

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ПРЯМЫХ ШЕСТИГРАННЫХ СВЕТОВОДОВ

Л. М. Кучикян

Световодные жгуты обычно изготавливают из волокон цилиндрической формы. При склейке торцов таких жгутов имеются значительные потери света за счет промежутков между волокнами. Площадь нерабочего пространства составляет в зависимости от вида укладки волокон [1] 10—20%. Суммарные потери за счет наличия светоизолирующей оболочки и промежутков между волокнами достигают 30÷40% [1, 2]. Для уменьшения потерь торцы гибкого волоконного жгута или волоконную пластину спекают так, чтобы получить квадратную или шестиугольную форму поперечного сечения световедущих жил [1, 2]. Промежутки между жилами в этом случае определяются толщиной светоизолирующей оболочки.

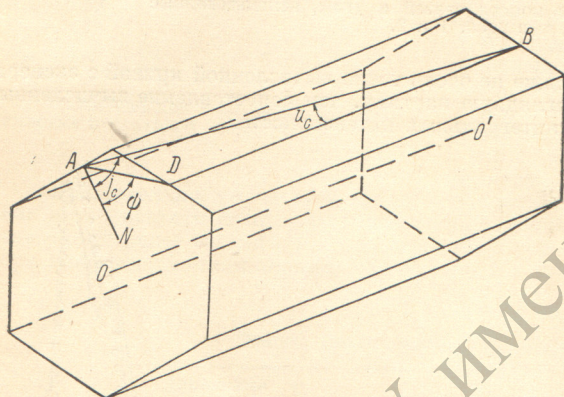


Рис. 1. Схема распространения луча на отрезке шестигранного световода между двумя последовательными отражениями от направляющих граней.

Распространение света через шестигранные световоды имеет свои отличительные особенности. Их исследование и явилось целью данной работы. Направление распространения луча в шестигранном световоде можно характеризовать углами ψ и u_c (рис. 1). Угол ψ отсчитывается между проекцией AD луча AB на поперечное сечение и перпендикуляром AN , восставленным к направляющей грани из точки падения, а угол u_c — между лучом AB и прямой BD , параллельной оси световода OO' . Угол падения j_c луча AB на направляющую грань световода отсчитывается от перпендикуляра AN .

Аналогично цилиндрическим световодам [3] можно найти связь между углами ψ , u_c и углом падения j_c луча на направляющую грань

$$\cos j_c = \sin u_c \cos \psi. \quad (1)$$

Так как ψ и u_c отсчитываются во взаимно перпендикулярных плоскостях, изменение положения направляющих граней шестигранного световода приводит в общем случае к изменению угла ψ , тогда как угол u_c сохраняется. При этом угол j_c будет изменяться, как это следует из формулы (1).

При первом падении луча на направляющую грань световода угол ψ может принимать любые значения в пределах от 0 до 90°. При дальнейшем распространении луча в световоде, как легко видеть из графических построений и расчетов, ψ может иметь лишь три значения: α , $60^\circ - \alpha$ и $60^\circ + \alpha$, причем, если $0^\circ < \psi < 30^\circ$, то $\alpha = \psi$, если $30^\circ < \psi < 60^\circ$, то $\alpha = 60^\circ - \psi$ и если $60^\circ < \psi < 90^\circ$, то $\alpha = \psi - 60^\circ$.

При падении лучей на входной торец под углом $\psi = \alpha = 0^\circ$ это значение угла единственное и оно сохраняется в световоде; лучи распространяются в световоде как вдоль плоскопараллельной пластины, отражаясь от двух противоположных направляющих граней. Этот случай соответствует меридиональным лучам в цилиндрическом световоде.

Если лучи падают под сравнительно малыми углами ψ на входной торец, то они часть пути в световоде проходят как в плоскопараллельной пластине. Затем последовательно отражаются от граней световода под углами $60^\circ - \psi$, $60^\circ + \psi$, вращаясь по или против часовой стрелки, опять распространяются как в плоскопараллельной пластине под углами ψ , но между другими направляющими гранями и т. д. Следует отметить, что лучи в шестигранном световоде вращаются как по, так и против часовой стрелки, тогда как косые лучи в цилиндрических световодах распространяются только по часовой стрелке или против нее [1]. Чем больше угол ψ , тем меньшую часть пути лучи распространяются в световоде как в плоскопараллельной пластине.

При падении луча под углом $\psi = 30^\circ$ на направляющую грань световода и дальнейшем его распространении имеются лишь два значения угла ψ 30 и 90°. Луч обходит световод только по часовой стрелке или против нее, описывая в проекции на поперечное сечение замкнутую ломаную линию. Если луч падает на центр направляющей грани, то ломаная линия превращается в равносторонний треугольник.

При углах падения $\psi > 30^\circ$ (за исключением $\psi = 60^\circ$) картина распространения лучей такая же, как и при $\psi < 30^\circ$. Если луч падает на входной торец под углом $\psi = 60^\circ$, то в световоде имеется это единственное значение угла. Луч обходит все грани только

по или против часовой стрелки. При падении луча на центр грани его проекцией на поперечное сечение является равносторонний шестиугольник.

Для углов j_c , при которых осуществляется полное внутреннее отражение, должно выполняться неравенство

$$\sin j_c \geq \frac{n_o}{n_c},$$

где n_c — показатель преломления сердцевины, а n_o — показатель преломления оболочки световода, или

$$\cos j_c \leq \frac{1}{n_c} (n_c^2 - n_o^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Сопоставляя формулы (1) и (2), получим [3]

$$\sin u_c \cos \psi \leq \frac{1}{n_c} (n_c^2 - n_o^2)^{1/2}. \quad (3)$$

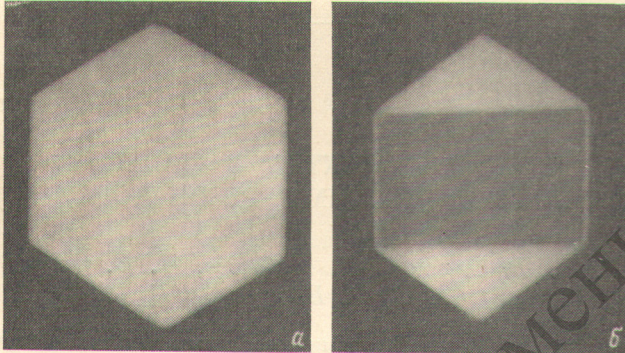


Рис. 2. Фотография выходного торца шестигранного световода при освещении входного торца пучком лучей, близким к параллельному (угловая расходимость не превышала $30'$).

a — угол $u_c=15^\circ$, $б$ — угол $u_c=26^\circ$.

При $\psi=0^\circ$ числовая апертура такая же, как и для меридиональных лучей в цилиндрическом световоде и выражается формулой

$$A_0 = n_c \sin u_{c0} = (n_c^2 - n_o^2)^{1/2}, \quad (4)$$

где u_{c0} критический меридиональный угол, соответствующий критическому углу падения j_{ck} луча на границу раздела сердцевина—оболочка.

При $\psi > 0^\circ$, как следует из формулы (3), угол u_c может превышать u_{c0} , т. е. возможен краевой эффект аналогичный тому, который наблюдается в случае косых лучей для цилиндрического световода [1, 2].

При падении на шестигранный световод конического пучка лучей, симметрично расположенного относительно его оси, угол ψ может принимать значения от 0 до 30° . Соответственно этому числовая апертура заключена в пределах от меридиональной, определяемой формулой (4), до числовой апертуры при $\psi=30^\circ$, т. е., как следует из формулы (3),

$$A_{30} = n_c \sin u_{c1} = 1.1548 (n_c^2 - n_o^2)^{1/2} = 1.1548 A_0.$$

По сравнению с меридиональной она возрастает на небольшую величину.

При $\psi=60^\circ$ числовая апертура

$$A_{60} = n_c \sin u_{c2} = 2 (n_c^2 - n_o^2)^{1/2} = 2 A_0. \quad (5)$$

вдвое больше, чем для меридиональных лучей.

Если лучи падают на входной торец и далее на одну из направляющих граней под углом $\psi=0^\circ$, то на две примыкающие к ней грани лучи будут падать под углом $\psi=60^\circ$. Как следует из формулы (5), для этих лучей числовая апертура вдвое больше, чем для меридиональных лучей. При падении лучей под углами $u_c > u_{c0}$ должен наблюдаться краевой эффект, заключающийся в том, что между гранями, на которые падает свет под углом $\psi=0^\circ$, на выходном торце будет наблюдаться темная полоса, а остальная часть торца должна быть видна в виде двух примыкающих к темной полосе светлых треугольников.

Из (4) видно, что ширина спектра может быть сужена до нескольких аксиальных мод, расстояние между аксиальными модами $\delta\lambda_a = \lambda^2/2(F_1 - F_2)$. Следует отметить, что для полного использования возможностей последней схемы настройка ИФП₂ на центр линии люминесценции должна производиться изменением базы.

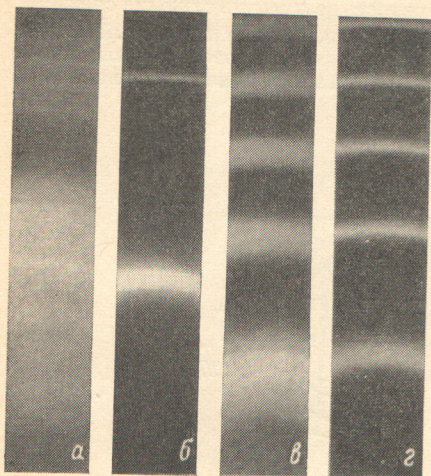


Рис. 2. Интерферограммы спектра.

а, б — база измерительного ИФП — 0.04 мм, в, г — база измерительного ИФП — 0.3 мм; а — селективирующий ИФП отсутствует; б, в — введен ИФП, г — введены ИФП₁ и ИФП₂.

Схемы, приведенные на рис. 1, а и б, были испытаны в следующих условиях $F_1 = 3500$ мм, $F_2 = 700$ мм, в генераторе использовались 3 активных элемента $\varnothing 45 \times 630$ из стекла ГЛС-1 с торцами, скошенными под 3° в четырех ламповых осветителях, база ИФП₁ — 0.1 мм, база ИФП₂ — 1 мм. Коэффициент отражения зеркал ИФП и ИФП₂ — 50%.¹ Превышение накачки над порогом 10-кратное.

На рис. 2 приведены интерферограммы спектра, полученные с измерительным интерферометром Фабри—Перо с базами 0.04 мм (а и б) и 0.3 мм (в и г). Из рис. 2 видно, что при введении одно ИФП спектр генерации сужается от ~ 80 Å (рис. 2, а) до 5 Å (рис. 2, в и б), а при введении двух интерферометров (рис. 2, г) ширина спектра генерации уменьшается до величины ~ 0.5 Å. Полученные результаты находятся в согласии с выполненными оценками.

Было установлено, что при выполнении условия (1) введение ИФП в резонатор не вносит заметных изменений в распределение интенсивности по торцу и величину энергии излучения лазера.

Литература

- [1] Ю. А. Ананьев. Усп. физ. наук, 103, 705, 1971.
- [2] Ю. А. Ананьев, Г. Н. Винокуров. ЖТФ, 39, 1327, 1969.
- [3] В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Опт. и спектр., 33, 138, 1972.
- [4] Ю. А. Ананьев, С. И. Завгороднева, Л. В. Ковальчук, И. М. Козловская, В. Е. Шерстобитов. Тез. докл. Всес. симп. Физические основы управления частотой вынужденного излучения, стр. 101. Киев, 1972.
- [5] С. Э. Фриш. Техника спектроскопии, Л., 1936.
- [6] А. В. Горланов, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Ж. прикл. спектр., 1974.
- [7] A. E. Siegman, R. Arrathoon. IEEE J. Quant. Electron. QE-3, 156, 1967.
- [8] В. В. Любимов, Н. Н. Певгенен, В. Ф. Петров. Опт. и спектр., 35, 1132, 1973.
- [9] Г. Н. Винокуров, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Опт. и спектр., 34, 741, 1973.
- [10] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. В. Горланов, А. А. Калинича, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Ж. прикл. спектр., 17, вып. 2, 1972.

Поступило в Редакцию 11 декабря 1972 г.

УДК 621.373 : 535 : 537.311.33

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ШИРИНЫ ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИНЪЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ РbSe

В. А. Агейкин, И. И. Засавицкий, В. Г. Колошников,
А. И. Лизтер, Э. Г. Пель и А. П. Шотов

При работе инжекционного лазера в импульсном режиме в области $p-n$ -перехода, как правило, имеют место нестационарные тепловые процессы, которые приводят к повышению температуры активной области кристалла. Повышение температуры $p-n$ -

¹ Конечно, можно было бы обойтись одним ИФП₂, но это потребовало бы увеличения коэффициента отражения зеркал ИФП₂, что отрицательно сказывается на сроке службы.