

ЯВЛЕНИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В МНОГОМОДОВЫХ СВЕТОВОДАХ

А. М. Быков, А. В. Воляр, М. Е. Кондаков и Л. М. Кучикян

Теоретически и экспериментально рассмотрено влияние способа возбуждения многомодового цилиндрического световода с прямоугольным профилем показателя преломления в поперечном сечении на поляризацию передаваемого света. Показано, что при передаче поляризованного света многомодовые световоды могут конкурировать с одномодовыми.

Свойство волоконных световодов передавать поляризованный световой сигнал без существенной деполяризации уже обсуждалось в литературе как с точки зрения повышения информативности линий оптической связи, так и для использования таких световодов в оптическом приборостроении [1]. Такие поляризационные эффекты в одномодовых световодах, как вращение плоскости поляризации при скрутке и в магнитном поле [2, 3], способность преобразовывать эллиптичность излучения заданным образом [4], эффективная поляризационная модуляция света [5], считались исключительными свойствами одномодовых световодов и не могли сравниться с эквивалентными свойствами многомодовых световодов [4, 6], которые фактически полностью деполяризовали свет. Однако как показало практическое использование одномодовых световодов, они обладают рядом недостатков, наиболее существенными из которых являются их низкая энергоемкость и трудности, связанные с технологией получения высококачественных образцов. Малое отклонение формы поперечного сечения от круговой или случайное изменение диаметра световода приводит к резкому преобразованию состояния поляризации света, что сказывается на информативности канала связи.

Многомодовые световоды [4, 6-9] также способны при выборе технологии изготовления и способа их возбуждения передавать поляризованный свет с незначительной деполяризацией. Однако вопрос преобразования поляризации света такими световодами остается открытым.

В настоящей работе предлагается один из возможных способов описания преобразования поляризации света в многомодовых световодах с целью практического использования световодов для передачи поляризованного света.

1. Теоретическое исследование преобразования поляризационных характеристик света в многомодовых световодах

Многомодовые световоды возможно описывать, используя законы геометрической оптики, с привлечением фазовых и поляризационных соотношений [9]. Световой поток, распространяющийся через световод, представляется потоком лучей, каждому из которых ставится в соответствие электрический вектор E , а его поляризация описывается вектором Стокса s на сфере Пуанкаре [10]. Воздействие световода на поляризацию передаваемого света тогда выражается

как действие некоторой матрицы \hat{M} на вектор s . Данная матрица выведена в [7] и записывается в виде

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{c^2 + s^2 \cos 2\sigma}{\sigma^2} & \frac{2sc \sin^2 \sigma}{\sigma^2} & -\frac{s \sin 2\sigma}{\sigma} \\ 0 & \frac{2sc \sin^2 \sigma}{\sigma^2} & \frac{s^2 + c^2 \cos 2\sigma}{\sigma^2} & \frac{c \sin 2\sigma}{\sigma} \\ 0 & -\frac{s \sin 2\sigma}{\sigma} & -\frac{c \sin 2\sigma}{\sigma} & \cos 2\sigma \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\sigma = (c^2 + s^2)^{1/2}$, $c = \frac{\sin 2\eta\psi}{\sin 2\psi} \cos \{2(\alpha - \eta\psi)\}$, $s = \frac{\sin 2\eta\psi}{\sin 2\psi} \sin \{2(\alpha - \eta\psi)\}$, $\eta = \frac{d}{D} \frac{\text{tg } u_c}{\cos \chi}$, η — число отражений луча, d — длина световода, D — его диаметр, ψ — угол между проекцией луча на поперечное сечение световода и радиусом, восстановленным в точку падения, α — угол между проекцией луча на поперечное сечение световода и осью OY . Рассмотрим явления преобразования поляризации света многомодовыми цилиндрическими световодами при различных способах ввода излучения.

1.1. Случай косых лучей

Возбуждение световода протяженным источником света можно смоделировать посредством множества точечных источников света, с равной плотностью заполняющих плоскость входного торца. При этом

$$-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \alpha \leq 2\pi, \quad -u_a \leq u_c \leq u_a, \quad (2)$$

где u_a — апертурный угол светового пучка.

Вектор Стокса всего потока на выходе световода образуется суммой векторов Стокса отдельных лучей [4]. Тогда, учитывая условия возбуждения после интегрирования по α , ψ , u_c , получим

$$S_0 = 4\pi^2 u_a; \quad S_1 = 2\pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{u_a} \cos^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \frac{\sin 2\eta\psi}{\sin 2\psi} \right\} d\psi du_c; \quad S_2 = S_3 = 0. \quad (3)$$

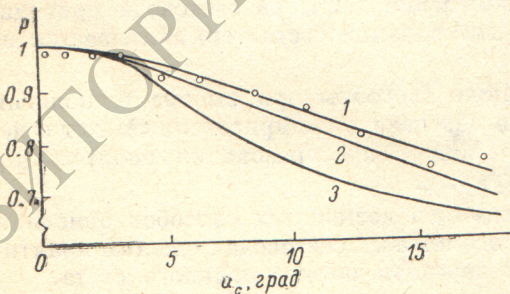


Рис. 1. Зависимость степени поляризации света P на выходе многомодового световода от угла u_c при возбуждении светом от протяженного источника.

1 — $n^2 = (n_0/n_c)^2 = 0.92$, $d/D = 1000$; 2 — $n^2 = (n_0/n_c)^2 = 0.87$, $d/D = 1000$; 3 — $n^2 = 0.43$, $d/D = 1000$.

Из выражения (3) следует, что свет после световода становится частично поляризованным со степенью поляризации

$$P = \frac{1}{\pi u_a} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{u_a} \cos^2 \left\{ \frac{\delta(u_c)}{2} \frac{\sin 2\eta\psi}{\sin 2\psi} \right\} d\psi du_c, \quad (4)$$

поляризованная часть которого имеет нулевую эллиптичность поляризации (т. е. состояние поляризации световод не изменяет).

На рис. 1. представлены кривые зависимости степени поляризации P от угла возбуждения u_c для различных параметров световода. Характерно, что для всех кривых $P(u_c)$ при небольших u_c имеются участки, на которых P мало отличается от 1. Увеличение u_c приводит к уменьшению величины P .

Кривые зависимости P от d/D , представленные на рис. 2, показывают, что при определенной длине (до 1 м) в световоде протекает неустановившийся процесс, выражающийся в некотором снижении степени поляризации, после чего

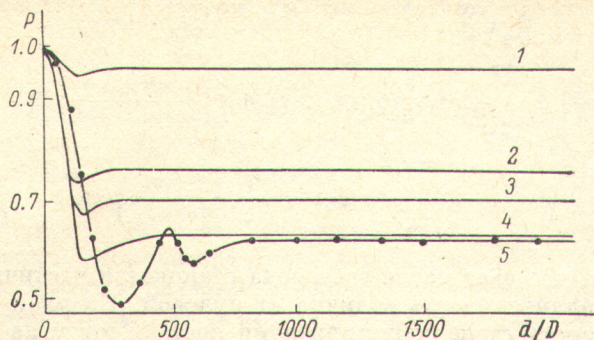


Рис. 2. Теоретические (1—4) и экспериментальная (5) зависимости $P(d/D)$ при $n^2=0.92$, $u_c=2^\circ$ (1); $n^2=0.43$, $u_c=10^\circ$ (2); $n^2=0.92$, $u_c=20^\circ$ (3); $n^2=0.43$, $u_c=15^\circ$ (4); 5 — экспериментальная кривая.

наступает «насыщение» поляризации и P перестает зависеть от длины. Расчет показывает, что для световодов диаметром 100 мкм и числовой апертурой 0.25 степень поляризации ($P=0.78$) сохраняет постоянное значение как при $d=1.5$ м, так и при $d=10^4$ м.

1.2. Случай меридиональных лучей

Этот случай возбуждения световода характеризуется условиями $\phi=0$, $0 \leq \alpha \leq 2\pi$, $-u_a \leq u_c \leq u_a$. Тогда параметры Стокса записываются в виде

$$S_0 = 4\pi u_a; \quad S_1 = 2\pi \int_0^{u_a} \cos^2 \left\{ \frac{d}{D} \operatorname{tg} u_c \frac{\delta(u_c)}{2} \right\} du_c; \quad S_2 = S_3 = 0. \quad (5)$$

Из (5) следует, что полностью поляризованный свет преобразуется, как и в предыдущем случае, в частично поляризованный со степенью поляризации, равной

$$P = \frac{1}{u_c} \int_0^{u_a} \cos^2 \left\{ \frac{\delta(u_c)}{2} \frac{d}{D} \operatorname{tg} u_c \right\} du_c, \quad (6)$$

и эллиптичностью, равной 0.

На рис. 3 представлено семейство кривых зависимости $P(u_c)$, полученных из выражения (6). Как и кривые рис. 1, данные кривые имеют участок, на котором $P \sim 1$, однако интервал углов u_c для них более узкий, чем в первом случае. Увеличение угла u_c за пределами этого участка приводит к резкому уменьшению степени поляризации не ниже $P=0.5$ и ее дальнейшим затухающим осцилляциям около этого значения.

1.3. Направленный пучок света под углом к оси световода

Считаем, что на входной торец световода падает направленный пучок лучей под углом u_c к оси световода. Этот случай характеризуется следующими условиями ввода

$$-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}; \quad \alpha = 0; \quad u_c = \text{const}. \quad (7)$$

Из (1) и (7) вектор Стокса имеет вид

$$S_{\text{вх}} = \begin{pmatrix} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left\{ \cos(2\eta\psi) + \sin^2(2\eta\psi) \cos \left[\frac{\delta}{2} \frac{\sin(2\eta\psi)}{\sin(2\psi)} \right] \right\} d\psi \\ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2 \cos(2\eta\psi) \sin(2\eta\psi) \sin^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \frac{\sin(2\eta\psi)}{\sin(2\psi)} \right\} d\psi \\ - \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin(2\eta\psi) \sin \left\{ \frac{\delta}{2} \frac{\sin(2\eta\psi)}{\sin(2\psi)} \right\} d\psi \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что свет после световода становится частично поляризованным, однако его эллиптичность отлична от нулевой. На рис. 4 кривые иллюстрируют зависимость степени поляризации света P от угла возбуждения u_c и по своему характеру напоминают кривые рис. 1. Однако для этого способа возбуждения имеет место более слабая деполаризация, чем для ранее рассмотренных. Исследование изменения степени поляризации от длины показывает, что и в данном случае имеет место насыщение величины P с длиной, в общих чертах повторяющих графики рис. 2.

2. Экспериментальные результаты

Экспериментальное исследование теоретически рассмотренных случаев ввода осуществлено на многомодовых световодах трех типов: 1) отоженные стеклянные световоды, изготовленные методом, рассмотренным в [6]; 2) кварцевые капиллярные световоды, заполненные бензиловым спиртом; 3) кварцевые много-

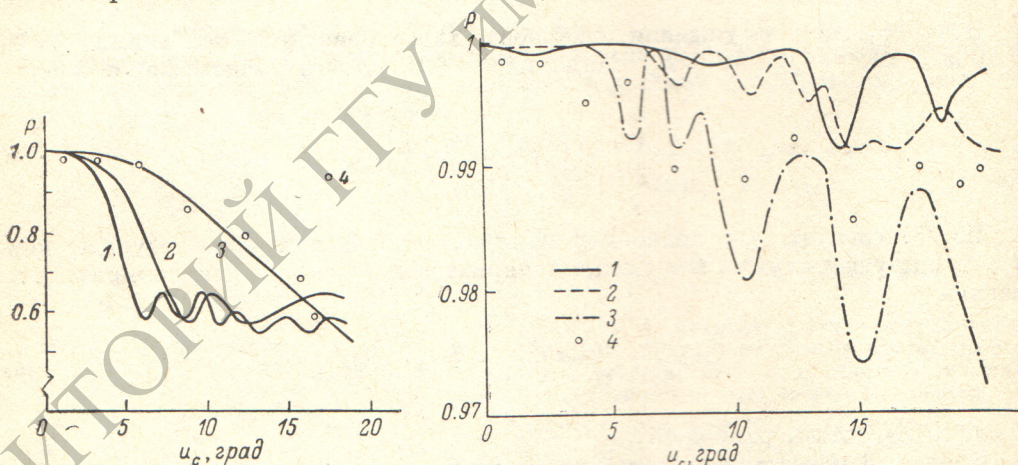


Рис. 3. Зависимость P от угла u_c при возбуждении световода светом от точечного источника, расположенного на его оси.

1 — $n^2=0.43$, $d/D=500$; 2 — $n^2=0.87$, $d/D=500$; 3 — $n^2=0.92$, $d/D=500$; 4 — экспериментальные точки.

Рис. 4. Зависимость P от угла u_c при возбуждении световода направленным пучком света под углом к его оси.

1 — для $n^2=0.92$, $d/D=1000$; 2 — для $n^2=0.87$, $d/D=1000$; 3 — для $n^2=0.43$, $d/D=1000$; 4 — экспериментальные точки.

модовые световоды типа «Градан», имеющие диаметр световедущей жилы 14 мкм, числовую апертуру $A=0.15$.

Исследования поляризации света проводились на экспериментальной установке, описанной в [6].

На рис. 1 треугольники соответствуют экспериментальным результатам, полученным при исследовании зависимости $P(u_c)$ на световодах первых двух типов с числовой апертурой 0.2, длиной до 1 м и диаметром $D=100$ мкм при возбуждении светом от ламбертовского источника.

На рис. 3, как и на рис. 4, точки также соответствуют экспериментальным результатам исследования зависимости $P(u_0)$ при способах возбуждения, рассмотренных в разделах 1.2 и 1.3 соответственно. Полученные результаты иллюстрируют хорошее согласование теории и эксперимента. Однако при проверке зависимости степени поляризации от длины световода возникли определенные технические трудности, связанные с изготовлением отоженных стеклянных и однородно заполненных капиллярных световодов длиной более 1.5 м. Поэтому для качественной проверки данной зависимости мы воспользовались световодами типа «Градан», изготовленными в ИРЭ АН СССР. Эти световоды обладают одной характерной особенностью: при вытяжке из заготовки при температурах, близких к 2000 °С, происходит схлопывание заготовки, которое вызывает значительные напряжения в световедущей жиле. Последние на поляризацию света действуют аналогично полным внутренним отражениям в ненапряженной среде 6. На рис. 2 кривой 5 представлена зависимость $P(d/D)$, которая качественно повторяет аналогичную теоретическую зависимость (кривая 4, рис. 2). В работе [11] также обсуждалось явление насыщения степени поляризации с длиной, полученное для многомодовых световодных систем. Проведенные исследования подтверждают результаты работы [11].

Таким образом, многомодовые цилиндрические световоды с прямоугольным профилем показателя преломления способны передавать поляризованный свет с достаточно высокой степенью поляризации. Одномодовые световоды не деполаризуют свет, однако преобразуют эллиптичность, что снижает информативность линии передачи. Это преобразование существенно зависит от длины световода. В многомодовых световодах основное преобразование поляризации света происходит на начальном участке, остальная часть световода передает сигнал фактически без искажений степени поляризации.

Учитывая вышесказанное и сравнивая энергоемкость одномодовых и многомодовых световодов, можно сделать вывод, что многомодовые световоды, используемые для передачи поляризованного света, могут оказаться более предпочтительными или конкурентноспособными с одномодовыми, в частности, в оптическом приборостроении.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. В. Григорьянцу за любезно предоставленные образцы световодов типа «Градан».

Литература

- [1] В. Б. Вейнберг, Д. К. Саттаров. Оптика световодов. «Машиностроение», Л., 1969.
- [2] V. Adnresciani, R. De Leo. Alta frequenza, 42, 210, 1973.
- [3] R. Ulrich, A. Simon. Appl. Opt., 18, 2241, 1979.
- [4] Л. М. Кучикян, А. В. Воляр, П. И. Сидак. УФЖ, 23, 587, 1978.
- [5] Э. И. Алексеев, Е. Н. Базаров, М. Я. Меш, В. В. Проклов. Письма ЖТФ, 5, 887, 1979.
- [6] Л. М. Кучикян, А. В. Воляр. УФЖ, 22, 1658, 1977.
- [7] А. М. Быков, А. В. Воляр, М. Е. Кондаков, Л. М. Кучикян. УФЖ, 26, 1587, 1981.
- [8] А. М. Быков, А. В. Воляр, Л. М. Кучикян. Письма ЖТФ, 7, 152, 1981.
- [9] Л. М. Кучикян. Физическая оптика волоконных световодов. «Энергия», М., 1979.
- [10] R. W. Schmieder. J. Opt. Soc. Am., 59, 297, 1969.
- [11] L. G. Cohen. BSTJ, 52, 23, 1974.

Поступило в Редакцию 29 сентября 1980 г.