

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОГЛАСОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ФОТОПРИЕМНИКАМИ

*И. И. Теумин, А. Б. Цибуля и В. Г. Чертов*

Исследованы траектории лучей в волокнах с двугорбой характеристикой и в идеальных самофокусирующих волокнах. Показано, что апертурный угол определяется только показателями преломления на оси и на краю волокна. Согласование волокна с фотоприемниками и излучателями, вообще говоря, необходимо рассматривать в комплексе.

В настоящее время известно несколько типов волокна, предназначенного для передачи оптического излучения. Во-первых, двухслойное волокно, состоящее из сердечника и оболочки, имеющих различные показатели преломления —  $n_c$  и  $n_0$  [1]. Во-вторых, самофокусирующее волокно, показатель преломления которого уменьшается по квадратичному закону от значения  $n_c$  в середине волокна до значения  $n_0$  на его краю [2, 3]. Наконец, недавно появилось так называемое градиентное волокно, имеющее более сложные, плавные законы изменения показателя преломления по сечению волокна [4]. В частности известны волокна, имеющие два симметричных относительно оси максимума показателя преломления («двугорбые» характеристики).

С точки зрения согласования с источниками излучения и фотоприемниками эти волокна обладают некоторыми общими свойствами, что будет показано ниже.

Оптические свойства двухслойного и самофокусирующих волокон описаны в литературе [1-3]. Здесь мы для сравнения рассмотрим некоторые оптические свойства волокна с «двугорбой» характеристикой. В силу осевой симметрии этого волокна зависимость показателя преломления от расстояния до его оси можно представить в виде разложения по четным степеням поперечной координаты  $h$

$$\frac{n(h) - 1}{n_c - 1} = 1 - qh^2 - ph^4 \dots \quad (1)$$

Ограничимся рассмотрением только первых трех членов ряда. Коэффициенты  $q$  и  $p$  характеризуют фокусирующие свойства волокна. Волокну с «двугорбой» характеристикой соответствуют  $q < 0$  и  $p > 0$ . Случай, когда  $q > 0$ , а  $p$  невелико, соответствует самофокусирующему волокну с неидеальной характеристикой.

В работе [5] показано, что в параксиальном, осесимметричном случае, при небольшой разнице  $n_c - n_0$  и отсутствии продольного градиента показателя преломления дифференциальное уравнение, описывающее световой луч, можно представить в виде

$$\frac{d^2 h}{dz^2} = \frac{1}{n_c} \frac{dn}{dh}, \quad (2)$$

где  $z$  — координата вдоль оси волокна. Отсюда с учетом разложения (1) получим

$$\frac{d^2h}{dz^2} = \frac{n_c - 1}{n_c} (-2qh - 4ph^3). \quad (3)$$

Одно из решений такого дифференциального уравнения, составленного применительно к термогазовой фокусирующей среде ( $q > 0, p > 0$ ), найдено в работе [6] и представляет собой косинус Якоби. Если рассмотреть более широкую область значений параметров  $q$  и  $p$ , оговоренную выше, найдем, что решением дифференциального уравнения (3) является весь спектр функций Якоби, которые описывают траектории лучей в волокне

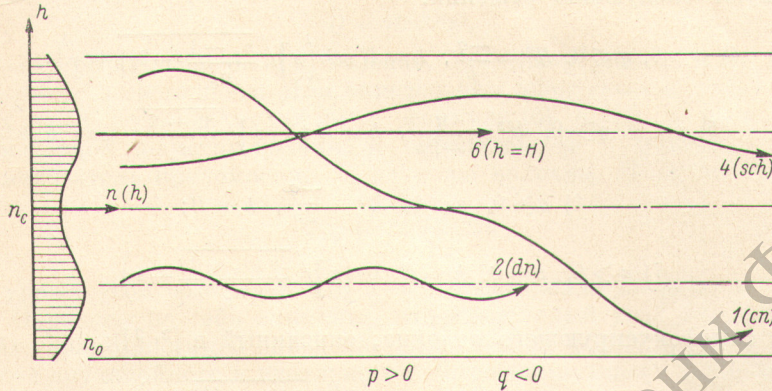


Рис. 1. Траектории лучей в волокне с «двугорбой» характеристикой.

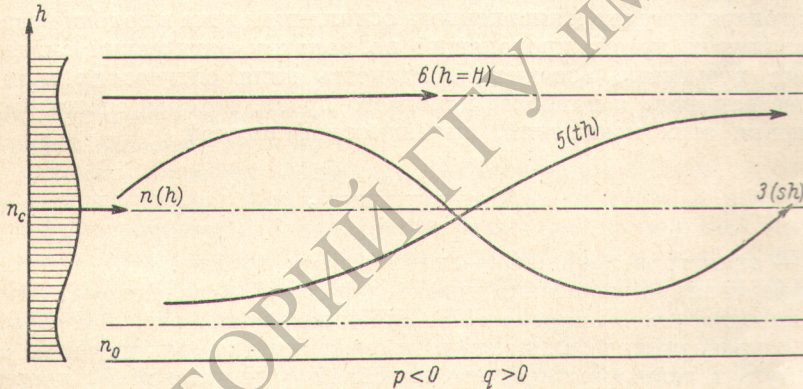


Рис. 2. Траектории лучей в самофокусирующем волокне с отрицательной аберрацией.

(рис. 1 и 2). Обозначения функций:  $cn, dn$  и  $sn$  — эллиптические функции Якоби;  $sch$  и  $th$  — гиперболические секанс и тангенс;  $cl$  — лемнистатический косинус

$$1) p \geq 0, H^2 \geq \frac{-q}{p}, h = H \operatorname{cn} \left( \frac{4Kz}{T} + \varepsilon; k^2 \right),$$

где

$$T = \frac{2K \sqrt{2n_c}}{\sqrt{(n_c - 1)(q + 2pH^2)}}, k^2 = \frac{pH^2}{q + 2pH^2};$$

$$2) p > 0, q < 0, \frac{-q}{p} \geq H^2 \geq \frac{-q}{2p}, h = H \operatorname{dn} \left( \frac{4Kz}{T} + \varepsilon; k^2 \right),$$

где

$$T = \frac{2K \sqrt{2n_c}}{H \sqrt{(n_c - 1)p}}, k^2 = \frac{q + 2pH^2}{pH^2}; \quad (4)$$

$$3) p \leq 0, q > 0, H^2 < \frac{q}{-2p}, h = H \operatorname{sn} \left( \frac{4Kz}{T} + \varepsilon; k^2 \right),$$

где

$$T = \frac{2K \sqrt{2n_c}}{\sqrt{(n_c - 1)(q + pH^2)}}, \quad k^2 = \frac{-pH^2}{q + pH^2},$$

$K$  — полный эллиптический интеграл первого рода,  $k^2$  — модуль эллиптических функций. Величины амплитуды осцилляций  $H$  и ее начальной фазы  $\varepsilon$ , а также длина периода  $T$  осцилляции луча в волокне зависят от начальных координат луча. Промежуточным значениям параметров соответствуют следующие решения:

$$4) p > 0, q < 0, H^2 = \frac{-q}{p}, h = H \operatorname{sch} \left( z \sqrt{\frac{n_c - 1}{n_c} (-2q)} + \varepsilon \right);$$

$$5) p < 0, q > 0, H^2 = \frac{q}{-2p}, h = H \operatorname{th} \left( z \sqrt{\frac{n_c - 1}{n_c} q} + \varepsilon \right) \text{ и } h = H;$$

$$6) p > 0, q < 0, H^2 = \frac{-q}{2p}, h = H;$$

$$7) q > 0, p = 0, h = H \cos \left( z \sqrt{\frac{2q(n_c - 1)}{n_c}} + \varepsilon \right)$$

(случай самофокусирующего волокна, описанный в [2, 3]);

$$8) q = 0, p > 0, h = H \operatorname{cl} \left( z \frac{H \sqrt{p(n_c - 1)}}{3.71 \sqrt{n_c}} + \varepsilon \right).$$

Благодаря тому что длина периода осцилляции луча в волокне различна для различных лучей, проходящий по волокну оптический сигнал испытывает временные искажения. Разность длин оптических путей  $\Delta S$  наиболее длинного и наиболее короткого лучей, которая может служить для оценки этих искажений, выражается формулой

$$\Delta S = \frac{Zpr^4(n_c - 1)}{4n_c}, \quad (5)$$

где  $2r$  — диаметр волокна,  $Z$  — длина отрезка волокна.

Дифференцируя уравнения траекторий лучей в волокне (4), получим уравнения для углов наклона  $dh/dz$  лучей в волокне, решая которые совместно с уравнениями (4), получим выражения для амплитуды  $H$  осцилляции луча в зависимости от его линейной  $h_0$  и угловой  $U_0$  координат в произвольном сечении волокна. Эти выражения оказываются одинаковыми для всех полученных нами решений дифференциального уравнения (3)

$$\left. \begin{aligned} H^2 &= \sqrt{\left( \frac{q}{2p} + h_0^2 \right)^2 + \frac{U_0^2 n_c}{2p(n_c - 1)} - \frac{q}{2p}}, \\ \text{при } p = 0 \quad H^2 &= h_0^2 + \frac{U_0^2 n_c}{2q(n_c - 1)}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Условия согласования волокна с «двугорбой» характеристикой либо неидеального самофокусирующего волокна с лазерным пучком удобно рассмотреть на основании понятия лучевого пакета [7]. Не вдаваясь в подробности, которые выходят за рамки настоящей статьи, скажем, что параметры лучевого пакета, согласованного с рассматриваемым волокном, с помощью уравнений (4) и их производных, выражаются через функции Якоби. Задача создания на входе в волокно такой структуры пучка, точно согласованной с волокном, является технически сложной. Если ограничиться требованием минимальности диаметра лазерного пучка в волокне, то из выражений, описывающих структуру пучка, получим следующее соот-

ношение, которому должен подчиняться лазерный пучок на входе в волокно:

$$\left(\frac{D}{W}\right)^2 = \frac{n_c}{2(n_c - 1)q + D^2 p}, \quad (7)$$

где  $D$  — диаметр перетяжки лазерного пучка,  $W$  — угол его расходимости.

При оценке эффективности ввода в волокно излучения люминесцентных светодиодов можно пользоваться следующей приближенной формулой (считаем, что торец волокна соприкасается с излучающей площадкой светодиода; применение оптической системы в случае, если размер светодиода больше размера волокна, не целесообразно):

$$Q = 4B\pi^2 r^2 \alpha^2, \quad (8)$$

где  $Q$  — энергия, введенная в волокно,  $\alpha$  — апертурный угол волокна, а  $B$  — яркость светодиода. Для определения апертурного угла рассмотренных нами волокон положим в формуле (6)  $h_0 = 0$ , а величину  $2H$  примем равной диаметру волокна и определим ее с помощью ряда (1) через показатель преломления  $n_0$  на краю волокна. Получим

$$\alpha = \sqrt{\frac{2(n_c - n_0)}{n_0}} \quad (9)$$

(апертурный угол определен для лучей в материале волокна, а не в воздухе). Обращает на себя внимание, что апертурный угол волокна с «двугорбой» характеристикой определяется по той же формуле, что и апертурный угол двухслойного и идеального самофокусирующего волокон. По-видимому, апертурный угол волокна с произвольной зависимостью показателя преломления от расстояния до его оси также определяется только разностью показателей преломления на оси и на краю волокна. Действительно, если формально считать  $n_c$  соответствующим массе,  $n$  — потенциальной энергии,  $z$  — времени,  $h$  — линейной координате, то уравнение (2) представляет собой запись второго закона Ньютона, а уравнение (9) — закона сохранения механической энергии, т. е. (9) должно выполняться при любой зависимости  $n$  от  $h$ .

В волокне, имеющем плавную зависимость показателя преломления от расстояния до оси, апертурный угол является плавной функцией радиальной координаты и определяется разностью показателей преломления в рассматриваемой точке и на краю волокна. Таким образом, эффективность ввода энергии от светодиода в волокно слабо изменяется от вида характеристики  $n(h)$  волокна при заданных  $n_c$  и  $n_0$ . Существенного увеличения эффективности ввода можно добиться только увеличивая диаметр волокна. При этом, однако, следует иметь в виду, что увеличение диаметра волокна ухудшает условия его согласования с фотоприемником, если последний имеет малые размеры, например ЛФД.

Дело в том, что любые оптические системы не в состоянии уменьшить величину  $L = nr \sin \alpha$  (инвариант Лагранжа) [8], где  $2r$  — диаметр отверстия, через которое проходит пучок света,  $\alpha$  — апертурный угол этого отверстия и  $n$  — показатель преломления среды, в которой оно находится. Если величина  $L$  волокна (или жгута волокон) больше, чем величина  $L$  фотоприемника, то невозможно подать на фотоприемник весь световой поток, выходящий из волокна, т. е. увеличение эффективности ввода за счет увеличения диаметра волокна не дает в этом случае увеличения световой энергии на фотоприемнике. Применение волокна с переменным сечением также не дает выигрыша.

Кроме того, требуется учитывать свойства оптических систем, осуществляющих согласование волокна с фотоприемником. Лучшее для этой цели подходит, по-видимому, оптический конус (фокус), диаметры которого равны соответственно диаметрам волокна (жгута волокон) и фотоприемника. Если изготовить такой конус из материала с большим показателем преломления, то можно существенно увеличить величину  $L$  фотоприемника.

Если для согласования используются линзовая система, то она должна иметь малую сферическую абберацию, иначе абберационный кружок рассеяния превысит размеры площадки ЛФД. Апертурный угол таких оптических систем обычно невелик. В этом случае за апертурный угол фотоприемника следует принимать апертурный угол оптической системы в пространстве изображений, за счет чего величина  $L$  фотоприемника существенно уменьшается. Если в этом случае для увеличения  $n$  применяется иммерсия, то оптическая система должна заранее быть рассчитанной на это.

### В ы в о д ы

Получены выражения, описывающие траекторию лучей в градиентных волокнах с «двугорбой» характеристикой и условия габаритного согласования с ними лазеров. Апертурный угол волокна любого типа определяется одной и той же формулой и зависит только от показателей преломления на оси и на краю волокна. Если размеры чувствительной площадки фотоприемника малы, то условия согласования волокна с фотоприемником и источником излучения должны рассматриваться в комплексе с учетом характеристик волокна, фотоприемника и оптических систем, осуществляющих согласование.

### Литература

- [1] Н. С. Капани. Волоконная оптика. Изд. «Мир», М., 1969.
- [2] T. Ushida, M. Furukawa, I. Kitano. Proc. IEEE, QE-6, 606, 1970.
- [3] H. Kita, I. Kitano, T. Ushida, M. Furukawa. J. Am. Ceram. Soc., 54, 321, 1971.
- [4] G. A. Burruse. Proc. IEEE, Lett., 61, 1498, 1973.
- [5] П. В. Тьен, И. П. Гордон и И. Р. Виннери. ТИИЭР, 55, 153, 1966.
- [6] О. Г. Мартыненко, П. М. Колесников, В. Л. Колпащиков. Введение в теорию конвективных газовых линз. Изд. «Наука и техника», Минск, 1973.
- [7] W. H. Stier. Appl. Optics, 5, 1229, 1966.
- [8] Г. Г. Слюсарев. О возможном и невозможном в оптике. Физматгиз, М., 1960.

Поступило в Редакцию 21 августа 1974 г.