и затухающие осцилляции при $\theta_n > \theta_{dn}$) правильно характеризует только модель 1. Пример расчетных зависимостей приведен на рис.2. Ни первая, ни вторая модель не позволяют точно вычислить угол θ_{dn} , поэтому для определения зависимости $p_a(\theta_n)$ целесообразно применить аппроксимацию. Далее будет показано экспериментально, что простой аппроксимацией зависи-

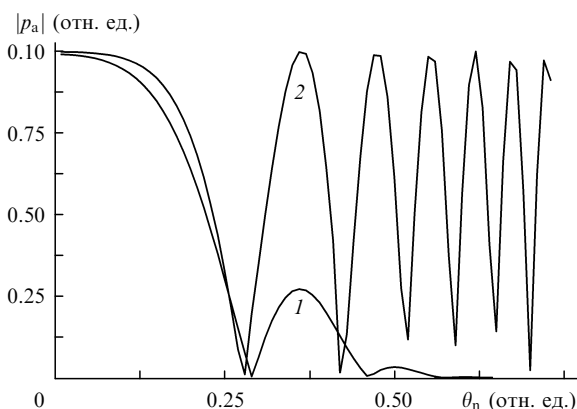


Рис.2. Теоретические зависимости степени линейной поляризации от угла выхода излучения для ВС с $L = 0.5$ м, $r_0 = 100$ мкм, $NA = 0.43$ и $n_1 = 1.45$, полученные при использовании модели 1 (интегрирование интенсивностей, 1), и модели 2 (интегрирование напряженностей, 2).

мости $p_a(\theta_n)$ для реальных многомодовых световодов может служить функция

$$p_a(\theta_n) = p_0 \cos\left(\frac{LNA^3 \theta_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\theta_n^2}{s_n^2}\right), \quad (24)$$

где p_0 , s_n – коэффициенты аппроксимации ($p_0 \leq 1$). Для прикладных расчетов можно полагать, что $s_n \approx \theta_{dn}$. Для световодов высокого качества s_n может быть больше θ_{dn} , а $p_0 \approx 1$. Для ВС низкого качества $s_n < \theta_{dn}$, а $p_0 \ll 1$. Чем больше влияние наведенного двулучепреломления и энергообмена между модами в волокне, тем меньше p_0 . Таким образом, коэффициент аппроксимации p_0 можно использовать для объективной оценки качества ВС при учете указанных выше влияний.

Модовые группы LP_{0j} и LP_{1j} , для которых выражение (4) неприменимо, влияют на поляризационные характеристики незначительно из-за своей сравнительной малочисленности. При равномерном возбуждении мод для грубой оценки вклада как LP_{0j} , так и LP_{1j} можно использовать величину $1/V$ [8]. Поэтому в многомодовых ВС уменьшение или увеличение интегральной степени линейной поляризации, связанное с числом LP_{0j} и LP_{1j} групп, не превышает нескольких процентов и им можно пренебречь.

Следует отметить, что величину интегральной СЛП p нельзя вычислить интегрированием $p_a(\theta_n)$ (24) по углу выхода θ_n без учета распределения интенсивности $I(\theta)$.

При $\theta_n > \theta_{dn}$ для реальных многомодовых ВС $|p_a| \ll 1$, поэтому можно считать, что при $\theta > \theta_d$ выходящее излучение не обладает линейной поляризацией, а угол θ_d можно назвать углом отсечки линейной поляризации выходящего излучения.

4. Экспериментальное исследование

Экспериментальное исследование проводилось на световодах со ступенчатым ППП различной длины. Пучок излучения He–Ne-лазера ($\lambda = 0.6328$ мкм) вводился в ВС через несколько слоев светорассеивающего лака АК5192, нанесенного на поверхность входного торца и обеспечивающего равномерное возбуждение волноводных мод [15]. Излучение, выходящее из ВС и прошедшее через анализатор, в дальней зоне дифракции регистрировалось матричной телевизионной камерой на матовом экране. Типичные угловые распределения интенсивности $I(\theta)$ приведены на рис.3. С целью уменьшения влияния спекл-структуры выходящего излучения на точность измерений для расчета зависимости СЛП от θ использовались усредненные по азимутальному углу распределения $I(\theta)$. Полученные зависимости $p_a(\theta)$ для двух световодов (ВС 1 с $r_0 = 100$ мкм, $L = 0.5$ м; ВС 2 (световоды из волоконно-оптического жгута, состоящего из одиночных световодов) с $r_0 = 10$ мкм, $L = 0.25$ м) представлены на рис.4, 5. Характер зависимости p_a от θ соответствует теоретическому. Для ВС 1 экспериментальное значение $\theta_d \approx 9.5^\circ$, расчетное – 9.3° (в расчете $n_1 = 1.45$, $\theta_{cr} \approx 25^\circ$ (по уровню $1/e$), $NA = 0.43$). Для ВС 2 расчетное значение $\theta_d = 5.5^\circ$, экспериментальное – 5.4° (при $\theta_{cr} \approx 33^\circ$). Аналогичные результаты, подтверждающие теорию, получены и для других волоконных световодов. Некоторое различие расчетных и экспериментальных данных объясняется, по-видимому, неточностью определения угла выхода и числовой апертуры ВС. Существенное расхож-

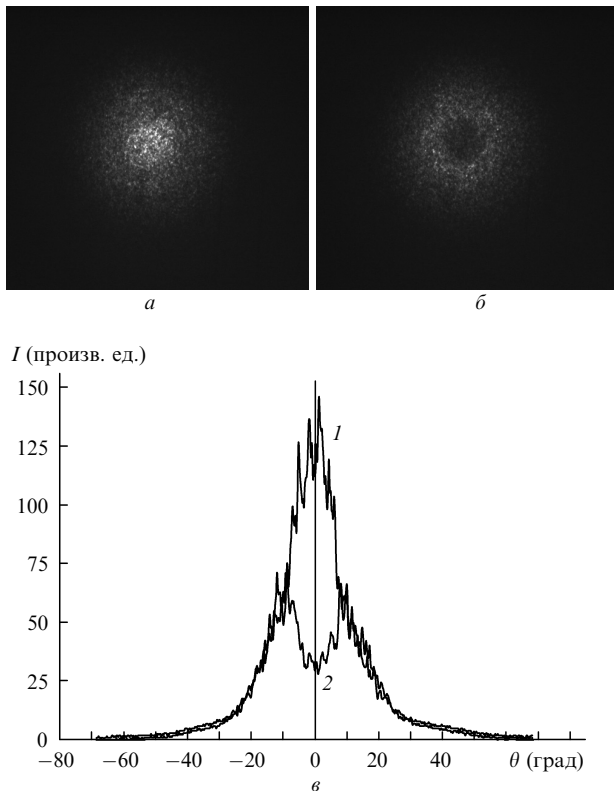


Рис.3. Пространственные распределения интенсивности выходящего излучения для двух взаимно перпендикулярных углов поворота анализатора при положении анализатора, соответствующем поляризации выходящего излучения вблизи оси (а), и его перпендикулярном положении (б), а также экспериментальные угловые распределения интенсивности выходящего излучения для двух ортогональных направлений анализатора (1, 2) (θ) при $\lambda = 0.6328$ мкм; $L = 0.5$ м, $r_0 = 100$ мкм, $NA = 0.43$ и $n_1 = 1.45$.

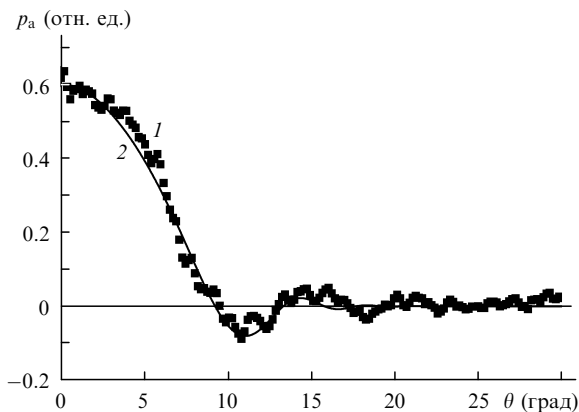


Рис.4. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для ВС 1 с $L = 0.5$ м, $r_0 = 100$ мкм, $NA = 0.43$ и $n_1 = 1.45$; 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (24) с параметрами $p_0 = 0.6$, $s = 8^\circ$.

дение экспериментальных и теоретических значений θ_d наблюдалось только для световодов с большими внутренними напряжениями (в частности, для полимерного ВС с жесткой защитной оболочкой), о наличие которых свидетельствовало специфическое распределение интенсивности в ближней зоне дифракции [13, 16].

Угловые положения локальных минимумов функции $p_a(\theta)$ при $\theta > \theta_d$ (т.е. максимумов высокого порядка) зависели от условий измерений, параметров изгибов ВС и, как правило, не воспроизводились многократно.

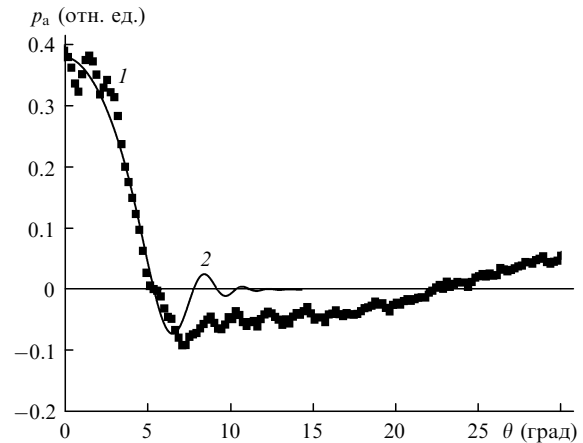


Рис.5. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для ВС 2 с $L = 0.5$ м, $r_0 = 100$ мкм, $NA = 0.43$ и $n_1 = 1.45$; $L = 0.25$ м, $r_0 = 10$ мкм, $NA = 0.56$ и $n_1 = 1.45$; 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (24) с параметрами $p_0 = 0.38$, $s = 5.2^\circ$.

Величина интегральной СЛП p излучения, выходящего из ВС 1, составляла 0.15, а p_a вблизи оси ($\theta \ll \theta_d$) равнялась 0.5–0.7. При возбуждении мод световода с нерассеивающим (полированным) входным торцом лазерным пучком, направленным по оси ВС (угол ввода $\gamma = 0$) распределение $I(\theta)$ было уже приведенного на рис.1, однако величина θ_d практически не изменилась. При этом p составляло 0.94, а p_a вблизи оси – 0.98. Следовательно, низкая интегральная СЛП выходящего излучения при равномерном возбуждении мод обусловлена широким угловым спектром распространяющегося излучения. Сопоставление значений p_a вблизи оси для рассмотренных случаев позволяет считать, что при равномерном возбуждении мод имеет место «перекачка» энергии высших (деполяризованных) мод в низшие (с $\theta \ll \theta_d$). Аналогичный эффект наблюдался и для волоконно-оптического жгута.

Экспериментально установлено, что изгиб радиусом более 0.1 м практически не влиял на поляризационные характеристики выходящего излучения исследованных световодов. Это позволило многократно воспроизводить описанные выше зависимости.

5. Заключение

Таким образом, теоретически установлено и экспериментально подтверждено, что волноводные моды волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления, имеющие угол выхода излучения меньше угла θ_d , названного углом отсечки линейной поляризации, могут сохранять линейную поляризацию. Расчетные и экспериментально полученные значения угла θ_d хорошо согласуются между собой.

Принципиальное отличие многомодовых ВС от сохраняющих поляризацию одномодовых световодов заключается в том, что поворот плоскости поляризации на входе многомодового ВС приводит к повороту плоскости поляризации на его выходе, тогда как в одномодовых ВС поддерживаемая плоскость поляризации связана с геометрическими параметрами сердцевинки оптического волокна. Поскольку площадь сердцевинки многомодовых ВС на несколько порядков больше, чем у одномодовых, и многомодовые ВС имеют существенно большую эффективность ввода излучения от протяженных источ-

ников, целесообразно их применение для доставки поляризованного излучения к измерительным приборам, например при спектроскопических исследованиях, а также для создания волоконно-оптических датчиков. С учетом вышеизложенного многомодовые ВС могут использоваться в качестве генератора оптических вихрей [17] с заданными параметрами поля выходящего излучения с целью манипуляции микрочастицами [18], диагностики винтовых внутренних напряжений и дислокаций твердых тел, оптических кристаллов, наноструктур и биологических объектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке администрации Санкт-Петербурга (договор № 355/09).

1. Портнов Э.Л. *Оптические кабели связи и пассивные компоненты волоконно-оптических линий связи* (М.: Горячая линия–Телеком, 2007).
2. Rogers A. *Polarization in Optical Fibers* (London: Artech House, 2008).
3. Кучикян Л.М., Воляр А.В. *Укр. физ. журн.*, **22** (10), 1658 (1977).
4. Hargis D.E. *Polarization-Preserving Fiber Optic Assembly*. United States Patent 5771324, Issued on June 23, 1998.
5. Кучикян Л.М. *Физическая оптика волоконных световодов* (М.: Энергия, 1979).
6. Cohen L.G. *The Bell Syst. Techn. J.*, **52** (1), 23 (1971).
7. Котов О.И., Марусов О.Л., Николаев В.М., Филиппов В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **70** (4), 924 (1991).
8. Кизеветтер Д.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **50** (2), 426 (2007).
9. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
10. Кизеветтер Д.В. *Оптический журн.*, **73** (11), 97 (2006).
11. Kieseewetter D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6594**, 65940Т (2007).
12. Snyder A.W. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **17** (2), 1138 (1969).
13. Капани Н.С. *Волоконная оптика. Принципы и применения* (М.: Мир, 1969).
14. Быков А.М., Воляр А.В., Кучикян Л.М. *Опт.-мех. пром.*, **50** (4), 12 (1983).
15. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. *Способ возбуждения мод многомодового волоконного световода при проведении измерений его параметров*. А.с. № 1509793 (1989).
16. Быков А.М., Воляр А.В. *Оптика и спектроскопия*, **56** (5), 894 (1984).
17. Кизеветтер Д.В. *Оптический журн.*, **75** (1), 80 (2008).
18. Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **35** (6), 1368 (2004).