

АППРОКСИМАЦИЯ УГЛОВЫХ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

© 2007 г. Д. В. Кизеветтер, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: Kieseewetter@mailbox.alkor.ru

Предложены аппроксимации угловых передаточных характеристик волоконных световодов математическими функциями, связанными с решениями диффузионного уравнения. Определены параметры аппроксимаций для различных световодов. Проведено исследование угловых распределений интенсивности выходящего излучения из световодов с предельно малой длиной. Продемонстрирована возможность расчета диаграмм направленности световодов на основании предложенных аппроксимаций, в том числе для случая световодов с рассеивающими торцевыми поверхностями.

Коды OCIS: 060.0060.

Поступила в редакцию 12.01.2007.

Одним из важнейших параметров многомодовых волоконных световодов (ВС) является диаграмма направленности (ДН) излучения, которая зависит как от параметров самого световода, в частности, от рассеивающих свойств торцевых поверхностей, так и от модового состава. Однако невозможно выполнить строгий расчет углового распределения интенсивности выходящего излучения, т. е. ДН, основываясь только на теоретических представлениях распространения электромагнитного излучения в идеальных цилиндрических диэлектрических световодах, так как, во-первых, неизвестны передаточные функции [1] каждой отдельной волноводной моды, учитывающие дифференциальное модовое затухание и энергообмен с другими модами, во-вторых, указанная задача слишком трудоемкая и ее решение потребовало бы больших затрат времени на расчеты. Из литературных источников известны решения только для некоторых частных случаев, например, [2], поэтому в данной работе представлен метод, основанный на применении квазилучевой модели, обладающий простотой лучевого подхода, но позволяющий учитывать угловые передаточные характеристики УПХ реальных ВС, ДН источника и, если необходимо, рассеивающие свойства торцевых поверхностей.

Представленная ниже методика применима для ВС любого типа, но наибольший интерес, по-видимому, она представляет для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП), так как в этом случае даже при малой длине световода для получения корректного результата необходимо учитывать влияние внутренних несовершенств.

1. Квазилучевая модель

Классическая лучевая модель [3] предполагает, что луч, падающий на входной торец световода в площади сердцевинки под углом γ относительно оси ВС, меньшем апертурного угла (γ_c), частично отра-

жившись от торца, далее распространяется в световоде. Полная мощность, вводимая в ВС, от источника излучения определяется интегрированием по радиусу и углам цилиндрической системы координат [3]. Однако учет несовершенств световода и дифференциального модового затухания при таком подходе представляет серьезную сложность. Поэтому для упрощения расчетов ДН световодов целесообразно каждому углу ввода γ сопоставить экспериментально определяемое распределение интенсивности $I(\gamma, \theta)$, где I – интенсивность выходящего излучения в единичный телесный угол, θ – угол выхода относительно оси. Возникающее модовое распределение зависит также от ширины падающего луча w . Однако для практических расчетов можно рассмотреть два наиболее типичных случая: $w > d_c$, где d_c – диаметр оболочки ВС, и $w \approx d_0$, где d_0 – диаметр сердцевинки. Проведенные исследования различных световодов со ступенчатым ППП с диаметрами d_0 от 10 мкм до 1 мм показали, что при длине ВС 0,2 м и более распределение интенсивности выходящего излучения можно считать азимутально-однородным, соответственно, зависимостью от азимутального угла ϕ можно пренебречь. Нормированная зависимость $I(\theta)$ характеризует ДН при заданном угле ввода, а интеграл

$$P(\gamma) = 2\pi \int_0^{\pi/2} I(\gamma, \theta) \sin \theta d\theta - \quad (1)$$

полную мощность выходящего излучения. На практике измерение абсолютной интенсивности может представлять определенную сложность, поэтому целесообразно перейти к нормированному распределению, например, к величине интенсивности при $\gamma = 0, \theta = 0$:

$$I_n(\gamma, \theta) = I(\gamma, \theta)/I(\gamma = 0, \theta = 0). \quad (2)$$

Аналогично:

$$P_n(\gamma) = P(\gamma)/P(\gamma = 0). \quad (3)$$

Нормированная мощность $P_n(\gamma)$ является безразмерной величиной, используемой в дальнейших расчетах как коэффициент, зависящий от угла ввода, определяемый, как правило, экспериментально. Поэтому целесообразно ввести обозначение $T_n(\gamma) \equiv p_n(\gamma)$. Зависимость $T_n(\gamma)$ следует рассматривать как нормированную интегральную УПХ ввода, описывающую свойства конкретного световода фактически с учетом дифференциального модового затухания и взаимосвязи мод. Тогда, используя УПХ, расчет ДН выходящего излучения при произвольной ДН источника излучения $I_n(\theta)$ сводится к интегрированию по углу ввода:

$$I_n(\theta) \propto \int_0^{\pi/2} T_n(\gamma) S(\gamma) I_n(\gamma, \theta) \sin \gamma d\gamma. \quad (4)$$

Учитывая, что для большинства ВС $\gamma_c \ll \pi/2$, можно полагать $\sin \gamma \approx \gamma$, а интегрирование проводить в пределах $0-\infty$, что позволяет в некоторых случаях получить решения в виде простых аналитических выражений. Если имеется возможность определения мощности излучения, попадающего в площадь сердцевин P_0 , то можно определить коэффициент суммарного затухания в данном отрезке волокна как

$$\alpha = (P_0 - P(\gamma = 0))/P_0.$$

Соответственно, используя ненормированную УПХ $T(\gamma)$ или формулы (2)–(4) и рассчитав необходимые нормировочные множители для (4), можно определить $I(\theta)$ в фотометрических единицах освещенности или силы света. Следует также отметить, что при представлении ВС в виде двух или нескольких отрезков длиной $L_1, L_2, \dots, L_n$ с соответствующими передаточными характеристиками как для нормированной, так и для ненормированной УПХ

всего ВС, выражение $T\left(\gamma, \sum_n L_n\right) = \prod_n T(\gamma, L_n)$ справедливо только в случае, если $\sum_n L_n \ll L_s$, где L_s –

длина установления стационарного модового распределения.

Как будет показано ниже, УПХ, как дифференциальные, так и интегральные для различных ВС, в большинстве случаев могут быть аппроксимированы известными математическими функциями с небольшим количеством варьируемых параметров. Если параметры аппроксимирующих функций и ДН источника излучения известны, то имеется возможность определить распределение интенсивности излучения, выходящего из световода. Таким образом, для расчета ДН излучения световодов достаточно задать всего несколько параметров. Используемый подход позволяет, с одной стороны, избе-

жать сложных вычислений, связанных с собственными функциями волноводных мод, а с другой стороны, фактически учесть реальное дифференциальное модовое затухание и взаимосвязь мод при распространении излучения по световоду.

Для корректной аппроксимации угловых зависимостей следует учитывать реальные физические процессы, происходящие при распространении излучения по световодам. Наиболее известной и универсальной является так называемая диффузионная модель, описывающая изменение углового распределения распространяющегося излучения в соответствии с диффузионным уравнением [3–5]. В цилиндрической системе координат решением диффузионного уравнения с начальными условиями в виде δ функции аналогично гауссовским шумам является обобщенное распределение Релея (Рэлея–Райса) [6]

$$W(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho^2 + \beta^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\beta\rho}{\sigma^2}\right),$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, ρ, β, σ – параметры распределения. Тогда в малоугловом приближении для распределения интенсивности при единичной мощности можно записать

$$\mathfrak{R}(\gamma, \theta, \sigma) = \frac{1}{2\pi\sigma_F^2(\gamma)} \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma_F^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma_F^2(\gamma)}\right), \quad (5)$$

где $\sigma_F(\gamma)$ – полуширина углового распределения при угле ввода γ . Однако для задач волоконной оптики удобнее использовать безразмерную функцию с иной нормировкой:

$$R(\gamma, \theta, \sigma) = \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{\sigma_F^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{2\theta\gamma}{\sigma_F^2(\gamma)}\right). \quad (6)$$

Тогда мощность излучения в заданный телесный угол при угле ввода γ можно вычислить по формуле

$$P = \frac{P_0}{\pi\sigma_F^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R(\gamma, \theta, \sigma) \theta d\theta d\phi,$$

где P_0 – полная мощность излучения, $\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2$ – начальные и конечные координаты интегрирования.

В соответствии с закономерностями, характерными для диффузионной модели, при увеличении длины ВС возрастает σ_F . Теоретически при отсутствии взаимосвязи мод, а для рассматриваемой модели – при отсутствии диффузии, ширина углового распределения выходящего излучения должна соответствовать дифракционной расходимости излучения $\Delta\theta_d$ на отверстии с диаметром, равным диаметру сердцевин BC d_0 [7]. Однако, как показали

экспериментальные исследования, даже на самых коротких отрезках световодов (фактически при $L \rightarrow 20$) полуширина σ_F как минимум в несколько раз превосходит теоретическое значение. Полученный результат соответствует результатам других работ, например [8]. Поэтому возможность использования указанной модели требует экспериментальной проверки.

2. Экспериментальное исследование угловых передаточных характеристик

Для экспериментального исследования УПХ использовалась установка, аналогичная [9]. Луч He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм освещал входной торец ВС, закрепленного на гониометрическом столе. Для юстировки устройства использовалась методика [9, 10], позволяющая установить близкий к нулевому угол ввода излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости вращения гониометрического стола. Предварительная юстировка осуществлялась по обратному отражению луча от входного торца. При неперпендикулярности плоскости входного торца оси световода под нулевым углом ввода будем понимать угол ввода, при котором преломленный на входной поверхности ВС луч параллелен оси световода. Соответственно отсчет углов ведется от указанного направления. Для определения УПХ изменяли угол ввода γ и измеряли мощность выходящего излучения, а для определения углового распределения выходящего излучения $I(\theta)$, где θ – угол относительно оси ВС, использовался рассеивающий экран, расположенный на расстоянии L от выходного торца. Получаемые изображения регистрировались матричной телевизионной камерой и передавались в компьютер для программной обработки. Расстояние L было выбрано таким, чтобы для исследуемых ВС выполнялось условие дальней зоны дифракции (ДЗД). Для уменьшения влияния шумов, обусловленных спекл-структурой, при измерениях $I(\theta)$ проводились усреднения распределений по азимутальному углу. Примеры измеренных УПХ приведены на рис. 1, примеры распределений $I(\theta)$ – на рис. 2. Если изменение мощности выходящего излучения при изменении угла ввода ($\gamma < \gamma_c$) обусловлено эффектом связанных мод, то, принимая во внимание выражение

$$\int_{-\infty}^x \exp\left(-(x-x_c)^2/\sigma^2\right) dx = \sqrt{\pi}\sigma(1 - \operatorname{erf}((x-x_c)/\sigma))/2, \quad (7)$$

где erf – функция ошибок, можно предположить, что при гауссовском угловом распределении распространяющегося излучения наилучшей аппроксима-

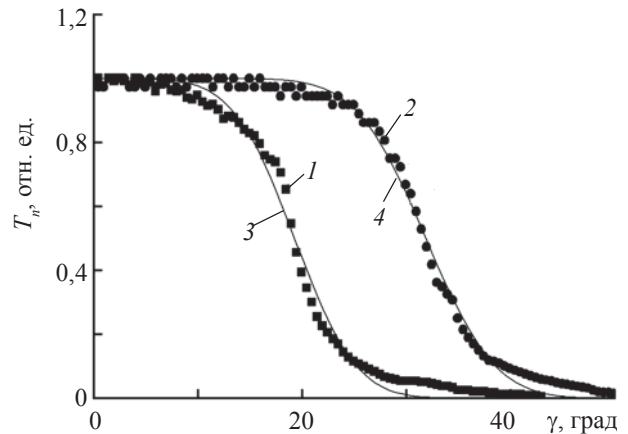


Рис. 1. Интегральные УПХ ввода. 1, 2 – эксперимент, 1 – для ВС с $d_0 = 440$ мкм, $L = 2$ м, 2 – для волоконно-оптического жгута с диаметром сердцевины одиночных световодов $d_0 = 22$ мкм; $L = 0,25$ м, 3, 4 – аппроксимации с использованием функции (8).

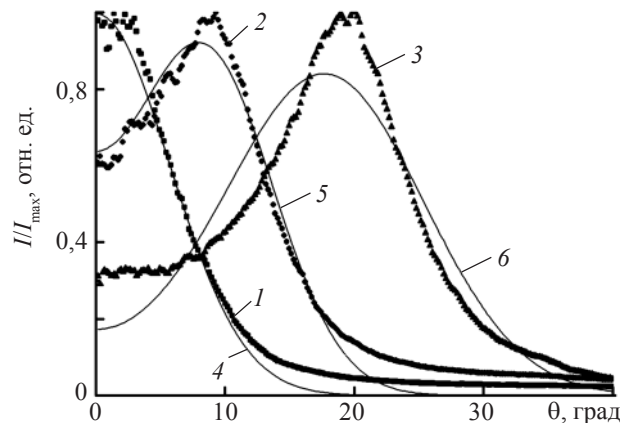


Рис. 2. Дифференциальные УПХ при различных углах ввода излучения для ВС с $d_0 = 440$ мкм, $L = 2$ м. 1–3 – эксперимент, 4–6 – аппроксимации; 1, 4 – $\gamma = 0^\circ$, 2, 5 – $\gamma = 10^\circ$, 3, 6 – $\gamma = 20^\circ$.

цией для нормированных УПХ является функция вида

$$T(\gamma) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\gamma - \gamma_e}{\sigma_G} \right) \right), \quad (8)$$

где γ_e и σ_G – параметры аппроксимации. Параметр σ_G определяет крутизну спада УПХ при $\gamma \rightarrow \gamma_e$. При $\sigma_G \rightarrow \infty$ величина γ_e соответствует классическому определению апертурного угла. При использовании нормировки (5) величина σ_G будет меньше, чем в формуле (8) в $\sqrt{2}$ раз. Недостатком использования аппроксимации (8) для прикладных целей является невозможность получить аналитические решения для большинства задач волоконной оптики. Поэто-

му на практике удобнее использовать простейшее приближение в виде функции Гаусса

$$T(\gamma) = \exp(-\gamma^2/\gamma_g^2). \quad (9)$$

Хотя апертурный угол световода определяется разностью показателей преломления сердцевины и оболочки, величины γ_e , γ_g формулах (8), (9) могут отличаться от величины $\gamma_a = n_1 \arcsin(N_A/n_1)$, где n_1 – показатель преломления сердцевины ВС, N_A – числовая апертура. При затухании высших модовых групп, существенно большем, чем низших групп, величины γ_e , γ_g могут быть меньше γ_a , а при наличии мод оболочки и вытекающих мод – больше γ_a . Параметры аппроксимирующих функций γ_e , γ_g , σ_G экспериментально измеренных нормированных УПХ световодов были определены методом оптимизации. Величина относительной среднеквадратической ошибки была рассчитана как

$$\delta_a = \left(\sum_{i=1}^n (P_i - G(\gamma_i))^2 / (n-1) \right)^{1/2} / \left(n^{-1} \sum_{i=1}^n P_i \right),$$

где P_i – нормированное значение мощности выходящего излучения при угле ввода γ_i , n – количество экспериментальных точек. Полученные значения параметров аппроксимации для полимерного оптического световода (ПОС) и волоконного оптического жгута (ВОЖ) приведены в таблице. Так, например, для ПОС типа HFBR-RNS020 длиной 20 м паспортное значение γ_a составляло 27,4°–30°, а измеренное $\gamma_e = 23,1^\circ$. Из полученных данных (см. таблицу) следует, что формула (8) дает относительную ошибку аппроксимации в 1,5–2,5 раза меньше, чем при использовании формулы (9). Исключением является только случай ВС большой длины (1 км). Необходимо отметить, что возможность применения аппроксимации (8) для ВС со стационарным модовым распределением требует

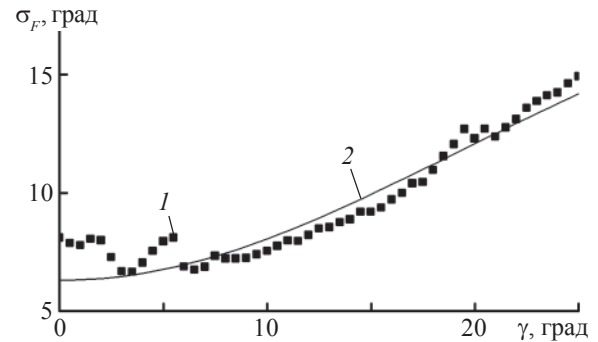


Рис. 3. Зависимость полуширины распределения интенсивности выходящего излучения σ_F от угла ввода γ для ВС с $d_0 = 440$ мкм, $L = 2$ м. 1 – эксперимент, 2 – расчет.

экспериментальной проверки в каждом конкретном случае.

Типичные распределения $I_n(\theta)$ для коротких отрезков ВС со ступенчатым ППП приведены на рис. 2. Исходя из формулы (6), оптимизацией по двум параметрам – нормировочному коэффициенту и σ_F – была рассчитана зависимость σ_F от угла ввода (рис. 3). Относительная среднеквадратическая ошибка аппроксимации зависимостей $I_n(\theta)$ при $0 \leq \gamma < \gamma_c$ составляла 15–30%. В частности, для зависимостей, приведенных на рис. 3: 21% для $\gamma = 0^\circ$, 20% для $\gamma = 10^\circ$ и 28% для $\gamma = 20^\circ$. В данном приближении не рассматривалось влияние $T(\gamma)$ на вид зависимостей $I_n(\gamma = \text{const}, \theta)$. Поэтому, чем меньше σ_F по отношению к γ_c , тем меньше ошибка аппроксимации. Следует отметить, что для различных световодов характер зависимости $\sigma_F(\gamma)$ может существенно различаться. Функция $\sigma_F(\gamma)$ может быть как возрастающей, так и убывающей. Не существует какой-либо функции, точно описывающей $\sigma_F(\gamma)$ для любого световода, однако в качестве простейшей оценки можно использовать приближение

Коэффициенты аппроксимации интегральных угловых передаточных функций ВС и относительная погрешность аппроксимации на длине волны 0,6328 мкм

№	Параметры световода	Формула (8)			Формула (9)	
		γ_e , град	σ_G , град	δ , %	γ_g , град	δ , %
1	$d_0 = 1000$ мкм, $L = 20$ м, ПОС	23,1	8,3	10	25,6	25
2	$d_0 = 440$ мкм, $L = 2,0$ м	19,3	6,6	8	21,7	25
3	$d_0 = 22$ мкм, $L = 0,5$ м, ВОЖ	31,9	7,4	4	36,4	26
4	$d_0 = 200$ мкм, $L = 0,5$ м	23,6	10,5	10	26,7	20
5	$d_0 = 200$ мкм, $L = 1000$ м	8,9	6,9	8	10,4	7

$$\sigma_F(\gamma) = \sigma_0 \left(1 + v \exp(-\gamma^2/\sigma_v^2) \right), \quad (10)$$

где σ_0 , σ_v , v – экспериментально определяемые параметры. Величина σ_0 является пределом σ_F при $\gamma \rightarrow \infty$, а v связана с остальными параметрами соотношением $v = \sigma_F(\gamma = 0)/\sigma_0 - 1$. В зависимости от знака v ($v > -1$) выражение (10) позволяет получать как $\sigma'_F(\gamma) > 0$, так и $\sigma'_F(\gamma) < 0$. Так, например, для зависимости, приводимой на рис. 3, возможные коэффициенты аппроксимации: $\sigma_0 = 20^\circ$, $\sigma_v = 27^\circ$, $v = -0,685$. Аналогичные зависимости были получены и для других ВС. Наименьшее значение расходимости σ_F было получено для ВОЖ. В частности, для ВОЖ длиной 0,5 м и диаметром одиночных световедущих жил 22 мкм величина σ_F изменялась от 3° до 6° при увеличении угла ввода от 0° до 15° . При $\gamma = 0^\circ$ экспериментально измеренное значение расходимости σ_F лишь в несколько раз отличалось от теоретической величины для бездефектных ВС. Для всех исследованных ВС экспериментально измеренные зависимости $I_n(\theta)$ отличались от аппроксимации (6) большей асимметрией и эксцессом, а также повышенным значением интенсивности излучения вблизи оси при $\gamma > \sigma_F$. Однако для большинства прикладных задач аппроксимация (6) позволяет получить достаточную точность расчета ДН. Как будет показано ниже, при необходимости вид аппроксимирующей функции может быть уточнен посредством использования более точной модели рассеяния при распространении излучения по световоду. В этом случае среднеквадратическая ошибка аппроксимации $I_n(\theta)$ может быть уменьшена в несколько раз.

Было также проведено экспериментальное исследование зависимостей $I(\theta)$ при различных углах ввода излучения для предельно коротких отрезков световодов 0,1–0,01 м. Подробное рассмотрение распределений интенсивности выходящего излучения позволило выявить причины эффекта диффузии в пространстве углов. Установлено, что независимо от длины коротких отрезков ВС при селективном возбуждении волноводных мод наклонным лучом в дальней зоне дифракции помимо кольцевой структуры выходящего излучения $I(\theta)$ наблюдаются области повышенной освещенности, форма которых представляет собой угловой фрагмент спирали (рис. 4). В некоторых случаях указанные области образованы группой ярких пятен спекл-структуры. Угловая ширина $\Delta\theta_s$ для исследованных ВС составляла $0,1^\circ$ – $0,8^\circ$, что соответствовало 2–100 величинам дифракционной расходимости $\Delta\theta_d = \lambda/d_0$ и более в зависимости от качества ВС, диаметра сердцевин и угла ввода γ . Угловая ширина $\Delta\theta_p$ в большинстве случаев соответствовала величине дифракционной расходимости $\Delta\theta_d$, т. е. угло-

вому размеру одиночного спекл-пятна при когерентном излучении. В некоторых случаях имела место зависимость $\Delta\theta_p$ от азимутального угла φ . Угловой размер по азимуту $\Delta\varphi$ составлял $\pi/4 - 3\pi/2$. Указанные закономерности наиболее характерны для световодов типа кварц–полимер с $d_0 > 400$ мкм, однако в большей или меньшей степени проявляют себя в любых волоконных световодах.

С точки зрения лучевой интерпретации появление указанных областей можно объяснить отражением луча от дефектов границы сердцевин и оболочек в виде волнистости $\Delta r(\varphi, z)$, где z – ось цилиндрической системы координат, совпадающая с осью световода. Для появления указанных выше областей в ДЗД пространственная длина таких дефектов должна быть существенно больше длины волны излучения, а сам дефект должен находиться вблизи выходного торца на расстоянии менее длины установления стационарного распределения по сечению сердцевины ВС. Невыполнение первого условия приводит к рассеянию в широком диапазоне углов, соответственно, к увеличению $\Delta\theta_s$ до величины, возможно, соизмеримой с апертурным углом ВС, и снижению контраста указанной области. Невыполнение второго условия – к усреднению пространственных распределений по азиму-

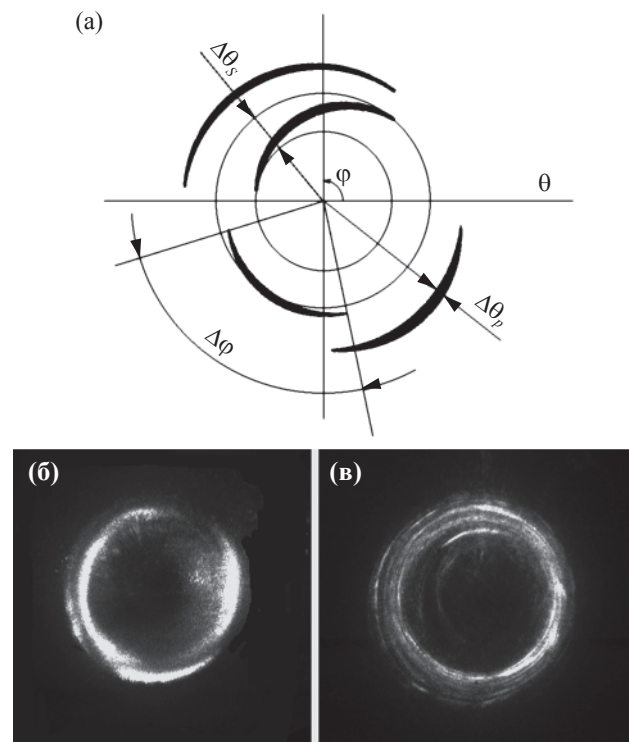


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения, выходящего из световода: а – схема обозначений, б – металлический цилиндрический световод длиной 0,03 м при $\gamma = 4^\circ$, в – полимерный ВС с $d_0 = 1000$ мкм, $L = 0,025$ м при $\gamma = 5^\circ$.

тальному углу, следовательно, также к снижению контраста.

Аналогичный эффект можно наблюдать в коротком металлическом световоде, сделанном из алюминевой фольги. В этом случае рассеяние на волнистости поверхности также приводит к появлению азимутально-неоднородных областей интенсивности как в ближней, так и дальней зонах дифракции. Пример распределения $I(\theta)$ для металлического световода длиной 0,03 м, диаметром 2 мм при $\gamma = 4^\circ$ приведен на рис. 4в. Данный эксперимент продемонстрировал все упомянутые выше эффекты, характерные для ВС: появление области азимутально-неоднородной интенсивности даже при однократном отражении луча от внутренней поверхности световода, зависимость рассеяния от угла падения луча и увеличение угловой расходимости $\Delta\theta_s$ при искусственной дополнительной микродеформации поверхности световода.

Принципиально другой характер влияния несовершенств световода на распределение интенсивности выходящего излучения наблюдался в коротких отрезках полимерного световода с $r_0 = 500$ мкм в жесткой защитной оболочке длиной 0,025 и 0,15 м с разрезами, фиксирующими ВС. Было установлено, что как в ближней зоне, так и в дальней зоне дифракции различные области имели различное направление поляризации. Распределения интенсивности в ближней зоне, наблюдаемые через анализатор, в общем, были аналогичны изображениям, приводимым в [2, 11] для случая больших поперечных нагрузок. Угловые размеры $\Delta\theta_s$ и $\Delta\theta_p$ были существенно больше, чем для световодов кварц-полимер. О доминирующем влиянии наведенного двулучепреломления свидетельствует пространственная неоднородность направления поляризации, соответственно, уменьшение интегральной степени линейной поляризации p_a по сравнению с теоретической величиной [11, 12]. Для бездефектных световодов указанной длины теоретическая оценка [12] в обоих случаях дает $p_a \approx 1$, однако экспериментально измеренные значения p_a были 0,44 и 0,2, а вблизи оси – 0,8 и 0,4. Таким образом, расширение угловой расходимости выходящего излучения может быть обусловлено не только волнистостью раздела сердцевины и оболочки световода, но и наведенным двулучепреломлением.

Если для прикладных целей необходимо рассчитать только распределение интенсивности выходящего излучения, т. е. ДН и можно не рассматривать поляризационные или частотные характеристики, то причина, вызывающая расширение угловой расходимости на начальном участке ВС, не имеет существенного значения. Если $\Delta\theta_s \ll \gamma_c$, то для большинства существующих ВС с длиной более 0,5 м в обо-

их случаях для расчета $I(\theta)$ можно использовать классическую диффузионную модель. Однако при расчетах характеристик, связанных с фазами волноводных мод, использование корректной физической модели взаимосвязи мод может иметь принципиально важное значение.

3. Угловые характеристики световодов с шероховатыми торцами

Еще одним фактором, который может оказать влияние на ДН излучения многомодовых ВС, является шероховатость или оптическая неоднородность торцевых поверхностей. Рассеяние на поверхности входного торца приводит к изменению модового состава вводимого излучения по сравнению с вводом через нерассеивающую поверхность. Соответственно, изменяется модовое распределение на выходе из световода, исключая случай стационарного модового распределения в волоконных световодах большой длины. Рассеяние на выходном торце также приводит к изменению распределения интенсивности выходящего излучения. Для оценки влияния шероховатости входного торца целесообразно использовать методику [13, 14], заключающуюся фактически в интегрировании мощности рассеянного излучения с учетом угловых передаточных характеристик ВС, а также аппроксимации индикатрис рассеяния (ИР) света направленной и диффузно рассеянной составляющими. В первом приближении нормированную функцию ИР можно аппроксимировать суммой δ -функции и функции Гаусса [15, 16], что в цилиндрической системе координат дает [14]:

$$f(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') = k_n \delta(\gamma - \gamma') \delta(\varphi - \varphi') + \frac{k_d}{\pi \sigma_s^2} \exp\left(-\frac{(\gamma^2 + (\gamma')^2 - 2 \cos(\theta - \theta') \gamma \gamma')}{\sigma_s^2}\right), \quad (11)$$

где $\gamma, \varphi, \gamma', \varphi'$ – азимутальные и радиальные углы падающей и рассеянной волн, k_n, k_d – коэффициенты направленного и диффузного пропускания, σ_s – полуширина ИР. Соответственно, мощность, передаваемую модам световода, также условно можно разделить на две составляющие P_n и P_d , обусловленные направленной и диффузной составляющими ИР. При усреднении по азимутальному углу φ' функция (11) преобразуется в функцию распределения Рэлея–Райса (6) с дополнительным слагаемым в виде δ -функции. Если полагать, что вся мощность рассеивается в соответствии с распределением (11), то можно записать

$$k_n + k_d = 1. \quad (12)$$

Однако для реальных ИР мощность, рассеиваемая в углы $\gamma' > (5 - 10)\sigma_s$, многократно превышает не

только величину, соответствующую гауссовскому приближению, но и величину, получаемую более строгим расчетом с использованием формулы Бекмана [15, 16]. Это объясняется отличием распределения высот профиля реальных шероховатых поверхностей от гауссовского [17] и эффектом подповерхностного рассеяния [18, 19]. При этом $k_n + k_d < 1$. Простейшей оценкой сверху для величины k_d является коэффициент суммарного пропускания излучения k_s плоскопараллельной пластинкой с шероховатой входной поверхностью и показателем преломления, равным показателю преломления сердцевинки ВС [14]. Умножением величины P_d на коэффициент k_s можно учесть негауссовость вида ИР и тем самым увеличить точность расчетов.

В более точном приближении ИР оптически неоднородной поверхности можно аппроксимировать суммой функций Гаусса с различной полушириной и соответствующими весовыми коэффициентами k_i . Формулу Бекмана [15, 16] при $\gamma = 0$ можно рассматривать как частный случай такой аппроксимации, полученной на основании теоретических представлений для гауссовой шероховатости поверхности. Разделение ИР на направленную и диффузную составляющие справедливо при $r_c \gg \lambda$, где r_c – корреляционное расстояние шероховатости поверхности [20], что фактически означает учет только двух слагаемых, в том числе нулевого порядка, в формуле Бекмана. При $r_c \approx \lambda$ точность приближения (11) снижается вследствие возрастания слагаемых высшего порядка. Более универсальной по сравнению с (11), но более простой для практического использования по сравнению с [15] является аппроксимация ИР в виде трех слагаемых:

$$f(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') = \sum_{i=1}^3 k_i \exp\left(-\left(\gamma^2 + (\gamma')^2 - \cos(\varphi - \varphi')\gamma\gamma'\right)/\sigma_i^2\right) / \pi\sigma_i^2. \quad (13)$$

Причем для коэффициентов k_i должно выполняться условие нормировки

$$\sum k_i = 1. \quad (14)$$

Если задать $\sigma_1 \ll \gamma_c$, $\sigma_2 \approx \gamma_c$ и $\sigma_3 > \gamma_c$, то первое слагаемое при расчете эффективности ввода и ДН можно рассматривать как δ -функцию в формуле (11), а третье – как рассеянный фон, слабо зависящий от угла рассеяния. Если $\sigma_3^2 \gg \sigma_2^2$ и $\gamma_c \ll \pi/2$, то доля мощности P_3 будет пренебрежимо мала по сравнению с $P_1 + P_2$. Поэтому этим слагаемым можно пренебречь. Однако при этом коэффициент k_1 может быть соизмерим с k_1 и k_2 . Соответственно, k_3 необходимо учитывать при нормировке. Таким образом, даже при $r_c \leq \lambda$ формально можно использовать приближение (11), скорректировав коэффициент k_d .

Аналогичным способом можно учесть негауссовский характер рассеяния на внутренних несовершенствах световода.

Используя формулу (6) для распределения $I(\theta)$ при различных углах ввода γ , получаем

$$I(\theta) \propto \frac{k_n T(\gamma)}{\pi\sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d}{\pi\sigma_S^2} \int_0^\infty \frac{T(\gamma')}{\sigma_F^2(\gamma')} R(\gamma, \gamma', \sigma_S) R(\gamma', \theta, \sigma_F) \gamma' d\gamma'. \quad (15)$$

Аналогичное выражение справедливо и для случая рассеяния на шероховатой поверхности выходного торца:

$$I(\theta) \propto \frac{k_n T(\gamma)}{\pi\sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d T(\gamma)}{\pi\sigma_S^2 \sigma_F^2} \int_0^\infty R(\gamma, \theta', \sigma_F) R(\theta', \theta, \sigma_S) \theta' d\theta', \quad (16)$$

где θ – осевой угол рассеяния. Выражения (15), (16) соответствуют единичной мощности P_0 , поэтому пропорции (15), (16) могут быть представлены в виде равенств домножением правых частей выражений на величину P_0 . При диффузном рассеянии $k_n \rightarrow 0$ и искомая функция ДН определяется в виде свертки двух функций распределений Рэлея–Райса, обусловленных внутренним и поверхностным рассеянием. Если полагать $T(\gamma) = 1$, что возможно при $\gamma_c \gg \sigma_S$, $\sigma_F(\gamma) = \text{const}$ и в предположении отсутствия оптических потерь в ВС, то выражения (15), (16) можно представить в виде

$$I(\theta) \propto \frac{k_n}{\pi\sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d}{\pi\sigma_A^2} R(\gamma, \theta, \sigma_A), \quad (17)$$

где $\sigma_A = (\sigma_S^2 + \sigma_F^2)^{1/2}$. В этом приближении рассеяние на шероховатой поверхности входного и выходного торцов одинаково влияет на ДН излучения. Примеры расчетных зависимостей $I(\theta)/I_{\max}$ для параметров $\sigma_F, \gamma_c, \sigma_S$, характерных реальным световодам с шероховатой входной поверхностью, приведены на рис. 5. Для расчета использовалась формула [15, 16, 20]

$$k_n = \exp\left(-\rho R_\sigma^2 \cos^2(\gamma)/\lambda^2\right), \quad k_d = 1 - k_n, \quad (18)$$

где R_σ – среднеквадратическая высота шероховатости ($R_a \approx 0,8R_\sigma$), $\rho \approx 9,8$ – коэффициент пропорциональности. Как следует из результатов расчета и из общих соображений, при $R_\sigma \rightarrow 0$ имеет место $k_n \rightarrow 0$, соответственно, зависимость $I(\theta)$ соответствует исходному распределению Рэлея–Райса с полушириной σ_F . При $R_\sigma/\lambda > 1$ имеет место $P_n \ll P_d$, поэтому распределение выходящего излучения имеет полуширину σ_A . При $0 < R_\sigma < \lambda$ зависимость $I(\theta)$

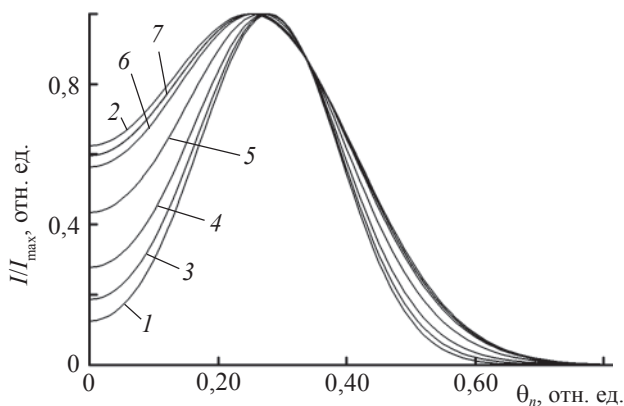


Рис. 5. Теоретические нормированные распределения интенсивности выходящего излучения при шероховатом входном торце световода при $\gamma_n = 0,3$, $\sigma_F/\gamma_c = \sigma_S/\gamma_c = 0,15$. 1 – распределение при нерассеивающем входном торце ($k_d = 0$), 2 – распределение при исключительно диффузном рассеянии ($k_d = 1$, $k_n = 0$), 3–7 – распределения при различных относительных высотах шероховатости R_σ/λ : 3 – 0,5, 4 – 0,6, 5 – 0,7, 6 – 0,8, 7 – 0,85.

является промежуточным случаем между двумя ранее рассмотренными случаями.

Однако для реальных ВС при более точном рассмотрении одинаковая шероховатость поверхности на входном и выходном торцах создает хотя и похожие, но отличающиеся распределения $I(\theta)$. Принципиальное отличие формул (15) и (16) заключается в множителе $T(\gamma')/\sigma_F^2(\gamma')$ под интегралом (15). Множитель $T(\gamma')$ фактически ограничивает угол ввода величиной апертурного угла, соответственно, излучение, рассеянное на углы, существенно большие апертурного, практически не влияет на ДН на выходе, а при рассеянии на выходном торце ВС такого ограничения нет и теоретически излучение может рассеиваться в пределах 0° – 90° . Зависимость σ_F от γ' влияет на нормировку распределений и приводит к тому, что кольцевые структуры при селективном возбуждении мод ВС с рассеивающими входным и выходным торцами будут отличаться даже в случае $T_n(\gamma) = \text{const}$.

Экспериментальные исследования выполнялись на различных ВС с различными видами оптических неоднородностей торцевых поверхностей. Из [13, 14] известно, что для шероховатой входной торцевой поверхности ВС расчет эффективности ввода и угловых характеристик с использованием приближения (11) дает хорошее соответствие с экспериментом. Причем, чем меньше высота шероховатости, полученной шлифовкой свободным абразивом, тем точнее ИР аппроксимируется функцией вида (11) и, соответственно, меньше ошибка при расчете угловых характеристик. Аналогичный

результат получен и в данной работе. Измеренные распределения $I_n(\theta)$ соответствовали расчетным и подтверждали описанные выше закономерности. Так, например, при высоте шероховатости торца R_σ 0,19 мкм для ВС с $d_0 = 440$ и 200 мкм изменения контраста кольцевой структуры выходящего излучения соответствовали теоретической оценке с точностью 10–20%. Наиболее сложным для расчета является случай использования светорассеивающего лака на торцевых поверхностях световода, так как даже при тонком слое (> 5 мкм) такой рассеиватель нельзя считать тонким фазовым экраном. Экспериментальные исследования проводились с использованием лака АК5192 [21]. Толщина нанесенного слоя h_l составляла приблизительно 30 мкм. ИР светорассеивающего лака измерялись на стеклянных пластинках с такой же толщиной нанесенного слоя. Полуширина полученных ИР при аппроксимации функцией Гаусса составляла 5° – 7° . Такая аппроксимация занижала значение интенсивности в диапазоне углов 0° – 1° приблизительно на 20% и более чем в 2 раза при углах более 10° . Однако вследствие малых значений $I_n(\theta > 10^\circ)$ по отношению к максимальному значению $I_{\max}$ ошибка аппроксимации составляла 5–10%. Примеры экспериментальных и расчетных зависимостей $I(\theta)/I_{\max}$ на длине волны 0,6328 мкм для ВС с $d_0 = 440$ мкм с рассеивающей входной или выходной поверхностью приведены на рис. 6. В связи с тем что максимальное значение интенсивности $I_{\max}$ снижается при увеличении угла ввода, нормированное значение рассеянного фона $I(\theta = 0)/I_{\max}$ при этом воз-

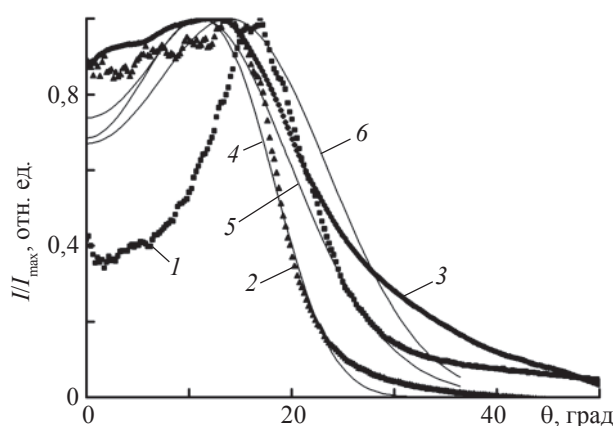


Рис. 6. Нормированные распределения интенсивности выходящего излучения для ВС с $d_0 = 440$ мкм, $L = 2$ м. 1 – при нерассеивающих торцах (эксперимент), 2, 4, 5 – диффузно рассеивающий входной торец; 3, 6 – диффузно рассеивающий выходной торец; 2, 3 – эксперимент; 4–6 – расчет; 4 – при $\sigma_s = 5^\circ$, 5, 6 – при $\sigma_s = 6^\circ$.

растает. Для расчетов использовались формулы (15), (16) и (17) и аппроксимация (10) с указанными выше параметрами. Сопоставляя полученные данные, можно заключить, что для рассмотренного примера расчетные зависимости правильно описывают основные закономерности, в частности, исчезновение кольцевой структуры распределения $I(\theta)$. Существенные различия расчетных и измеренных зависимостей наблюдаются только при $\theta > \gamma_e$, что связано с неточной аппроксимацией индикатрис при углах рассеяния более 10° . Точность расчетов может быть существенно увеличена за счет использования аппроксимации (13), однако это усложняет расчеты, а для практических целей в большинстве случаев не требуется.

Выводы

Показано, что угловые передаточные характеристики реальных волоконных световодов могут быть аппроксимированы функциями, связанными с решениями диффузионного уравнения: интегральная УПХ – функцией вида (8), а угловое распределение мощности выходящего излучения для ВС со ступенчатым ППП – функцией распределения Рэлея–Райса. Соответственно, диаграмма направленности излучения ВС может быть вычислена через параметры σ_F , γ_e и σ_G .

Целесообразно паспортизировать параметры аппроксимации УПХ для ВС определенной длины с целью увеличения точности расчетов параметров вводимого излучения по сравнению с существующими методиками.

Экспериментально установлено, что известный эффект скачкообразного увеличения угловой расходимости выходящего излучения при малой длине световода обусловлен несовершенствами сердцевины и может наблюдаться даже при однократном отражении луча от поверхности раздела сред сердцевина–оболочка. Поэтому даже для коротких отрезков ВС со ступенчатым ППП при расчете ДН необходимо учитывать взаимосвязь волноводных мод.

Функция ДН излучения при рассеивающей торцевой поверхности световода может быть задана в виде двух слагаемых, связанных с направленным и диффузным пропусканием. Первое – представляет собой исходную ДН при нерассеивающем торце, ослабленную в k_n раз, второе – свертку двух функций распределения Рэлея–Райса, обусловленных внутренним и поверхностным рассеянием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нефедов И.Е., Шевченко В.В. Передаточные характеристики многомодовых волоконных световодов. Тео-

- рия. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 1. С. 34–40.
2. Капани Н.С. Волоконная оптика. Принципы и применения. М.: Мир, 1969. 464 с.
3. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
4. Основы волоконно-оптической связи / Пер. с англ. под ред. Е.М. Дианова. М.: Советское радио, 1980. 232 с.
5. Унгер Х.Г. Планарные и волоконно-оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 312 с.
6. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Советское радио, 1974. 552 с.
7. Кизеветтер Д.В. Численное моделирование излучения многомодовых волоконных световодов // Известия вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 8. С. 692–701.
8. Jeunhomme L., Pocholle J.P. Experimental determination of the radiation pattern of optical fibres // Opt. Commun. 1974. V. 12. № 1. P. 89–92.
9. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. Метод измерения угловых характеристик световодов // ОМП. 1989. № 9. С. 48–50.
10. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. Измерение угловых характеристик ввода излучения в волоконные световоды // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. № 5. С. 1139–1143.
11. Быков А.М., Воляр А.В. Поляризационная оптика многомодовых световодов // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. № 5. С. 894–899.
12. Кизеветтер Д.В. Волноводная теория деполяризации излучения многомодовых волоконных световодов // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 11. С. 97–99.
13. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. Влияние шероховатости поверхности торца световода на эффективность ввода электромагнитного излучения // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 1. С. 68–71.
14. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. Влияние дефектов торцевой поверхности световода на эффективность ввода излучения // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 9. С. 80–86.
15. Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic wave from rough surfaces. Oxford: Pergamon Press, 1963. 492 p.
16. Топорец А.С. Оптика шероховатой поверхности. Л.: Машиностроение, 1981. 197 с.
17. Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. Статистические характеристики микрорельефа поверхности стекол при абразивной обработке // ОМП. 1989. № 6. С. 33–36.
18. Полянский В.К., Танашук М.П. Влияние трещиноватого слоя на поляризационные свойства шлифованных поверхностей стекол // Опт. и спектр. 1978. Т. 45. № 3. С. 575–581.
19. Гайнутдинов И.С., Несмелов Е.А., Борисов А.Н., Ми-

- хайлов А.В. Оценка качества поверхности подложек для нанесения интерференционных покрытий // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 12. С. 68–75
20. Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. Связь характеристик рассеянного излучения со структурой микрорельефа поверхности // Проблемы физической электроники. Л., 1991. С. 120–165.
21. Гушляк Р.Е., Позднякова А.Я., Флейшер А.И. Светорассеивающий лак в технологии оптических сеток // ОМП. 1983. № 4. С. 56.
-