УДК 681.7.068

И.К.Асфандиярова (6 курс, каф. РФ),
О.И.Котов, д.ф.-м.н., проф., Л.Б.Лиокумович, к.ф.-м.н., доц.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СИЛЬНО-ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ИСТОЧНИКЕ СВЕТА

Для удержания в оптическом волокне некоторого выделенного состояния поляризации света используются специально изготовленные так называемые двулучепреломляющие волокна. В волокнах данного типа за счет анизотропии среды могут распространяться лишь две линейно поляризованные, ортогональные собственные моды. Вследствие случайных неоднородностей формы и остаточных напряжений в материале волокна часть энергии одной из собственных мод волокна может перекачиваться в ортогональную моду. Количественно такую перекрестную связь принято характеризовать h-параметром (коэффициентом взаимовлияния мод) [1]: $h = (I_y / I_x)\cdot(1/L)$, где I_x, I_y – интенсивности ортогональных линейно поляризованных мод на выходе волокна, при условии, что на входе возбуждена только составляющая I_x. Более широкий смысл имеет коэффициент экстинкции $\eta \approx 1/(h\cdot L)$.

h-параметр волокна или, в случае световода конкретной длины, его коэффициент экстинкции являются основными параметрами двулучепреломляющих волокон. Если такие волокна используются в некогерентных схемах, физический смысл этих параметров ясен. Однако за последние годы сильно-двулучепреломляющие световоды начинают интенсивно применяться в устройствах, работающих с когерентным источником. В этом случае определение приведенных выше параметров, в частности h-параметра, и его физическая трактовка становятся неопределенными вследствие интерференционных явлений. В данной работе рассматривается метод описания h-параметра и его физическое толкование при когерентном источнике света.

Для анализа состояния поляризации света в волокне будем использовать широко распространенный матричный метод Джонса. Хорошо известен вид матрицы Джонса отрезка «идеального» ДЛП световода, в котором отсутствуют неоднородности, вызывающие связь мод, при пренебрежении малыми потерями [2]:

$$\mathrm{T}_И = \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix}\cdot\left[e^{-j\varphi}\right],$$

где $\theta = k_0(n_x - n_y)\cdot l = \Delta\beta\cdot l$ - разность фаз поляризационных мод и $\varphi = k_0(n_x + n_y)\cdot l/2$ - средний фазовый набег. Матрица Джонса ДЛП световода, с учетом явления связи мод на различных неоднородностях имеет общий вид:

$$\mathrm{T}_B = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix}\cdot\left[e^{-j\varphi}\right] = \begin{pmatrix} R\cdot e^{-j\frac{\theta}{2}} & r\cdot e^{-j\frac{\Theta}{2}} \\ -r\cdot e^{j\frac{\Theta}{2}} & R\cdot e^{j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix}\cdot\left[e^{-j\varphi}\right],$$

где для упрощения вида выражений введено обозначение $R = \sqrt{1+r^2}$. Особенность волокна с сильным двулучепреломлением состоит в том, что выполняются условия: $r \ll 1$, $R = \sqrt{1+r^2} \approx 1 + r^2/2 \approx 1$. С учетом введенных обозначений коэффициент экстинкции: $\eta = \left(R/r\right)^2 \approx r^{-2}$. Таким образом, матрица Джонса ДЛП световода, учитывающая связь мод, отличается от матрицы идеального волокна фактически только наличием недиагональных элементов малой амплитуды, с помощью которых можно найти приведенные выше параметры волокна. Но для анализа параметров важно знать, как рассчитать или хотя бы оценить величину r и Θ матрицы Джонса световода, а также как оценить их возможные изменения от внешних условий световода.

Для того, чтобы связать параметры r и Θ общей матрицы Джонса с реальными параметрами волокна, световод длиной L делим на микроучастки δl так, чтобы связь мод t_i на каждом микроучастке была постоянной и независимой от связи мод на соседних. Матрица одного микроучастка может быть получена из уравнений связанных мод [3]. Чтобы найти выражение для матрицы Джонса всего волокна требуется последовательно перемножить локальные матрицы микроучастков. Таким образом, матрица Джонса волокна, описывающей фазовую взаимосвязь поляризационных мод (без среднего набега фазы) имеет следующий вид:

$$\mathrm{T}=\begin{pmatrix} e^{-jL\frac{\Delta\beta}{2}} & -j\sum_{i=1}^{n}(t_i\cdot e^{-j\psi_i}) \\ -j\sum_{i=1}^{n}(t_i\cdot e^{-j\psi_i}) & e^{jL\frac{\Delta\beta}{2}} \end{pmatrix}.$$

Фазы слагаемых в суммах: $\psi_i=(-\sum_{k=1}^{i-1}\varphi_k+\sum_{k=i+1}^{n}\varphi_k)$, $\varphi_i=\delta l\cdot\dfrac{\Delta\beta}{2}$. Недиагональные элементы этой матрицы несут в себе информацию о фазовой взаимосвязи двух поляризационных мод ДЛП волокна.

Суммы, находящихся в такой матрице волокна, представляют собой суммы случайных комплексных переменных, которые называются суммами случайных фазоров [4]. Как известно из литературы [4] плотность распределения амплитуды r суммарного фазора имеет вид: $\omega(r)=\dfrac{r}{\sigma^2}\exp(-\dfrac{r}{2\sigma^2})$, что представляет собой так называемое распределение Релея. Фаза суммы фазоров распределена однородно на отрезке $(-\pi,\pi)$. Средняя амплитуда суммарного фазора пропорциональна корню из длины волокна L: $\langle r\rangle=\dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\langle t_i\rangle\sqrt{n}=\dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\langle t_i\rangle\sqrt{\dfrac{L}{\delta l}}$. Коэффициент экстинкции, определяемый через интенсивности, будет равен: $\eta\approx\dfrac{1}{hL}$. Это равенство аналогично выражению для коэффициента экстинкции, которое было получено из хорошо известного решения уравнений связанных мощностей [5].

Таким образом, модель для матрицы Джонса, учитывающей фазовые взаимосвязи, при переходе к мощностным характеристикам дает хорошо известный результат и позволяет найти среднее значение коэффициента передачи волокна (коэффициента экстинкции), характерный диапазон его изменений, среднюю амплитуду колебаний и т.д. Следует заметить, что приведенную модель также можно будет применять к измерениям, связанным с датчиками физических величин. То есть появляется возможность провести анализ изменения коэффициента передачи мод в зависимости от внешних факторов: температуры, удлинения волокна, поперечного сжатия, стыка с угловым рассогласованием, сдвига частоты источника.

ЛИТЕРАТУРА:

1. E.Brinkmeyer, W.Eickhoff, IEEE Electronics Letters., 1983, vol. 19, № 23, pp. 996-997.
2. Р.Аззам, Н.Башара, «Эллипсометрия и поляризованный свет», М.: Мир, 1981, 584 с.

3. А.Ярив, П.Юх, “Оптические волны в кристаллах”, М.: Мир, 1987, стр. 195-204.
4. Дж.Гудмен, “Статистическая оптика”, М.: Мир, 1988, стр. 50-59.
5. В.Н.Листвин, Радиофизика, т.33, № 11, стр. 1257-1262, 1990.