

07;12

Интерференционный метод измерения коэффициента экстинкции двулучепреломляющих волоконных световодов

© О.И. Котов, Л.Б. Лиокумович, А.В. Медведев

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kotov@radio.rphf.spbstu.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2006 г.)

Коэффициент экстинкции двулучепреломляющего (ДЛП) оптического волокна — отношение выходной мощности излучения поляризационной моды к мощности излучения, перешедшего из этой моды в другую — характеризует способность ДЛП-световода сохранять состояние поляризации излучения. Для относительно коротких ДЛП-световодов (1–100 м) коэффициент экстинкции может иметь значение $\sim 10^4$ – 10^6 . Такие большие коэффициенты трудно измерять традиционными методами, основанными на возбуждении некогерентным источником одной поляризационной моды и регистрации интенсивности света на выходе анализатора.

Рассмотрен метод измерения коэффициента экстинкции ДЛП-световодов, основанный на применении когерентного источника и измерении интерференционных колебаний, вызванных дополнительной фазовой модуляцией на входе световода.

Предлагаемая методика не требует точного поляризационного согласования лазерного источника и волокна, существенно снижает требования к экстинкции поляризатора-анализатора и разрешающей способности фотоприемника. Как результат, рассмотренный метод позволяет с применением простых типовых оптических элементов (полупроводниковый лазер, пленочный поляризатор, фотодетектор) проводить измерения больших (до 10^6) коэффициентов экстинкции.

Представлен теоретический анализ интерференционного метода измерения коэффициента экстинкции ДЛП-световодов и экспериментальные результаты при длине волокон от 2 до 1000 м.

PACS: 42.81.Cn, 42.81.Gs

Введение

В настоящее время при создании различных волоконно-оптических устройств активно используются анизотропные световоды, обладающие сильным линейным двулучепреломлением. В таких одномодовых волоконных световодах распространяются две основные линейно-поляризованные моды, направление колебаний которых совпадает с ортогональными осями X и Y — поляризационными осями волокна. Поляризационные моды E_x и E_y имеют различающиеся постоянные распространения и фазовые задержки, поэтому их иногда называют „быстрой“ и „медленной“. Такие волокна могут сохранять линейную поляризацию излучения на выходе, если направление плоскости линейной поляризации входного излучения согласовано с одной из поляризационных осей, т.е. когда возбуждена только одна поляризационная мода. Распространение излучения в двулучепреломляющем (ДЛП) световоде можно рассматривать как распространение в двух независимых оптических каналах с ортогональными линейными поляризациями. При характеристике этих световодов чаще всего указывают такие параметры, как двулучепреломление и длина биений. Однако основным параметром, который характеризует возможность независимой передачи по световоду двух линейно-поляризованных волн, является h -параметр волокна или, в случае световода конкретной длины, его коэффициент экстинкции.

Коэффициент экстинкции и его измерение

Реальные волоконные световоды всегда имеют неоднородности как собственные (возникшие при изготовлении), так и наведенные (возникшие вследствие изгибов, скрутки, сдавливания при укладке или заделке в какую-то конструкцию). В результате таких неоднородностей распространение поляризационных мод не является полностью независимым, часть излучения одной моды рассеивается во вторую, и наоборот. Такой процесс рассматривается как явление связи мод на неоднородностях. Если на входе волокна возбуждена только одна поляризационная мода, то на выходе будет присутствовать и излучение второй моды. Количественно проникновение оптической мощности из одной моды в другую характеризуется коэффициентом экстинкции [1,2]

$$\eta = \left(\frac{E_x^2}{E_y^2} \right) \Big|_{E_{y0}=0} = \left(\frac{E_y^2}{E_x^2} \right) \Big|_{E_{x0}=0}, \quad (1)$$

где E_x , E_y — амплитуды поляризационных мод на выходе, а E_{x0} , E_{y0} — на входе световода.

Коэффициент экстинкции ДЛП-световода по физическому смыслу аналогичен понятию экстинкции поляризатора, поляризационного делителя фазовых пластинок и т.п. поляризационных оптических элементов.

При отсутствии наведенных неоднородностей коэффициент экстинкции волоконного световода обуслов-

лен собственными внутренними микронеоднородностями и уменьшается с увеличением длины световода. Этот фактор характеризуется коэффициентом перекрестной связи поляризационных мод, так называемым h -параметром [3]. Последний является погонным параметром, усредненным по большой длине световода без внешних возмущений и пересчитанным на единицу длины (измеряется в [1/m]). Для современных ДЛП-световодов значение h -парметра составляет $10^{-4} - 10^{-6} \text{ m}^{-1}$. Значение h -парметра световода позволяет оценить коэффициент экстинкции световода длиной L , если отсутствует наведенная внешними воздействиями связь поляризационных мод

$$\eta \approx \frac{1}{hL}. \tag{2}$$

Для измерения коэффициента экстинкции обычно используется методика скрещенных поляризаторов [1,2]. В таком подходе непосредственно реализуется принцип, заложенный в выражении (1): с помощью входного поляризатора обеспечивается возбуждение в световоде только одной поляризационной моды, а путем вращения выходного поляризатора измеряется соотношение мощностей мод на выходе световода. Проведение измерений для волоконных элементов с большим коэффициентом экстинкции (например, $\eta \sim 10^4$ и более) вызывает ряд сложностей. Коэффициенты экстинкции используемых поляризаторов должны быть больше, чем измеряемое значение η . Точность ориентации оси входного поляризатора вдоль поляризационной оси световода должна быть достаточно высокой (при $\eta \sim 10^4$ не хуже 0.5 градуса). В противном случае невозможно обеспечить с требуемой точностью условие $E_{x0} = 0$ (либо $E_{y0} = 0$) и правильно измерить коэффициент экстинкции тестируемого волоконного элемента. Кроме того, соответствующие высокие требования предъявляются к разрешающей способности и динамическому диапазону системы регистрации оптической мощности на выходе волокна. В результате измерения проводят для протяженных волокон (сотни метров или более), когда коэффициент экстинкции не превышает 1000.

В данной работе представлен метод измерения коэффициента экстинкции, основанный на использовании интерференционных эффектов. После выходного поляризатора присутствует суперпозиция составляющих мод, поляризованных вдоль оси поляризатора, и возникают интерференционные колебания выходной интенсивности вследствие изменения разности фаз поляризационных мод. В традиционных способах измерения η такие колебания можно рассматривать как паразитные. Для их устранения необходимо использовать некогерентный источник либо находить усредненное значение интенсивности.

Однако интерференционные колебания несут в себе информацию о параметрах поляризационных мод световода и могут быть использованы для измерения его поляризационных параметров. В статье [4] рассмотрена

возможность использования интерференции излучений мод для измерения соотношения мощностей поляризационных мод и нахождения направлений поляризационных осей на выходе световода. Еще более эффективным представляется применение интерференционного метода для измерения коэффициента экстинкции волоконного элемента, рассматриваемое в данной статье.

Измерение характеристик идеального ДЛП-световода с использованием интерференции

Рассмотрим систему, содержащую испытуемый отрезок ДЛП-световода длиной L , поляризованный оптический источник на входном конце световода и поляризатор (анализатор) на выходе световода. Для простоты будем предполагать идеальное ДЛП-волокно без потерь и связи поляризационных мод ($\eta \rightarrow \infty$). Поскольку поляризационные моды не взаимодействуют, то волокно работает как идеальная фазовая пластинка. Согласно методу Джонса, преобразование состояния поляризации в такой системе может быть описано с использованием вектора Джонса входного излучения и матриц Джонса волокна и анализатора [1,5]. Поляризационное излучение на входе задается вектором Джонса \mathbf{E} с двумя комплексными компонентами

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{-i\varphi_0/2} \\ E_{y0} e^{i\varphi_0/2} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\alpha) e^{-i\varphi_0/2} \\ \sin(\alpha) e^{i\varphi_0/2} \end{pmatrix},$$

$$K = \frac{E_{x0}^2}{E_{y0}^2} = \text{ctg}^2(\alpha), \tag{3}$$

где E_{x0}, E_{y0} — проекции вектора электрического поля на поляризационные оси волокна, E_0 — амплитуда поля, а φ_0 — разность фаз мод на входе световода. Параметр α позволяет ввести вектор, нормированный по амплитуде, K задает отношение мощностей возбужденных в волокне поляризационных мод. В случае произвольно поляризованного излучения на входе световода φ_0 и K (либо α) определяются формой эллипса поляризации и ориентацией эллипса относительно поляризационных осей световода. В случае линейной поляризации входной волны $\varphi_0 = 0$, а угол α имеет смысл азимута поляризации излучения источника относительно оси X волокна.

Если пренебречь общей неинформативной фазовой задержкой света, то матрицы Джонса для ДЛП-световода и анализатора имеют вид [1,5]

$$\mathbf{T}_f = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\varphi_f}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\varphi_f}{2}} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T}_A = \begin{pmatrix} \cos^2(\Phi) & \cos(\Phi) \sin(\Phi) \\ \cos(\Phi) \sin(\Phi) & \sin^2(\Phi) \end{pmatrix}, \tag{4}$$

где $\varphi_f = (\beta_x - \beta_y)L$ — дополнительная разность фаз поляризационных мод, внесенная при распространении

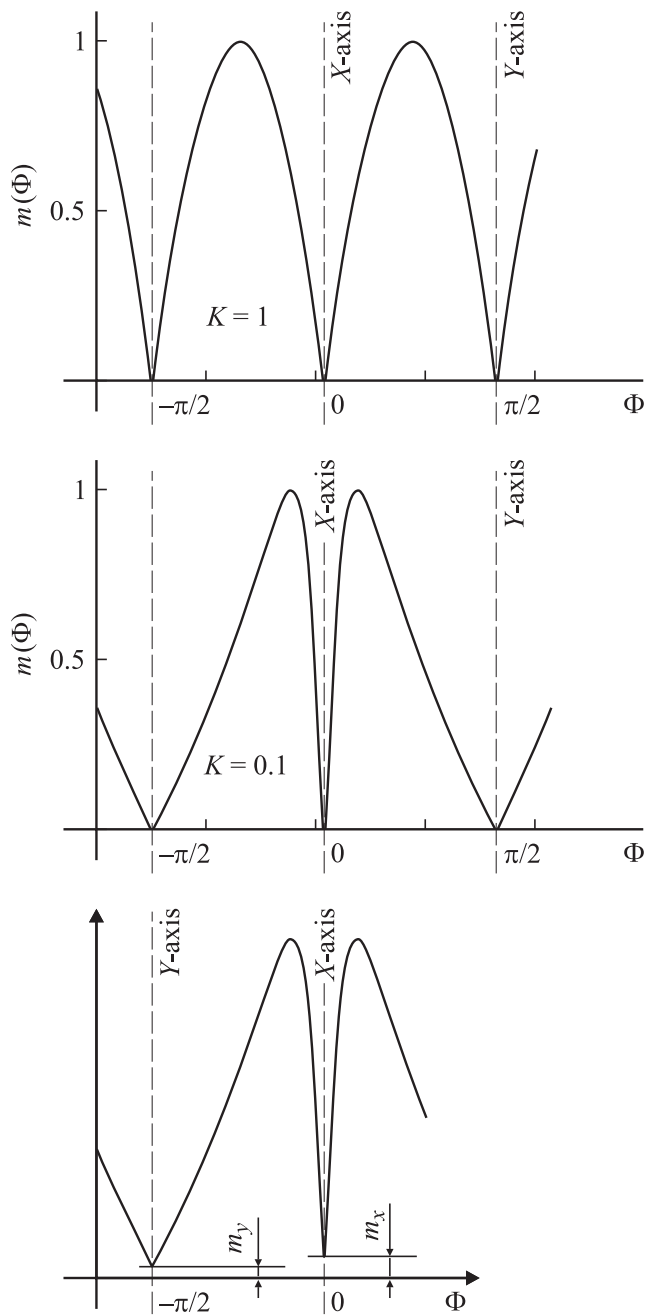


Рис. 1. Зависимость контраста интерференционных колебаний $m(\Phi)$. Верхние графики — идеализированная модель волокна, нижний график — с учетом конечного коэффициента экстинкции волокна.

по световоду, $\beta_{x,y}$ — постоянные распространения поляризационных мод, Φ — угол поворота анализатора относительно поляризационной оси X световода.

Согласно методу Джонса, результат прохождения света через волокно и анализатор описывается произведением вектора \mathbf{E} и матриц \mathbf{T}_f и \mathbf{T}_A . Интенсивность на выходе системы находится как квадрат модуля результирующего вектора Джонса

рующего вектора Джонса

$$I = |\mathbf{T}_A \mathbf{T}_f \mathbf{E}|^2 = E_0^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\Phi) \left(\frac{K-1}{K+1} \right) + \frac{\sqrt{K}}{K+1} \sin 2\Phi \cos(\varphi_0 + \varphi_F) \right). \quad (5)$$

Если зафиксировать положение поляризатора и соотношение мощностей мод на входе, то выходная интенсивность будет колебаться в зависимости от разности фаз $\varphi_0 + \varphi_F$. При $\varphi_0 + \varphi_F = 0$ получим максимальную интенсивность I_{\max} , при $\varphi_0 + \varphi_F = \pi$ — минимальную I_{\min} . Эти колебания можно интерпретировать как обычную двулучевую интерференцию излучений поляризационных мод на выходе анализатора. Разность фаз двух интерферирующих лучей определяется разностью фаз поляризационных мод на выходе волокна, а соотношение их величин зависит от параметра K и азимута анализатора Φ .

Уровень интерференционных колебаний характеризует коэффициент модуляции (контраст интерференции) m

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\sqrt{K} \sin(2\Phi)}{(1+K) \cos^2(\Phi) \sin^2 \Phi + K \cos^4(\Phi) + \sin^4(\Phi)}. \quad (6)$$

Примеры зависимости $m(\Phi)$ приведены на рис. 1. Эти зависимости отражают информацию о параметрах поляризационных мод отрезка световода. Функция $m(\Phi)$ обращается в нуль при $\Phi = 0, \pi$ или $\Phi = \pm\pi/2$. Поэтому ориентации анализатора, при которых $m = 0$, определяют направление поляризационных осей световода. Форма зависимости $m(\Phi)$ связана с соотношением мощностей поляризационных мод K . В результате экспериментального измерения и обработки зависимости $m(\Phi)$ можно определить направления поляризационных осей волокна X, Y и величину K [4].

Измерение коэффициента экстинкции ДЛП-световода с использованием интерференции

Приведенные выше выражения (4) (6) записаны для идеального волокна с бесконечно большим коэффициентом экстинкции (связь поляризационных мод отсутствует). В случае учета конечного коэффициента экстинкции матрица Джонса ДЛП-волокна (без потерь и дихроизма) будет иметь вид [6]

$$\mathbf{T}_f = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T e^{i \frac{\varphi_f}{2}} & -t e^{i \frac{\varphi_{f1}}{2}} \\ t e^{-i \frac{\varphi_{f1}}{2}} & T e^{-i \frac{\varphi_f}{2}} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Матрица \mathbf{T}_f является комплексной унитарной матрицей, для которой выполняются соотношения

$$\text{Det}(\mathbf{T}) = 1, \quad t_{11} = (t_{22})^*, \quad t_{12} = -(t_{21})^*.$$

Выражения в правой части (7) записаны с учетом обозначений $|t_{11}| = |t_{22}| = T$, $|t_{12}| = |t_{21}| = t$ и с учетом соотношения аргументов для коэффициентов унитарной матрицы. Коэффициент экстинкции световода можно выразить через отношение коэффициентов матрицы \mathbf{T}_f

$$\eta = \left| \frac{t_{11}}{t_{12}} \right|^2 = \left| \frac{t_{22}}{t_{21}} \right|^2 = \left(\frac{T}{t} \right)^2. \quad (8)$$

С учетом матрицы (7) выражение для $m(\Phi)$ значительно усложнится, так как фактически будет описывать интерференцию четырех компонент. Однако для волокна с большим коэффициентом экстинкции $T \approx 1$, $t \approx (\eta)^{-1} \ll 1$. Поэтому можно показать, что отклонение от зависимости (6) будет крайне незначительным. Но важным и информативным проявлением эффекта связи мод является то, что, когда ось анализатора согласована с поляризационной осью волокна, колебания не будут пропадать, контраст интерференции не будет обращаться в нуль (рис. 1, *c*). Действительно, если азимут анализатора совпадает с осью X (когда $\Phi = 0, \pi$), получим

$$I^X = E_{x0}^2 T^2 + E_{y0}^2 t^2 + 2E_{x0} E_{y0} T t [\cos(\varphi_{F1} - \varphi_0 - \varphi_F)]. \quad (9)$$

Это выражение показывает, что в данном положении анализатора на выходе возникает двулучевая интерференция составляющих $E_{x0}T$ и $E_{y0}t$. Первая составляющая — это доля излучения, исходно распространяющаяся в поляризационной моде с осью X , вторая — перешедшая в эту моду из ортогональной моды. Контрастность такой интерференции определяется отношением интенсивностей интерферирующих сигналов, т.е. содержит информацию о параметре η . С учетом (8) интерференционный сигнал (9) можно преобразовать к виду

$$I^X \approx E_{x0}^2 \left(1 + \frac{\eta}{K} + 2\sqrt{\frac{\eta}{K}} [\cos(\varphi_{F1} - \varphi_0 - \varphi_F)] \right). \quad (10)$$

Аналогичное выражение можно найти для оси Y ($\Phi = \pm\pi/2$).

Из выражений для I^X и I^Y можно получить выражения для значения минимумов зависимости $m(\Phi)$

$$\begin{aligned} m_x &= m(\Phi)|_{\Phi=0,\pi} = \frac{2\sqrt{\eta K}}{K\eta + 1}, \\ m_y &= m(\Phi)|_{\Phi=\pm\pi/2} = \frac{2\sqrt{\eta K}}{\eta + K}. \end{aligned} \quad (10)$$

Измерив значения m_x или m_y , мы можем определить η :

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2(1 + \sqrt{1 - m_x^2})}{K m_x^2} - \frac{1}{K}, \\ \eta &= \frac{2(1 + \sqrt{1 - m_y^2})K}{m_y^2} - K, \quad \eta = \frac{4}{m_x m_y} - \left(K - \frac{1}{K} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Если входные амплитуды поляризационных мод близки, то $K \approx 1$, и выражения (11) упрощаются

$$\eta \approx \frac{4}{m_x^2} \approx \frac{4}{m_y^2} \approx \frac{4}{m_x m_y}. \quad (12)$$

Отметим преимущества представленного метода измерения коэффициента экстинкции ДЛП-световода по сравнению с традиционным подходом.

1) Традиционные способы определения коэффициента экстинкции основаны на условии возбуждения на входе волокна только одной поляризационной моды и прямого расчета отношения (1). Для этого необходимы линейно-поляризованный источник (либо входной поляризатор) и высокая точность угловой настройки входной поляризации. И, как отмечалось выше, чем больше η , тем более жесткие условия предъявляются к точности ориентации входной поляризации.

В случае интерференционного метода допускаются разный тип и ориентация входной поляризации. Оптимальным условием является возбуждение поляризационных мод с одинаковой мощностью — $K \approx 1$, но отклонение от этого условия $K > 1$ или $K < 1$ не препятствует измерению. Работоспособность метода нарушается, если возбуждена преимущественно одна мода, когда $K \gg 1$, $K \ll 1$.

2) Обычные методы с прямым измерением уровня мощности, перешедшего в альтернативную поляризационную моду, требуют системы регистрации оптической мощности с относительной величиной разрешающей способности не менее $1/\eta$. Поскольку для коротких волоконных элементов η_f может составлять 10^4 и более, то такие требования становятся существенными. В случае интерференционного метода нужна разрешающая способность $\sim \eta^{-1/2}$. Это серьезное снижение требований к регистратору, например, для измерения $\eta = 10^6$ детектор должен иметь относительное разрешение $\sim 10^{-3}$.

3) При традиционных измерениях коэффициента экстинкции ДЛП-волокна существенным ограничением может оказаться конечная экстинкция анализатора η_A . Исходя из принципа измерений и соотношения (1) нетрудно показать, что с учетом η_A измеренное значение экстинкции составит $\eta_m = (\eta \eta_A)/(\eta + \eta_A)$. Таким образом, для корректности измерений необходимо, чтобы $\eta_A \gg \eta$.

В случае интерферометрического метода неидеальность анализатора менее существенна. Можно показать (подробное рассмотрение опускаем вследствие громоздкости), что в результате конечности значения η_A при измерениях возникает относительная погрешность $(\eta_m - \eta)/\eta \sim 1/\eta_A$. Таким образом, даже сравнительно небольшое значение η_A не мешает проводить измерения с хорошей точностью при любых значениях η . Например, при $\eta_A = 100$ погрешность $\sim 1\%$.

В связи с указанными положительными отличиями интерференционный метод измерения коэффициента экстинкции ДЛП-световодов может оказаться весьма эффективным в условиях, когда для традиционного способа такие измерения затруднительны.

Эксперименты

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. К источнику поляризационного излучения S (полупроводниковый лазер, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) подсоединялся испытуемый ДЛП-световод F . Анализатором A служил пленочный поляризационный делитель (коэффициент экстинкции поляризатора $\eta_A \approx 2 \cdot 10^3$). Небольшой участок в начале волокна ($\approx 10 \text{ cm}$) прикреплялся к нагревателю H на основе элементов Пельтье. Нагреватель управлялся от генератора пилообразного напряжения G , в результате чего участок волокна подвергался периодическим тепловым воздействиям с перепадом температуры около 40 градусов. Эти воздействия обеспечивали модуляцию входной разности фаз поляризационных

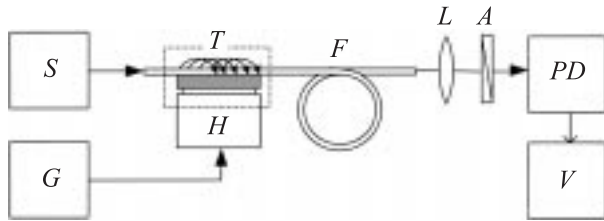


Рис. 2. Схема измерительной установки.

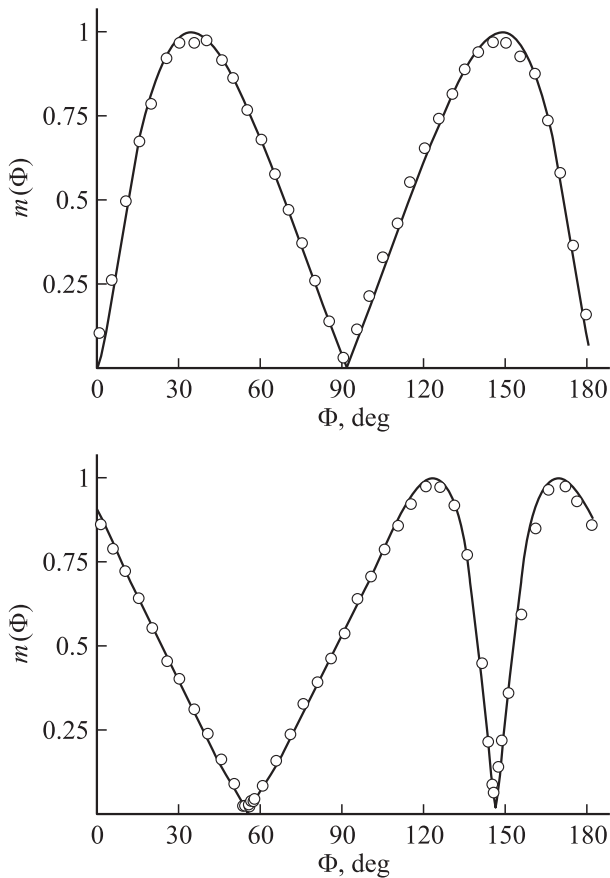


Рис. 3. Зависимость $m(\Phi)$ для отрезков волокна длиной 100 м, слева $K \approx 2$, справа ≈ 10 (сплошная линия — расчет по формуле (6)).

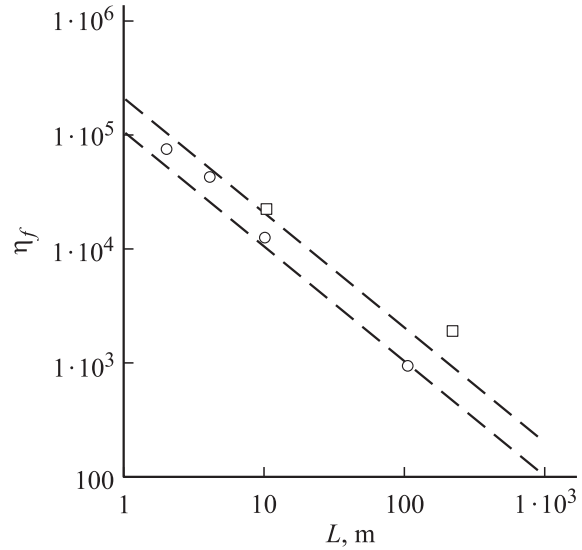


Рис. 4. Результаты измерения коэффициента экстинкции для отрезков световодов различной длины (\circ — волокно № 1, \square — 2).

мод, превышающую π , требуемую для регистрации I_{\max} и I_{\min} . Принимались меры для предотвращения наведенного двулучепреломления тестируемого волокна вследствие изгибов, скруток и поперечного давления. Ориентация анализатора менялась в диапазоне углов $[0, \pi]$. Для регистрации изменений интенсивности использовались фокусирующая линза L , фотодетектор PD и цифровой вольтметр V .

В процессе измерений для фиксированного угла анализатора Φ регистрировались значения I_{\max} и I_{\min} и вычислялся коэффициент модуляции

$$m(\Phi) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Характерные примеры экспериментальных зависимостей $m(\Phi)$ показаны на рис. 3. Анализ формы $m(\Phi)$ давал значение параметра K . Путем тщательных измерений в областях минимумов зависимости $m(\Phi)$ регистрировались значения m_x , m_y и делалась оценка коэффициента экстинкции η согласно (11).

Измерения коэффициента экстинкции проводились для двух разных ДЛП-световодов. По данным изготовителей, в результате традиционного измерения на километровых участках световодов были получены значения $h = 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-6} \text{ 1/m}$, для световодов № 1 и 2 соответственно. С помощью интерференционного метода были проведены измерения η для отрезков световодов длиной 200 и 10 м, а для световода № 1 — для отрезков 100, 10, 4 и 2 м. Полученные результаты приведены на рис. 4. Пунктиром показана оценка коэффициента экстинкции по формуле $\eta(L) = (hL)^{-1}$ с учетом указанных выше средних значений h -параметров волокон. Приведенные графики показывают хорошее согласование измеренных значений η_f различных отрезков волокна с оценочной

зависимостью. Проведенные измерения также наглядно демонстрируют отмеченную выше работоспособность интерференционного метода в случае $\eta > \eta_A$.

Заключение

Рассмотрен теоретически и экспериментально апробирован интерференционный метод измерения коэффициента экстинкции световода, он имеет перимущества по сравнению с традиционно применяемым методом скрещенных поляризаторов. Интерференционный метод допускает практически произвольную поляризацию на входе световода, позволяет снизить требования к разрешающей способности фотодетектора, работоспособен при относительно низком коэффициенте экстинкции анализатора.

Эффективность интерференционного метода измерений экспериментально продемонстрирована для широкого диапазона значений коэффициентов экстинкции (от 10^3 до 10^5) волоконных световодов разной длины.

Список литературы

- [1] *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 584 с.
- [2] *Sezerman, Best G.* Accurate alignment preserves polarization. *Laser Focus World*, 1997.
- [3] *Kaminow I.P.* // *IEEE J. Quant. Electron.* 1981. Vol. QE-17. N 1. P. 15–21.
- [4] *Котов О.И., Лиокумович Л.Б., Медведев А.В., Марков С.И., Хлыбов А.В.* // *Письма в ЖТФ.* 2004. Т. 30. Вып. 12. С. 62–68.
- [5] *Джеррард А., Берч Дж.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
- [6] *Rashleigh S.C.* // *IEEE J. Lightwave Techn.* 1983. Vol. LT-1. N 2. P. 312–331.