

## ГЛАВА 4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКЛ-СТРУКТУР ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

### 4.1. Методика численного моделирования распределений интенсивности выходящего излучения

Строгий расчет распределения интенсивности излучения многомодового волоконного световода в дальней зоне дифракции (ДЗД) с учетом краевых эффектов представляет серьезную сложность [134-135]. Когда число распространяющихся волноводных мод велико, применение классических численных методов требует больших затрат машинного времени, поэтому такие методы сложно или даже невозможно реализовать на персональном компьютере. Для волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления рассматриваемая задача, используя ряд приближений, может быть частично решена аналитически, что на несколько порядков сокращает время расчетов. Соответственно, появляются новые возможности для исследования параметров выходящего излучения методом численного моделирования.

Поставленная задача, фактически, состоит из двух частей: определения напряженностей электромагнитного поля на выходном торце световода и расчета поля в дальней зоне дифракции. Выражения для напряженностей поля отдельных волноводных мод хорошо известны. Так, для осевой составляющей вектора электрической напряженности  $E_z$  можно записать [67,2]:

$$E_z(r, \varphi, z) = A_{l,s} J_l(u_{l,s} r / r_0) \cos(l\varphi + \varphi_0) \exp(i\beta_{l,s} z) / J_l(u_{l,s}), \quad (4.1.1.)$$

где  $l, s$  - азимутальный и радиальный индексы моды,  $A_{l,s}$  - нормировочный множитель,  $J_l$  - функции Бесселя  $l$ -того порядка,  $r_0$  - радиус сердцевины ВС,  $r, \varphi, z$  - координаты цилиндрической системы,  $u_{l,s}, \beta_{l,s}$  - собственное число характеристического уравнения и осевая постоянная распространения для моды с индексами  $l, s$ . Аналогичными выражениями описываются проекции поперечных составляющих напряженностей электромагнитного поля в световоде [67, 1-3] (См. п. 3.1.).

Для классического численного преобразования необходимо вначале рассчитать поле на выходном торце ВС суммированием полей всех волноводных мод, а затем определить поле в ДЗД. Для рассматриваемого случая аналитического решения, удобно вначале рассчитать поле в дальней зоне для каждой волноводной моды, а затем выполнить суммирование с учетом фазы и поляризации. В связи с цилиндрической симметрией исходного распределения, интегрирование в плоскости выходного торца ВС целесообразно выполнить также в цилиндрической системе координат. Принцип расчета диаграммы направленности и напряженностей полей с использованием метода стационарной фазы хорошо известен [139]. Пренебрегая проникновением

полей волноводных мод в оболочку ВС, а также деформацией поля при переходе в свободное пространство, полагая  $\cos \theta \approx 1$ , где  $\theta$  - угол выхода, для решения поставленной задачи можно использовать асимптотические формулы (2.3.14), (2.3.24), полученные ранее в п. 2.3. Применение формулы (2.1.30) позволяет избежать численного решения дисперсионного уравнения и, в то же время, получить приемлемую точность, как для собственных чисел  $u_{l,s}$  и постоянных распространения  $\beta_{l,s}$ , так и разности постоянных распространения различных волноводных мод, в том числе для мод с одинаковым главным модовым числом (См. гл. 3). Исключения, как показано выше в гл. 3, составляют: разности постоянных распространения волноводных мод, образующих линейно-поляризованные модовые группы, а также волноводные моды вблизи отсечки ( $V - u_{l,s} < \pi$ ) и моды с  $l = 1$  для которых ошибки вычисления  $\beta_{l,s}$  могут достигать 15%-30%, а радиальная зависимость может существенно отличаться от функции (2.3.14). В случае если необходимо определить поляризационные характеристики выходящего излучения при заданной длине световода, то аналогично п. 3.1., для расчета  $\Delta\beta^{(LP)}$  необходимо использовать либо приближенную формулу (2.2.33), либо величины  $\Delta\beta^{(LP)}$ , заранее рассчитанные численным решением характеристического уравнения. Если же можно полагать, что все волноводные моды имеют квазислучайную фазу, как например для случая моделирования спекл-структур в световодах большой длины, величиной  $\Delta\beta^{(LP)}$  можно пренебречь, а разность фаз между модами, образующими LP группы задать случайным числом в пределах от 0 до  $2\pi$ . Естественно, что поляризационные и спектрально-поляризационные характеристики LP модовых групп будут утеряны. Что касается низкой точности формулы (2.3.14) для описания распределений интенсивности выходящего излучения мод вблизи отсечки и для мод с  $l = 1$ , то оценка показывает, что относительное количество указанных волноводных мод сравнительно мало:  $4\pi/V$  (т.е. при  $V = 100$  не более 13%). Поэтому неточное определение полей не приводит к существенной ошибке при расчете распределения интенсивности и статистических характеристик спекл-структур. Если допустима относительная ошибка 10% - 20% при расчете пространственных статистических характеристики моделируемых спекл-структур, то для расчета нулей производных функций Бесселя  $\xi_{l,s}$  можно применить асимптотическую формулу (2.1.34). Однако целесообразно заранее рассчитать с использованием стандартных компьютерных программ и в дальнейшем использовать трехмерный массив чисел  $\xi_{l,s}$ . Именно такой подход был применен в дальнейшем для численного моделирования спекл-структур излучения многомодовых ВС. В общем случае вектор напряженности результирующего поля в ДЗД  $\vec{E}$  вычислялось суммированием напряженностей полей всех волноводных мод:

$$\vec{E}(r, \varphi) = \sum_l \sum_s \alpha_{l,s} \vec{E}_{l,s}(r, \varphi) \quad (4.1.2)$$

где  $\alpha_{l,s}$  - задаваемые весовые коэффициенты, квадрат которых характеризует мощность моды с индексами  $l, s$ . В частности для  $E_z$  составляющей электромагнитного поля можно записать:

$$\begin{aligned} E_z(r, \varphi) = & \sum_l \sum_s (R^{(HE)}_{l,s}(r) \cos(l(\varphi - \varphi^{(HE)}_{l,s})) \exp(-i\beta_{l,s}^{(HE)} L - i\phi_{l,s}^{(HE)}) + \\ & + (1 - \delta_l^1) R^{(EH)}_{l,s}(r) \cos(l(\varphi - \varphi^{(EH)}_{l,s})) \exp(-i\beta_{l,s}^{(EH)} L - i\phi_{l,s}^{(EH)}) + \\ & + \sum_s (R^{(TE)}_{0,s}(r) \exp(-i\beta_{0,s}^{(TE)} L - i\phi_{0,s}^{(TE)}) + R^{(TM)}_{0,s}(r) \exp(-i\beta_{0,s}^{(TM)} L - i\phi_{0,s}^{(TM)})) \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

где  $L$  - длина ВС,  $R^{(HE)}_{l,s}(r)$ ,  $R^{(EH)}_{l,s}(r)$ ,  $R^{(TE)}_{0,s}(r)$ ,  $R^{(TM)}_{0,s}(r)$  - радиальные распределения  $z$ -составляющих полей  $HE_{l,s}$ ,  $EH_{l,s-1}$ ,  $TE_{0,s}$ ,  $TM_{0,s}$  волноводных мод, включая нормировочные множители,  $\varphi^{(HE)}_{l,s}$ ,  $\phi^{(HE)}_{l,s}$ ,  $\varphi^{(EH)}_{l,s}$ ,  $\phi^{(EH)}_{l,s}$ ,  $\phi^{(TE)}_{0,s}$ ,  $\phi^{(TM)}_{0,s}$  - случайные азимутальные и продольные фазы волн,  $\delta_m^n$  -  $\delta$ -символ Кронекера:

$$\delta_m^n = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ 1 & m = n \end{cases}.$$

Суммирование производилось как для  $TE$ ,  $TM$ ,  $HE$  мод, так и для  $EH$  мод, исключая случаи  $s=1$ , при которых существуют единственные решения – моды  $HE_{l,1}$ . Далее в тексте гл. 4, в целях упрощения индексы « $TE$ », « $TM$ », « $HE$ » и « $EH$ » не приводятся, а величины  $\varphi_{l,s}$ ,  $\phi_{l,s}$ ,  $u_{l,s}$ ,  $R_{l,s}(r)$ , упоминаемые ниже, могут соответствовать любому типу волноводных мод. Интенсивность излучения, а также поляризационные характеристики были определены через  $E_x$  и  $E_y$  составляющие поля в декартовой системе координат:

$$I(x, y) = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \quad (4.1.4)$$

Получаемые распределения представляли собой спекл-структуры, обусловленные интерференцией волноводных мод, имеющие огибающие  $\bar{I}(x, y)$  при усреднении по фазам  $\varphi_{l,s}$ ,  $\phi_{l,s}$ .

Для численного моделирования распределения интенсивности выходящего излучения  $I(\theta)$  из волоконного световода необходимо учесть модовое распределение на выходном торце ВС. Целесообразно рассмотреть два противоположных случая – селективное возбуждение волноводных мод и равномерное возбуждение всех мод волоконного световода. При возбуждении волноводных мод многомодового ВС со ступенчатым профилем показателя преломления плоской электромагнитной волной, как показано в п. 2.3, должны возбуждаться моды в узком угловом интервале, аналогично случаю выхода излучения из ВС. Однако, для реальных многомодовых световодов, даже на коротких отрезках – 0,5 м и менее, имеет место

существенное перераспределение энергии между модами [126]. Ширина диаграммы направленности выходящего излучения на порядок и более превышает величину дифракционной расходимости  $\lambda / 2r_0$  [126]. При дальнейшем распространении излучения по световоду также происходит расширение угловой ДН. На практике, невозможно рассчитать изменение модового состава реальных волоконных световодов, соответственно и диаграммы направленности, в частности, из-за отсутствия сведений о дефектах, приводящих к перераспределению энергии между модами. Обычно, наоборот, сведения об изменении ДН излучения используются для оценки параметров продольных дефектов световода [6]. Для многомодовых ВС также практически невозможно экспериментально определить передаточные характеристики и дифференциальные коэффициенты затухания каждой отдельной волноводной моды из-за неоднозначности обратной задачи. Поэтому, для расчета ДН излучения реальных световодов целесообразно использовать аппроксимацию экспериментально измеренных угловых зависимостей. Для описания перераспределения энергии между модами при распространении излучения успешно используется, так называемая, диффузионная модель [2,140], которая в цилиндрической системе координат приводит к решению в виде функции распределения Релея-Райса (обобщенному распределению Релея) [141]:

$$W(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho^2 + \alpha^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\alpha\rho}{\sigma^2}\right) \quad (4.1.5)$$

где  $I_0$  - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\sigma$  - параметры распределения. Применительно к рассматриваемой задаче, радиальное распределение интенсивности, полагая  $\sin \theta \approx \theta$ , можно заменить угловым -  $I(\theta)$ , тогда:

$$\mathfrak{R}(\theta, \gamma, \sigma) = \frac{1}{\sigma_F^2(\gamma)} \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma_F^2(\gamma)}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma_F^2(\gamma)}\right) \quad (4.1.6)$$

где  $\gamma$  - угол ввода плоской электромагнитной волны в ВС,  $\sigma_F(\gamma)$  - полуширина углового распределения при угле ввода  $\gamma$ . Вопрос аппроксимации угловых передаточных характеристик и диаграмм направленности многомодовых ВС подробно рассмотрен в п. 5.2. В малоугловом приближении предполагается, что  $\sigma_F \ll \pi/2$ , соответственно, пределами изменения  $\theta$  при интегрировании и вычислении нормировочных множителей можно считать  $0 \dots \infty$ . Зависимость  $\sigma_F(\gamma)$  также может быть задана в виде аппроксимации, например:

$$\sigma_F(\gamma) = \sigma_0 - \nu_\sigma \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2w_\sigma^2}\right) \quad (4.1.7)$$

где  $\sigma_0$ ,  $\nu_\sigma$ ,  $w_\sigma$  - соответствующие коэффициенты. Таким образом, если кроме основных параметров световода (числовая апертура, диаметр сердцевины, коэффициент затухания и т.п.)

определены параметры  $\sigma_\theta$ ,  $\nu_\sigma$ ,  $w_\sigma$  и угловая передаточная функция полной мощности – угловая характеристика ввода [22,25], то этого достаточно для того, чтобы рассчитать выходную диаграмму направленности, соответственно – смоделировать распределение с заданными параметрами. Для случая ввода плоской волны:

$$I(\theta) = NG(\gamma) \exp\left(-\frac{\theta^2 + \gamma^2}{2\sigma_F^2}\right) I_0\left(\frac{\theta\gamma}{\sigma_F^2}\right) \quad (4.1.8)$$

где  $N$  - нормировочный множитель,  $G(\gamma)$  - угловая передаточная функция. Если необходимо учесть диаграмму направленности источника излучения на входном торце ВС, то следует выполнить разложение поля падающей волны по плоским электромагнитным волнам и, соответственно, произвести интегрирование по углам ввода в (4.1.8).

Учитывая (2.3.14) и (2.3.24), в простейшем приближении для угловой зависимости напряженности поля для заданной моды  $k_{l,s}$  можно записать:

$$k_{l,s}(h) \propto \frac{\sin(u_{l,s} - h)}{u_{l,s} - h} \cdot \frac{1}{u_{l,s}^{1/2}} \quad (4.1.9)$$

Квадрат коэффициента  $k_{l,s}$  характеризует аксиальную угловую зависимость диаграммы направленности излучения моды (азимутальная зависимость определяется тригонометрической функцией  $\cos(l(\varphi - \varphi_{l,s}))$ ). В малоугловом приближении множитель  $1/u_{l,s}^{1/2}$  можно заменить на  $1/\theta_{l,s}^{1/2}$ . Принимая во внимание, что для реальных световодов  $\Delta\theta_{l,s} \ll \sigma$ , угловое распределение выходящего излучения вида (4.1.8) можно получить, задав распределение мощности по волноводным в соответствии с формулой:

$$R_{l,s}(\theta) \propto \frac{\sin(u_{l,s} - h)}{u_{l,s} - h} \frac{\Re^{1/2}(\theta, \gamma, \sigma_F)}{\theta_{l,s}^{1/2}} \quad (4.1.10)$$

В частности, для получения равномерного углового распределения следует принять  $\Re \equiv 1$ . То есть, задать:

$$\alpha_{l,s}(\theta) \propto 1/\theta^{1/2} \quad (4.1.11)$$

Очевидно, что полученную зависимость нельзя использовать вблизи  $\theta=0$ . Оценку границы применимости данного приближения можно получить, смоделировав усредненное по случайным фазам волн  $\varphi_{l,s}$ ,  $\phi_{l,s}$  угловое распределение интенсивности  $\bar{I}_{res}(\theta)$ . В качестве примера на рис. 4.1 представлено расчетное распределение  $\bar{I}_{res}(\theta)$  для случая  $r_0=100$  мкм,  $\lambda=0.6328$  мкм и числовой апертуры  $n_A=0.1$ . Как следует из расчета (рис. 1, зависимость 1), полученное распределение можно считать равномерным, исключая диапазон углов  $2\Delta\theta_{err}$  порядка  $\pm 0.2^\circ$

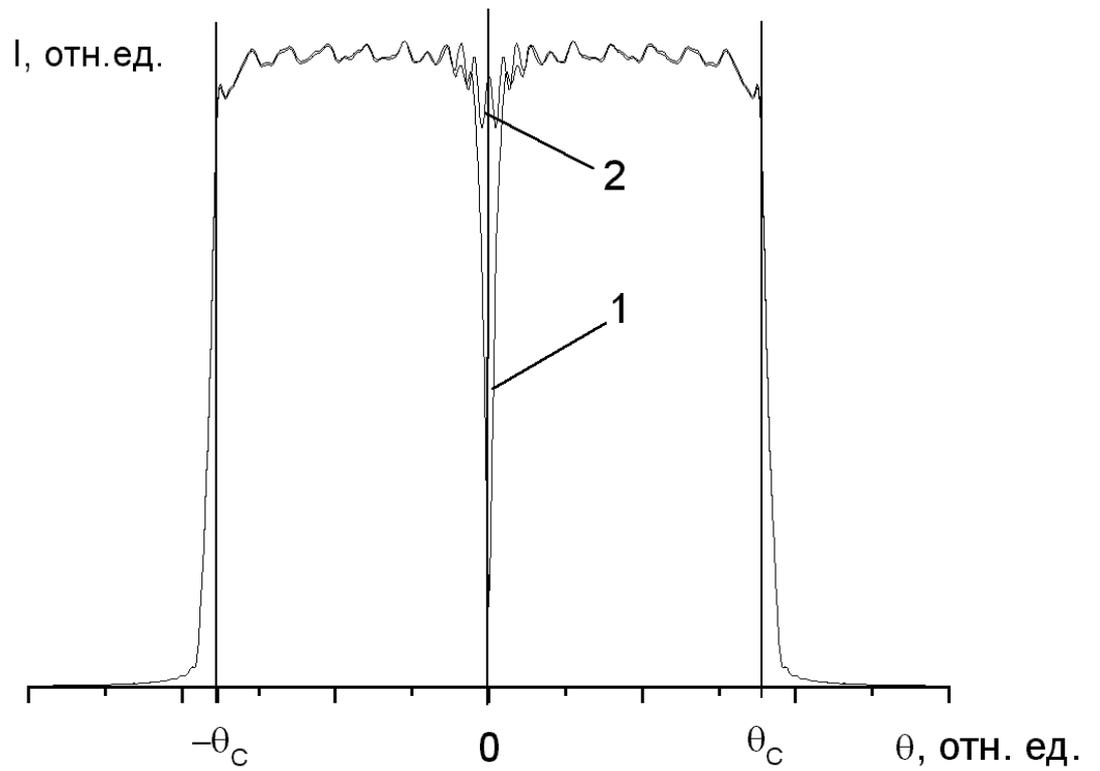


Рис. 4.1. Усредненные угловые распределения интенсивности, полученные методом численного моделирования: 1 – без корректировки формулы (4.1.3), 2 – с использованием корректировки вблизи оси ВС.

вблизи оси. Аналогичные расчеты ДН для других значений  $V$  и  $n_A$  показали, что  $2\Delta\theta_{err}$  не зависит от числовой апертуры и оценивается величиной дифракционной расходимости -  $\lambda / 2r_0$ . Следует отметить, что указанный угловой интервал  $2\Delta\theta_{err}$  сравнительно небольшой: менее 4% по сравнению с апертурным углом  $\theta_c$  для рассмотренного случая. Соответственно, площадь области с неточным формированием равномерного распределения составляет менее 0.2% от общей освещаемой выходящим излучением площади. Поэтому неточное моделирование распределения вблизи оси не оказывает существенного влияния на статистические характеристики получаемых спекл-структур. Причиной существенного отклонения получаемого распределения от заданного является использование указанных выше асимптотических формул для малых углов выхода. Основную ошибку вносит неточное определение поля моды  $HE_{1,1}$ , так как реально, максимальная интенсивность излучения данной моды расположена по оси световода – при  $\theta=0$ , а асимптотическая формула дает  $\theta_{1,1} = \arcsin(u_{1,1}/(r_0 k_0))$ . Для точного расчета вблизи оси, если это необходимо, следует использовать формулу (2.3.8) с соответствующими нормировками. Однако, приемлемую для практических целей точность можно получить и, не используя строгий расчет, скорректировав асимптотическую формулу для основной моды  $HE_{1,1}$ , положив при вычислении  $R_{1,1}(\theta)$  величину  $u_{1,1}$  равной нулю, соответственно, сместив  $\theta_{1,1}$  в 0, домножив (4.1.10) на  $\pi / 2$ , а  $(u_{1,s} - h)$  – на  $1/2$ , т.е.:

$$R_{1,1}(\theta) \propto \frac{\pi \sin\left(\frac{u_{1,1} - h}{2}\right)}{u_{1,1} - h} \frac{\mathfrak{R}^{1/2}(\theta, \gamma, \sigma)}{\theta_{1,1}^{1/2}} \quad (4.1.12)$$

Пример смоделированного равномерного углового распределения с указанной корректировкой приведен на рис. 4.1 (зависимость 2). Для всех исследованных случаев, начиная с  $V > 25$ , неравномерность получаемых распределений вблизи оси была не более 15%, в диапазоне  $\Delta\theta_{err} < |\theta| < \theta_c - \Delta\theta_{err}$  - не более 5%, а вблизи апертурного угла -  $\theta_c - \Delta\theta_{err} < |\theta| < \theta_c$  - не более 10%.

Представленная методика численного моделирования основана на различных допущениях и приближениях, границы применимости которых, в общем случае, оценить затруднительно. Поэтому, важной частью данной работы является экспериментальная проверка возможности использования рассмотренного метода.

Усредненные распределения  $\bar{I}(x, y)$  определяются модовым составом излучения на выходном торце ВС, соответственно, условиями ввода и распространения излучения, а при моделировании – коэффициентами  $R_{1,s}(r)$ , определяемыми на основании экспериментальных данных. То есть, факторами, непосредственно не связанными с рассматриваемым методом

численного моделирования. Таким образом, единственным простым способом проверки получаемых результатов является сравнение статистических характеристик расчетных и экспериментально измеренных спекл-структур излучения, а также сопоставление смоделированных и исходных пространственных распределений, рассмотренное выше.

Для определения статистических характеристик спекл-структуры выходящего излучения наиболее удобным является равномерное распределение  $\bar{I}(x, y)$  в пределах апертурного угла световода. Примеры изображений и радиальных распределений интенсивности, полученных методом численного моделирования для случаев  $r_0=25$  мкм и  $r_0=50$  мкм приведены на рис. 4.2. Исходя из созданных распределений  $I(x, y)$  для световодов, использованных для экспериментальных исследований, были рассчитаны: пространственная автокорреляционная функция (АКФ)  $f_{sc}$  и функция плотности вероятности интенсивности  $p(I)$ . Далее, расчетные зависимости были сопоставлены с экспериментальными.

Экспериментальные исследования проводились на волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления с диаметрами сердцевины 200, 400 и 1000 мкм. Источником излучения служил  $He - Ne$  лазер с длиной волны 0,6328 мкм, излучение которого вводилось в исследуемый ВС, на входной торец которого было нанесено светорассеивающее покрытие для обеспечения равномерного возбуждения волноводных мод [31]. Выходящее из световода излучение регистрировалось матричной телевизионной камерой. Используя полученные видеоизображения, были определены статистические характеристики спекл-структур реальных ВС. Сопоставление экспериментально измеренных и расчетных автокорреляционных функций приведено на рис. 4.3 – 4.4. Из графиков на рис. 4.3 – 4.4 следует, что имеет место хорошее совпадение зависимостей для всех исследованных световодов. Точность определения АКФ экспериментальных распределений на начальном участке функции обусловлена, в основном, точностью измерения расстояния от выходного торца до фоточувствительных элементов ПЗС матрицы (для проведенных измерений – 1%...5%). Некоторые отличия величины реального апертурного угла ВС и задаваемого значения не влияют на пространственные характеристики моделируемой спекл-структуры излучения.

Расчетные и экспериментально измеренные плотности вероятности интенсивности представлены на рис. 4.5. Распределения, полученные методом численного моделирования соответствуют теоретическим представлениям – экспоненциальному виду распределения [96], хотя и имеют некоторые отличия от экспериментальных. Указанное отличие объясняется интегрированием воспринимаемого излучения ячейками ПЗС камеры, имеющими размеры,

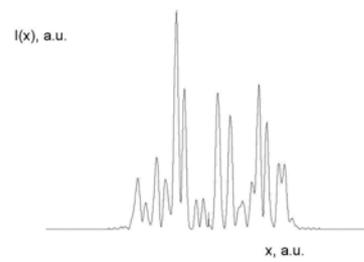
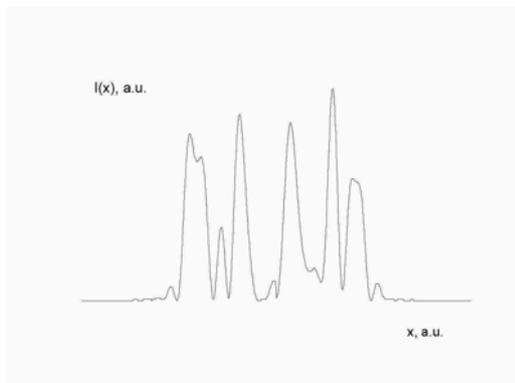
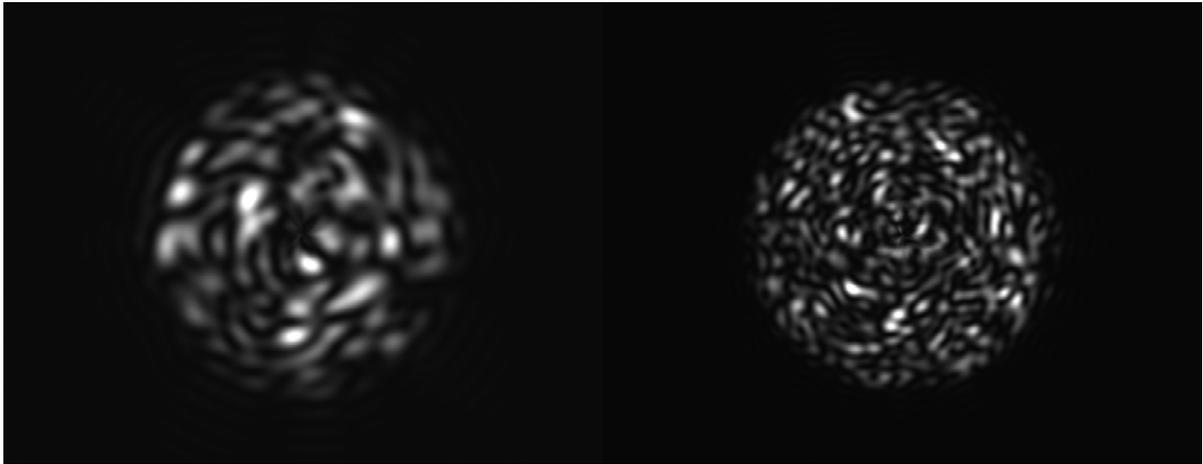


Рис. 4.2. Пространственные распределения интенсивности излучения ВС и распределения интенсивности по выделенной строке изображения, полученные методом численного моделирования для: 1 – для ВС с  $r_0=25$  мкм, 2 –  $r_0=50$  мкм.

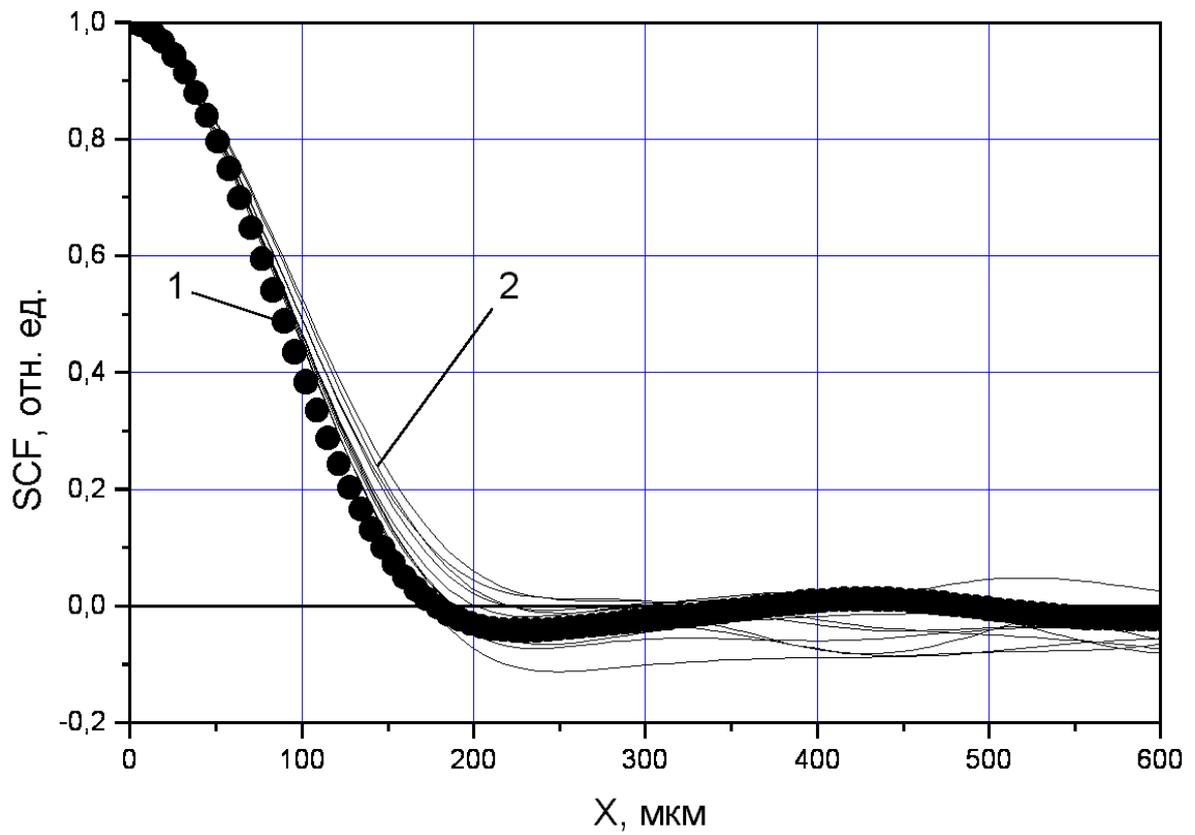


Рис. 4.3. Автокорреляционные функции распределений интенсивности выходящего излучения для ВС с  $r_0=100$  мкм: 1 – по результатам численного моделирования, 2 – по 10-ти экспериментально полученным изображениям.

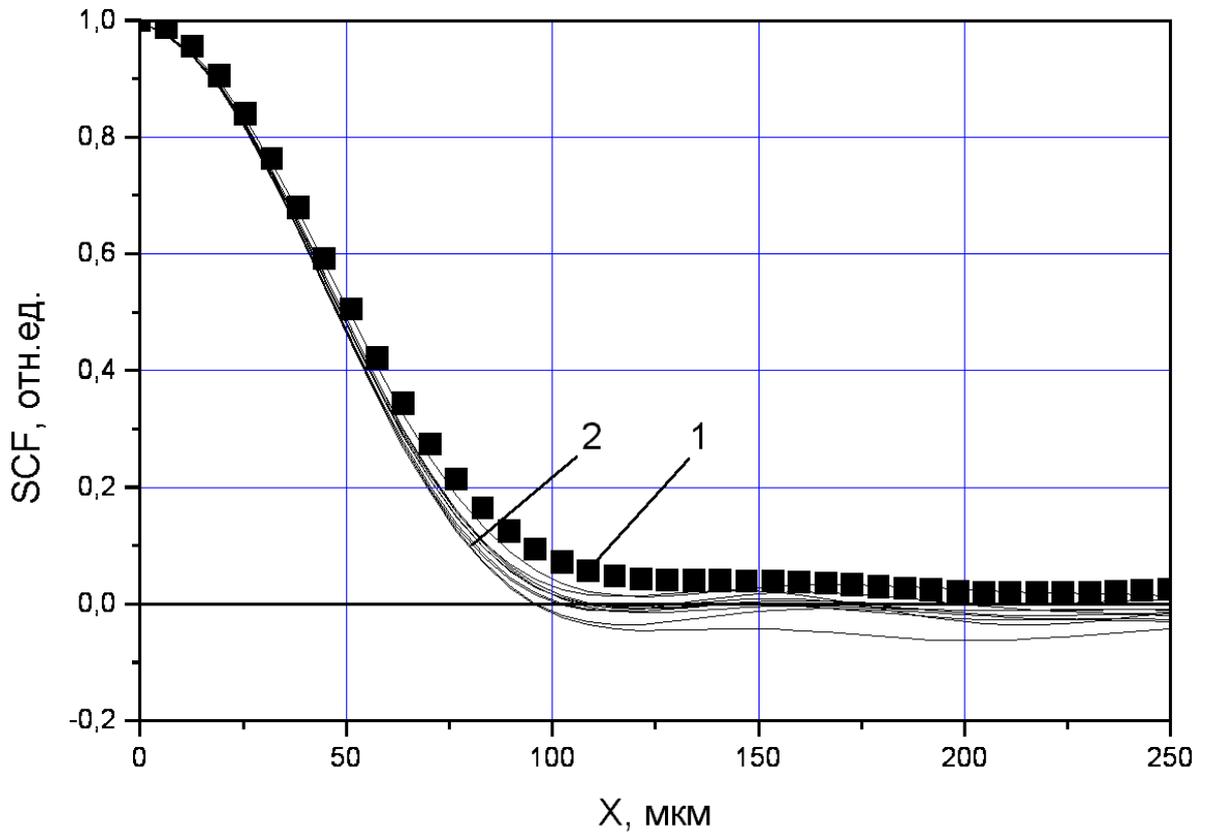


Рис. 4.4. Автокорреляционные функции распределений интенсивности выходящего излучения для ВС с  $r_0=200$  мкм: 1 – по результатам численного моделирования, 2 – по 10-ти экспериментально полученным изображениям.

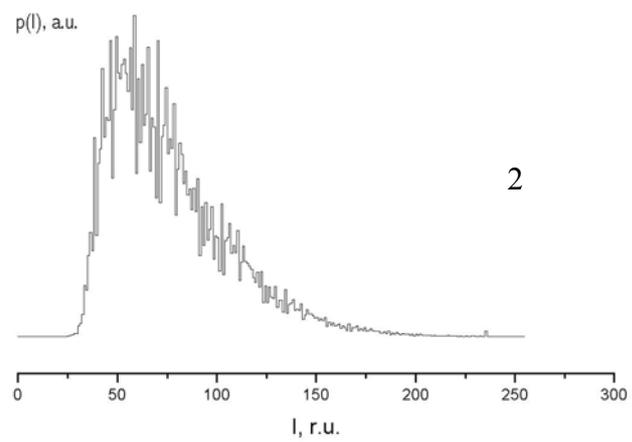
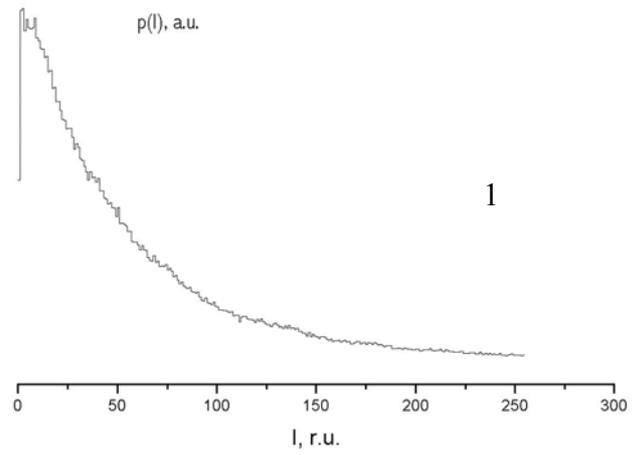


Рис. 4.5. Плотности вероятности распределений интенсивности для ВС с  $r_0=100$  мкм; 1 – экспериментальная зависимость, 2 – на основании результатов численного моделирования.

соизмеримые с размерами спекл-структуры. Вследствие чего происходит существенное уменьшение количества слабо освещенных ячеек, соответственно, снижение величины плотности вероятности  $p(I)$  в диапазоне малых величин интенсивности.

Для численного моделирования распределений интенсивности выходящего из ВС излучения при селективном возбуждении волноводных мод на входном торце, рассматриваемых в п. 4.1, были использованы экспериментально измеренные значения коэффициентов аппроксимации  $\sigma_0$ ,  $\nu_\sigma$ ,  $w_\sigma$  (табл. 4.1). Для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления характерно возникновение кольцевой структуры распределения интенсивности выходящего излучения при  $0 < \gamma < \gamma_c$ , где  $\gamma_c$  - апертурный угол, вырождающейся в круговое распределение при  $\gamma \rightarrow 0$ . Для исследованных ВС характерно также уменьшение  $\sigma_F$  при увеличении  $\gamma$ .

Используя представленную методику расчета с корректировкой формулы для основной моды, было произведено моделирование распределения интенсивности выходящего излучения для световода с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.3$ , для случая ввода плоской электромагнитной волны под углом  $7.5^0$  относительно оси ВС, задав параметры исходного распределения в соответствии с таблицей 1:  $\gamma=7.5^0$ ,  $\sigma=2.3^0$ . Полученное распределение и радиальная зависимость  $I(\theta)$  приведены на рис. 4.6, усредненное по фазам волн распределение – на рис. 4.7. На рис. 4.7 представлены также зависимости  $\bar{I}(\theta)$  для случая  $\gamma \gg \sigma$ :  $\gamma=10^0$ , вблизи оси -  $\gamma=3.5^0$  и при  $\gamma=0^0$ . Во всех рассмотренных случаях имело место хорошее соответствие между задаваемым и получаемым распределением  $I(\theta)$ : среднеквадратическое отклонение не превышало 2%.

Для проверки стабильности получаемых пространственных характеристик спекл-структуры методом численного моделирования были произведены расчеты АКФ для модели равномерного возбуждения со случайным отклонением от требуемых амплитудных коэффициентов в пределах  $\pm 10\% \dots \pm 30\%$  для каждой волноводной моды. Были определены также автокорреляционные функции спеклов при селективном возбуждении мод плоской волной. Во всех рассмотренных случаях отличия АКФ от приводимых выше (рис. 4.3) лежали в пределах статистической погрешности расчетов.

Таким образом, представленный метод дает возможность численного моделирования распределений интенсивности излучения, выходящего из многомодовых ВС, со статистическими характеристиками спекл-структуры соответствующими известным теоретическим представлениям и экспериментальным данным. Это позволяет предположить, что и для других исходных распределений мощности по модам разработанная методика позволит получить корректный результат.

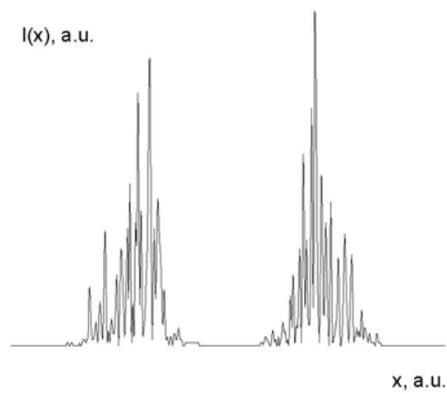
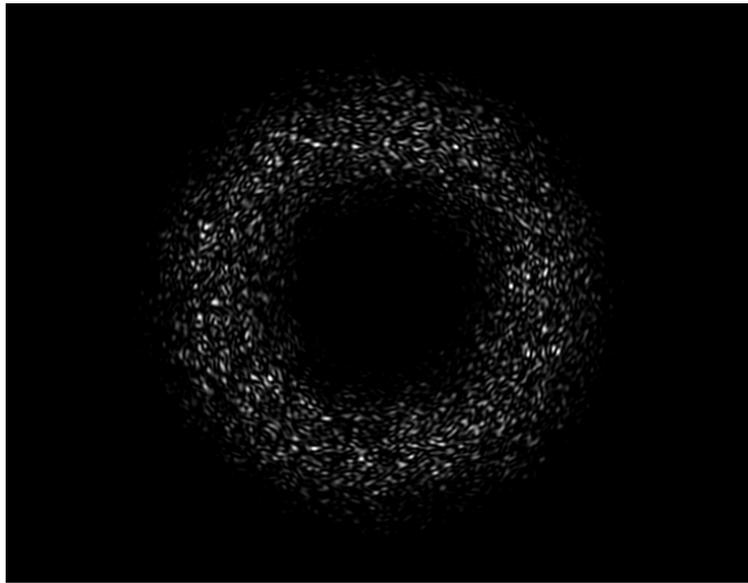


Рис. 4.6. Визуализированное распределение интенсивности  $I(x, y)$ , полученное методом численного моделирования для световода с  $n_A=0.3$ ,  $n_I=1.45$ ,  $r_0=100$  мкм при  $\lambda=0.6328$  мкм, угле ввода  $\gamma=7.5^\circ$  и соответствующей полуширине  $\sigma=2.3^\circ$ , и распределение интенсивности  $I(x, y=0)$ .

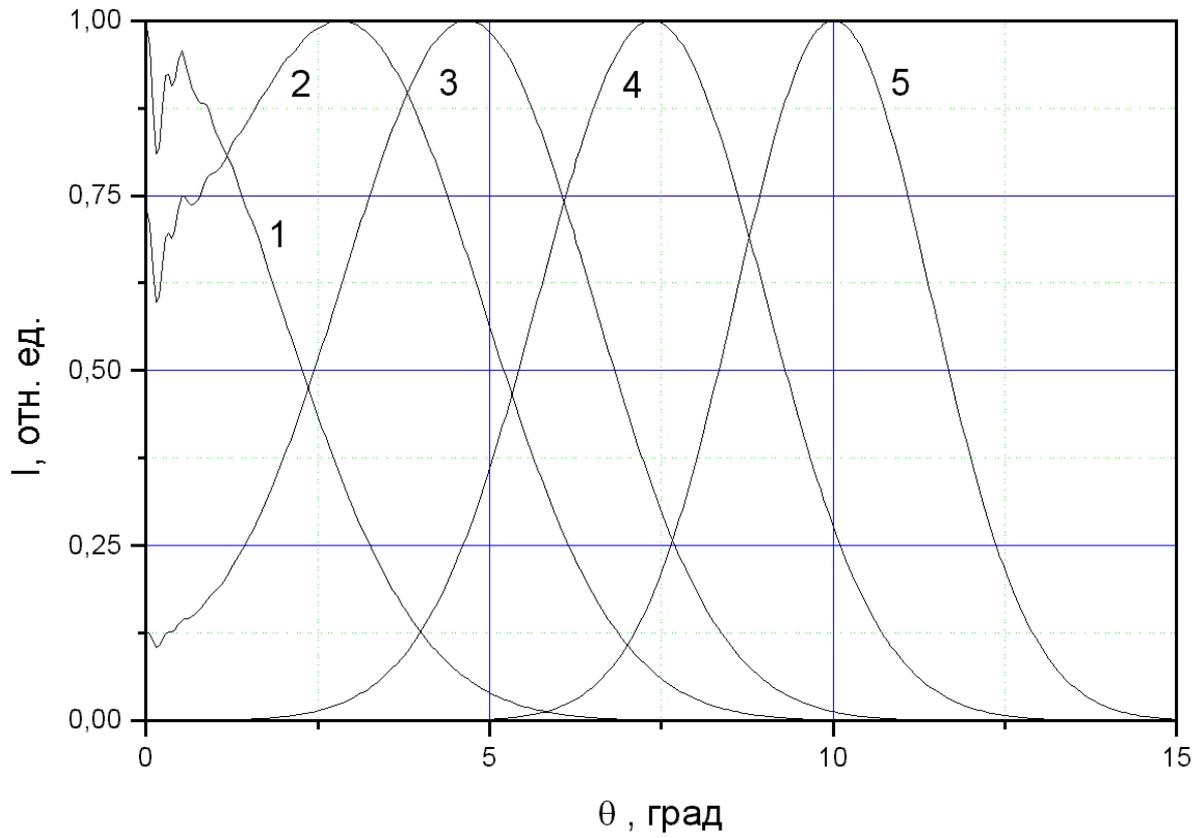


Рис. 4.7. Усредненные угловые распределения, полученные методом численного моделирования с корректировкой формулы (4.1.3) для основной моды для световода с  $n_A=0.3$ ,  $n_I=1.45$ ,  $r_0=100$  мкм при  $\lambda=0.6328$  мкм, 1 -  $\gamma=0^\circ$ ,  $\sigma=2.8^\circ$ , 2 -  $\gamma=3.5^\circ$ ,  $\sigma=2.6^\circ$ , 3 -  $\gamma=5^\circ$ ,  $\sigma=2.5^\circ$ , 4 -  $\gamma=7.5^\circ$ ,  $\sigma=2.3^\circ$ , 5 -  $\gamma=10^\circ$ ,  $\sigma=2.0^\circ$ .

Таблица 4.1

Параметры световода	$\sigma_0$	$\nu_\sigma$	$w_\sigma$	$\gamma_c$
$r_0=12$ мкм, $L=1$ м	$0.75^0$	$0.53^0$	$3.44^0$	$21^0$
$r_0=100$ мкм, $L=10$ м	$0.12^0$	$2.65^0$	$11.76^0$	$18^0$
$r_0=200$ мкм, $L=4,5$ м	$2.25^0$	$3.47^0$	$4.6^0$	$17^0$
$r_0=500$ мкм, $L=3$ м	$1.18^0$	$3.45^0$	$5.13^0$	$17^0$

#### 4.2. Исследование статистических характеристик спекл-структур излучения многомодовых волоконных световодов методом численного моделирования

Спекл-структура (СПС) излучения многомодовых волоконных световодов при решении многих прикладных задач полагается пространственно изотропной с характерным угловым размером зерна СПС равным величине  $\lambda/d_0$ . Однако из общих соображений следует, что для идеального диэлектрического цилиндра, где имеет место цилиндрическая симметрия полей всех волноводных мод, суммарное поле большого числа мод со случайными фазами, соответственно и получаемое распределение интенсивности, должно обладать какими-либо свойствами, обусловленными цилиндрической симметрией световода. В частности, можно ожидать, что параметры СПС могут зависеть от модового состава излучения. Можно также предположить, что отличие возникающих спекл-структур от классического изотропного представления в некоторых случаях может повлиять на параметры волоконно-оптического устройства, например, на шумовые характеристики, а в некоторых случаях позволит получить некоторую дополнительную информацию о параметрах световода и распространяющемся в нем излучении. Изменение статистических характеристик СПС при изменении какого-либо параметра световода или длины волны излучения, в общем случае, сложно рассчитать аналитически. Поэтому наиболее универсальным способом исследования статистических характеристик спекл-структур многомодовых ВС является метод численного моделирования, рассмотренный выше в п. 4.1.

Для моделирования спекл-структур выходящего из волоконного световода излучения использовалась методика, описанная в п. 4.1. Собственные функции волноводных мод рассчитывались с использованием формул (2.1.30) – (2.1.32), а нули производной функции Бесселя  $\xi_{l,s}$  были заданы в виде массива. При определении пространственных характеристик СПС целесообразно применить моделирование для случая равномерного возбуждения волноводных мод (п. 4.1), так как при этом не нужно учитывать влияние огибающей распределения. Были смоделированы пространственные распределения интенсивности выходящего излучения  $I(x, y)$  при различных параметрах волоконного световода и модовом составе. Исходя из полученных пространственных распределений были определены статистические характеристики СПС выходящего излучения – трехмерная пространственная автокорреляционная функция (АКФ) в декартовой и цилиндрической системах координат и плотность вероятности распределения интенсивности  $p(I)$ . Результаты расчетов показали, что полученная функция  $p(I)$ , как для случая обычных мод, так и для оптических вихрей описывается отрицательной экспоненциальной зависимостью и соответствует известным теоретическим представлениям для спекл-структур оптически неоднородных поверхностей. То

есть результат более подробного исследования зависимостей  $p(I)$  принципиально не отличается от результатов предварительного исследования, описанного в п. 4.1. Поэтому далее зависимость  $p(I)$  рассматриваться не будет. Визуализированные распределения имели размерность изображения  $736 \times 572$  пикселя, что соответствовало параметрам телевизионной камеры, используемой для экспериментальных исследований (п.4.3). В некоторых случаях для расчетов пространственных характеристик использовались массивы с большим количеством точек. Полученные результаты представлены ниже. Примеры смоделированных распределений для ВС с  $r_0=25$  мкм, числовой апертурой  $n_A=0.15$ ,  $\lambda=0.6328$  мкм при условии равномерного возбуждения обычных мод и оптических вихрей приведены на рис. 4.8. В декартовой системе координат трехмерная автокорреляционная функция распределения  $F_{SC}$  рассчитывалась в области с координатами центра  $x_c, y_c$  и площадью  $4x_d y_d$  существенно меньшей площади всего изображения по формуле:

$$F_{SC}(\Delta x, \Delta y) \propto \int_{y_c - y_d}^{y_c + y_d} \int_{x_c - x_d}^{x_c + x_d} (I(x, y) - \bar{I})(I(x - \Delta x, y - \Delta y) - \bar{I}) dx dy, \quad (4.1.1)$$

где  $\bar{I}$  - среднее значение интенсивности в площади интегрирования. Пределы интегрирования выбирались исходя из компромисса двух условий. С одной стороны, количество пятен спеклов должно быть достаточным для корректного расчета функции  $F_{SC}$ , чтобы свести к минимуму статистическую погрешность вычислений, т.е.  $x_d \gg x_a, y_d \gg y_a$ , где  $x_a, y_a$  - характерные размеры пятна спекл-структуры. С другой стороны, СПС в пределах площади интегрирования должна быть однородной, т.е.  $x_d \ll x_l, y_d \ll y_l$ , где  $x_l, y_l$  - характерные расстояния изменения пространственных статистических характеристик спеклов. Пример трехмерной функции  $F_{SC}(\Delta x, \Delta y)$ , рассчитанной при  $x_d = y_d = 50$  пикс для спекл-структуры, образованной исключительно оптическими вихрями с одним направлением вращения приведен в приложении.

Для функций  $F_{SC}$  в различных областях смоделированного изображения, были определены линии постоянного значения (ЛПЗ)  $F_{SC}$ , позволяющие наглядно оценить анизотропию спекл-структуры (рис. 4.9.). Соотношение осей эллипса ЛПЗ для рассмотренного случая (рис. 4.9) при любых координатах центра области интегрирования  $x_c, y_c$  для обычных волноводных мод составляло приблизительно 1.3 – 1.4, 1.6 – 1.7 – для СПС, образованных излучением оптических вихрей с одинаковыми направления вращения и 0.9 – 1.1 – для СПС, сформированных оптическими вихрями со случайными направления. Одна из осей эллипсов была расположена по касательной к окружности с центром в 0 и радиусом  $(x_c^2 + y_c^2)^{1/2}$ , т.е. имела место



Рис. 4.8. Инвертированные изображения смоделированных спекл-структур многомодового волоконного световода: 1 – для волноводных мод, 2 – оптические вихри с одним направлением вращения волнового фронта, 3 – оптические вихри со случайным направлением вращения волнового фронта.

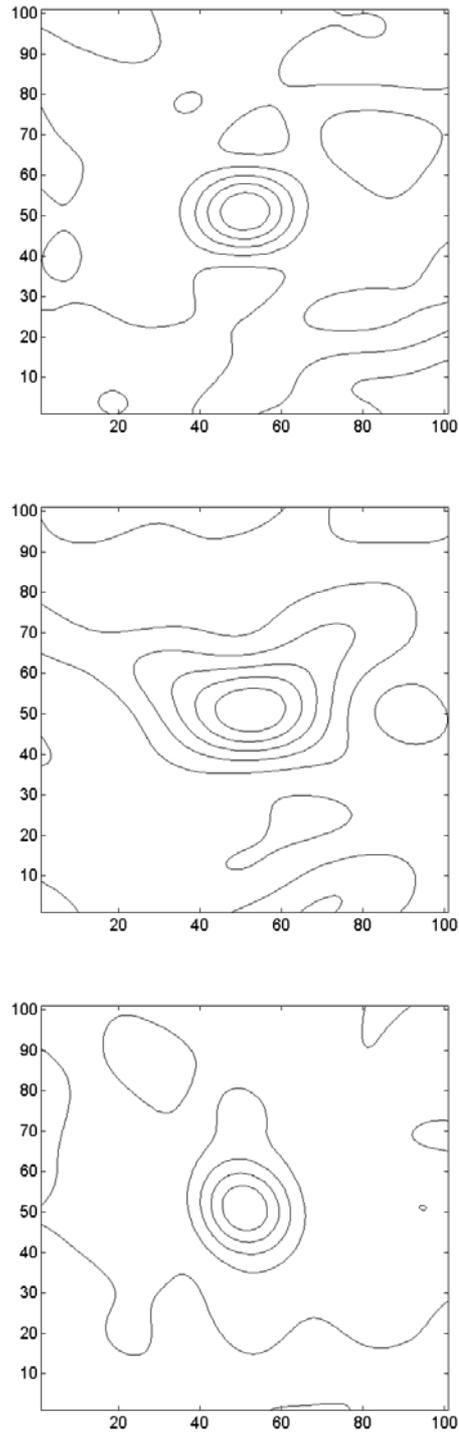


Рис. 4.9. Линии постоянного значения пространственной трехмерной автокорреляционной функции спекл-структур: 1 – для волноводных мод, 2 – оптические вихри с одним направлением вращения волнового фронта, 3 – оптические вихри со случайным направлением вращения волнового фронта. Центр АКФ на графике смещен в точку  $\Delta x = 50$ ,  $\Delta y = 50$ .

цилиндрическая симметрия пространственных характеристик СПС. Поэтому были определены две двумерные АКФ: при фиксированном значении угла выхода  $\theta$  ( $\theta = const$ ) –  $F_\theta$  и при фиксированном значении азимутального угла  $\varphi$  ( $\varphi = const$ ) –  $F_r$ . Соответственно:

$$F_r(\Delta r) \propto \int_{r_1}^{r_2} (I(r, \varphi) - \bar{I})(I(r - \Delta r, \varphi) - \bar{I}) dr \quad (4.2.2)$$

$$F_\varphi(\Delta h) \propto \int_0^{2\pi} (I(r, \varphi) - \bar{I})(I(r, \varphi - \Delta\varphi) - \bar{I}) r d\varphi, \quad (4.2.3)$$

где  $r$  - координатная ось цилиндрической системы в дальней зоне дифракции,  $\bar{I}$  - среднее значение интенсивности в интервале интегрирования,  $\Delta h = r\Delta\varphi$  - смещение по окружности с радиусом  $r$ . Функции  $F_\theta$  усреднялись по углам выхода  $\theta$  от 0 до  $\theta_c$ , а функция  $F_r$  – по  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ , что позволило уменьшить статистическую погрешность. Функции  $F_r$  и  $F_\varphi$  имеют одинаковые линейные масштабы, поэтому сопоставление расстояний  $\Delta r$  и  $\Delta h$  при которых происходит уменьшение функций до некоторого заданного уровня  $t_h$  относительно  $F_r(0)$  и  $F_\varphi(0)$ , также как и график ЛПЗ, позволяет оценить анизотропию спекл-структуры. Пример вычисленных автокорреляционных функций  $F_r$  и  $F_\varphi$  для распределения, представлен на рис. 4.10. Пространственные размеры пятен спекл-структуры в ДЗД в плоскости наблюдения, характеризуемые корреляционным расстоянием  $\Delta L$ , также отличаются в направлении «по радиусу» -  $\Delta L_r$  и «по азимуту» -  $\Delta L_\varphi$ . Будем определять величины  $\Delta L_r$  и  $\Delta L_\varphi$  по уровню  $1/e$  от  $F_r(0)$  и  $F_\varphi(0)$ . Введем величину:

$$\varepsilon = \Delta L_r / \Delta L_\varphi, \quad (4.2.4)$$

характеризующую анизотропию пространственных характеристик СПС. Полученные значения  $\varepsilon$  приближенно соответствовали отношению осей эллипсов линий постоянного значения трехмерных АКФ, рассчитанных в декартовой системе координат по фрагменту изображения спекл-структуры. Для других параметров ВС величина  $\varepsilon$  для обычных волноводных мод (далее по тексту – « $\varepsilon_m$ ») при равномерном возбуждении находилась в пределах 1.0 – 1.5, для оптических вихрей с одним направлением вращения – 1.3 – 2.8 (далее – « $\varepsilon_v$ ») и 0.9 – 1.3 – для оптических вихрей со случайными направлениями вращения (далее – « $\varepsilon_r$ »). Методом численного моделирования выявлены следующие закономерности. При увеличении радиуса сердцевинны ВС  $\varepsilon_m \rightarrow 1$ , а при уменьшении  $r_0$  параметры  $\varepsilon_m$ ,  $\varepsilon_v$  возрастают. Например, для ВС  $n_A=0.15$  при  $\lambda=0.6328$  мкм,  $r_0=100$  мкм получено:  $\varepsilon_m=1.12$ ,  $\varepsilon_v=1.36$ ,  $\varepsilon_r=1.21$ , а при  $r_0=50$  мкм –

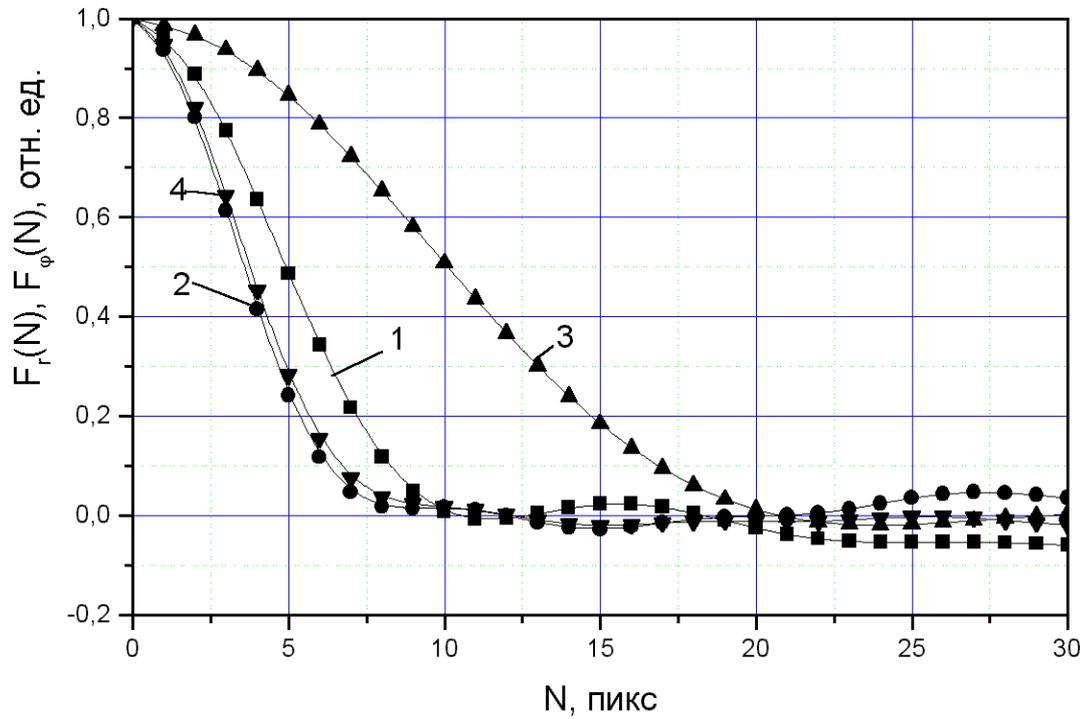


Рис. 4.10. Автокорреляционные функции: 1,2 – для волноводных мод, 3,4 – для оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта, 1,3 – при фиксированном значении угла выхода  $\theta$  ( $\theta = const$ ) –  $F_\varphi$ , 2,4 – при фиксированном значении азимутального угла  $\varphi$  ( $\varphi = const$ ) –  $F_r$  для спекл-структур излучения световода, полученных методом численного моделирования при  $r_0=100$  мкм,  $\lambda=1$  мкм,  $n_A=0.15$ .

$\varepsilon_m=1.37$ ,  $\varepsilon_v=1.67$ ,  $\varepsilon_r=0.94$ . Для зависимостей  $F_r$  и  $F_\varphi$ , приводимых на рис. 4.2.3, соответствующих ВС с указанными выше параметрами при  $\lambda=1$  мкм имеет место:  $\varepsilon_m=1.35$ ,  $\varepsilon_v=2.7$ .

Необходимо также отметить, что при сравнительно малых значениях  $r_0$  ( $r_0 < 25$  мкм) спекл-пятна, возникающие при интерференции излучения оптических вихрей с одним направлением вращения имеют характерные азимутальные размеры  $30^\circ - 90^\circ$ , т.е. существенно превышают характерное угловое расстояние между пятнами. Поэтому АКФ по азимутальному углу вблизи нуля в этом случае обусловлена преимущественно не яркими пятнами, а областями с низкой освещенностью, соответственно, введенная величина  $\varepsilon$  не будет корректно характеризовать пространственную анизотропию СПС.

Был также рассмотрен случай межмодовой интерференции обычных волноводных мод и оптических вихрей. Для всех волноводных волн задавалось соотношение между обычными модами и оптическими вихрями в виде суммы  $\alpha_m \bar{E}_m + \alpha_v \bar{E}_v$ , где  $\alpha_m$ ,  $\alpha_v$  - весовые коэффициенты  $\alpha_{l,s}$  для обычных мод и оптических вихрей,  $\bar{E}_m$ ,  $\bar{E}_v$  - поля мод и вихрей с индексами  $l$ ,  $s$ . Соответственно, относительная мощность, переносимая вихрями  $p_v$  определяется отношением:

$$p_v = \alpha_v^2 / (\alpha_m^2 + \alpha_v^2). \quad (4.2.3)$$

В этом случае пространственные статистические характеристики соответствовали промежуточному случаю между случаем интерференции только обычных волноводных мод и случаем интерференции только оптических вихрей с одним направлением вращения.

Для объяснения описанных выше эффектов рассмотрим интерференцию излучения двух мод и двух оптических вихрей с азимутальными и радиальными индексами  $l_1, s_1, l_2, s_2$  соответственно. В ДЗД излучение, как любой волноводной моды, так и любого оптического вихря в ВС со ступенчатым ППП локализовано в узком интервале углов  $\Delta\theta \approx \lambda / 2r_0$ . Поэтому интерференция возможна только для излучения мод с близкими значениями постоянной распространения. Приблизительно данное условие выполняется, если индексы мод связаны соотношением (см. п. 2.2):

$$l_1 + 2s_1 = l_2 + 2s_2. \quad (4.2.5)$$

В качестве примера возьмем  $LP_{l,s}$  моды с  $l_1=12$ ,  $s_1=50$ ,  $l_2=10$ ,  $s_2=51$  при  $V=500$ . Численное решение характеристического уравнения дает  $\beta_1 \approx \beta_2 \approx 10^7 \text{ м}^{-1}$ , а  $\beta_1 - \beta_2 \approx 15 \text{ м}^{-1}$ . Разность постоянных распространения мод, образующих  $LP_{l_1,s_1}$  и  $LP_{l_2,s_2}$  модовые группы составляет приблизительно  $4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ . Поэтому для данного примера этой величиной можно пренебречь.

Азимутальные распределения интенсивности  $I_s$  при фиксированном значении угла выхода  $\theta$ , образующиеся в результате интерференции двух полей вида

$$E_1 = A \exp(i(-\beta_1 z + \omega t)) \cos(l_1 \varphi + \varphi_{10}), E_2 = A \exp(i(-\beta_2 z + \omega t)) \cos(l_2 \varphi + \varphi_{20}) \quad (4.2.6)$$

т.е. обычных мод, где  $\omega$  - циклическая частота излучения,  $t$  - время, а также вида

$$E_1 = A \exp(i(-\beta_1 z + \omega t + l_1 \varphi + \varphi_{10})), E_2 = A \exp(i(-\beta_2 z + \omega t + l_2 \varphi + \varphi_{20})) \quad (4.2.7)$$

при  $A=1$ ,  $z=10$  м,  $\varphi_{10}=\pi/10$ ,  $\varphi_{20}=\pi/3$  приведены на рис. 4.2.4. Из представленных зависимостей следует, что при интерференции обычных мод количество локальных максимумов интенсивности определяется наибольшим из индексов  $l_1$ ,  $l_2$  при  $l_1 \ll l_2$  (или  $l_2 \ll l_1$ ) или их суммой - при  $l_1 \approx l_2$ , а сама зависимость представляет собой биения частот. При интерференции оптических вихрей с одним направлением вращения количество максимумов интенсивности определяется разностью  $l_1$  и  $l_2$ . При  $l_1 \gg 1$ ,  $l_2 \gg 1$  модуль разности  $\Delta l = |l_2 - l_1|$  может быть существенно меньше каждого из азимутальных индексов. То есть в результате интерференции зависимость  $I_s(\varphi)$  будет иметь период значительно больше, чем азимутальный период изменения фазы каждой из волн. Если вихри имеют различные направления вращения, т.е.  $l_1 l_2 < 0$ , то  $\Delta l = |l_1| + |l_2|$ , соответственно  $I_s(\varphi)$  будет иметь азимутальный период меньше, чем каждая из волн.

Изменение характерного азимутального размера СПС можно объяснить, рассмотрев только азимутальные зависимости интерферирующих волн. Сравним результаты суммирования большого количества тригонометрических функций вида  $A_n \cos(n\varphi + \varphi_n)$ , где  $A_n$  - случайная комплексная амплитуда с единичным модулем ( $|A_n|=1$ ) и случайным аргументом,  $n$  - целое число,  $\varphi_n$  - случайная фаза и вида  $A_n \exp(-i(n\varphi + \varphi_n))$ :

$$E_m = \sum_{n=1}^N A_n \cos(n\varphi + \varphi_n) \quad (4.2.8)$$

$$E_v = \sum_{n=1}^N A_n \exp(-i(n\varphi + \varphi_n)) \quad (4.2.9)$$

Аналогично расчету интенсивности излучения одиночной волны через комплексную амплитуду напряженности электромагнитного поля, определим величину  $I(\varphi)$  для выражений (4.2.8) и (4.2.9):

$$I_{(j)}(\varphi) = E_{(j)}(\varphi) E_{(j)}^*(\varphi)$$

где  $j \in \{m, v\}$ . Пример зависимостей  $I_m(\varphi)$ ,  $I_v(\varphi)$  для  $N=100$  приведен на рис. 4.11. Не производя каких-либо вычислений, из рис. 4.11, видно, что зависимости имеют различный

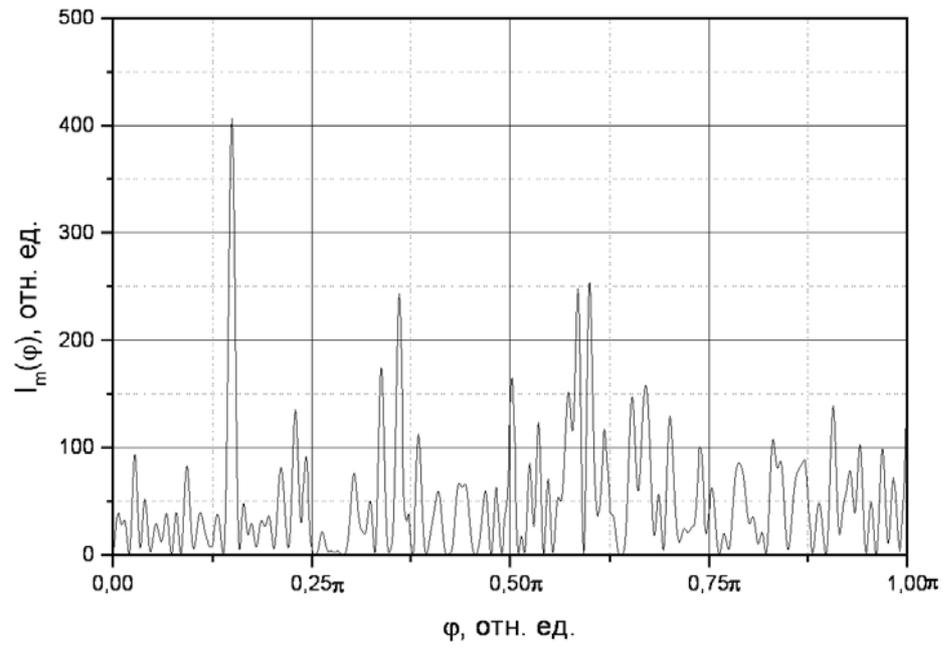


Рис. 4.11а. Азимутальная зависимость  $I_m(\varphi)$  суммы вида (4.2.8).

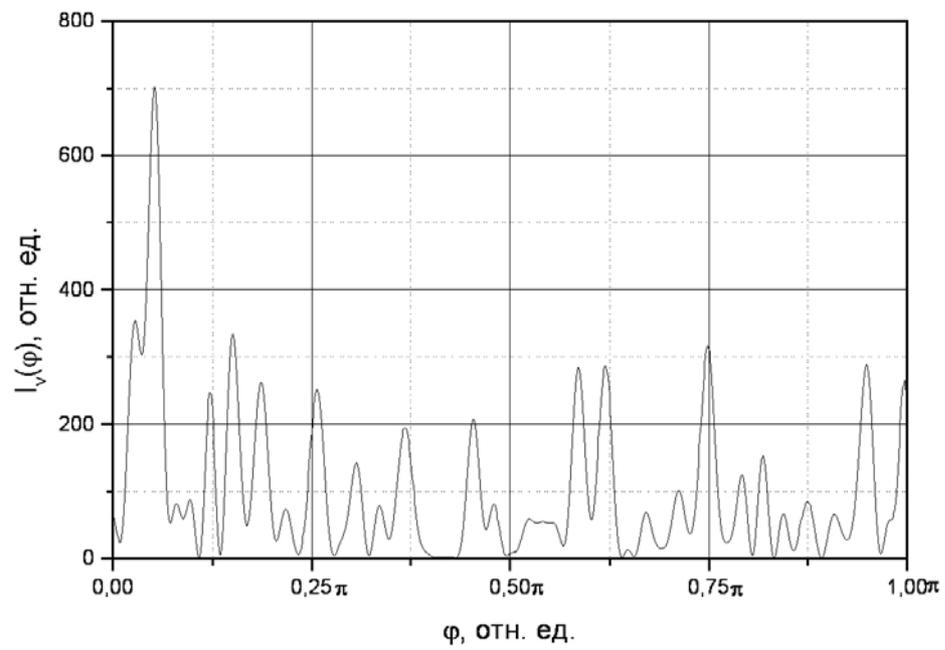


Рис. 4.11б. Азимутальная зависимость  $I_v(\varphi)$  суммы вида (4.2.9).

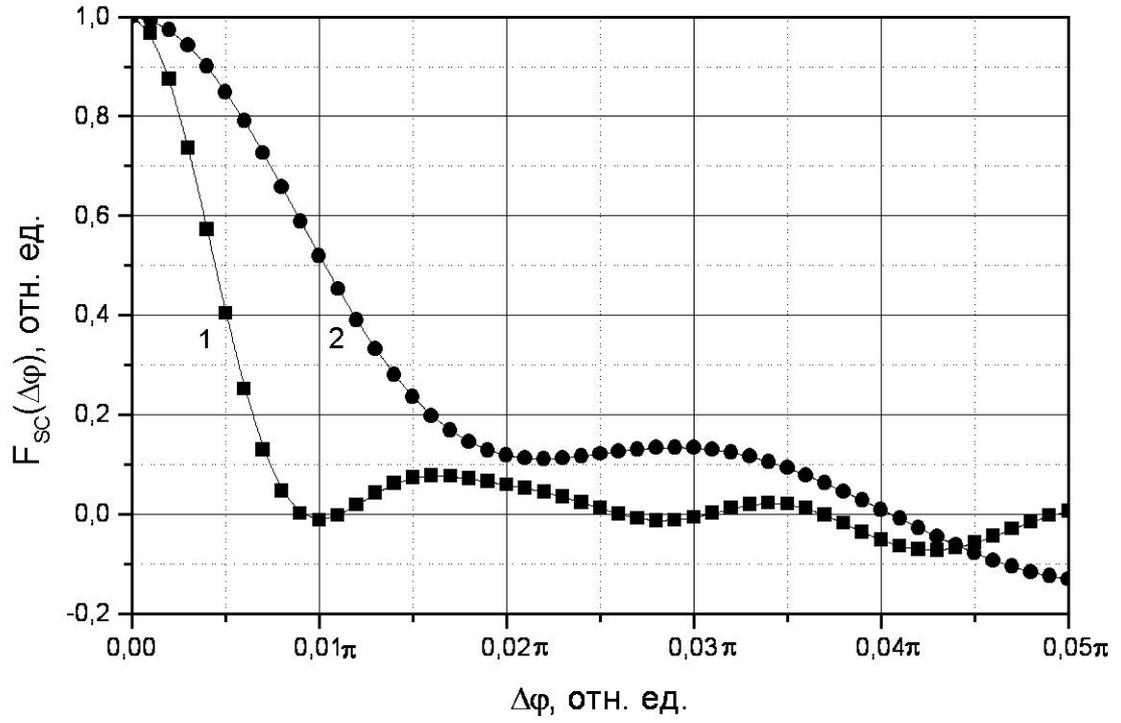


Рис. 4.12. Автокорреляционные функции азимутальных зависимостей  $I_m(\varphi)$  и  $I_v(\varphi)$ .

частотный спектр. Автокорреляционные функции  $F_{SC}(\Delta\varphi)$  зависимостей  $I(\varphi)$  представлены на рис. 4.12. Как следует из результатов расчета, полуширина АКФ для случая сложения тригонометрических функций вида (4.2.8) приближенно в два раза меньше, чем при сложении функций вида (4.2.9). Принимая во внимание, что азимутальные зависимости (4.2.8), (4.2.9) соответствуют реальным зависимостям волноводных мод и оптических вихрей, для линейно-поляризованных вихрей и модовых групп полученные зависимости  $I(\varphi)$  могут рассматриваться как частный случай интерференции излучения  $N$  мод или оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения. При более строгом подходе как, например, при численном моделировании, описанном выше, необходимо учитывать поляризационные и амплитудные зависимости напряженностей полей излучения как функции двух параметров – азимутального и радиального углов. Соответственно, расчет зависимостей  $I(\theta, \varphi)$  усложняется по сравнению с простейшей моделью. Однако основная сущность, иллюстрируемая приведенным примером, остается неизменной: отличие азимутальных зависимостей СПС излучения волноводных мод от СПС излучения оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения обусловлено именно различием их азимутальных зависимостей. На основании полученных результатов можно полагать, что выявленная закономерность имеет место в других устройствах с цилиндрической симметрией как, например дифракционные элементы, голограммы, а также цилиндрические волноводы микроволнового диапазона длин волн.

Необходимо отметить, что при интерференции обычных волноводных мод азимутальная зависимость определяется тригонометрическими функциями  $\cos(l\varphi)$ ,  $\sin(l\varphi)$  и формально для каждой моды не зависит от  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ , соответственно и от  $\lambda$ . Однако при изменении длины волны или длины световода фазы интерферирующих мод также изменяется, соответственно, происходит трансформация зависимости  $I_s(\varphi)$ . Максимум азимутальной функции взаимной корреляции таких зависимостей всегда достигается при  $\varphi = 0$ . Трансформация зависимостей  $I_s(\varphi)$  в угловом интервале  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$  не имеет преимущественного направления движения локальных максимумов, которые в данном случае, следует рассматривать как спекл-пятна, поэтому такое изменение  $I_s(\varphi)$  можно назвать «кипением» спеклов. При интерференции оптических вихрей, азимутальная зависимость которых определяется функцией вида  $\exp(\pm il\varphi)$ , изменение разности постоянных распространения  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$  приводит к повороту азимутальной зависимости на величину  $\Delta\varphi$ , связанную с  $\Delta\beta$  соотношением:

$$\Delta\beta L_f = (l_2 - l_1)\Delta\varphi, \quad (4.2.10)$$

где  $L_f$  - длина световода. Соответственно, можно записать:

$$\Delta\varphi = \frac{d(\beta_2 - \beta_1)}{d\lambda} \frac{L_f}{l_2 - l_1} \Delta\lambda \quad (4.2.11)$$

Для рассмотренных выше модовых групп, пренебрегая дисперсией материала, имеем  $d(\beta_2 - \beta_1)/d\lambda \approx -15 \text{ м}^{-1}/\text{мкм}$ . То есть, теоретически при  $L_f=10 \text{ м}$  поворот азимутальной зависимости на  $2\pi$  должен происходить при  $\Delta\lambda \approx 0.1 \text{ мкм}$ . Пример расчетных зависимостей  $I_s(\varphi)$  при различных  $\Delta\lambda$  также приведен на рис. 4.13. Зависимости  $I_s(\varphi)$  для двух оптических вихрей с указанными выше параметрами (рис. 4.13 а) иллюстрируют азимутальное смещение зависимости при изменении длины волны, т.е. эффект вращения интерференционной картины.

При интерференции нескольких или большого числа волн зависимость  $I_s(\varphi)$  приобретает более сложный вид, однако основные закономерности, рассмотренные выше, остаются. При большом числе волн, как в случае интерференции обычных мод, так и случае оптических вихрей, зависимость  $I_s(\varphi)$  можно охарактеризовать как «спеклоподобную», т.е. представляющую собой квазислучайные колебания интенсивности. Однако для оптических вихрей с одним направлением вращения характерный пространственный период  $I_s(\varphi)$  приближенно в два раза больше. Также как и в случае интерференции излучения двух мод, азимутальные зависимости каждой моды формально не зависят от постоянных распространения мод и длины волны. Поэтому при изменении фаз интерферирующих мод вследствие изменения длины ВС или  $\lambda$  происходит, так называемое, «кипение» спеклов – квазислучайное изменение распределения  $I_s(\varphi)$ . Более подробно спектральные характеристики спекл-структур будут рассмотрены в п. 4.3. При большом количестве интерферирующих оптических вихрей, возникает большое число пространственных частот биений, для каждой из которых, в общем случае, будут различные значения  $\Delta\varphi$  от  $\Delta\lambda$ . В отличие от рассмотренного выше случая интерференции двух оптических вихрей, при большом числе вихрей при изменении длины волны кроме азимутального смещения (по  $\varphi$ ) будет происходить изменение самой зависимости  $I_s(\varphi)$ , а различные спекл-пятна будут иметь различную угловую скорость перемещения. То есть, будут иметь место два эффекта – направленное азимутальное движение – «вращение» и, так называемое, «кипение» спеклов. Поэтому в данном случае под термином «вращение» подразумевается наличие преимущественного направления азимутального перемещения спекл-пятен.

Параметры спекл-структур излучения световодов зависят также от модового состава излучения. Рассмотрим указанное свойство более подробно. Если при вводе излучения в световод в диапазоне углов ввода  $\Delta\gamma_\sigma$  имеет место равномерное возбуждение волноводных мод (или в процессе распространения излучения по ВС возникает такое распределение, что, как

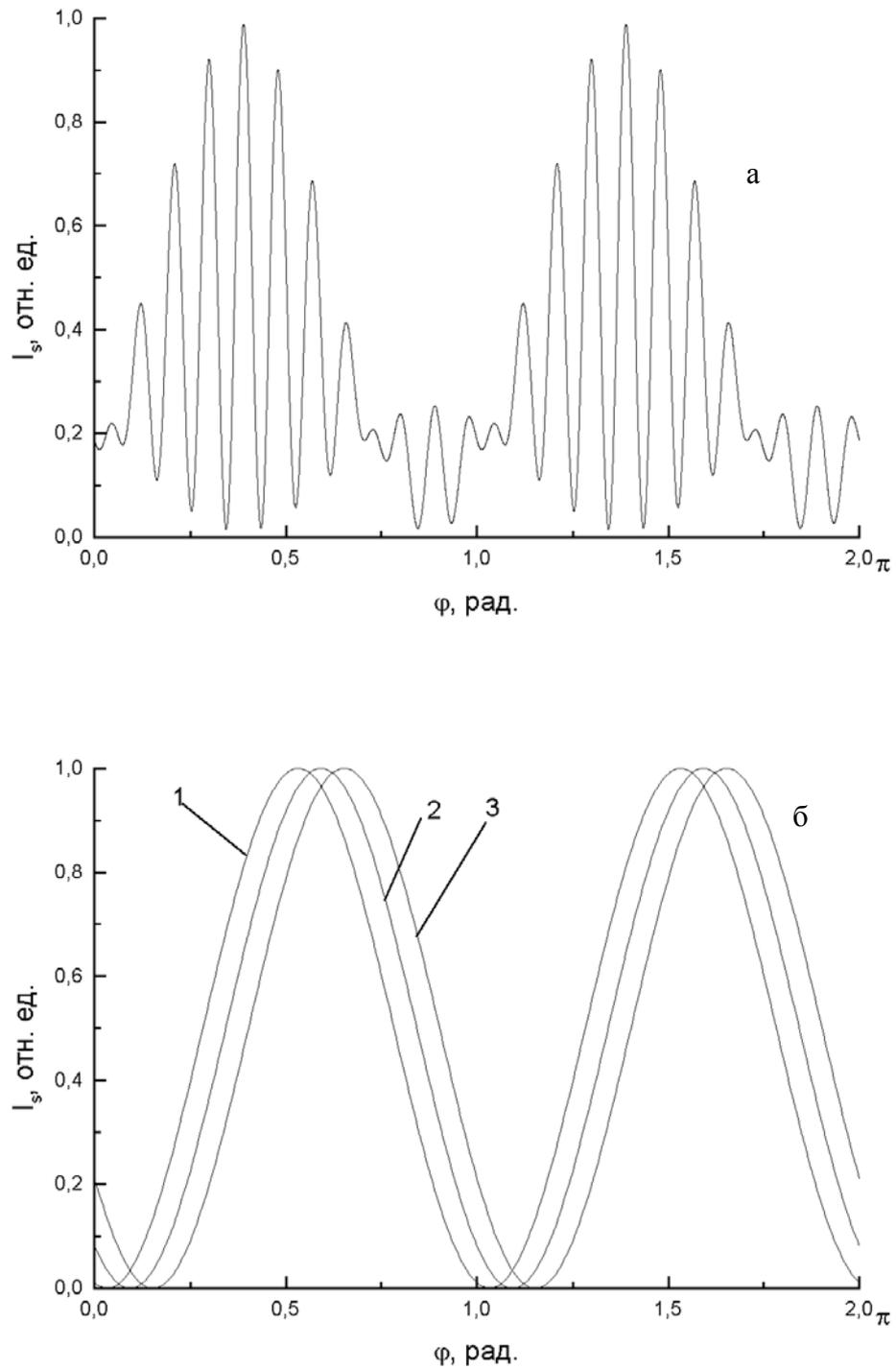


Рис. 4.13. Азимутальное распределение интенсивности при интерференции излучения двух волн ( $LP_{12,50}$  и  $LP_{10,51}$ ): *a* – обычных волноводных мод, *б* – оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта: 1 – при  $V=500$ ,  $L_f=10$  м,  $\lambda=1$  мкм ( $\Delta\lambda=0$ ), 2 –  $\Delta\lambda=5$  нм,  $\Delta\lambda=10$  нм.

показано в п. 5.2, 5.3, является наиболее типичным случаем) и выполняется условие:

$$\Delta\gamma_\sigma \gg \lambda/d_0 \quad (4.2.12)$$

то неравномерность усредненного по фазам мод углового распределения выходящего излучения  $\langle I(\theta) \rangle$  (т.е. огибающая распределения) практически не влияет на статистические характеристики спекл-структуры. Пространственные характеристики спекл-структуры излучения ВС могут отличаться от характеристик СПС при равномерном возбуждении мод, если волноводные моды, имеющие близкие углы выхода ( $|\theta_{1,s} - \theta_{i,j}| \approx \lambda/d_0$ ), имеют существенно отличающиеся мощности, т.е. распределение по мощностям нельзя считать равномерным возбуждением.

Рассмотрим две принципиально отличающихся модели распределений мощностей волноводных мод. Первая модель ограничивает мощности волноводных мод с большими азимутальными индексами, т.е. связана с абсолютными значениями  $l$  и не зависит от радиальных индексов  $s$ . Вторая – ограничивает азимутальный индекс в зависимости от главного модового числа. Для первой модели положим:

$$\hat{\alpha}_{l,s} = \alpha_{l,s} \exp(-l^2/l_e^2) \quad (4.2.13)$$

где  $l_e$  - коэффициент, характеризующий уменьшение мощности мод при увеличении азимутального индекса. Условно, параметр  $l_e$  можно назвать предельной величиной азимутального индекса, т.к. при  $l \gg l_e$  имеет место  $\hat{\alpha}_{l,s} \ll \alpha_{l,s}$ . Для реальных случаев зависимость (4.2.13) может иметь более сложный вид, но для данной модели важно, что изменение  $\hat{\alpha}_{l,s}/\alpha_{l,s}$  связано с абсолютным значением  $l$ . Примеры распределений интенсивности выходящего излучения  $I(x, y)$  для случая равномерного возбуждения мод ( $\alpha_{l,s} \propto 1/\theta_{l,s}^{1/2}$ ), а также при использовании коэффициентов  $\hat{\alpha}_{l,s}$  в соответствии с формулой (4.2.11) приведены на рис. 4.14, 4.15. Примеры распределений для различных значений  $l_e$  представлены в приложении. Рис. 4.15 иллюстрирует закономерность, заключающуюся в том, что при  $\theta \approx \theta_c$  азимутальное корреляционное расстояние  $\Delta L_r$  ( $\varphi = const$ ) существенно больше радиального  $\Delta L_\varphi$  ( $\theta = const$ ), а при  $\theta/\theta_c \ll 1$  величины  $\Delta L_r$  и  $\Delta L_\varphi$  имеют близкие значения. Характер изменения  $\Delta L_r$  и  $\Delta L_\varphi$  от  $\theta/\theta_c$  можно определить, исходя из количества интерферирующих мод. Для такой оценки воспользуемся асимптотическими формулами, приводимыми в п. 2.2. Так как  $l \gg 1$  для первого ненулевого корня  $\xi_{l,s}$  имеет место аппроксимация:

$$\xi_{l,1} \approx l + 0.808618 \cdot l^{1/3},$$

можно полагать  $u_{l,1} \approx l$ . Тогда для мод с  $l \gg 1$ ,  $s=1$  можно записать:  $\beta_{l,1} \approx (n_1^2 k_0^2 - l^2/r_0^2)^{1/2}$ .

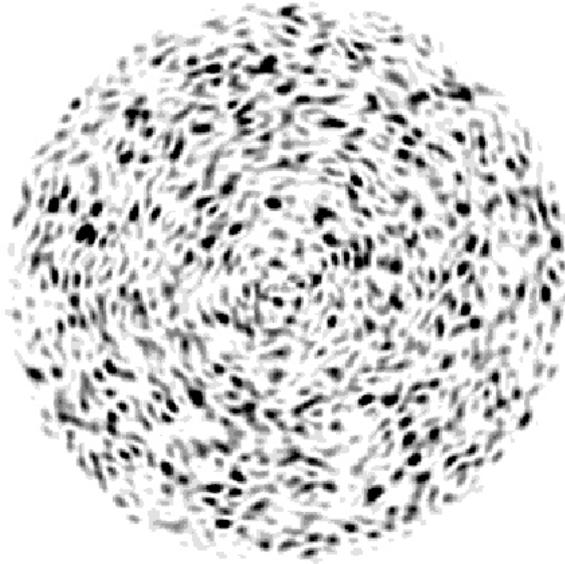


Рис. 4.14. Смоделированное распределение интенсивности выходящего излучения (инвертированное изображение) при равномерном возбуждении волноводных для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.1$  при  $\lambda=0.633$  мкм.



Рис. 4.15. Смоделированное распределение интенсивности выходящего излучения (инвертированное изображение) при ограниченном значении максимального азимутального индекса мод в соответствии с формулой (4.2.13) при  $l_e=10$  для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.1$  при  $\lambda=0.633$  мкм.

Введем

$$\beta_e = (n_1^2 k_0^2 - l_e^2 / r_0^2)^{1/2}. \quad (4.2.14)$$

При  $\beta \ll \beta_e$  модовый состав практически не отличается от модового состава при равномерном возбуждении, так как  $\hat{\alpha}_{l,s} \approx \alpha_{l,s}$ . Для мод ВС с  $\beta \gg \beta_e$  при увеличении угла наблюдения  $\theta$  количество интерферирующих мод фактически не увеличивается. Модовое распределение по азимутальному индексу остается постоянным, а длина окружности  $2\pi L \sin \theta$  в плоскости наблюдения в ДЗД возрастает. Поэтому при  $\beta \gg \beta_e$  следует ожидать линейной зависимости  $\Delta L_r$  от  $\theta$ , соответственно, линейного увеличения  $\varepsilon$  от  $\theta$ . Были смоделированы распределения с различными значениями  $l_e$  и определены зависимости  $\varepsilon$  от  $\theta/\theta_c$  (рис. 4.16) и  $\varepsilon$  от  $l_e$  (рис. 4.17). Как и следует из указанных выше теоретических представлений, зависимости  $\varepsilon(\theta/\theta_c)$  для рассматриваемой модели (4.2.13) имеют два участка:  $\varepsilon(\theta/\theta_c) \approx const$  и  $\varepsilon(\theta/\theta_c) \propto \theta/\theta_c$  (рис. 4.16). Уменьшение числа мод с большими азимутальными индексами ( $l \gg l_e$ ) при уменьшении  $l_e$  (при  $\theta/\theta_c = const$ ) приводит к увеличению  $\varepsilon$  (рис. 4.17). При  $l_e \rightarrow \infty$  имеет место  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_m$ .

Теперь рассмотрим другую модель зависимости модового состава от азимутального индекса. Применим определение главного модового числа  $m$  [9]:

$$m = l + 2s + 1 \quad (4.2.15)$$

Будем полагать, что

$$\hat{\alpha}_{l,s} = \alpha_{l,s} \exp(-l^2 / (m/m_e)^2) \quad (4.2.16)$$

где  $m_e$  - коэффициент, определяющий зависимость (4.2.16). Указанную зависимость можно также рассматривать как (4.2.13) с величиной  $l_e$ , зависящей от индексов моды:  $l_e = (l + 2s + 1) / m_e$ . Формула (4.2.16) ограничивает азимутальный индекс в зависимости от главного модового числа, соответственно, от общего количества волноводных мод в модовой группе. Таким образом, фактически, предельная величина азимутального индекса растет пропорционально количеству распространяющихся мод в модовой группе. Пример такого пространственного распределения приведен на рис. 4.18. Расчет показал, что величина  $\Delta L_r$ , соответственно и  $\varepsilon$  в этом случае являются почти постоянными величинами (рис. 4.19) и определяются коэффициентом  $m_e$ . Чем больше  $m_e$ , тем больше  $\Delta L_r$ . Отличия величины  $\varepsilon(\theta/\theta_c)$  вблизи оси ( $\theta/\theta_c \ll 1$ ) от  $\varepsilon(\theta/\theta_c)$  вблизи апертурного угла ( $(\theta_c - \theta)/\theta_c \ll 1$ ) составляют 15%..20%, т.е. аналогично случаю равномерного возбуждения мод. При  $m_e \rightarrow 0$ , ( $m_e \ll 1$ ), модовое распределение (4.2.16) переходит в распределение, соответствующее равномерному

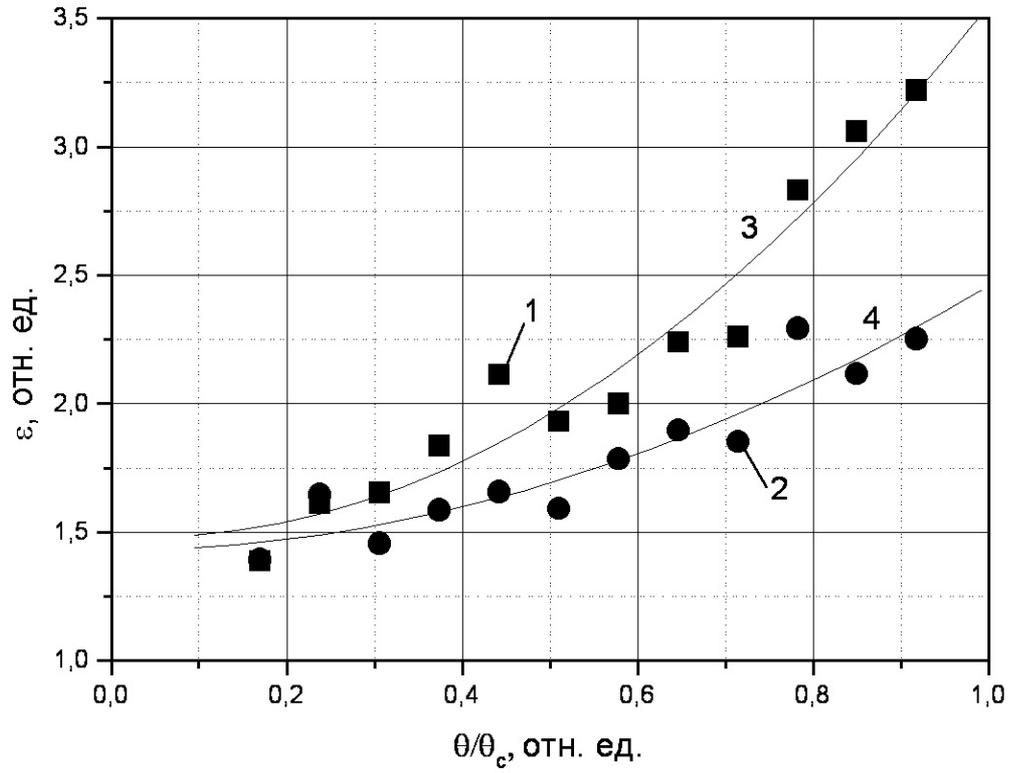


Рис. 4.16. Зависимости  $\varepsilon$  от приведенного угла наблюдения  $\theta/\theta_c$ : 1,2 – результаты численного моделирования для  $l_e=35$  и  $l_e=50$  соответственно, 3,4 – аппроксимации полиномом 2-й степени.

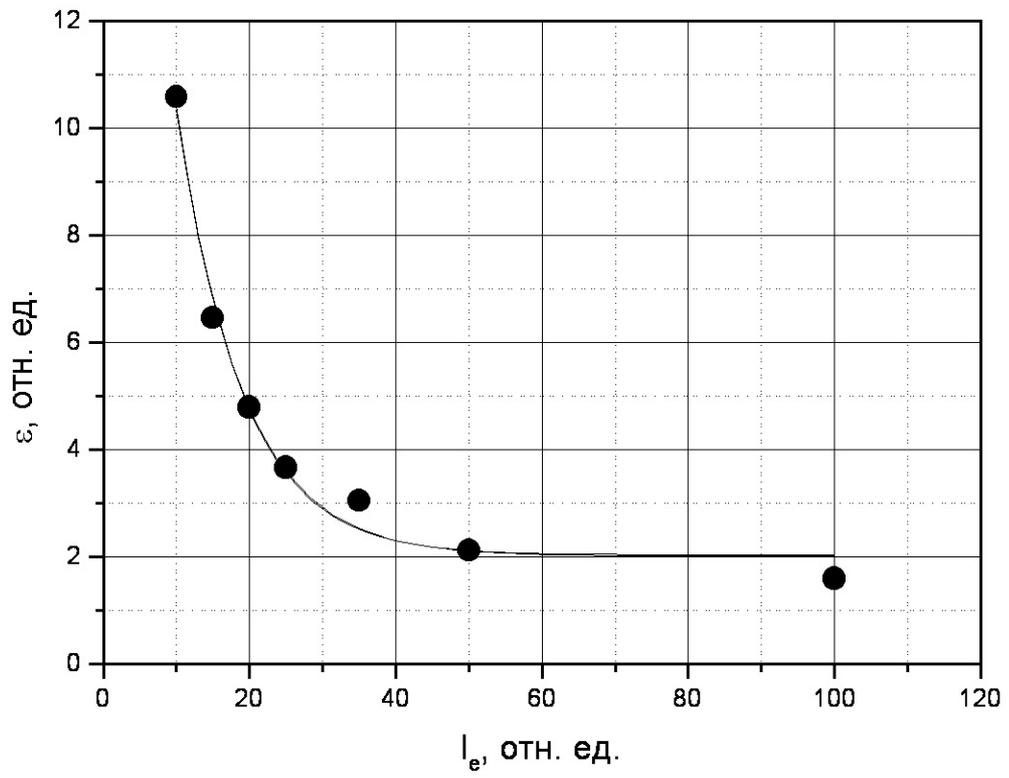


Рис. 4.17. Зависимости  $\varepsilon$  от  $l_e$  при  $\theta/\theta_c=0.85$ .



Рис. 4.18. Смоделированное распределение интенсивности выходящего излучения при ограниченном значении максимального азимутального индекса мод в соответствии с формулой (4.2.16) при  $m_e=3$  для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.1$  при  $\lambda=0.633$  мкм.

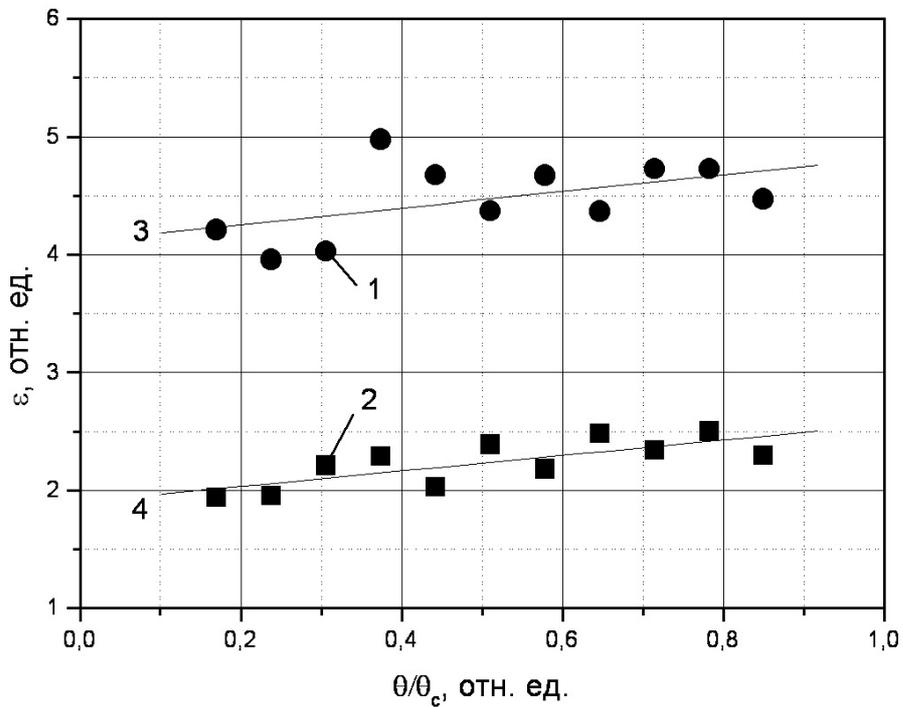


Рис. 4.19. Зависимости  $\varepsilon$  от приведенного угла наблюдения  $\theta/\theta_c$ : 1,2 – результаты численного моделирования для  $m_e=1.5$  и  $m_e=3$  соответственно, 3,4 – аппроксимации полиномом 2-й степени.

возбуждению, а  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_m$ .

Таким образом, используя зависимость  $\varepsilon(\theta/\theta_c)$ , измеренную экспериментально для реального волоконного световода, можно определить, какая модель селективного затухания или перераспределения энергии доминировала в исследованном ВС. Соответственно, имеется возможность классифицировать виды дефектов в волоконных световодах.

Из результатов численного моделирования, в частности, следует, что пространственная анизотропия спекл-структур (различие аксиального и радиального корреляционного расстояния с  $\varepsilon > 1$ ) может наблюдаться как в случае интерференции излучения оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, так и в случае интерференции излучения обычных волноводных мод. Поэтому необходимо создать способы диагностики, позволяющие различать указанные выше эффекты. Для этих целей был предложен следующий метод. Излучение, выходящее из ВС делится полупрозрачным зеркалом, а возникающие изображения с помощью оптической системы совмещаются таким образом, что перекрываются диаметрально противоположные участки одного распределения (рис. 4.20). В области перекрытия полей будет интерферировать излучение оптических вихрей, имеющих противоположные пространственные направления движения волновых фронтов, что при формировании спеклов эквивалентно интерференции излучения оптических вихрей с различными направлениями вращения. Пример смоделированного распределения интенсивности для случая оптических вихрей с одним направлением вращения приведен на рис. 4.21. Усредненное по фазам волн распределение  $\langle I \rangle$  задавалось в виде функции распределения Релея-Райса с дисперсией  $\sigma$ , соответствующей селективному возбуждению волноводных мод наклонным относительно оси ВС лучом (относительный угол ввода -  $\gamma/\gamma_c=0.3$ , относительная полуширина распределения -  $\sigma/\gamma_c=0.1$ , где  $\gamma_c$  - апертурный угол). Как следует из результатов моделирования, в указанной области интерференции имеет место  $\varepsilon \approx 1$ , а вне нее -  $\varepsilon \approx \varepsilon_v$ . При интерференции излучения диаметрально противоположных участков спекл-структуры, сформированной обычными модами с  $l \ll l_{max}$  величина  $\varepsilon$  не изменяется, что позволяет различать указанные спекл-структуры.

Направления движения волновых фронтов можно полагать противоположными только в сравнительно узком интервале азимутальных углов  $\Delta\varphi_w$  относительно прямой, соединяющей центры вихрей (фактически - центры окружностей). Для практического применения представленного способа можно принять  $\Delta\varphi_w = \pm 10^\circ \dots \pm 20^\circ$ . При увеличении диапазона  $\Delta\varphi$ , в частности при азимутальных углах, соответствующих перпендикулярному направлению

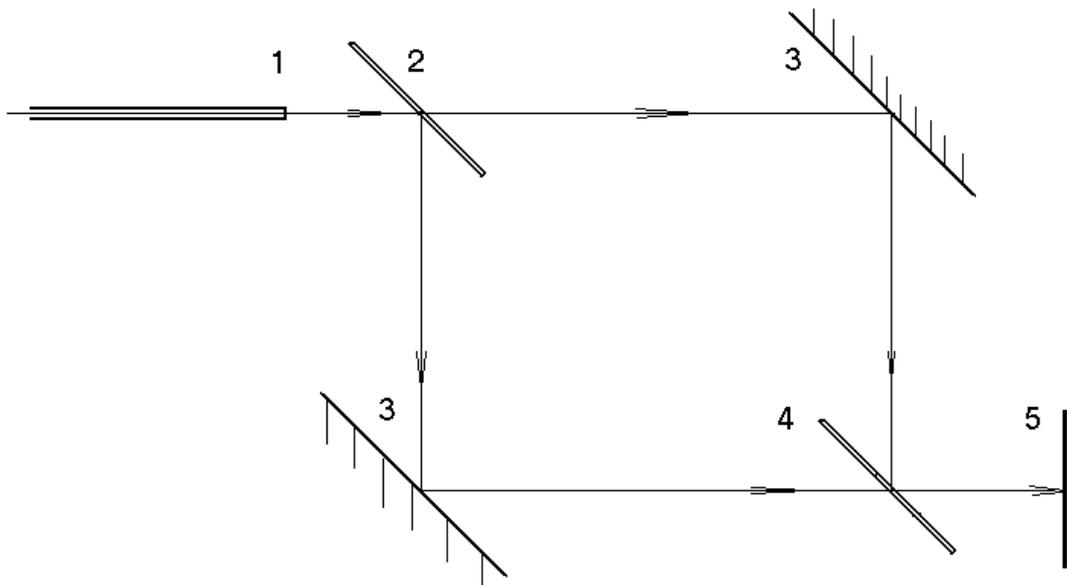


Рис. 4.20. Схема установки; 1 – волоконный световод, 2,4 – полупрозрачные зеркала, 3 – отражающее зеркало, 5 – плоскость регистрации изображения.

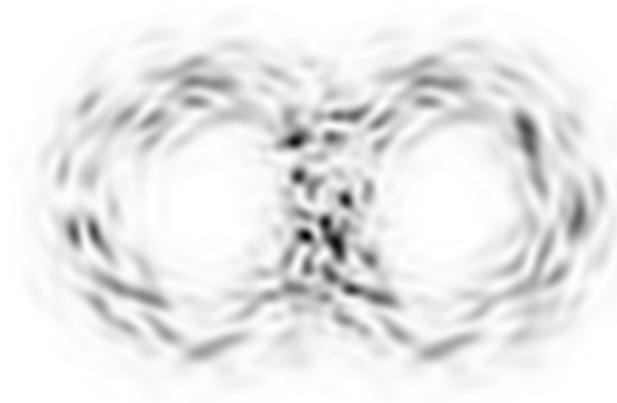


Рис. 4.21. Инвертированное изображение спекл-структуры излучения оптических вихрей с перекрывающимися диаметрально противоположными областями, полученное методом численного моделирования.

движения фронтов, также как и при  $|\Delta\varphi| < |\Delta\varphi_w|$ , имеет место  $\varepsilon < \varepsilon_v$ . Однако в этом случае уменьшение отношения  $\varepsilon$  происходит и при интерференции обычных волноводных мод с  $l \ll l_{max}$ . Кроме того, необходимо учитывать, что условие  $\varepsilon > \varepsilon_m$  в области интерференции волн с противоположными направлениями вращения волновых фронтов не означает отсутствие оптических вихрей с одним направлением вращения, так как доминирующую роль при формировании СПС также могут иметь вихри с  $l \ll l_{max}$ .

Обобщая вышеизложенное, можно заключить, что предложенная методика численного моделирования распределений интенсивности излучения, выходящего из многомодового волоконного световода дала возможность не только корректно смоделировать распределения и рассчитать статистические характеристики спекл-структур, формируемых излучением обычных волноводных мод, но определить основные свойства спекл-структур, формируемых излучением оптических вихрей световодов. Как будет показано ниже, все выявленные закономерности имеют экспериментальное подтверждение.

#### 4.3. Экспериментальное исследование статистических характеристик спекл-структур излучения волоконных световодов

Исследования статистических характеристик спекл-структур производились на различных волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления: ВС типа «кварц-полимер» с  $r_0=100$  мкм длиной от 1 м до 10 м,  $r_0=220$  мкм длиной 2 м,  $r_0=200$  мкм длиной 4 м,  $r_0=500$  мкм длиной 3 м, полимерных ВС с  $r_0=500$  мкм длиной от 0.05 до 12 м. В качестве источника излучения использовались  $He-Ne$  лазер с  $\lambda=0.6328$  мкм и полупроводниковый лазер (ППЛ) с  $\lambda \approx 1$  мкм с возможностью перестройки длины волны посредством изменения температуры гетероперехода. Для достижения равномерного возбуждения волноводных мод лазерное излучение вводилось либо через шероховатую поверхность входного торца ВС с высотой шероховатости  $R_a \approx \lambda$ , либо через несколько слоев светорассеивающего лака, последовательно нанесенного на входной торец ВС (см. п. 6.6 или [31]). Выходящее из ВС излучение регистрировалось матричной телевизионной камерой. Получаемые видеоизображения далее обрабатывались в персональном компьютере. Общей закономерностью для всех исследованных световодов с  $r_0=100$  мкм и более, являлось отсутствие пространственной анизотропии пространственных статистических характеристик возникающих спекл-структур, соответственно, имело место  $\varepsilon \approx 1$ . Были также определены характеристики СПС волоконных

световодов, в которых искусственно был создан участок с наведенным двулучепреломлением за счет сжатия ВС со стороны боковой поверхности, снижавшего интегральную степень линейной поляризации проходящего излучения практически до нуля. Измерения показали, что как для ВС типа «кварц-полимер» с  $r_0=100$  мкм,  $L_f=0.5$  м, с  $r_0=500$  мкм,  $L_f=3$  м, так и полимерного ВС с  $r_0=500$  мкм,  $L_f=20$  м возникновение участка с наведенным двулучепреломлением не оказывало влияния на пространственные характеристики спекл-структур. При изменении длины волны излучения в пределах 15 нм эффекта вращения спеклов не наблюдалось. Это соответствует результатам численного моделирования СПС, формируемых оптическими вихрями ВС с различными направлениями вращения и обычными волноводными модами при случайных фазовых множителях.

Изотропность пространственных характеристик спекл-структур реальных световодов требует специального рассмотрения. Известно, что оптические вихри высокого порядка ( $l \gg 1$ ) являются неустойчивыми [109,117-119,123]. То есть, небольшие неоднородности показателя преломления или некруглость сердцевины ВС приводит к изменениям оптических вихрей. Однако для обычных мод несовершенства сердцевины также приводят к искажениям волнового фронта, что делает некорректным разделение радиальной и азимутальной зависимостей при решении волнового уравнения. Так как обычную волноводную моду можно представить как суперпозицию двух оптических вихрей и, принимая во внимание, что случайные неоднородности среды, в общем случае, по-разному воздействуют на поля вихрей, можно предположить, что волноводные моды с  $l \gg 1$ , аналогично оптическим вихрям, также являются неустойчивыми. По-видимому, в реальных ВС характерное расстояние разрушения волноводных мод с  $l \gg 1$  меньше длины установления азимутально-стационарного режима распространения. Как следствие – изотропность пространственных характеристик СПС и, соответственно, возникновение некоторого отличия от рассмотренной идеализированной модели. В частности, для распределений интенсивности, полученных методом численного моделирования даже в случае  $\varepsilon \approx 1$  возможно определить точку, соответствующую оси световода, что для распределений реальных ВС, как правило, невозможно при отсутствии оптических вихрей с одним направлением вращения. Чем меньше диаметр световода, тем выше оптическая однородность сердцевины и меньше вероятность появления дефектов. Поэтому в маломодовых ВС возможно даже наблюдение излучения отдельных волноводных мод. Измерение параметров спекл-структуры излучения ВС длиной 0.25 м с  $r_0=10$  мкм,  $n_A=0.5$  при равномерном возбуждении мод дало  $\varepsilon \approx 1.6$ . Отличие от расчетного значения  $\varepsilon \approx 1.4$  объясняется неточностью асимптотических формул, используемых для численного моделирования при  $V \approx 50$ .

Неустойчивость волноводных мод с  $l \gg l$  косвенно подтверждается также пространственной неоднородностью статистических характеристик СПС. Указанный эффект наиболее сильно проявляется при селективном возбуждении мод наклонным относительно оси ВС лучом. В отличие от смоделированных распределений интенсивности, спекл-структуры реальных световодов имеют пространственные характеристики, существенно отличающиеся в различных областях выходящего излучения. То есть, имеет место нарушение центральной симметрии параметров СПС, обусловленное дефектами световода.

Была также осуществлена экспериментальная проверка возможности выявления спекл-структур, сформированных оптическими вихрями с одним направлением вращения волнового фронта посредством пространственного совмещения диаметрально противоположных областей спекл-структуры. Исследования проводились на ВС типа «кварц-полимер» с  $r_0=500$  мкм, длиной 3 м. В качестве источника излучения использовался  $He-Ne$  лазер (ЛГН-207Б,  $\lambda=0.6328$  мкм) с полушириной луча  $w_b$  по уровню  $1/e$  приблизительно 370 мкм. Центр луча был смещен к краю сердцевинки:  $x_b = r_0 - w_b$ ,  $y_b = 0$ , где  $x_b$ ,  $y_b$  – координаты центра луча,  $ХОУ$  – плоскость входного торца ВС,  $OZ$  – ось, соответствующая оси световода. Угол наклона луча  $\gamma_a$  в плоскости, параллельной плоскости  $YOZ$  и проходящей через точку с координатами  $x_b$ ,  $y_b$  можно было изменять в пределах  $\pm\gamma_c$  и более. Угол наклона луча  $\gamma_p$  в перпендикулярной плоскости можно было изменять в пределах  $\pm 7^\circ$ . Углы  $\gamma_a$ , при которых проводились исследования ( $3^\circ$ ,  $7^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $12.5^\circ$ ,  $15^\circ$ ) были выбраны таким образом, что усредненные распределения  $\langle I(r, \varphi) \rangle$  представляли собой кольцо с угловой полушириной  $\Delta\theta \ll \theta_a$ , где  $\theta_a$  – осевой угол выхода излучения, приблизительно соответствующий направлению на максимум интенсивности  $\langle I(r) \rangle$ . Взаимосвязь углов  $\gamma_a$ ,  $\gamma_p$ ,  $\gamma_c$ ,  $\theta_a$  и величин  $x_b$ ,  $y_b$  в приближении геометрической оптики дано в [142-143]. При  $\gamma_p=0$  спекл-структура ВС имела  $\varepsilon \approx 1$ . Это позволяет предположить, что при  $\gamma_p=0$  СПС была образована обычными волноводными модами или оптическими вихрями с различными направлениями вращения. Изображения полученных спекл-структур и соответствующие графики линий постоянного значения АКФ (ЛПЗ) приведены на рис. 4.22 – 4.24. Приведенные зависимости подтверждают, что при  $\gamma_p \neq 0$ , по мере увеличения  $\gamma_p$ , возрастала величина  $\varepsilon$ . С точки зрения лучевой теории указанное условие ввода создавало в сердцевине ВС лучи, распространяющиеся по винтовой траектории. В этом случае электромагнитное поле в сердцевине нельзя представить в виде суперпозиции полей волноводных мод, представляющих собой стоячую волну в азимутальном направлении [144], т.е.

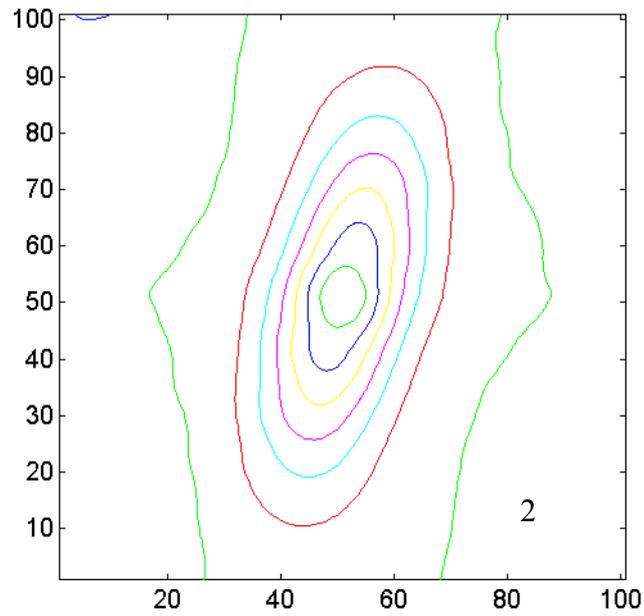
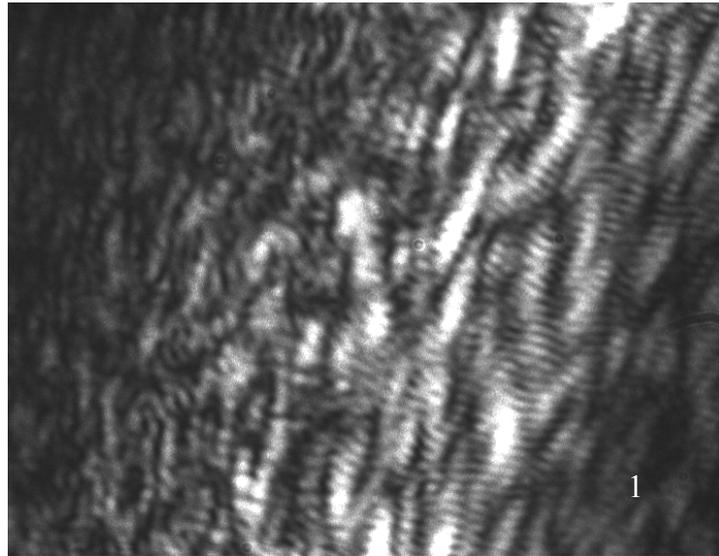


Рис. 4.22. Изображение спекл-структуры выходящего из ВС излучения (1) и линии постоянного значения автокорреляционной функции (2) при углах ввода  $\gamma_a \approx 12.5^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$ .

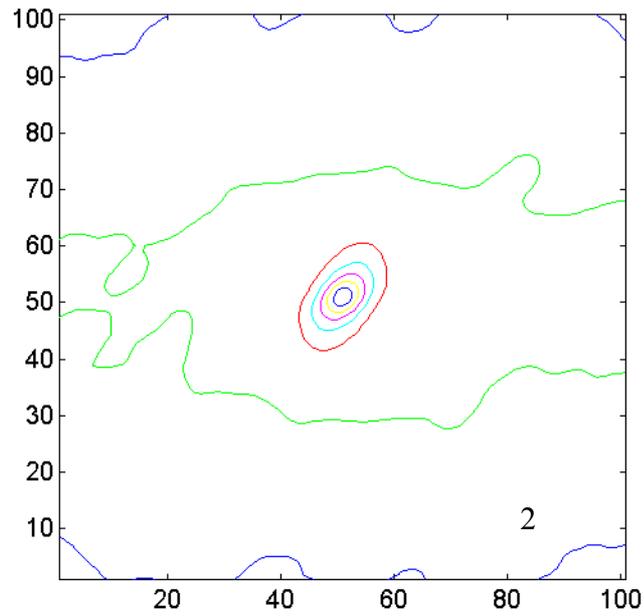
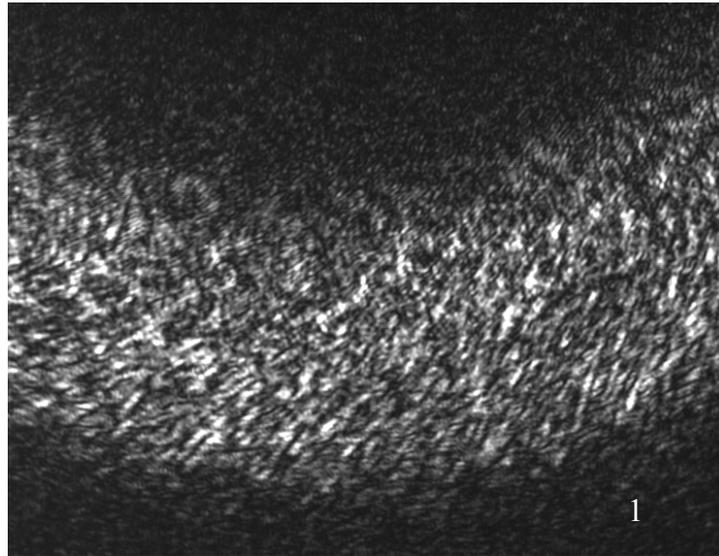


Рис. 4.23. Изображение спекл-структуры выходящего из ВС излучения (1) и линии постоянного значения автокорреляционной функции (2) при углах ввода  $\gamma_a \approx 7^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$ .

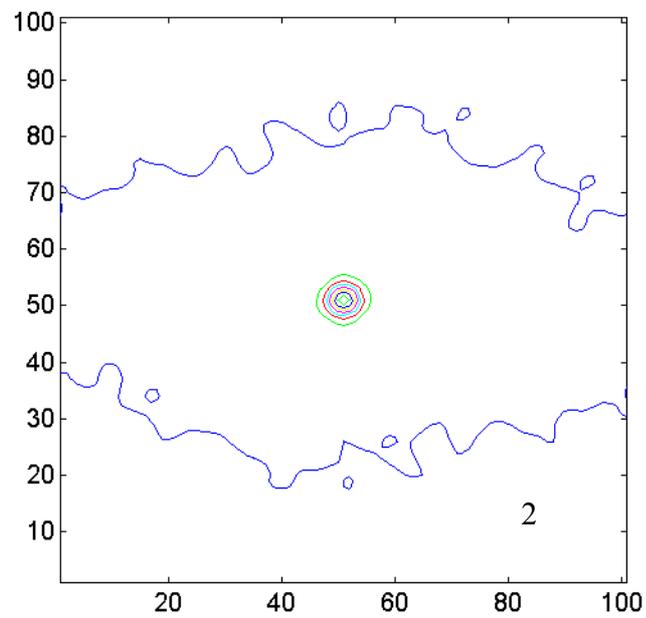
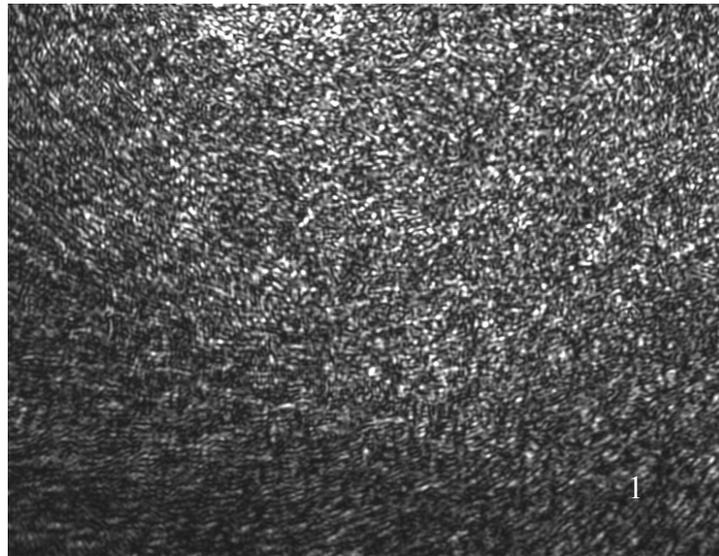


Рис. 4.24. Изображение спекл-структуры выходящего из ВС излучения (1) и линии постоянного значения автокорреляционной функции (2) при углах ввода  $\gamma_a \approx 3^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$ .

обычных мод, имеющих азимутальную зависимость в виде функций  $\sin(l\varphi)$ ,  $\cos(l\varphi)$  с действительными коэффициентами. Следовательно, при  $|\gamma_a| > 0$  и  $|\gamma_p| > 0$  в световоде должны возбуждаться оптические вихри с одним направлением вращения волнового фронта, что подтверждается возрастанием характерных размеров спеклов в азимутальном направлении при увеличении  $\gamma_p$ , сопровождающимся увеличением  $\varepsilon$ . При создании рассеивающей поверхности входного торца ВС или при сильном изгибе ВС, вызывающему наведенное двулучепреломление и перераспределение энергии между волноводными модами и оптическими вихрями, нарушается условие возбуждения и распространения оптических вихрей с одним направлением вращения. В световоде возникают вихри с противоположными направлениями вращения или обычные волноводные моды. При изгибе ВС возможно также преобразование двух вихрей в обычную волноводную моду (так называемая, дисклинация вихря [111-115]). Примеры СПС и ЛПЗ для указанного выше ВС и условий ввода при рассеивающем входном торце и сильном изгибе ВС приведены на рис. 4.25-4.26.

С помощью полупрозрачного зеркала и двух зеркал, как указано выше, были совмещены диаметрально противоположные области выходящего из ВС излучения. На основании полученных данных были определены пространственные характеристики спекл-структур как в случае интерференции излучения диаметрально противоположных областей, так и каждой из областей по отдельности. Сопоставление полученных линий постоянного значения пространственной АКФ при  $\gamma_a \approx 12.5^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$  приведен на рис.4.27. Для указанных случаев величина  $\varepsilon$  находилась в пределах 1.9 - 2.1 и 1.4 - 1.6 соответственно. Уменьшение  $\varepsilon$  при интерференции излучения диаметрально противоположных областей позволяет утверждать, что при  $|\gamma_a| > 0$  и  $|\gamma_p| > 0$  спекл-структура формируется преимущественно излучением оптических вихрей с одним направлением вращения. Полученные результаты подтверждают возможность использования предложенной методики выявления спекл-структур, сформированных излучением оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта, а также корректность примененной методики численного моделирования.

Для подтверждения гипотезы, связывающей возникновение анизотропии спекл-структур при наклонном возбуждении мод ВС сфокусированным пучком, смещенным относительно оси ВС, был также произведен следующий эксперимент. Часть поверхности входного торца ВС с  $r_0=500$  мкм было закрыто непрозрачным экраном с шириной  $d_s=500$  мкм, расположенным по середине торца. Таким образом, незакрытыми остались два сегмента с высотой стрелы 250 мкм каждый. Изменялись пространственные характеристики СПС выходящего из ВС излучения при

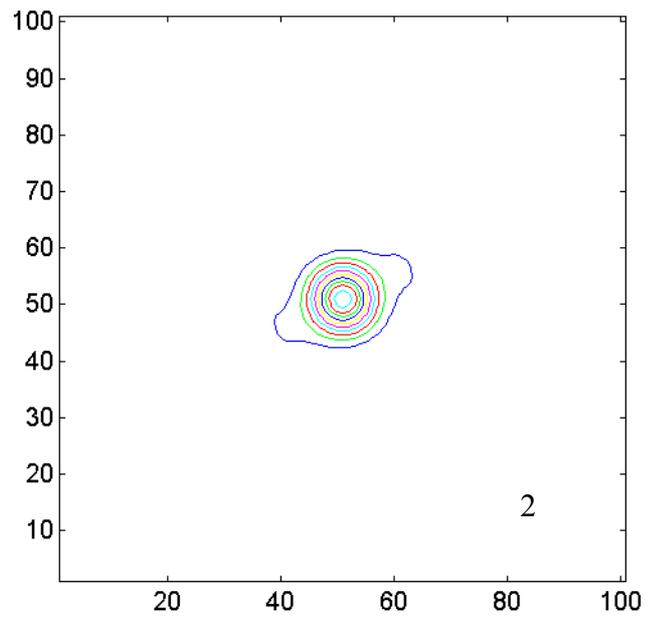
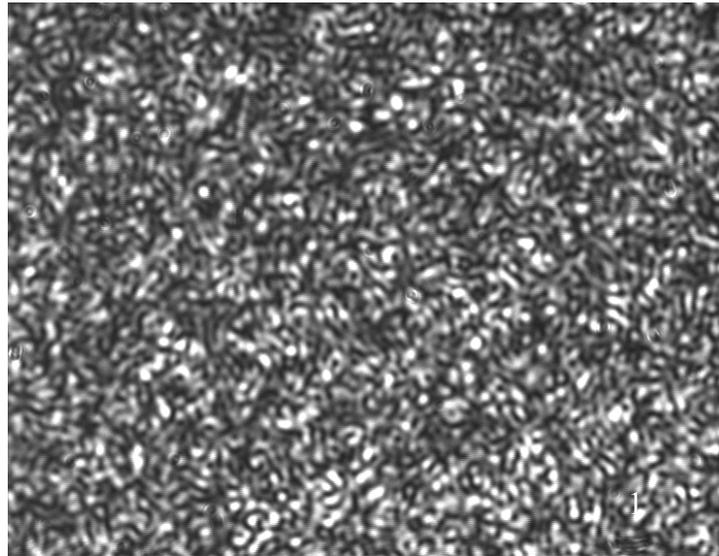


Рис. 4.25. Изображение спекл-структуры выходящего из ВС излучения (1) и линии постоянного значения автокорреляционной функции (2) при углах ввода  $\gamma_a \approx 12.5^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$  и диффузно рассеивающем входном торце ВС.

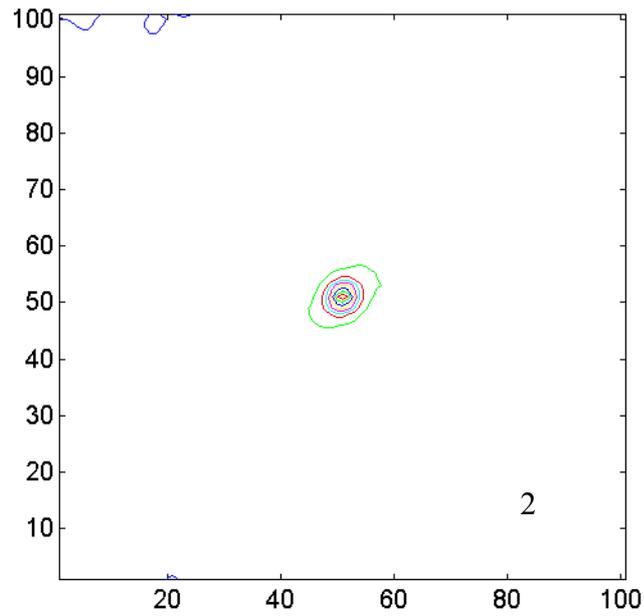
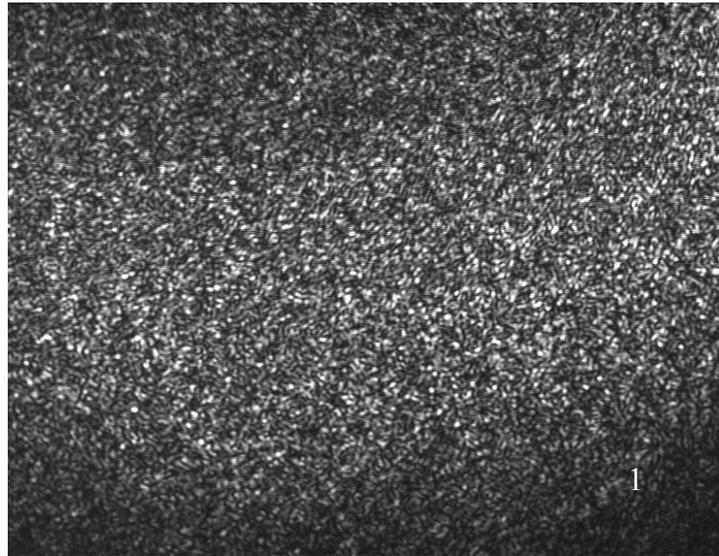


Рис. 4.26. Изображение спекл-структуры выходящего из ВС излучения (1) и линии постоянного значения автокорреляционной функции (2) при углах ввода  $\gamma_a \approx 7^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$  и сильном изгибе ВС.

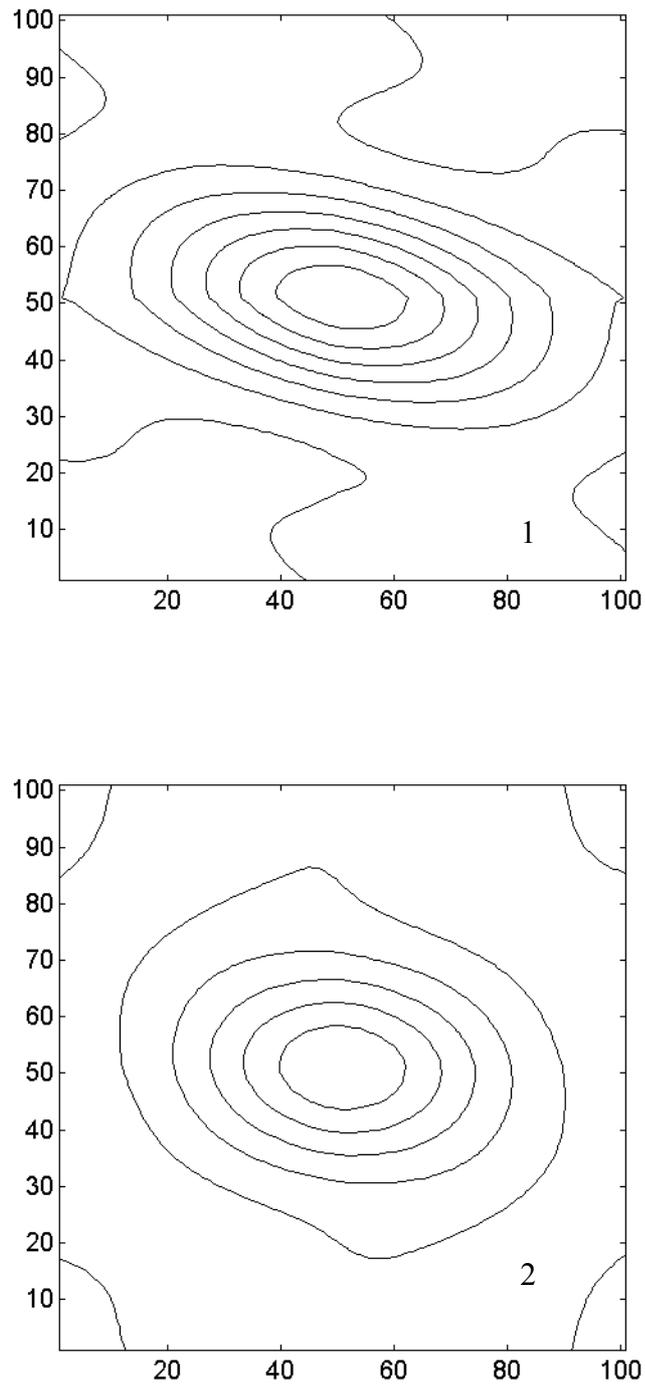


Рис. 4.27. Сопоставление линий постоянного значения пространственной АКФ при  $\gamma_a \approx 12.5^\circ$ ,  $\gamma_p \approx 5^\circ$  СПС излучения ВС (1) и интерференционной картины перекрывающихся диаметрально противоположных областей СПС (2). Центр АКФ на графиках смещен в точку  $x=50$ ,  $y=50$ .

освещении широким наклонным пучком либо всего торца с непрозрачным экраном, либо только одна часть (верхняя или нижняя) незакрытой поверхности торца. Измерения производились при  $\lambda \approx 1$  мкм, размерах сфокусированного пучка  $5 \times 8$  мм (т.е. существенно больше диаметра сердцевины ВС) и  $\gamma \approx 10^0$ . При освещении любого, но только одного сегмента, СПС выходящего из ВС излучения имела явно выраженную анизотропию. А при освещении сразу двух сегментов – СПС была практически изотропна. Примеры изображений СПС приведены на рис. 4.28, примеры линий постоянного значения АКФ – на рис. 4.29. Отличия полученных СПС очевидны. Модовые составы излучения при вводе через любой из открытых сегментов не отличались, т.к. условия ввода были одинаковыми, что подтверждалось одинаковыми пространственными распределениями (диаграммами направленности) излучения ВС. Точно такой же модовый состав вводимого излучения наблюдался и при освещении сразу двух открытых сегментов на входном торце ВС. Поэтому, если бы при вводе излучения в ВС возбуждались бы обычные волноводные моды, то спекл-структура выходящего излучения во всех указанных случаях была бы одинаковой. Так как при вводе через нижний или верхний открытый сегмент торца возбуждаются оптические вихри с различным направлением вращения волнового фронта, при одновременном их возникновении СПС выходящего излучения формируют вихри с противоположными направлениями вращения и случайными фазами и амплитудами волн. Поэтому СПС соответствует случаю, рассмотренному в п. 4.2, соответственно, как и предсказано в п.4.2 выполняется  $\varepsilon \approx 1$ . Таким образом, возникновение анизотропии СПС в рассмотренном выше случае связано с направлением вращения волновых фронтов возбуждаемых вихрей.

Известно, что вблизи оси ВС ( $\gamma \ll \gamma_c$ ) при распространении по несовершенным ВС моды взаимосвязаны, что приводит к перераспределению энергии между модами. Целесообразно ввести угол ввода  $\gamma_2$ , при котором или более которого ( $\gamma \geq \gamma_2$ ) влиянием взаимодействия мод на параметры СПС можно пренебречь. При  $\gamma \geq \gamma_2$  распределение  $\bar{I}(\theta, \varphi)$  имеет форму кольца, что и является критерием для определения  $\gamma_2$ . Для исследуемого ВС  $\gamma_2 \approx 9^0$ . Описанные выше измерения были выполнены при  $\gamma \approx 10^0$ , т.е.  $\gamma > \gamma_2$ , поэтому взаимосвязь мод практически не повлияла на параметры СПС.

При  $\gamma = 0$ , как при вводе через любую открытую область торца  $S_1$  или  $S_2$ , так при вводе и через обе области одновременно или через всю поверхность входного торца без экрана  $S_0$  спекл-структура выходящего излучения была изотропной, а характерный угловой размер спекл-пятен  $\Delta\theta_s$ , соответствовал классической оценке.

При  $\gamma \approx \gamma_c$  анизотропия СПС увеличивалась. При возбуждении в ВС оптических вихрей (т.е. при вводе через одну из областей  $S_1$  или  $S_2$  при  $\gamma \neq 0$ ) при  $\gamma/\gamma_c = 0.85 - 0.95$  величина  $\varepsilon$

достигала 3 – 5, в то время как при возбуждении обычных мод (т.е. при вводе через области  $S_1$  и  $S_2$  одновременно) оставалась в пределах 1 – 1.3. Пример полученных линий постоянного значения АКФ для случая  $\gamma \approx \gamma_c$  приведен на рис. 4.29. Существенно большая величина  $\varepsilon$  при  $\gamma \approx \gamma_c$  по сравнению с результатами численного моделирования можно объяснить уменьшением доли мощности оптических вихрей высшего порядка, вследствие их большего затухания при распространении по световоду, по сравнению с обычными модами. Можно предположить, что увеличение  $\varepsilon$  до 3 – 5 обусловлено модовым распределением, схожим с распределением, упомянутым выше (4.2.16). Каких-либо других фактов, подтверждающих данное предположение, не найдено. Однако и не существует другого объяснения выявленного явления.

Дополнительным подтверждением гипотезы является результат исследования спектральной зависимости возникающих СПС. Как показали исследования, и как следует из вышеизложенного, при освещении только одного сегмента возникают оптические вихри с одним направлением вращения, поэтому при изменении  $\lambda$  наблюдалось также вращение СПС. Причем направление вращения СПС от  $\lambda$  было различное, в зависимости от того, какой из сегментов - верхний или нижний освещен. При вводе излучения сразу через обе поверхности, незакрытые непрозрачным экраном, при изменении длины волны излучения спеклы не имели преимущественного направления движения. Что, как показано в п. 4.2, характерно либо для обычных волноводных мод, либо для вихрей с различными направлениями вращения.

Описание экспериментальных исследований спектральных характеристик спекл-структур излучения световодов приведено в п. 4.4.

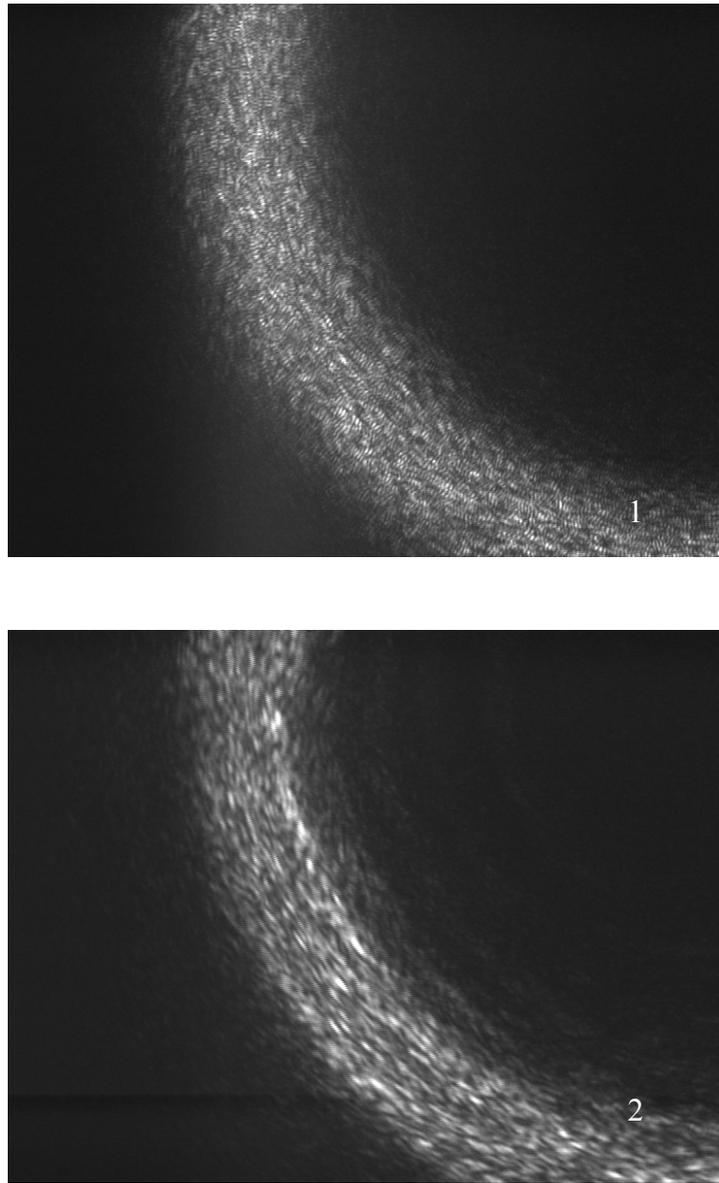


Рис. 4.28. Спекл-структуры излучения, выходящего из ВС с частично закрытым непрозрачным экраном входным торцом при  $r_0=500$  мкм,  $L=3$  м,  $\lambda=1$  мкм: 1 – при освещении сразу двух незакрытых сегментов поверхности торца, 2 – при освещении только одного сегмента.

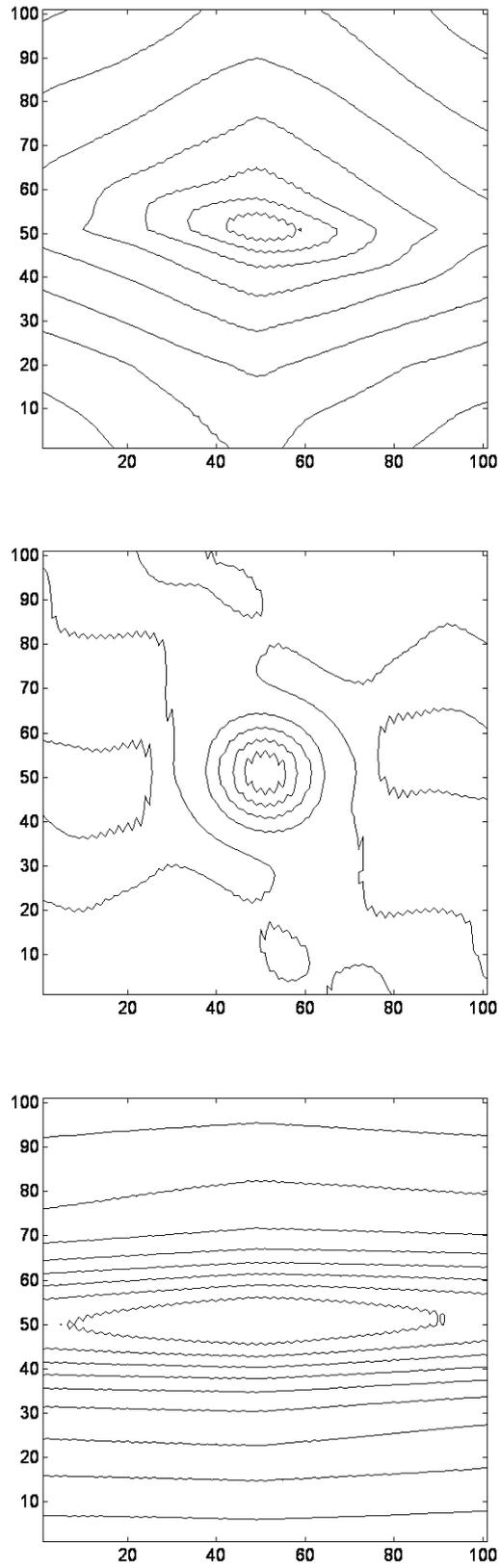


Рис. 4.29. Линии постоянного значения АКФ спекл-структур выходящего излучения: 1, 3 – при возбуждении оптических вихрей, 2 – при возбуждении волноводных мод, 1, 2 – при  $\gamma \approx 10^0$ , 3 – при  $\gamma \approx \gamma_c$ .

#### 4.4. Спектральные характеристики спекл-структур многомодовых волоконных световодов

Методика численного моделирования, представленная в п. 4.1, позволяет исследовать изменение спекл-структур излучения волоконных световодов при изменении длины волны излучения  $\lambda$ . Одно из свойств СПС, сформированных излучением оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта – вращение спекл-структуры, было рассмотрено в п. 4.2. Рассмотрим эффекты, связанные с изменением СПС при изменении  $\lambda$  более подробно.

Численное моделирование позволяет рассмотреть как изменение пространственных распределений интенсивности, так и изменение интенсивности в заданной точке дальней или ближней зоны дифракции как функции длины волны. При использовании ЧМ наибольший интерес представляют параметры СПС в ДЗД, так как в этом случае свойства СПС могут быть сопоставлены с определенной модовой группой, а модовый состав излучения в ВС, в приближении отсутствия энергообмена между модами, не оказывает влияния на моделируемые характеристики. Было произведено моделирование спектральных зависимостей изменения СПС для ВС с различными параметрами. Задавалось равномерное модовое распределение на входе ВС (см. п. 4.1) и вычислялись зависимости интенсивности от  $\lambda$  при различных углах наблюдения относительно оси ВС, т.е. для различных углов выхода излучения  $\theta$ . На основании смоделированных зависимостей  $I(\lambda)$  вычислялись автокорреляционные функции  $F_{SC}(\Delta\lambda)$ , и производилась оценка спектрального интервала  $\Delta\lambda_c$ , при котором АКФ уменьшалась до уровня  $1/e$ . Пример полученных зависимостей  $I(\Delta\lambda)$  в различных точках наблюдения ( $\theta/\theta_c$ ) для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.25$ ,  $L=0.5$  м при начальной длине волны  $\lambda_0=1$  мкм, приведен на рис. 4.30 (указанные параметры ВС выбраны в качестве наиболее характерного примера). Автокорреляционные функции  $F_{SC}(\Delta\lambda)$  для указанного световода, вычисленные усреднением по 10-ти зависимостям  $I(\Delta\lambda)$ , представлены на рис. 4.31. Как следует из полученных зависимостей, чем больше угол  $\theta$  соответствующей точке наблюдения (приема), тем меньше полуширина АКФ  $\Delta\lambda_c$ . Это означает, что, так называемое, «кипение» спеклов вблизи апертурного угла происходит интенсивнее, чем вблизи оси световода. Методом ЧМ были также рассчитаны функции  $I(\Delta\lambda)$  и  $F_{SC}(\Delta\lambda)$  для ВС, использованных далее при проведении экспериментальных исследований. Результаты расчетов приведены ниже совместно экспериментальными данными.

Для экспериментального исследования спектральных характеристик спекл-структур ВС использовалась следующая экспериментальная установка [58]. Излучение одномодового полупроводникового лазера (ППЛ) 1 с длиной волны  $\lambda \approx 1$  мкм коллимировалось

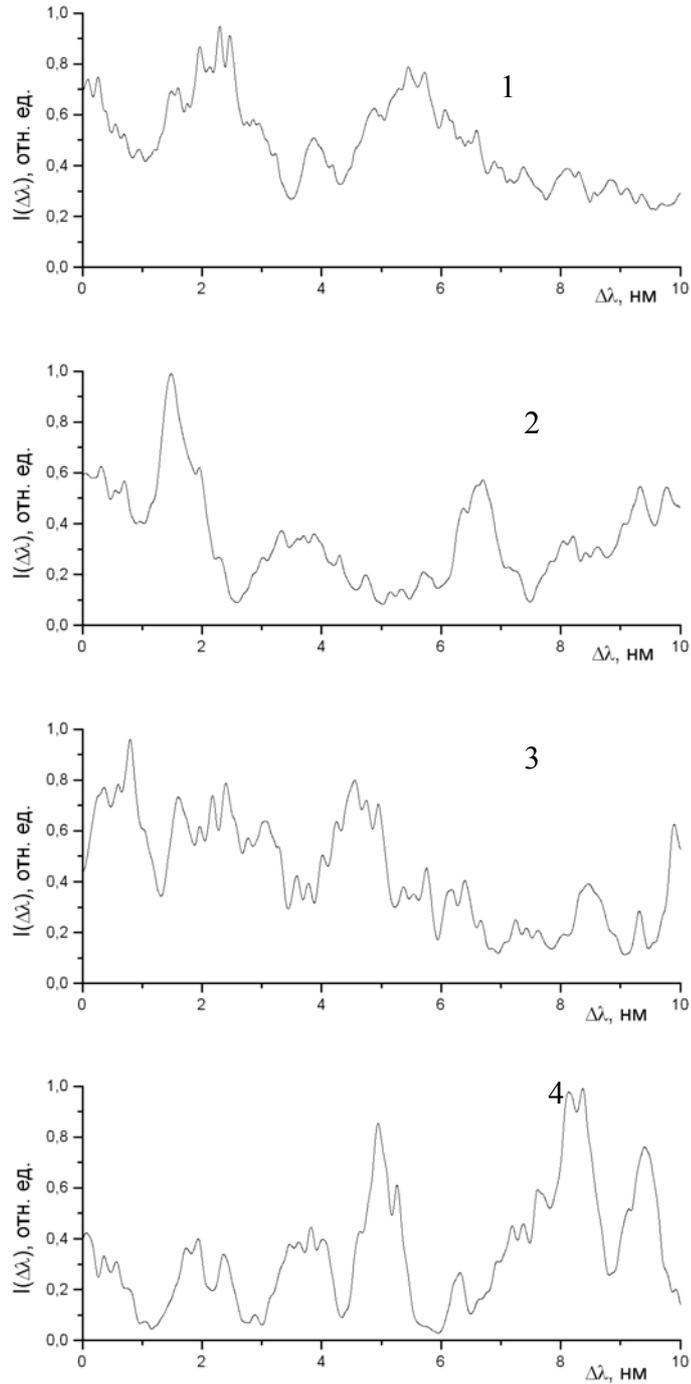


Рис. 4.30. Флуктуации интенсивности излучения в заданной точке наблюдения при изменении длины волны излучения. Численное моделирование для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.25$ ,  $L=0.5$  м,  $\lambda_0=1$  мкм; 1 – при  $\theta/\theta_c=0.25$ , 2 – 0.5, 3 – 0.75, 4 – 0.9.

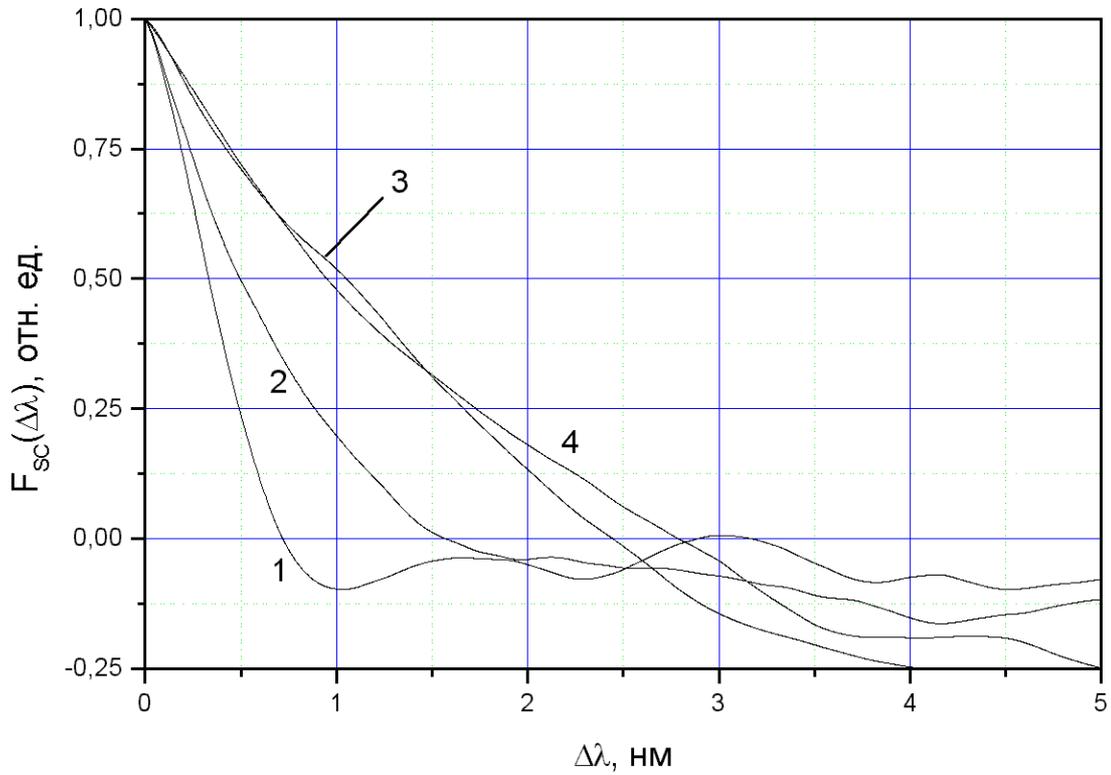


Рис. 4.31. Автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности спекл-структуры при изменении длины волны излучения в различных точках наблюдения  $\theta/\theta_c$ . Численное моделирование для ВС с  $r_0=100$  мкм,  $n_A=0.25$ ,  $L=0.5$  м,  $\lambda_0=1$  мкм; 1 – при  $\theta/\theta_c=0.9$ , 2 – при  $\theta/\theta_c=0.75$ , 3 – 0.5, 4 – 0.25.

микрообъективом в параллельный пучок, которым освещался входной торец исследуемого световода. Измерения проводились как при угле ввода излучения относительно оси ВС  $0^0$ , так и с использованием светорассеивающего лака на входном торце ВС, обеспечивавшего равномерное возбуждение волноводных мод (См. п.6.7). Излучение, выходящее из ВС регистрировалось матричной телевизионной камерой, сопряженной с персональным компьютером. Для уменьшения влияния вибраций установка была собрана на массивной плите, размещенной на амортизаторах. Полупроводниковый лазер был закреплен на микрохолодильнике, что позволило изменять длину волны посредством изменения температуры гетероперехода. Управление температурой, а также стабилизация тока накачки выполнялась специализированным блоком. Ширина спектра излучения ППЛ по уровню  $1/2$  составляла приблизительно 0.3 нм. При изменении температуры перехода  $T$  от  $-5^0$  Ц до  $20^0$  Ц длина волны излучения изменялась в пределах 1036 - 1053 нм. Для определения длины волны излучения использовалась калибровочная зависимость, связывающая температуру гетероперехода ППЛ и  $\lambda$ .

Экспериментально измерялись пространственные распределения интенсивности  $I(x, y)$  выходящего излучения при различных температурах гетероперехода лазера с интервалом  $\Delta T = 0.1^0$  Ц. На основании измеренных распределений, интегрированием по всей площади регистрируемого изображения  $S$ , была рассчитана функция взаимной корреляции (ФВК) при различных длинах волн, по формуле:

$$F_{cc}(\Delta\lambda, \Delta x, \Delta y) \propto \iint_{(S)} (I(\lambda, x, y) - \bar{I}(\lambda))(I(\lambda + \Delta\lambda, x, y) - \bar{I}(\lambda + \Delta\lambda)) dx dy \quad (4.4.1)$$

где  $\bar{I}$  - усредненные значения интенсивности в пределах площади интегрирования. Были найдены максимальные значения ФВК и соответствующие им значения  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  для различных значений разности длин волн  $\Delta\lambda - F_{CC, \max}(\Delta\lambda)$ .

Исследования проводились на двух типах световодов – ВС-1 - «кварц-полимер» длиной  $L=0.34$  м, с диаметром сердцевины  $d_0=200$  мкм, числовой апертурой  $n_A=0.26$ , а также на пластиковом световоде – ВС-2, в жесткой защитной оболочке длиной  $L=0.05$  м,  $d_0=1$  мм,  $n_A=0.47$ , с показателем преломления сердцевины  $n_1=1.492$ . Полученные зависимости максимального значения ФВК [58], нормированные к единице, приведены на рис. 4.32. Для всех исследованных ВС при указанных условиях ввода величины  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ , при которых достигается максимальное значение  $F_{cc}(\Delta\lambda, \Delta x, \Delta y)$ , были приблизительно равны нулю. Это позволяет предположить, что при выполненных измерениях оптические вихри с одинаковым направлением вращения если и существовали, то их суммарная мощность была пренебрежимо мала по сравнению с мощностью волноводных мод, соответственно, имело место «кипение»

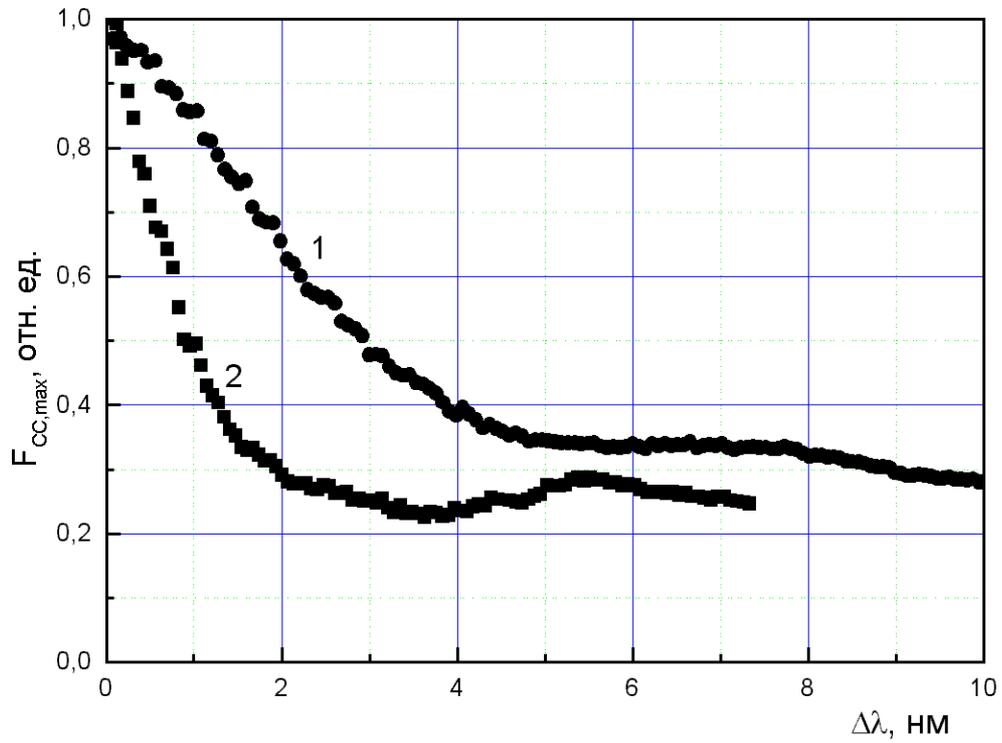


Рис. 4.32. Зависимость максимального значения функции взаимной корреляции спекл-структур от разности длин волн излучения (эксперимент) для ВС с параметрами: 1 –  $d_0=1$  мм,  $L=0.05$  м, 2 –  $d_0=200$  мкм,  $L=0.34$  м.

спеклов. Экспериментально полученные значения полуширины максимального значения ФВК  $\Delta\lambda_c$  по уровню  $1/e$  составляли 4.3 нм для ВС-2 и 1.4 для ВС-1 соответственно. Методика численного моделирования позволяет определить непосредственно АКФ флуктуаций интенсивности как функции длины волны не рассчитывая пространственную корреляционную функцию. Поэтому в данном случае вычислялась АКФ, а не ФВК. Расчетные зависимости АКФ от  $\Delta\lambda$  для различных углов  $\theta$ , полученные методом численного моделирования, приведены на рис. 4.33, 4.34. Метод ЧМ для указанных ВС дал значения  $\Delta\lambda_c$  в интервале: 1.4 – 5 нм в зависимости от угла наблюдения  $\theta$ , т.е. экспериментальные данные находятся в пределах расчетных значений. Основным источником расхождения результатов являются, во-первых, усреднение пространственных характеристик по всей площади выходящего излучения, во-вторых, пренебрежение энергообменом мод и, в-третьих, пренебрежение материальной дисперсией. Указанные недостатки были устранены в более совершенной методике измерений и расчетов, приводимой ниже. Однако даже в простейшем приближении, как следует из приведенных данных, удалось получить правильный порядок величины  $\Delta\lambda_c$ .

При экспериментальном измерении флуктуаций интенсивности  $I(\Delta\lambda)$  излучения ВС при изменении  $\lambda$  угол наблюдения  $\theta$  не сложно определить с точностью, существенно большей апертурного угла. Поэтому зависимости  $I(\Delta\lambda)$ , измеренные экспериментально находятся в хорошем соответствии с результатами численного моделирования, исключая диапазон углов  $\theta$  вблизи оси ВС, где имеет место сильная взаимосвязь мод. Примеры измеренной и смоделированной зависимостей  $I(\Delta\lambda)$  приведены на рис. 4.35, 4.36. Как видно из представленного примера, экспериментально измеренная и смоделированная зависимости находятся в хорошем соответствии. Экспериментальная зависимость  $I(\lambda)$  отличается от зависимости, полученной методом численного моделирования только наличием большого числа пиков с характерной шириной  $\Delta\lambda$  существенно меньше  $\Delta\lambda_c$  и амплитудой 5% - 15% от среднего значения интенсивности в данной точке. Указанное отличие, по видимому, связано с дефектами волоконного световода: преобразованием энергии волноводных мод при распространении по ВС, наличием внутренних напряжений, приводящих к возникновению двулучепреломления, а также с возможным изменением модового состава лазерного диода при изменении температуры.

Было также осуществлено измерение спектральных характеристик спекл-структур излучения волоконного световода длиной  $L=0.5$  м с апертурным углом  $\theta_c=24^\circ$  ( $n_A \approx 0.4$ ) с  $r_\theta=100$  мкм при  $\lambda_0 \approx 1.04$  мкм в небольшом интервале углов выхода излучения –  $1^\circ - 3^\circ$ . В этом случае сопоставление результатов расчета ФВК дает лучшее соответствие результатам ЧМ, так

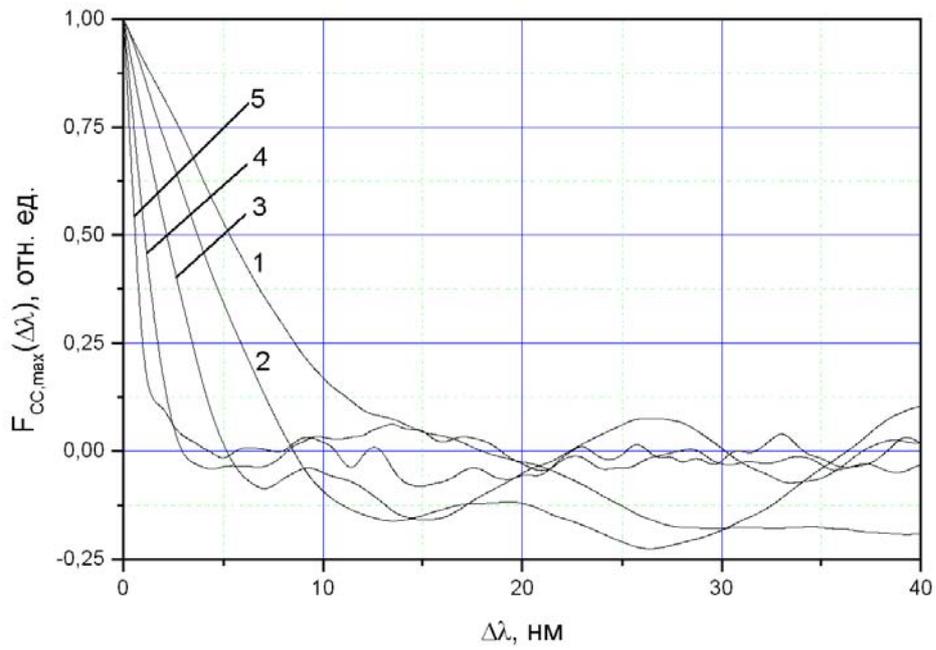


Рис. 4.33. Автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности, полученная методом численного моделирования для ВС с  $d_0=200$  мкм,  $L=0.34$  м при различных относительных углах наблюдения  $\theta/\theta_c$ : 1 – 0.1, 2 – 0.25, 3 – 0.5, 4 – 0.75, 5 – 0.9.

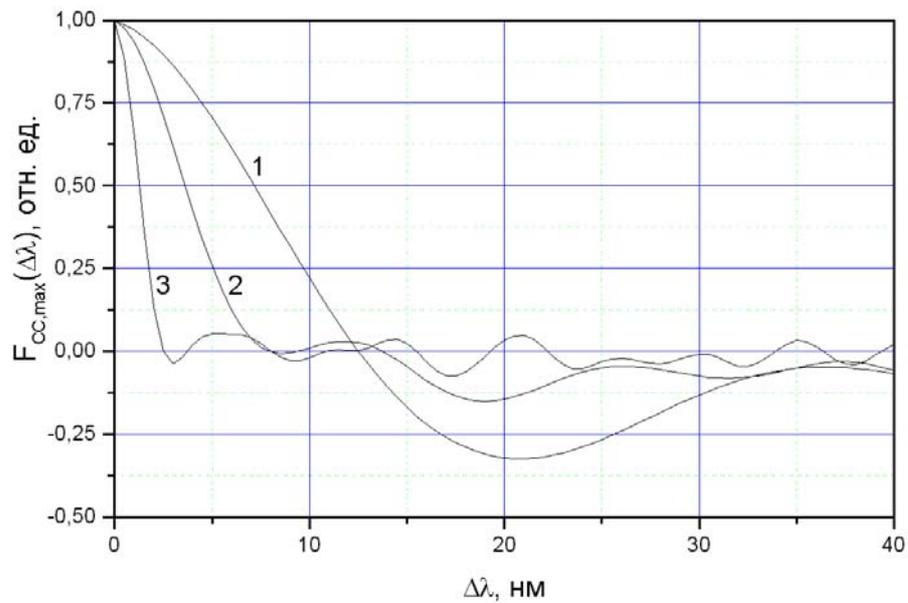


Рис. 4.34. Автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности, полученная методом численного моделирования для ВС с  $d_0=1$  мм,  $L=0.05$  м при различных относительных углах наблюдения  $\theta/\theta_c$ : 1 – 0.1, 2 – 0.25, 3 – 0.75.

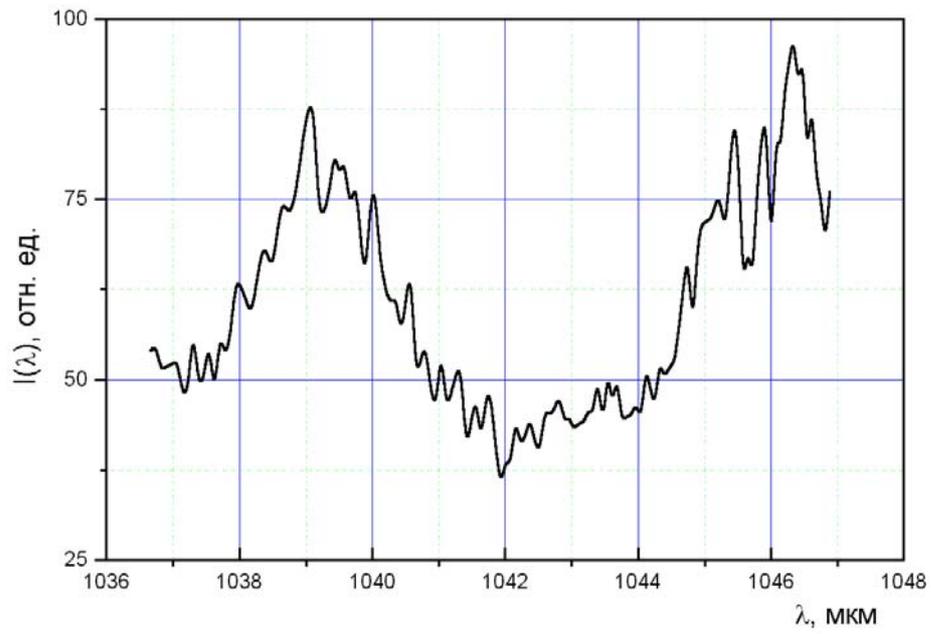


Рис. 4.35. Пример флуктуаций интенсивности от длины волны излучения (эксперимент [38]) для ВС с  $d_0=1$  мм,  $L=0.05$  м,  $n_A=0.47$ .

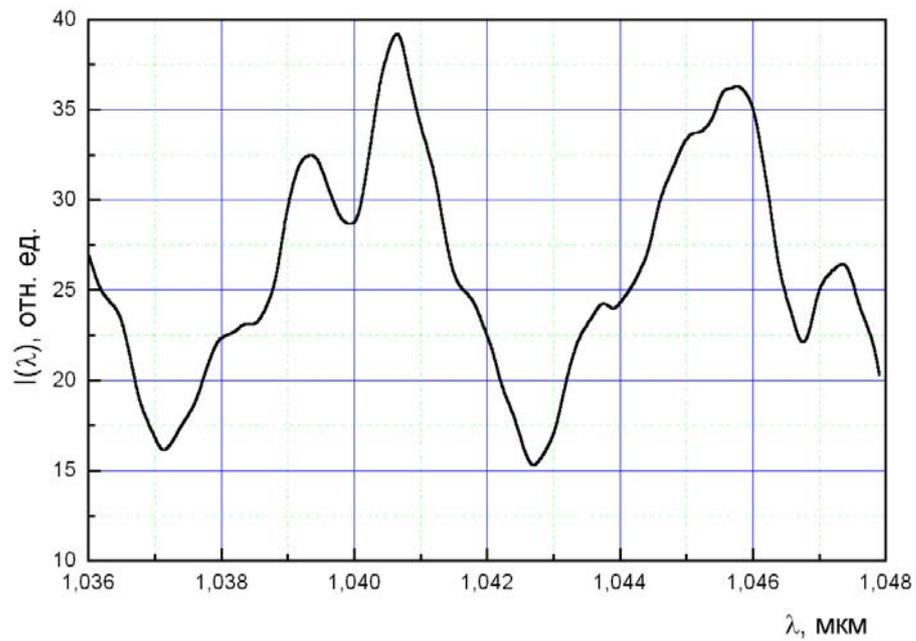


Рис. 4.36. Флуктуаций интенсивности как функция длины волны излучения, полученные численным моделированием для ВС с  $d_0=1$  мм,  $L=0.05$  м,  $n_A=0.47$ .

как фильтруется излучение СПС, формируемое более узким спектром мод. Для увеличения точности моделирования изменения спекл-структур при изменении длины волны была учтена взаимосвязь мод в простейшем диффузионном приближении, полагая полуширину диаграммы направленности излучения из ВС, обусловленную рассеянием на внутренних дефектах сердцевины  $\sigma = 0.2\theta_c$ . Экспериментально полученные и расчетные зависимости приведены на рис. 4.37. Как видно из рис. 4.37, разработанная методика численного моделирования позволяет получить хорошее соответствие с экспериментальными данными.

Одним из практических применений спектрально-корреляционных параметров спекл-структур ВС является оценка полосы пропускания коротких отрезков световодов, что сложно выполнить другими способами измерений.

Экспериментальные исследования спектральных характеристик спекл-структур, сформированных оптическими вихрями проводились на световодах с  $r_0=500$  мкм, используя наклонный относительно оси ВС ввод сфокусированного лазерного луча, центр которого был смещен относительно оси волокна. В этом случае траектория лучей, распространяющихся в ВС, является винтообразной и может рассматриваться как группа оптических вихрей [144] с преимущественным направлением вращения волнового фронта (см. п. 4.3). Выходящее из ВС излучение регистрировалось матричной телевизионной камерой. На основании полученных пространственных распределений интенсивности при различных длинах волн были определены азимутальные зависимости  $I(\varphi)$  при заданных углах выхода. Были рассчитаны функции взаимной корреляции распределений  $I(\varphi)$  при различных длинах волн. Полученные ФВК для полимерного ВС, длиной 25 мм при четырех значениях  $\Delta\lambda$ , приведены на рис. 4.38. Из рис. 4.38 следует, что максимум ФВК таких распределений достигается при  $\Delta\varphi \neq 0$ . Следовательно, при изменении  $\lambda$  происходит угловое смещение зависимости  $I(\varphi)$ , т.е. вращение спекл-структуры с одновременной ее трансформацией («кипением»). Для рассмотренного случая угловая скорость вращения  $\Delta\varphi/\Delta\lambda$  составляла приблизительно  $4 \cdot 10^{-3}$  рад/нм, что соответствует выше приводимой теоретической оценке. Эффект вращения СПС наблюдался и в световодах с большей длиной. Причем чем качественнее световод, тем больше длина при которой можно наблюдать эффект вращения. Например, для ВС типа «кварц-полимер» с  $r_0=500$  мкм длиной 3 м наблюдался как эффект вращения СПС, так и пространственная анизотропия СПС с  $\varepsilon \approx 1.5 - 2.5$ . Таким образом, выполненные экспериментальные исследования подтверждают предсказанные свойства спекл-структур многомодовых ВС, сформированных излучением оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта.

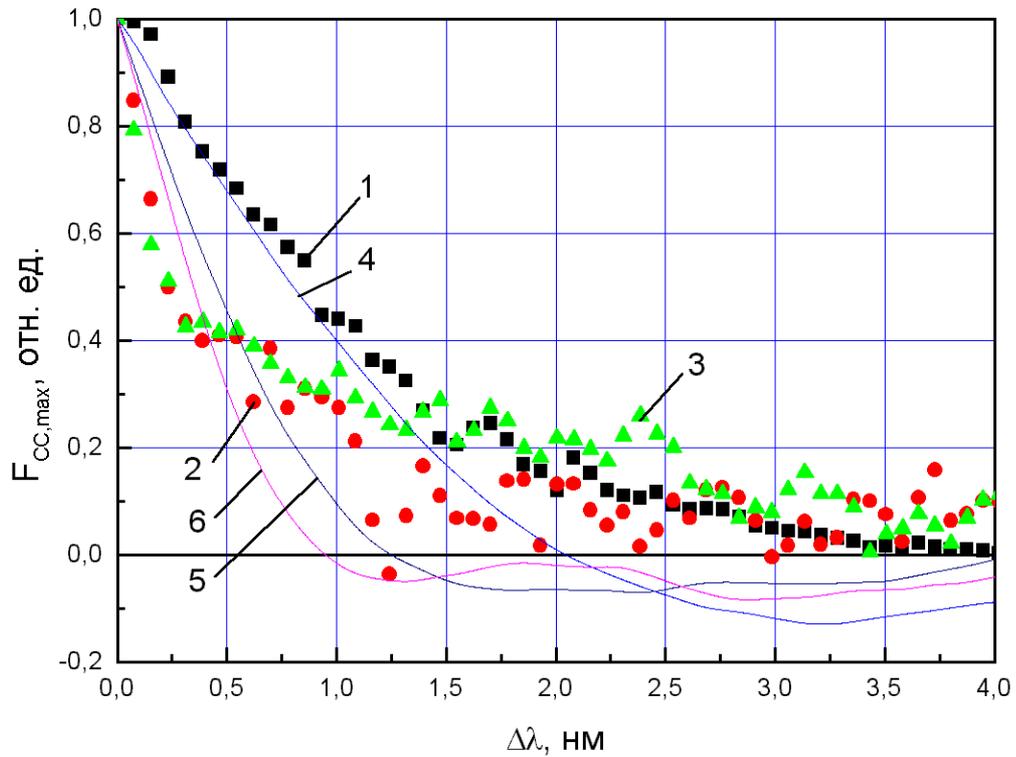


Рис. 4.37. Функции взаимной корреляции спекл-структур излучения волоконного световода длиной  $L=0.5$  м с апертурным углом  $\theta_c=24^\circ$  ( $n_A \approx 0.4$ ) с  $r_0=100$  мкм при  $\lambda_0 \approx 1.04$  мкм: 1-3 - эксперимент, 4-6 - численное моделирование, 1, 4 – осевой угол регистрации  $\theta=0$ , 2, 5 -  $\theta=0.5\theta_c$ , 3, 6 -  $\theta=0.8\theta_c$ . Моделирование выполнено в диффузионном приближении взаимосвязи мод [140], полагая полуширину индикатрисы излучения  $\sigma = 0.2\theta_c$ .

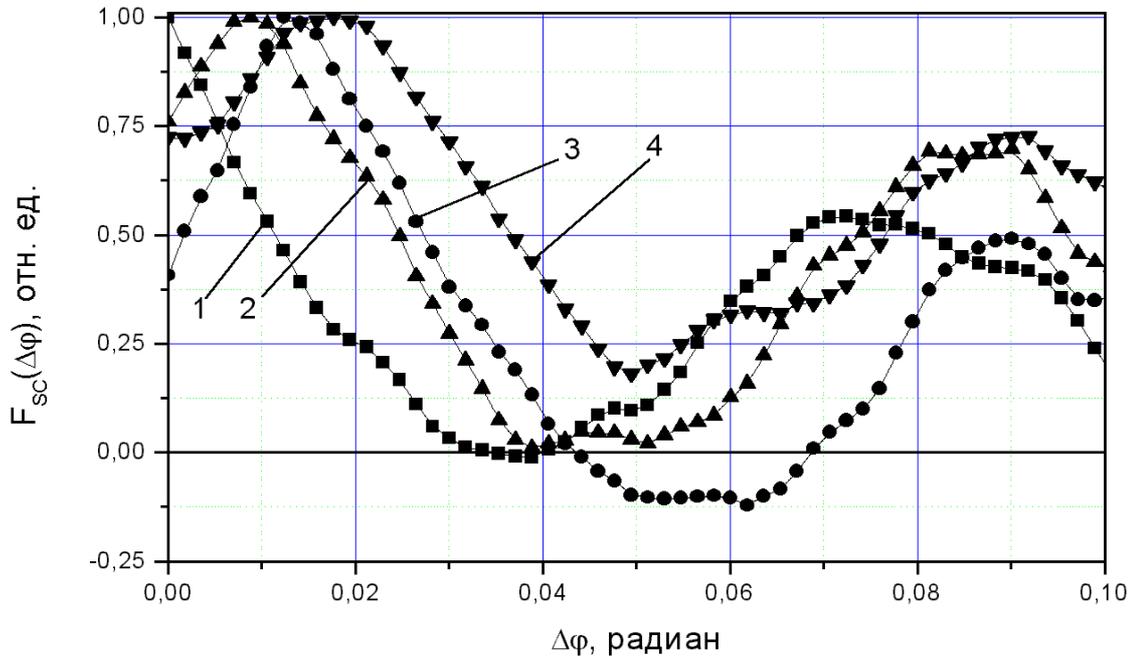


Рис. 4.38. Азимутальная функции взаимной корреляции спекл-структур излучения полимерного волоконного световода длиной 25 мм с  $r_0=500$  мкм,  $n_A=0.46$  при возникновении оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта: 1 – при разности длин волн  $\Delta\lambda=0$  (автокорреляционная функция,  $\lambda_0 \approx 1.04$  мкм), 2 –  $\Delta\lambda=1.4$  нм, 3 –  $\Delta\lambda=2.8$  нм, 4 –  $\Delta\lambda=5.4$  нм; осевой угол регистрации  $\theta=12^\circ$ .

## 4.5. Вращение спекл-структуры волоконных световодов при изгибах

Известно, что при деформациях многомодовых световодов, в общем случае, происходит квазислучайное изменение спекл-структуры выходящего излучения, обусловленное изменением фаз интерферирующих волн. Известны также некоторые виды деформации ВС при которых происходит вращение спекл-пятен вследствие эффекта Магнуса. Более подробно указанные случаи рассмотрены в обзоре литературы (гл. 1). Далее, в п. 4.5 рассмотрен эффект вращения спеклов, ранее не описанный в литературе, и не связанный непосредственно с эффектом Магнуса. Сущность экспериментально обнаруженного эффекта заключается в том, что при повороте изогнутого световода в плоскости, перпендикулярной плоскости вращения, происходит поворот спекл-пятен на угол, равный углу поворота световода (рис. 4.39). Данный эффект вызван тем, что при указанном виде поворота световода при идеальной цилиндрической симметрии ВС геометрические параметры изгиба в плоскости ВС остаются неизменными, соответственно, не изменяется и разность фаз между интерферирующими модами, а плоскость изгиба ВС вращается относительно оси ВС. Рассмотрим выявленный эффект более подробно.

Поля волноводных мод цилиндрически симметричных световодов можно представить в виде произведения радиальной и азимутальной зависимостей, соответственно, для любой  $j$  проекции (т.е.  $j \in \{r, \varphi, z\}$ , где  $r, \varphi, z$  - координаты цилиндрической системы) вектора электрической напряженности справедливо:

$$E_j(r, \varphi) = R_j(r) \cdot \Phi_j(\varphi) \quad (4.5.1)$$

Индексы моды -  $l, s$  в (4.5.1) подразумеваются, но не указаны, т.к. для рассматриваемой задачи не имеют существенного значения. Вид функции  $R_j$  зависит от азимутального  $l$  и радиального  $s$  индексов волноводной моды, функция  $\Phi_j$  - только от азимутального индекса. Формально, с математической точки зрения, изгиб световода можно представить как функцию преобразования  $M_{l,s}(R_F)$ , зависящую от радиуса изгиба световода  $R_F$ . Указанная функция описывает изменение фаз волноводных мод и перераспределение энергии между модами относительно начального участка до изгиба. Соответственно, если не изменяется радиус изгиба, форма и длина изогнутого участка, то не изменяется и функция преобразования волноводных мод. Если плоскость  $P_1$ , в которой расположен изогнутый световод, повернуть на некоторый угол  $\phi$  вокруг оси неизогнутого участка световода (рис. 4.39), то радиус изгиба световода не изменится (для описания сущности эффекта полагаем  $d=0$ ). Однако изменится угол проекции плоскости  $P_1$  на плоскость торца ВС на угол  $\phi$ . Это означает, что преобразование  $M_{l,s}(R_F)$  будет выполняться

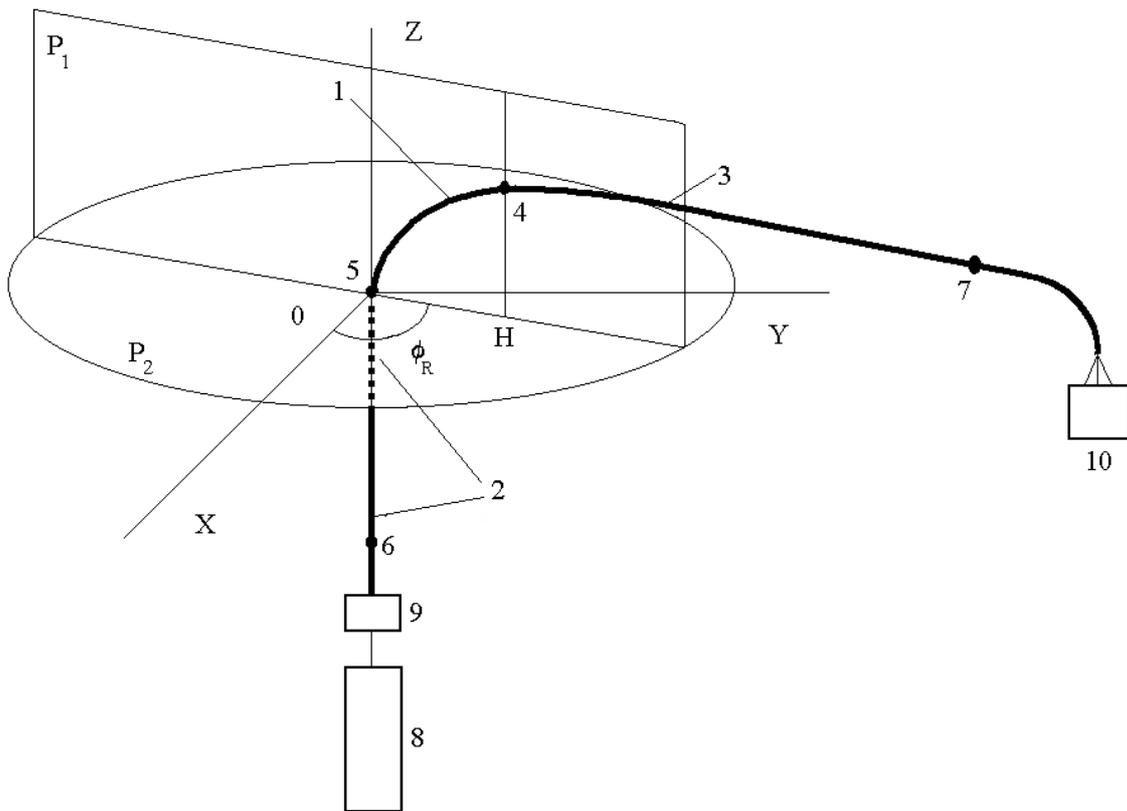


Рис. 4.39. Функциональная схема датчика угла поворота: 1 – изогнутый (рабочий) участок световода, 2 – прямолинейный участок световода, 3 – участок световода от рабочего изгиба до точки крепления с неподвижной частью конструкции, 7, 4 – точка крепления световода к поворачивающейся части конструкции, 5, 6 – точки крепления прямолинейного участка к неподвижным частям конструкции, 8 – лазерный источник излучения, 9 – устройство ввода излучения в световод, 10 – телевизионная камера.

для суммарного поля волноводных мод, повернутого на угол  $\phi$ . Таким образом, поворот световода без изменения радиуса изгиба приводит к повороту спекл-картины выходящего излучения. На изогнутом участке ВС радиус изгиба может не быть постоянной величиной, важно только чтобы форма изгиба при повороте не изменялась. В данном случае изогнутый участок световода аналогичен зеркалу, расположенному наклонно относительно плоскости выходного торца световода и вращающемуся относительно оси ВС. Следует отметить, что поворот спекл-картины без каких-либо изменений возможен только для идеализированного случая. Реально имеет место некоторая неоднородность показателя преломления, отклонение от круглой формы сердцевинки световода, а также угловая неоднородность механических свойств защитной оболочки световода. Поэтому, обычно поворот спекл-картины сопровождается некоторой ее трансформацией. Рассмотренный принцип действия является основой для создания датчика угловых перемещений, описанного ниже.

Схема экспериментальной установки для исследования эффекта вращения спекл-структур представлена на рис. 4.39. В качестве источника излучения использовался  $He - Ne$  лазер с длиной волны 0.6328 мкм, в качестве приемника – телевизионная камера с разрешением 740x572. С помощью матричной телевизионной камеры, сопряженной с персональным компьютером регистрировались видеоизображения спекл-структур выходящего излучения. Угол изгиба световода можно было изменять с помощью подвижки гониометрического стола, на котором был закреплен световод. Исследования проводились на волоконных световодах с диаметром сердцевинки от 50 мкм до 1 мм длиной от 1 м до 50 м, с различными защитными оболочками как на ВС со ступенчатым, так и параболическим ППП (50/125 мкм, длина – 50 м). Для ВС со ступенчатым ППП излучение вводилось без каких-либо дополнительных фокусирующих элементов под углом равным 70% от апертурного угла относительно оси световода ( $\gamma = 0.7\gamma_c$ ). Для ВС с параболическим ППП – по оси световода. Для ВС со ступенчатым ППП, имевших жесткую защитную оболочку радиус изгиба был выбран 0,1 м, для параболического ВС – 0,05 м. Прямолинейный участок световодов, расположенный параллельно оси вращения на расстоянии 1..5 мм (2..5 мм для ВС со СПП и 1..3 мм для ВС с параболическим ППП) от этой оси имел длину 0,05 м. На основании полученных видео изображений, были получены пространственные распределения интенсивности выходящего излучения  $I_\phi(r, \phi)$  при различных углах поворота  $\phi$  и вычислены функции взаимной корреляции (ФВК) между ними по формуле:

$$F(\Delta r, \Delta \phi) = \iint (I_{\phi=0}(r, \phi) - \bar{I}_{\phi=0})(I_\phi(r - \Delta r, \phi - \Delta \phi) - \bar{I}_\phi) r dr d\phi \quad (4.5.2)$$

где  $\bar{I}_\phi$  - среднее значение интенсивности излучения при угле поворота  $\phi$ . Интегрирование производилось по всей площади изображений. Расстояние от выходного торца ВС до фоточувствительной матрицы телевизионной камеры было постоянным при всех  $\phi$ , поэтому

нормировочный множитель в формуле (4.5.2) опущен. При большом числе спекл-пятен величину  $\bar{I}_\phi$  можно полагать независимой от  $\phi$ . Функция взаимной корреляции, фактически, характеризует насколько одно изображение похоже на другое со сдвигом  $\Delta r$ ,  $\Delta\phi$ . Так как имеет место поворот вокруг оси, максимум ФВК всегда достигается при  $\Delta r=0$ . Угловая координата максимума ФВК по углу  $\phi$  (далее по тексту -  $\phi_C$ ) и является углом поворота одного изображения относительно другого, угловая полуширина ФВК – характеризует угловой размер зерна спекл-структуры  $\phi_S$ . Отношение значения ФВК в максимуме (т.е. при  $\Delta r=0$ ,  $\Delta\phi = \phi_C$ ) -  $CCF_{\max}$  к значению ФВК при  $\Delta\phi \gg \phi_S$  позволяет оценить точность измерений. Ненулевые значения ФВК при  $\Delta\phi \gg \phi_S$  можно рассматривать как случайный шум поэтому, чем больше отношение  $CCF_{\max} / F(0, \Delta\phi \gg \phi_S)$ , тем выше точность измерений  $\phi_C$ . Для увеличения точности определения  $\phi_C$  и снижения влияния шума была применена аппроксимация ФВК вблизи максимумов функцией Гаусса. Примеры полученных пространственных распределений интенсивности выходящего излучения для ВС с диаметром 200 мкм длиной 50 м для трех углов поворота –  $0^0$ ,  $1^0$ ,  $2^0$  приведены в [59]. Измеренные ФВК  $F(0, \Delta\phi)$  для указанного световода при различных углах поворота  $\phi$  приведены на рис. 4.40. Расчетная точность определения координаты максимумов  $\phi_C$  - 0,01 градуса. Полученная зависимость угла поворота спекл-картины волоконного световода  $\phi_C$  от угла поворота стола  $\phi_R$  приведена на фиг. 4.41. Как видно из графика, имеет место хорошая линейность зависимости  $\phi_C(\phi_R)$ . Ее аппроксимация линейной функцией, проходящей через 0, по методу наименьших квадратов дает коэффициент пропорциональности 1,03 с дисперсией 0,01. То есть, даже без учета смещения  $d_R$  оси световода относительно оси вращения полученная точность составила 3%. Точное значение смещения  $d_R$  не измерялось в связи с технической сложностью, однако оценочное значение для ВС со ступенчатым ППП составляет 2...5 мм, а коэффициент 1,03 при радиусе изгиба 0,1 м соответствует смещению оси 3 мм. Формулы, позволяющие связать углы  $\phi_C$  и  $\phi_R$  при смещении оси вращения относительно оси ВС, приведены в [59]. Можно предположить, что при учете величины  $d_R$  или изготовлении конструкции с меньшим значением  $d_R$  точность соответствия измеренной величины  $\phi_C$  величине угла поворота гониометрического стола  $\phi_R$  может быть на 1 – 2 порядка лучше. Аналогичные результаты получены и на других волоконных световодах. Наибольший диапазон измеряемых углов, наибольшая точность и стабильность измерений из исследованных световодов была получена на ВС с диаметром 400 мкм с жесткой

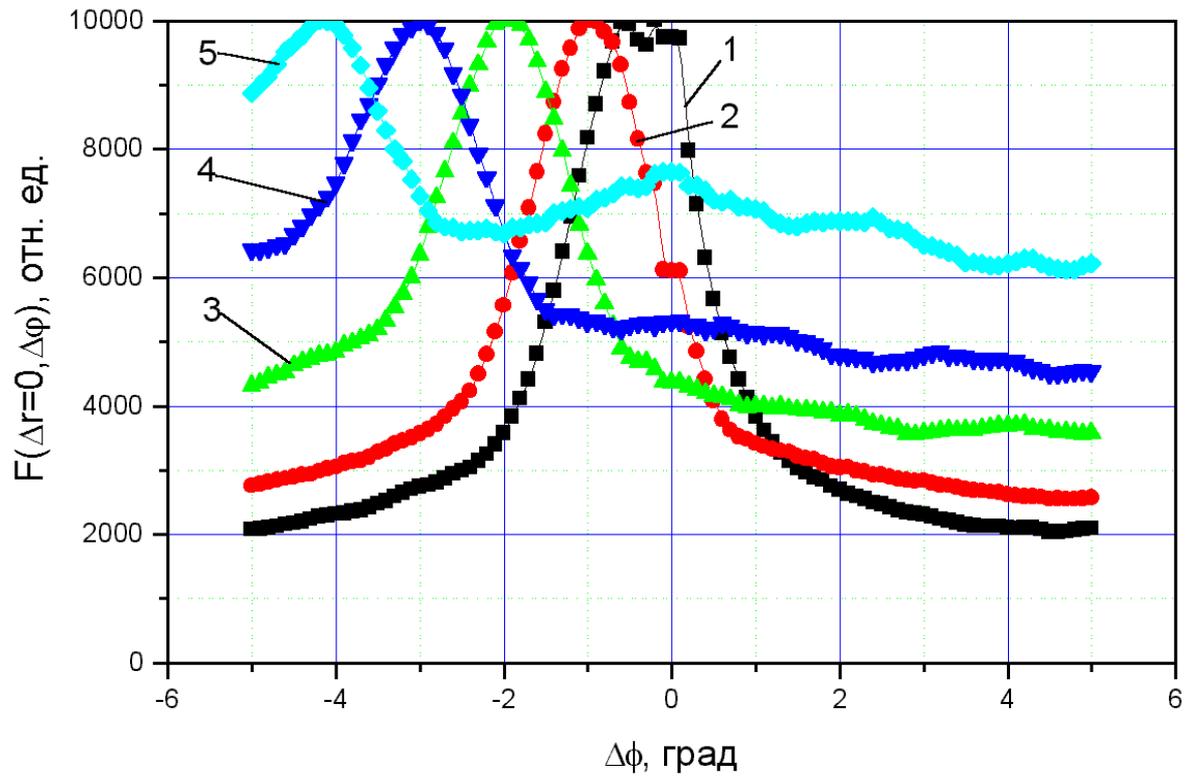


Рис. 4.40. Экспериментально измеренные функции взаимной корреляции изображений спекл-структур излучения ВС при углах различных поворота  $\phi$ : 1 –  $0,5^\circ$ , 2 –  $1^\circ$ , 3 –  $2^\circ$ , 4 –  $3^\circ$ , 5 –  $4^\circ$ .

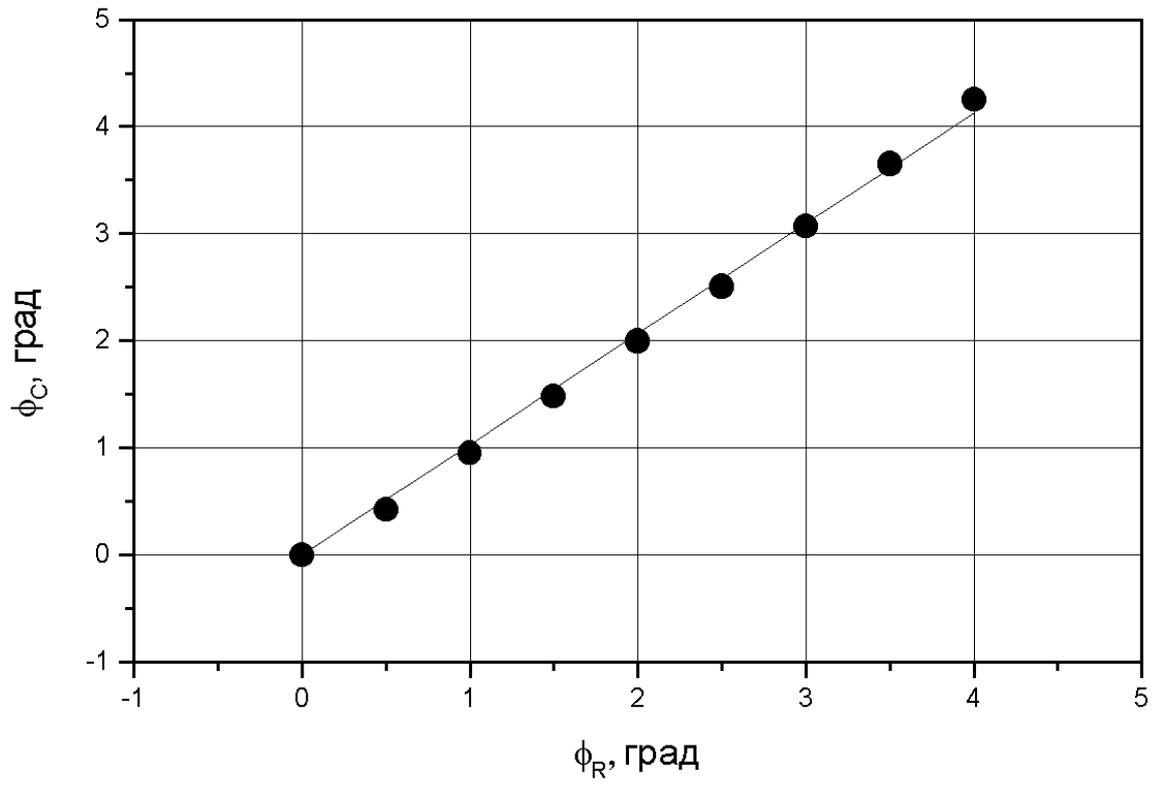


Рис. 4.41. Зависимость угла поворота стекл-картины волоконного световода  $\phi_C$  от угла поворота стола  $\phi_R$ .

защитной оболочкой. Наихудший результат – точность менее 10% - на ВС 50/125 мкм с параболическим ППП с тонкой эластичной защитной оболочкой.

В связи с тем, что при рассматриваемом виде воздействия на волоконный световод направленного движения спеклов доминирует над, так называемым, кипением, эффект вращения спекл-структуры для исследованных ВС можно было наблюдать визуально при изменении угла поворота  $\phi_R$ . Визуализировать данный эффект на одном изображении можно суммированием интенсивностей в каждой точке, превышающих некоторый заданный уровень  $v_{th}$  (т.е. соответствующих термину «спекл-пятно») при различных  $\phi_R$ . Пример такого изображения на котором видны траектории движения спекл-пятен при изменении  $\phi_R$  при  $v_{th}$  равном 0.25 от максимального значения для указанного выше ВС приведен на рис. 4.42. Полученное изображение позволяет визуально наблюдать и численно оценить две тенденции, характерные эффекту вращения спекл-структуры. Во-первых, из рис. 4.42 следует, что эффект вращения выражен более явно для волноводных мод высшего порядка, а вблизи оси ВС эффект «кипения» доминирует над направленным движением. Поэтому для данного ВС при практическом использовании в качестве датчика следует регистрировать и производить вычисление ФВК (4.5.2) в диапазоне углов выхода относительно оси от  $0.5\gamma_c$  до  $\gamma_c$ . Во-вторых, длина траекторий движения спекл-пятен  $L_{SP}$  различная, что обусловлено эффектом «кипения» спеклов. Следовательно, величину  $L_{SP}$  нельзя использовать для определения угла поворота  $\phi_R$ .

Эффект вращения спекл-структуры для всех исследованных ВС наблюдался также и в ближней зоне дифракции, однако отношение  $CCF_{max} / F(0, \Delta\phi \gg \phi_s)$  в этом случае было существенно ниже. Что обусловлено тем, что спекл-структура в этом случае формируется в результате интерференции всех волноводных мод (как высших, так и низших), а в ДЗД происходит их пространственное разделение. Экспериментально также было подтверждено, что при наличии нескольких изгибов световода указанного типа, расположенных последовательно, суммарный поворот спекл-структуры равен сумме углов поворота каждого из изгибов. То есть, система из таких датчиков является линейной. Однако в случае, если изогнутая часть световода 1 (рис. 4.39) являлась общей для двух и более датчиков, линейность относительно углов поворота нарушалась. Так как в этом случае нарушалось условие сохранения формы изгиба рабочего участка ВС, т.е. фактически изменялась функция преобразования  $M_{l,s}(R_F)$ .

На основании полученных результатов исследований был создан лабораторный макет датчика угла поворота [59]. Достоинствами такого датчика, помимо хорошо известных

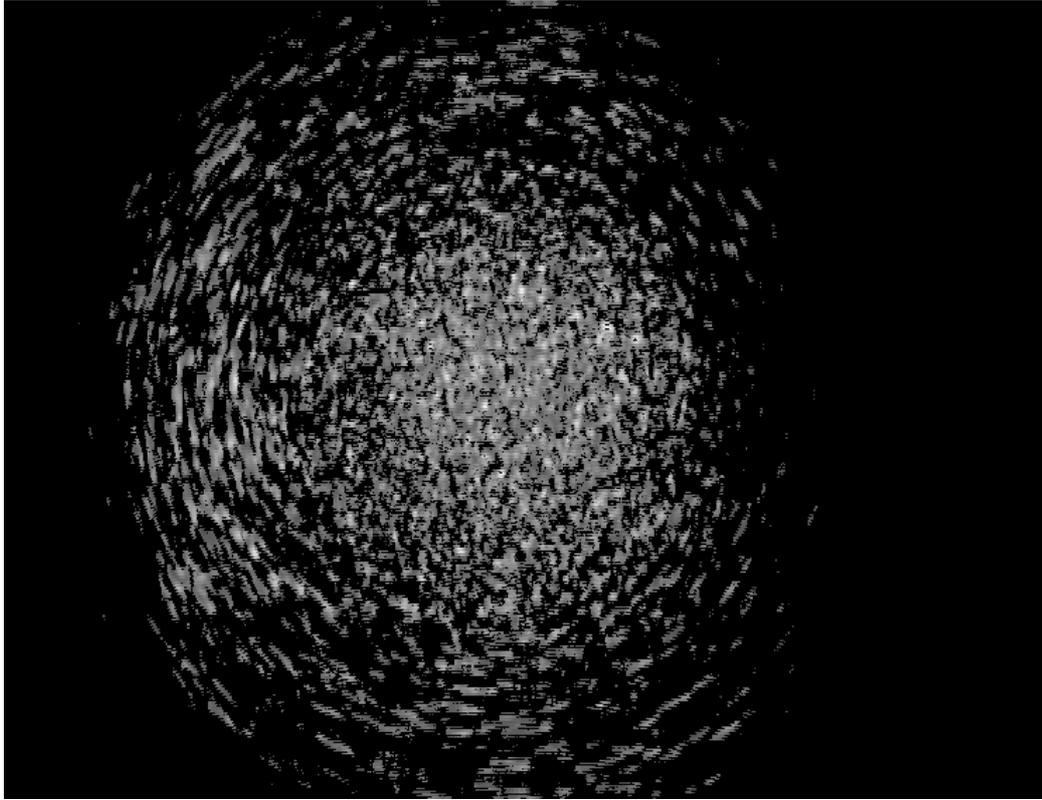


Рис. 4.42. Визуализация движения спеклов при повороте изогнутого участка световода.

достоинств волоконно-оптических систем как нечувствительность к сильным электромагнитным полям, отсутствие электропроводящих элементов, пылезащищенность и др., являются: единичный коэффициент взаимосвязи измеряемой величины  $\phi_C$  с углом поворота  $\phi_R$ , т.е. датчик не требует калибровки и возможность использования корреляционного анализа движения спеклов, что позволяет отличить полезное воздействие на ВС от случайных микродеформаций или влияния изменения длины волны излучения. Введя небольшие изменения в механическую конструкцию датчика, позволяющие преобразовать вращательное движение в поступательное, можно создать датчик линейного перемещения, позволяющий измерять перемещения существенно большие, чем диаметр световода, что сложно сделать с применением других безразрывных волоконно-оптических датчиков перемещения.