

ГЛАВА 5. КВАЗИЛУЧЕВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИК ВВОДА В ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

5.1. Квазилучевой подход для решения задач ввода-вывода излучения

Классическая лучевая модель [3-4] предполагает, что луч, падающий на входной торец световода в площади сердцевины под углом γ относительно оси ВС меньшем апертурного угла (γ_c), частично отразившись от торца, далее распространяется в световоде. Мощность выходящего излучения полагают независимой от угла ввода и распространения излучения. Соответственно, угловую передаточную характеристику (УПХ) $T(\gamma)$ полагают ступенчатого вида:

$$T(\gamma) = \begin{cases} 1 & \gamma \leq \gamma_c \\ 0 & \gamma > \gamma_c \end{cases} \quad (5.1.1)$$

Существуют уточненные формулы, учитывающие, так называемые, вытекающие лучи [5,142]. Однако, как будет показано ниже, угловые передаточные характеристики реальных световодов отличаются от (5.1), а также других теоретических зависимостей, что обусловлено взаимосвязью мод из-за рассеяния на дефектах сердцевины. В указанном приближении полную мощность, вводимую в ВС от источника излучения определяют интегрированием по радиусу и углам цилиндрической системы координат [3]. Точность расчета эффективности ввода с использованием простейшей лучевой модели во многих случаях недостаточна, но, самое главное, такой способ не позволяет определить диаграмму направленности излучения волоконных световодов. Так как учет несовершенств световода и дифференциального модового затухания при таком подходе представляет серьезную сложность. Необходимо отметить, что невозможно выполнить строгий расчет углового распределения интенсивности выходящего излучения, т.е. диаграммы направленности (ДН), основываясь только на теоретических представлениях распространения электромагнитного излучения в идеальных цилиндрических диэлектрических световодах. Так как, во-первых, неизвестны передаточные функции 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. Поэтому в п. 5.1. представлен более совершенный метод, основанный на применении квазилучевой модели, обладающий простотой лучевого подхода, но позволяющий учитывать угловые передаточные характеристики реальных ВС, диаграмму направленности источника и, если

необходимо, рассеивающие свойства торцевых поверхностей. Сущность метода заключается в том, что интегральную угловую передаточную характеристику аппроксимируют функцией соответствующей реальным физическим процессам, а для расчета диаграмм направленности световодов каждому углу ввода γ сопоставляется теоретическое или экспериментально определяемое распределение интенсивности $I(\gamma, \theta)$, где I - интенсивность выходящего излучения в единичный телесный угол, θ - угол выхода относительно оси. Как будет показано ниже, угловые передаточные характеристики, как дифференциальные, так и интегральные для различных волоконных световодов, 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 диаграммы направленности излучения световодов достаточно задать всего несколько параметров. Используемый подход позволяет, с одной стороны, избежать сложных вычислений, связанных собственными функциями волноводных мод, а с другой стороны, фактически учесть реальное дифференциальное модовое затухание и взаимосвязь мод при распространении излучения по световоду.

Известно [145-146], что возбуждаемое модовое распределение зависит от ширины пространственных размеров падающего луча w . Однако для практических расчетов можно рассмотреть наиболее типичных случаях: $w > d_{cl}$, где d_{cl} - диаметр оболочки ВС и $w \approx d_0$, где d_0 - диаметр сердцевины. При $w \ll d_{cl}$ для расчетов параметров выходящего из ВС излучения также возможно использование квазилучевой модели, представленной далее, однако указанный случай имеет специфику, рассмотренную ниже. Известно, что в большинстве случаев при длине ВС 0.2 м и более распределение интенсивности выходящего излучения можно считать азимутально-однородным, соответственно, зависимостью от азимутального угла φ пренебречь. Введем угловую зависимость $I(\theta)$ характеризующую диаграмму направленности при заданном угле ввода. Тогда интеграл

$$P(\gamma) = 2\pi \int_0^{\pi/2} I(\gamma, \theta) \sin \theta d\theta - \quad (5.1.2)$$

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

$$I_n(\gamma, \theta) = I(\gamma, \theta) / I(\gamma = 0, \theta = 0) \quad (5.1.3)$$

Аналогично:

$$P_n(\gamma) = P(\gamma) / P(\gamma = 0) \quad (5.1.4)$$

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 угловую передаточную характеристику (УПХ) ввода, описывающую свойства конкретного световода, фактически, с учетом дифференциального модового затухания и взаимосвязи мод. Тогда, используя УПХ, расчет диаграммы направленности выходящего излучения $I_n(\theta)$ при произвольной диаграмме направленности источника излучения $S(\gamma)$ сводится к интегрированию по углу ввода:

$$I_n(\theta) \propto \int_0^{\pi/2} T_n(\gamma) S(\gamma) I_n(\gamma, \theta) \sin \gamma d\gamma \quad (5.1.5)$$

Учитывая, что для большинства ВС $\gamma_c \ll \pi/2$, можно полагать $\sin \gamma \approx \gamma$, а интегрирование производить в пределах $0 \dots \infty$, что позволяет в некоторых случаях получить решения в виде простых аналитических выражений. Если имеется возможность определения мощности излучения, попадающего в площадь сердцевины 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 (5.1.3)-(5.1.5) и рассчитав необходимые нормировочные множители для (5.1.4), можно определить $I(\theta)$ в фотометрических единицах освещенности или силы света. Следует также отметить, что при представлении волоконного световода в виде двух или нескольких отрезков длиной L_1, L_2, \dots, L_n с соответствующими передаточными характеристиками как для нормированной, так и для не нормированной УПХ всего ВС, выражение

$$T(\gamma, \sum_n L_n) = \prod_n T(\gamma, L_n)$$

справедливо только в случае, если $\sum_n L_n \ll L_s$, где L_s - длина установления стационарного модового распределения.

Как будет показано ниже, угловые передаточные характеристики, как дифференциальные, так и интегральные для различных волоконных световодов, 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, расчет диаграмм направленности излучения световодов можно произвести аналогично классическому лучевому подходу интегрированием ДН источника излучения, попадающего на входной торец ВС, но при этом учесть реальное дифференциальное модовое затухание и взаимосвязь мод при распространении излучения по световоду посредством использования угловых передаточных характеристик.

5.2. Аппроксимация угловых передаточных характеристик

Для прикладных целей определенный интерес представляет разработка более корректного описания угловых передаточных характеристик, по сравнению с приближением (5.1.1), но более простого, чем известные, упомянутые в гл. 1 способы, связывающие параметры распространяющегося излучения с характеристиками различных модовых групп или отдельных волноводных мод. Для этого в (5.1.1) необходимо формально учесть эффект взаимосвязи мод.

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 [2-3,140].

Рассмотрим простейшую одномерную модель. Будем считать, что при распространении излучения по ВС происходит диффузия в пространстве углов γ_i ($\gamma_i \in]-\infty, +\infty[$). Если на входе в ВС угловое распределение мощности задать в виде δ -функции:

$$p(\gamma_i) = \delta(\gamma_i - \gamma / n_1), \quad (5.2.1)$$

где γ - угол ввода, n_1 - показатель преломления сердцевины ВС, то при распространении по ВС распределение преобразуется к виду:

$$p(\gamma_i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\gamma_i - \gamma / n_1)^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (5.2.2)$$

где σ_i - полуширина углового распределения. Предположим также, что излучение с углом распространения $\gamma_i > \gamma_e / n_1$ не достигает выходного торца. Целесообразно далее перейти от отсчета углов внутри световода – γ_i , σ_i к углам в свободном пространстве – γ и σ .

В малоугловом приближении углы связаны отношением: $\gamma = n_1 \gamma_i$, $\sigma = \sigma_i n_1$. Тогда зависимость мощности выходящего излучения от угла ввода, т.е. угловую передаточную характеристику, можно определить интегрированием (5.2.2) в пределах от $-\infty$ до γ_e :

$$T(\gamma) = (1 - \operatorname{erf}(\frac{\gamma - \gamma_e}{\sqrt{2}\sigma})) / 2 \quad (5.2.3)$$

Такое рассмотрение упрощенно описывает процессы, происходящие при распространении излучения по световоду, так как реальное расширение углового распределения («диффузия»), «перекачка» энергии направляемых мод сердцевины в другие моды, поглощение и выход излучения через боковую поверхность ВС происходят непрерывно по длине световода. Однако, как будет показано ниже, полученная функция (5.2.3) позволяет довольно точно аппроксимировать экспериментально полученные зависимости.

Функция распределения (5.2.2) может иметь иную нормировку:

$$p(\gamma_i) = \frac{1}{\sigma_{Fi} \sqrt{\pi}} \exp(-\frac{(\gamma_i - \gamma / n_1)^2}{\sigma_{Fi}^2}), \quad (5.2.4)$$

В этом случае дисперсии распределений (5.2.2) и (5.2.4) связаны соотношением:

$$\sigma_{Fi} = \sqrt{2}\sigma_i, \quad (5.2.5)$$

соответственно, передаточная характеристика (5.2.3) будет иметь вид:

$$T(\gamma) = (1 - \operatorname{erf}(\frac{\gamma - \gamma_e}{\sigma})) / 2 \quad (5.2.6)$$

Параметр σ определяет крутизну спада УПХ при $\gamma \rightarrow \gamma_e$. При $\sigma \rightarrow \infty$ величина γ_e соответствует классическому определению апертурного угла γ_c , рассчитываемому исходя из разностей показателей преломления. Реально для коротких отрезков ВС имеет место $\gamma_c \approx \gamma_e$. Формулы (5.2.3) и (5.2.6) основаны на реальной физической модели – диффузионном расширении угла распространения излучения в световоде, поэтому, как будет показано ниже, хорошо аппроксимируют угловые передаточные характеристики реальных волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления.

Увеличить точность аппроксимации можно за счет перехода от одномерной модели к описанию диффузии в цилиндрической системе координат. Известно, что в цилиндрической системе координат решением для диффузионного уравнения с начальными условиями в виде δ -функции, аналогично гауссовским шумам, является обобщенное распределение Релея (Релея-Райса) [141]:

$$W(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} \exp(-\frac{\rho^2 + \beta^2}{2\sigma^2}) I_0(\frac{\beta\rho}{\sigma^2}) \quad (5.2.7)$$

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:

$$\mathcal{R}(\gamma, \theta, \sigma) = \frac{I}{2\pi\sigma_F^2(\gamma)} \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma_F^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma_F^2(\gamma)}\right) \quad (5.2.8)$$

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

$$R(\gamma, \theta, \sigma) = \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{\sigma_F^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{2\theta\gamma}{\sigma_F^2(\gamma)}\right) \quad (5.2.9)$$

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

$$P = \frac{P_0}{\pi\sigma_F^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} R(\gamma, \theta, \sigma) \theta d\theta d\varphi, \quad (5.2.10)$$

где P_0 - полная мощность излучения, φ_1 , φ_2 , θ_1 , θ_2 - начальные и конечные координаты интегрирования. Интеграл от (5.2.8) с пределами от 0 до γ_c выражается через Q - функцию Маркума [147-148]:

$$T(\gamma) = 1 - Q(\gamma / \sigma_F, \gamma_c / \sigma_F) \quad (5.2.11)$$

Экспериментальное исследование, изложенное в п. 5.3, показало, что Q - функция Маркума является наилучшей аппроксимацией для УПХ реальных многомодовых ВС со ступенчатым ППП.

Единственным, но существенным недостатком использования аппроксимаций (5.2.3), (5.2.6) и (5.2.11) для прикладных целей является невозможность получить аналитические решения для большинства задач волоконной оптики. Поэтому на практике иногда целесообразно использовать простейшее приближение в виде функции гаусса:

$$T(\gamma) = \exp(-\gamma^2 / \gamma_g^2) \quad (5.2.12)$$

где γ_g - эквивалентный апертурный угол. Взаимосвязь углов γ_c , γ_e и γ_g , а также точность указанных видов аппроксимаций для реальных ВС рассмотрена в п. 5.3.

5.3. Экспериментальное определение угловых передаточных характеристик волоконных световодов

При экспериментальном определении угловых передаточных характеристик волоконных световодов методом измерения мощности выходящего излучения при изменении угла ввода в ВС основным источником систематических ошибок является угловое рассогласование между осью световода и волновым вектором падающей волны. Вследствие неперпендикулярности плоскости входного торца ВС, угловых перекосов при заделке световода в волоконно-оптический разъем и других причин задача совмещения оси световода с осью лазерного луча становится технически сложной. Рассмотрим влияние угловых рассогласований на точность измерения УПХ.

При определении УПХ угол ввода излучения в ВС γ изменяют посредством поворота подвижки гониометрического стола в плоскости XOY (рис. 5.1), на котором закреплен торец исследуемого световода. Входной торец ВС размещают таким образом, чтобы ось вращения гониометрического стола OZ проходила через входной торец ВС. С помощью двух дополнительных подвижек имелась возможность юстировки лазерного луча (линейными перемещениями отражающего зеркала или непосредственно лазерного излучателя) относительно входного торца: по оси OZ и по оси OY, что позволяло компенсировать смещение центра торца ВС при повороте на угол γ . В идеально юстированной системе угол поворота гониометрического стола γ_t и угол ввода излучения γ относительно оси ВС совпадают. Если ось световода не лежит в плоскости вращения XOY, то возникает угловое рассогласование χ . Если лазерный луч лежит в плоскости XOY, то при $\gamma_t = 0$ для χ справедливо:

$$\cos(\chi) = \vec{i}_x \vec{i}_v, \quad (5.3.1)$$

где \vec{i}_x - орт координатной оси OX декартовой системы координат, \vec{i}_v - орт оси ВС (рис. 5.1). При наличии рассогласования χ при изменении угла γ_t зависимость между γ и γ_t становится нелинейной, а минимально достигаемое значение γ равно χ (при $\gamma_t = 0$). Рассмотрим взаимосвязь истинной УПХ $T(\gamma)$ и УПХ, измеряемой экспериментально $T^+(\gamma)$ при угловом рассогласовании χ . Для этого выполним последовательно поворот в плоскости XOY на угол γ_t (при этом точка A_0 с координатами $A_0, 0, 0$ переходит в точку

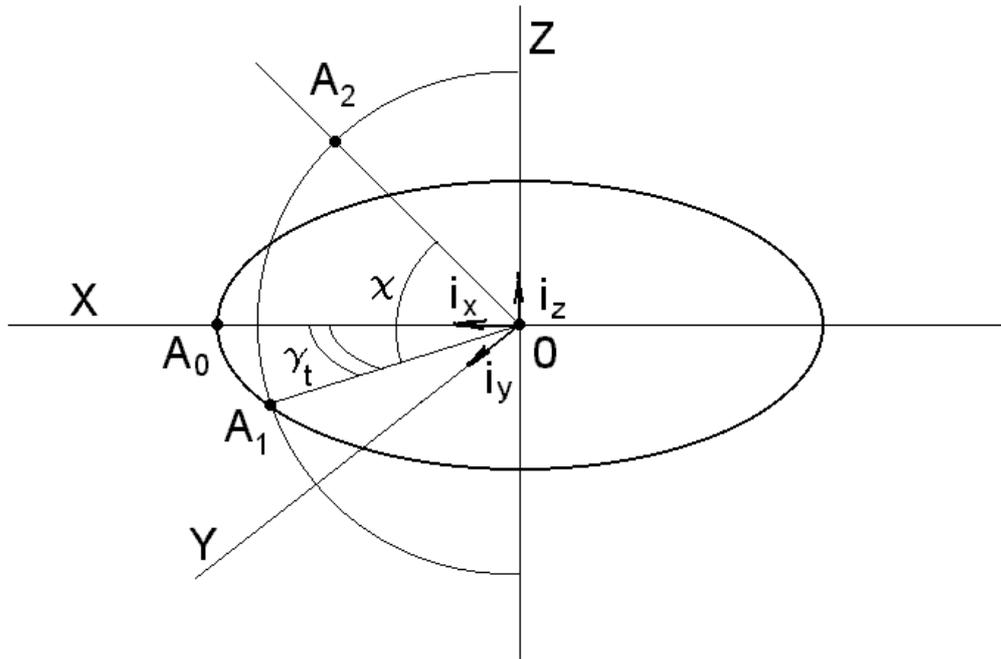


Рис. 5.1. Система обозначений: γ_t - угол поворота гониометрического стола, χ - угол рассогласования.

A_1 с координатами $A_0 \cos(\gamma_t), A_0 \sin(\gamma_t), 0$, а затем в плоскости A_1OZ на угол χ (при этом точка A_1 перейдет в A_2 с координатами $A_0 \cos(\gamma_t)\cos(\chi_t), A_0 \cos(\chi)\sin(\gamma_t), A_0 \sin(\chi_t)$). Тогда для малых углов γ_t и χ можно записать:

$$\gamma = (\gamma_t^2 + \chi^2)^{1/2} \quad (5.3.2)$$

Полагая УПХ независимой от азимутального угла и величины γ_t, χ известными при $\chi \neq 0$ для измеряемой УПХ - $T^+(\gamma)$ можно получить:

$$T^+(\gamma) = T((\gamma_t^2 + \chi^2)^{1/2}) \quad (5.3.3)$$

Возможно также решение обратной задачи – определение истинной функции $T(\gamma)$, исходя из экспериментально измеренной зависимости $T^+(\gamma)$, если величина χ известна:

$$T(\gamma) = T^+((\gamma_t^2 - \chi^2)^{1/2}) \quad (5.3.4)$$

Использование формулы (5.3.4) возможно только для случая $\gamma_t > \chi$. В интервале углов $0 < \gamma < \chi$ истинные значения $T(\gamma)$ оказываются утерянными и могут быть получены лишь интерполяцией (экстраполяцией).

Указанным выше закономерностям можно дать следующие оценки и трактовку. Если ВС имел УПХ близкую к идеализированной УПХ ступенчатого вида (5.1.1) с апертурным углом γ_c и при измерениях имело место угловое рассогласование χ , то в малоугловом приближении измеренная УПХ будет иметь меньшее значение апертурного угла - γ_c^* :

$$\gamma_c^* = (\gamma_c^2 - \chi^2)^{1/2} \quad (5.3.5)$$

То есть, отличие составляет приблизительно $\chi^2 / (2\gamma_c^2)$ в меньшую сторону.

Очевидно, что при экспериментальных измерениях необходимо минимизировать угловое рассогласование χ . По крайней мере - $\chi \ll \gamma_c$. Однако точность юстировки всегда ограничена какими-либо объективными причинами, поэтому, всегда может иметь место рассогласование χ . Формулы, полученные выше, позволяют оценить влияние такого рассогласования на измеряемые угловые передаточные характеристики. Для того чтобы совместить направление распространения лазерного излучения, прошедшего входной торец ВС с осью световода (т.е. с учетом преломления на поверхности торца - «внутри световода») с помощью соответствующих подвижек, необходимо предварительно определить искомый угол χ и угол, соответствующий началу отсчета по γ_t . Для указанной цели была использована методика, описанная ниже.

В связи с тем, что УПХ в рассматриваемой задаче является функцией двух переменных - $T(\gamma_t, \chi)$, учитывая, что реально $T(\gamma_t, \chi)$ зависит только от $\gamma_t^2 + \chi^2$ и не

зависит от азимутального угла ВС, указанную функцию можно рассматривать как фигуру вращения, ось которой является искомой осью начала отсчета. Сущность отыскания углового положения оси вращения основана на измерении множества УПХ $T(\gamma_i)$ при различных углах χ . Измерения производят при изменении каждого из углов в диапазоне, соизмеримом с апертурным углом или даже более, причем как для положительных, так и отрицательных значений: $-\gamma_c < \gamma < \gamma_c$, $-\gamma_c < \chi < \gamma_c$. На основании полученных зависимостей, применяя аппроксимацию по двум параметрам, находят центр, соответствующей оси вращения фигуры $T(\gamma_i, \chi)$ и соответствующие значения углов γ_0 и χ_0 . Далее, механическими подвижками, предназначенными для юстировки, компенсируют угловое рассогласование χ_0 , а отсчет углов по γ ведут от угла γ_0 .

Сведения об УПХ реальных волоконных световодов, приводимые в литературе, не позволяют проверить корректность принятой модели и, соответственно, возможности практического использования формул (5.2.6), (5.2.11). Поэтому, используя представленную выше методику, были экспериментально определены угловые передаточные характеристики различных волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления. Для этих целей использовалась следующая экспериментальная установка. Луч $He-Ne$ лазера с длиной волны $\lambda=0.6328$ мкм освещал входной торец исследуемого волоконного световода, закрепленного на гониометрическом столе. Для определения угловых передаточных характеристик изменяли угол ввода γ и измеряли мощность выходящего излучения. Предварительно была выполнена юстировка оптической системы, что позволило минимизировать рассогласование χ и установить угол в плоскости вращения близкий к нулевому. Измерение углов γ и χ производилось с точностью $1'$ и $5'$ соответственно. Оценочные значения точности определения начала отсчета по углу γ и остаточная величина χ составляли $0,1^0 - 0,25^0$ и $0,25^0 - 0,5^0$ соответственно. Экспериментально измеренные зависимости, нормированные к единице, а также аппроксимации с использованием полученных ранее формул приведены на рис. 5.2-5.4. Методом оптимизации по двум параметрам были определены величины γ_e , γ_g и σ_e , при которых достигается минимальное среднеквадратическое отклонение функций (5.2.6), (5.2.11) и (5.2.12) от

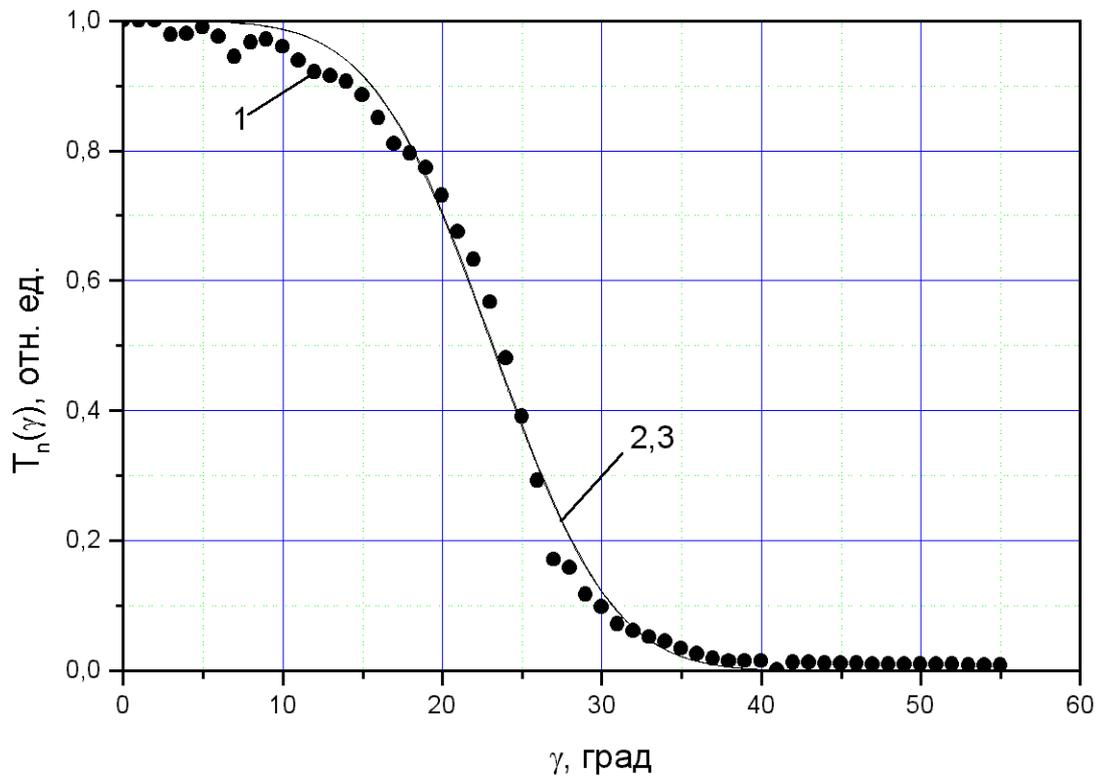


Рис. 5.2. Нормированная угловая передаточная характеристика волоконного световода с $r_0=100$ мкм, $L=0.5$ м: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация функцией (5.2.6), 3 – аппроксимация функцией (5.2.11).

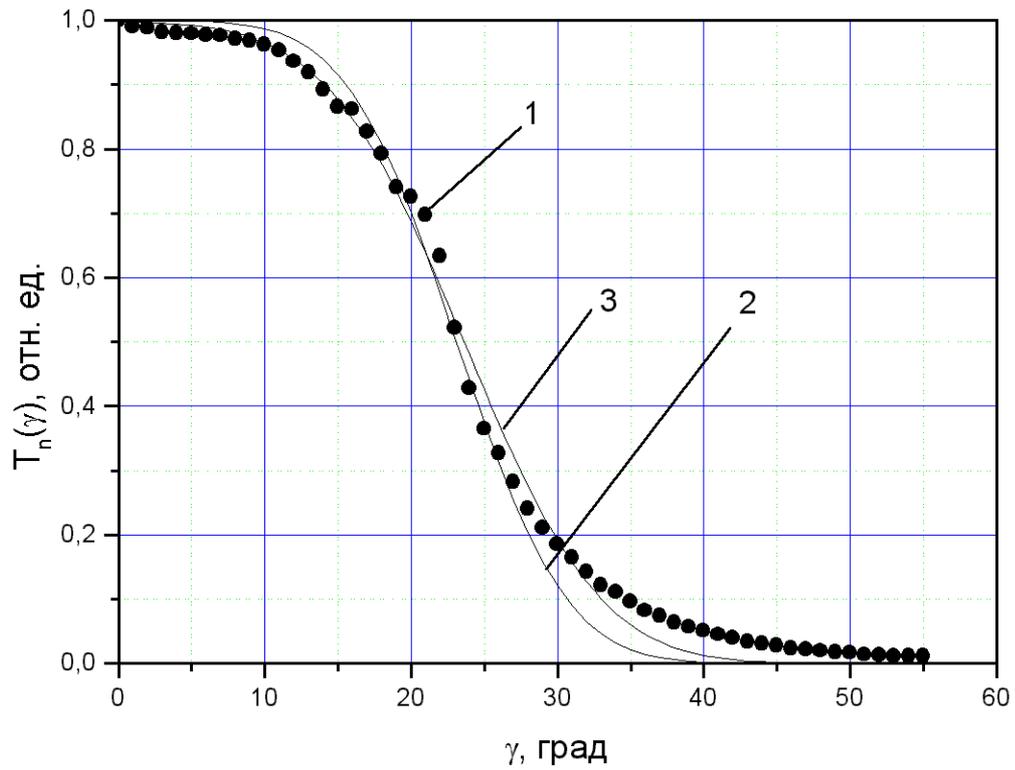


Рис. 5.3. Нормированная угловая передаточная характеристика полимерного волоконного световода с $r_0=500$ мкм, $L=20$ м: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация функцией (5.2.6), 3 – аппроксимация функцией (5.2.11).

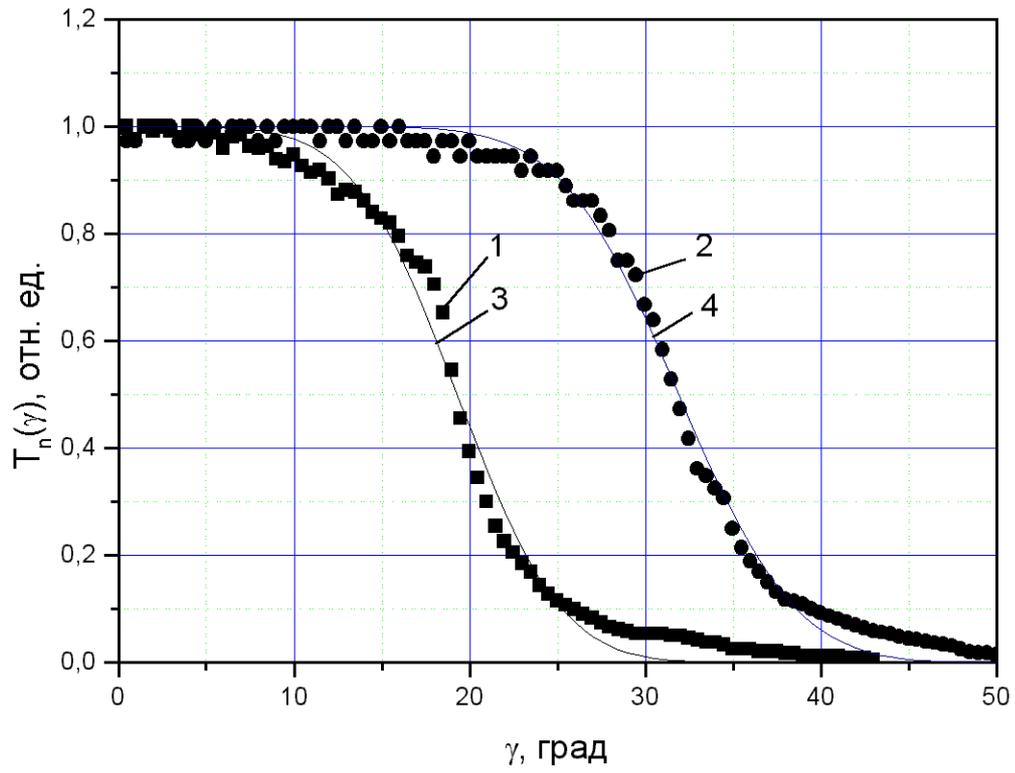


Рис. 5.4. Нормированные угловые передаточные характеристики волоконно-оптического жгута длиной $L=0.25$ м с радиусом одиночных световодов с $r_0=11$ мкм (2,4) и волоконного световода типа «кварц-полимер» длиной $L=2$ м с $r_0=440$ мкм (1,3): 1,3 – эксперимент, 2, 4 – аппроксимация функцией (5.2.6).

экспериментальных данных. Величина относительной среднеквадратической ошибки была рассчитана по формуле:

$$\delta_a = \left(\sum_{i=1}^n (P_i - G(\gamma_i))^2 / (n-1) \right)^{1/2} / \left(n^{-1} \sum_{i=1}^n P_i \right) \quad (5.3.6)$$

где P_i - нормированное значение мощности выходящего излучения при угле ввода γ_i , n - количество экспериментальных точек. Полученные значения параметров аппроксимации приведены в таблице 5.1. Так, например, для ВС с радиусом сердцевины $r_0=100$ мкм длиной 0.5 м получено: $\gamma_e=23.6^\circ$, $\sigma_e=7.4^\circ$ для формулы (5.2.3) и $\gamma_e=24.7^\circ$, $\sigma_e=7.2^\circ$ для (5.2.11). Для полимерного ВС (POF HFBR-RNS020) (ПВС) с $r_0=500$ мкм длиной 20 м – $\gamma_e=23.1^\circ$, $\sigma_e=5.9^\circ$ для (5.2.3) и $\gamma_e=23.9^\circ$, $\sigma_e=5.8^\circ$ для (5.2.11), при этом расчетные зависимости $T(\gamma)$ практически совпадают. Средняя квадратическая ошибка измерений (5.3.6) при использовании (5.2.3) и (5.2.11) для ВС $r_0=100$ мкм составляла 0.041 и 0.026 соответственно (по отношению к среднему значению $T(\gamma)$ – приблизительно 10% и 7%). Для ВС с $r_0=500$ мкм, как для формулы (5.2.3), так и для (5.2.11) – 0.042. Следует отметить, что при $\gamma_e \approx \sigma_e$ величина $T(\gamma=0)$ может быть существенно меньше единицы, соответственно, в этом случае для корректного определения γ_e и σ_e при аппроксимации экспериментальных данных, нормированных к единице ($T_n(\gamma=0)=1$), необходимо ввести дополнительный поправочный коэффициент. Из полученных данных (табл. 5.3.1) следует, что формулы (5.2.3) и (5.2.11), позволяет получить относительную ошибку аппроксимации в 1.5 – 3 раза меньше, чем при использовании гауссовской аппроксимации (5.2.12). Аналогичные результаты получены и для других волоконных световодов и волоконно-оптических жгутов (ВОЖ). Исключением является только случай ВС большой длины (1 км и более). Поэтому возможность применения аппроксимаций (5.2.3), (5.2.11) для ВС со стационарным модовым распределением требует экспериментальной проверки в каждом конкретном случае. Величина γ_e может отличаться от величины апертурного угла γ_{NA} , рассчитанного исходя из значения числовой апертуры ВС. Так, например, для пластикового ВС $\gamma_{NA}=27.4^\circ$, а $\gamma_e=23.1^\circ$. Поэтому γ_e следует рассматривать как эквивалентную величину апертурного угла для используемых аппроксимаций.

Обобщая экспериментальные данные, можно заключить, что для волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления, в которых не достигается режим равновесного модового распределения, предложенные функции (5.2.3), (5.2.11)

Таблица 5.1.

Коэффициенты аппроксимации интегральных угловых передаточных функций волоконных световодов и относительная погрешность аппроксимации на длине волны 0.6328 мкм.

№	Параметры световода	формула (5.2.6)			формула (5.2.12)	
		γ_e , град.	σ_G , град.	δ , %	γ_g , град.	δ , %
1	$d_0=1000$ мкм, L=20 м, ПВС	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

позволяют корректно описать угловые передаточные характеристики. Использование более точной функции угловой передаточной характеристики световода по сравнению с простейшей моделью (5.1.1) позволяет повысить точность расчетов параметров выходящего из ВС излучения, что особенно важно при расчете полей оптических ловушек на основе световодов для манипуляции микрочастицами, а также случаев ввода мощного лазерного излучения.