

07

©1994

## УСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ КАУСТИК В МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

*А.В.Воляр, С.Н.Лапаева, Т.А.Фадеева,  
Э.А.Модникова, А.М.Дядюра*

В оптике многомодовых волокон при описании физических процессов существуют две физические трактовки: волноводная и в терминах локальных волн [1,2]. Неоднозначность такого описания приводит к терминологической путанице и, как следствие, к неадекватной постановке эксперимента. Описание физических процессов в волокнах в тех или иных терминах зависит от конкретных условий эксперимента и предмета исследования. Например, в работах [3,4] при исследовании углового смещения лучевой траектории отрицается возможность описания этого эффекта в терминах локальных волн и используется экспериментальная методика корреляции спекл-картин поля излучения. В работах [5,6] методика эксперимента основана на регистрации смещения волновых каустик, формирующихся на торце волокна. Следствием альтернативного использования двух методов проведения эксперимента и трактовки его результатов явилось различие экспериментальных данных почти на два порядка в работах [4,5]. Если обратиться к работе [2], то авторы утверждают, что в многомодовых волокнах вообще не реализуются волновые каустики, поскольку поля волокон представляют суперпозицию направляемых мод. Такое разнообразие взглядов на физические процессы в волокнах явилось поводом для написания данной статьи.

Целью настоящей работы явилась попытка экспериментального определения границ применимости описания физических процессов в многомодовых волокнах методом либо локальных волн, либо собственных мод на примере зарождения, устойчивости и распада волновых каустик.

1. В соответствии с [1] под локальной волной будем понимать пространственно ограниченную плоскую волну с волновым вектором  $\mathbf{K}_c$ , совпадающим с направлением соответствующей лучевой траектории. Этой волне поставим в соответствие состояние поляризации  $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ . Такое представление поля соответствует первому приближению метода ВКБ и адекватно описывает среды, характерные величи-

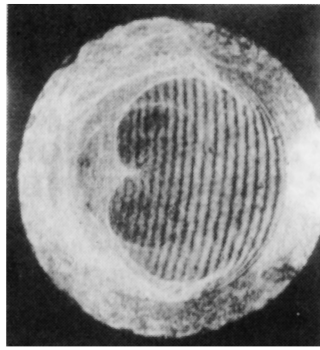


Рис. 1. Каустика типа сборки Уитни, сформированная на торце оптического волокна.

ны неоднородностей которых намного больше длины волны. Воспользуемся выражением для постоянной распространения направляемой моды волокна [1]:

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{V^2}{2\Delta} - U^2 \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — радиус волокна,  $V$  — волноводный параметр,  $U$  — поперечный волноводный параметр сердцевины,  $\Delta = \frac{n_c - n_0}{n_c}$  — высота профиля показателя преломления. Для прямого многомодового волокна с  $\rho = 0.5 \cdot 10^{-3}$  м,  $n_c = 1.65$ ,  $n_0 = 1.51$ , величина  $\beta$  для большинства направляемых мод отличается от волнового числа в восьмом знаке после запятой. На профиль интенсивности поля влияет величина набега фаз  $\Delta\beta_{ij}Z$  собственных мод, лежащая в интервале  $[-\pi; \pi]$ . Оценочный расчет показывает, что такой разброс фаз наблюдается уже на сравнительно небольших длинах волокна ( $\sim 20$  см). Поэтому на меньших длинах волокон могут формироваться каустики.

На рис. 1 приведена фотография волновой каустики, полученной в многомодовом волокне ( $\rho = 0.75$  мм,  $d = 2.5$  см; возбуждение осуществляется гауссовым пучком под углом  $u \approx 7.5^\circ$ ). На фотографии отчетливо видна каустика, выполненная в виде половины нефроиды. Геометрическое построение такой каустики на поверхности жидкости можно найти, например, в [7]. Отличительным признаком волновой каустической поверхности является наличие интерференционной картины, образованной цилиндрической и прямопроходящей волнами. Каустика имеет вид сборки Уитни с особенностями в виде дислокаций на своей поверхности [8].

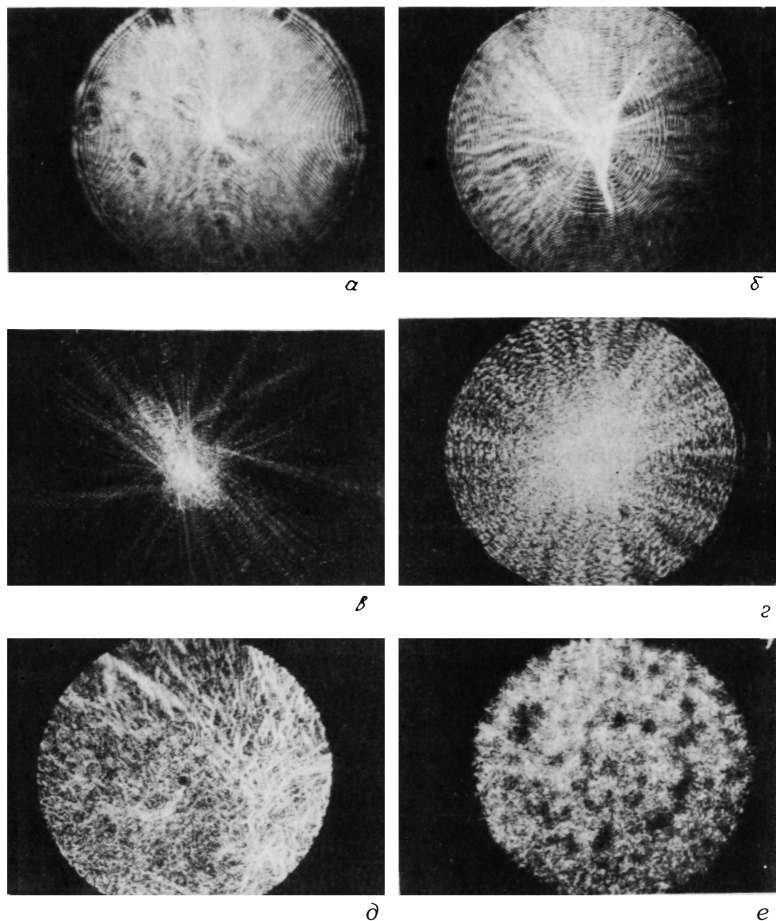


Рис. 2. Динамика возникновения и разрушения волновых каустик в многомодовых волокнах.

2. Исследовались условия зарождения, устойчивости и разрушения волновых каустик при осесимметричном возбуждении многомодового волокна. Выбиралось ступенчатое волокно с радиусом сердцевины  $\rho = 0.75$  мм с длинами от 1 до 20 см, которое возбуждалось  $20\times$  микрообъективом. Наблюдалось распределение интенсивности поля на выходном торце волокна в зависимости от его длины (рис. 2). На рис. 2,а виден яркий интерференционный максимум в центре картины с ростками каустик при длине волокна  $d \approx 1.3$  см. С ростом длины волокна ( $d = 3.2$  см) интерференционное пятно размывается и принимает вид эллиптической омбилики [8] (рис. 2,б). Дальнейшее увеличение длины ( $d \approx 6$  см) приводит к появлению каустической тени и выделению ми-

кросструктуры каустик. На длине  $d \approx 10$  см (рис. 2,з) наряду с каустиками возникают спеклы, а уже при  $d = 15; 20$  см (рис. 2,д,е) каустика размывается и заменяется типичной картиной спекл-поля.

Интересно отметить: если возбуждаемое поле линейно поляризовано, то волновая каустика имеет однородную линейную поляризацию, при изменении азимутального угла каустика меняет азимутальный угол линейной поляризации.

3. Процесс образования и разрушения волновых каустик, с нашей точки зрения, имеет следующий физический механизм. В многомодовом прямом волокне можно выделить систему мнимых изображений центрального точечного источника [2]. Согласно [8], такой мнимый источник образует каспоидную каустическую поверхность с центральной линией возврата. В идеальном случае проекция каспоида от всех азимутально-симметричных мнимых источников на поперечное сечение волокна дает однородно засвеченную поверхность. Однако реальный источник за счет аберрации (сферическая и кома), а также неоднородностей поверхности торца волокна не имеет строго симметричной формы и однородной освещенности. Это вносит асимметрию в проекцию каустической поверхности на поперечное сечение волокна. Дополнительная азимутальная разрядка пространственного спектра каустики осуществляется за счет многолучевой поляризационной интерференции [9]. Эти возмущения превращают линию возврата каспоида в эллиптическую омбилику. Увеличение длины волокна стимулирует разброс значений фазового интерференционного множителя в интервале  $[-\pi; \pi]$ . Это приводит к формированию спекло-видной структуры поля и разрушению волновых каустик.

Возвращаясь к сравнению экспериментальных методик работ [3,5], отметим, что в работе [3] измерялся азимутальный шум спеклов, возникающий в результате осциллирующей зависимости удельного вращения лучевой траектории от азимутального индекса моды, поэтому среднее значение линейного бокового сдвига волны для одного отражения составило  $10^{-2}\lambda$ . В работе [5] эта величина имеет порядок  $\lambda$  и согласуется с теоретическими выкладками работы [10].

Авторы благодарны М.С.Соскину и С.Г.Одулову за полезное обсуждение постановки задачи и результатов эксперимента.

## Список литературы

- [1] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов / Пер. с англ. / Под ред. Е.М.Дианова и В.В.Шевченко. М., 1987. 820 с.
- [2] *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М., 1980. 304 с.
- [3] *Дугин А.В., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Либерман В.С.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 5(11). С. 1474–1482.
- [4] *Зельдович Б.Я., Либерман В.С.* // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. В. 4. С. 493–494.
- [5] *Воляр А.В., Лапаева С.Н., Мягков В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8. С. 53–57.
- [6] *Воляр А.В., Гнатовский А.В., Лапаева С.Н., Мягков В.И.* // УФЖ. 1992. Т. 37. В. 10. С. 1469–1471.
- [7] *Постон Т., Стюарт И.* Теория катастроф и ее приложения. М., 1980. 601 с.
- [8] *Berry M.* Singularities in waves and rays / Ed. by R. Balian et al. Physics of Defects. North-Holland Publishing Company. 1981. P. 456–543.
- [9] *Воляр А.В., Лапаева С.Н.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 8. С. 4–7.
- [10] *Федоров Ф.И.* // Журнал прикладной спектроскопии. 1977. В. 4. С. 580–588.

Симферопольский государственный  
университет им. М.В.Фрунзе

Поступило в Редакцию  
9 мая 1994 г.