

УДК 621.372.8 : 621.378.325

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОЛЯ МНОГОМОДОВЫМ ПЛАНАРНЫМ СВЕТОВОДОМ

*A. Н. Братчиков, А. Ю. Гринев*

Исследуются основные виды и особенности формирования одномерных амплитудно-фазовых распределений электрического поля в выходной плоскости многомодового планарного световода с переменной шириной для двух ортогональных поляризаций возбуждающего поля.

В работах [1, 2] рассматривалось преобразование амплитудно-фазовых распределений (АФР) поля многомодовыми планарными световодами (МПС) и отмечалась возможность формирования как одиночных, так и многократных самоотражений. Цель настоящей работы — количественно исследовать конкретный вид АФР в выходном сечении МПС переменной ширины для  $E$ - и  $H$ -волн при возбуждении как одиночным, так и решеткой бесконечно тонких щелевых источников, которые могут рассматриваться, например, как модели выходных излучающих апертур инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ). Особое внимание уделяется анализу высказанного в [1] предположения о возможности пространственного суммирования расщепленных компонент оптического сигнала. На основании выявленных преобразующих возможностей МПС предлагаются схемы многоэлементных излучающих систем на ИПЛ (генераторах и усилителях), излучающих совместно.

**Исходные соотношения.** Отмеченные выше преобразования АФР проявлялись в поперечных сечениях  $z_{spq}$  однородного МПС, в которых разности фаз распространяющихся параксиальных мод  $\Delta\varphi_{m, m-1}^{pq}$  ( $m$  — индекс моды) равны [1]

$$\Delta\varphi_{m, m-1}^{pq} = \varphi_m^{spq} - \varphi_{m-1}^{spq} = -(2m-1) \frac{2\pi p}{q} s, \quad (1)$$

где  $\varphi_m^{spq}$  — фазовый набег  $m$ -й моды в сечении  $z_{spq}$ ,  $m = 1, 2, 3, \dots$ ,  $2L < M$  ( $M$  — полное число распространяющихся в световоде мод,  $2L$  из которых удовлетворяет условию параксиальности  $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_m}\right)^2 \ll 1$ ,  $\lambda_0$  — длина волны излучения,  $\lambda_m = \frac{2a}{m}$  — критическая длина волны,  $a \gg \lambda_0$  — ширина планарного световода),  $s, p, q$  — малые целые числа ( $p = 1, 2, \dots, q-1$ ). Индекс  $s$  определяет главные синфазные сечения, а индексы  $p, q$  — промежуточные.

Свойство (1) вытекает из квадратичной зависимости фазового набега  $\varphi_m^{spq}$  параксиальных мод от индекса моды  $m$ :

$$\varphi_m^{spq} = \varphi_m^{(s-1)} + \varphi_m^{1pq} = \varphi_m^{(s-1)} + \left( \varphi_1^{1pq} + 2\pi \frac{p}{q} \right) \left[ 1 - \frac{2\pi pm^2}{q(\varphi_1^{1pq} + 2\pi(p/q))} \right], \quad (2)$$

где  $\varphi_1^{1pq} = \frac{2\pi}{\lambda_0} z_{1pq} \left( 1 - \frac{\lambda_0 p}{q z_{1pq}} \right)$  — фазовый набег моды с  $m = 1$  в сечении  $z_{1pq}$  ( $z_{1pq} = z^{(1)} \frac{p}{q}$ ,  $z^{(1)} = \frac{8a^2}{\lambda_0}$  — первое главное синфазное сечение),  $\varphi_m^{(s-1)} = \gamma_m z^{(s-1)}$  — фазовый набег  $m$ -й моды с постоянной распространения  $\gamma_m$  в  $(s-1)$ -м главном синфазном сечении  $z^{(s-1)} = z^{(1)}(s-1)$ .

При учете всех  $M$  распространяющихся мод (1), (2) выполняются лишь приближенно [3].

Величина фазового набега  $\varphi_m^{spq}$  (2) определяет в конечном счете преобразующие свойства световода. Запись фазовой зависимости (2) является инвариантной в том смысле, что не содержит явно параметров  $a$  и  $z_{spq}$ , при этом изменения  $a$  или  $z_{spq}$  могут быть пересчитаны в эквивалентное изменение фазового набега первой моды  $\varphi_1^{spq}$ . В дальнейшем полагаем индекс  $s = 1$  и опускаем его, а также учитываем, что  $\varphi_m^{(s-1)} = 0$  при  $s = 1$ .

Рассмотрим двумерный МПС шириной  $a \gg \lambda_0$  с идеально проводящими стенками, возбуждаемый регулярной решеткой источников  $\sum_x \delta(x - x_x)$  в виде  $K$  узких щелей шириной  $a_0 \ll a$  (модель решетки выходных апертур ИПЛ), расположенных в точках (см. рис. 1)

$$x'_x = \begin{cases} \pm \frac{a}{2K} 2x, & x = 0, 1, \dots, \frac{K-1}{2}, \\ \pm \frac{a}{2K} (2x-1), & x = 1, 2, \dots, \frac{K}{2}, \end{cases} \quad K \text{ — нечетное}$$

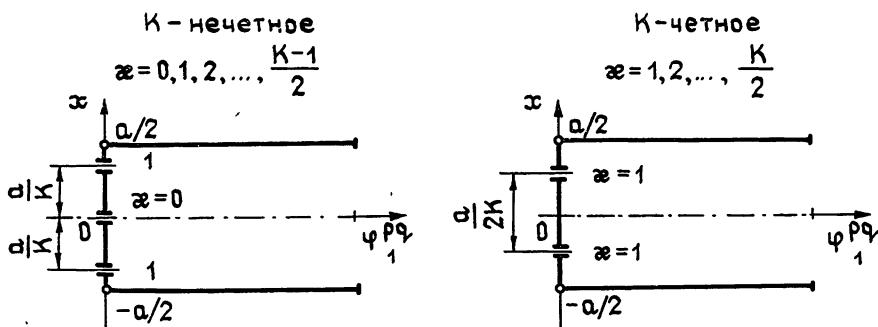


Рис. 1.

Полагая излучение ИПЛ поляризованным в плоскости, перпендикулярной  $p$  —  $n$ -переходу, можно установить соответствие между двумя ортогональными положениями  $p$  —  $n$ -переходов (векторов  $E$ ) и типом волн, возбуждаемых в МПС. Используя результаты работы [4], учитывая реальные соотношения между  $a_0$  и  $a$  ( $a_0 \sim 10^{-2} a$ ) и ограничиваясь первыми  $2L$  параксиальными модами, имеем

$$\begin{aligned} E_y^{(H)}(x, \varphi_1^{pq}) &\approx \frac{1}{a} \left( \sum_{l=1}^L A \cos \frac{2l-1}{a} \pi x + \sum_{l=1}^L B \sin \frac{2l}{a} \pi x \right), \\ E_x^{(E)}(x, \varphi_1^{pq}) &\approx \frac{1}{a} \left( \sum_{l=1}^L C \sin \frac{2l-1}{a} \pi x + \sum_{l=1}^L D \cos \frac{2l}{a} \pi x \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $E_y^{(H)}$ ,  $E_x^{(E)}$  — поперечные компоненты электрического поля при возбуждении решеткой источников  $\sum_z \delta(x - x'_z)$  с поляризацией, параллельной (перпендикулярной) стенкам МПС,  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  — комплексные амплитуды мод в сечении  $\varphi_1^{pq}$ :

$$A = \frac{\sum_z \cos \frac{2l-1}{a} \pi x'_z \exp(-i\varphi_{2l-1}^{pq})}{i\omega\epsilon_0},$$

$$B = \frac{\sum_z \sin \frac{2l}{a} \pi x'_z \exp(-i\varphi_{2l}^{pq})}{i\omega\epsilon_0},$$

$$C = \frac{\sum_z \sin \frac{2l-1}{a} \pi x'_z \exp(-i\varphi_{2l-1}^{pq})}{i\omega\epsilon_0},$$

$$D = \frac{\sum_z \cos \frac{2l}{a} \pi x'_z \exp(-i\varphi_{2l}^{pq})}{i\omega\epsilon_0},$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость среды внутри световода,  $\varphi_m^{pq}$  определено выражением (2).

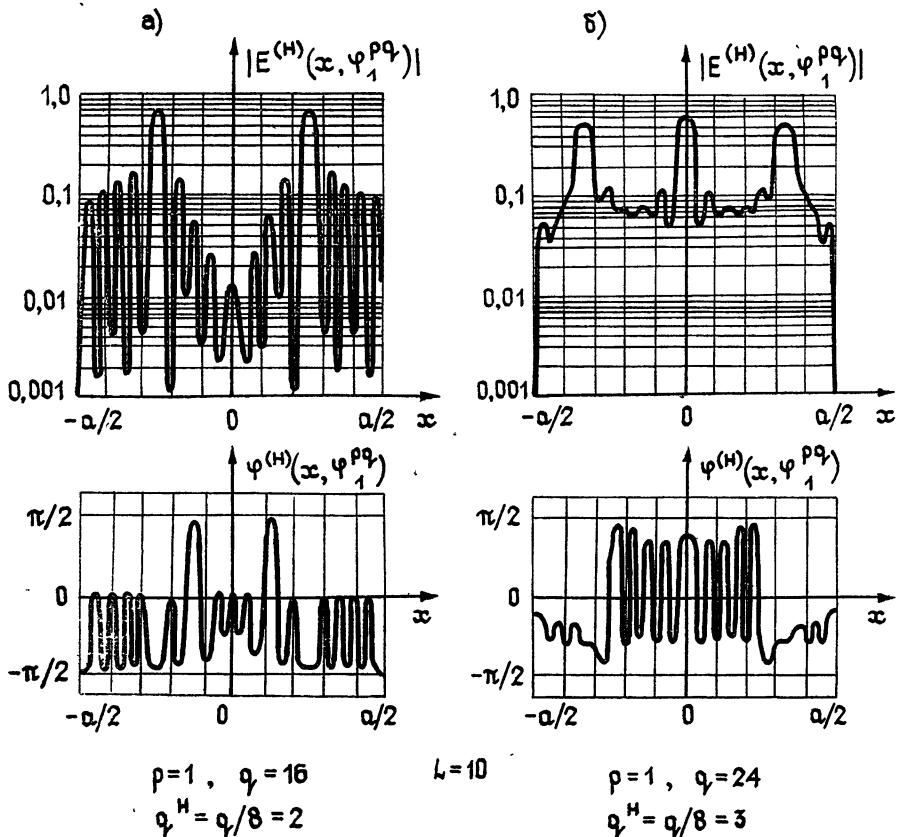


Рис. 2. К эффекту мультиплицирования АФР.

Для удобства анализа в (3) моды с четными ( $m=2l$ ) и нечетными ( $m=2l-1$ ) индексами представлены отдельными слагаемыми. Выражения (3) при  $K=1$  соответствуют случаю возбуждения МПС одиночным ИПЛ.

**Численный анализ.** Полученные простые представления (3) позволяют исследовать преобразования АФР в МПС для двух ортогональных поляризаций возбуждающего поля (одиночного или решетки ИПЛ) и выбрать геометрию световода, исходя из требуемого АФР.

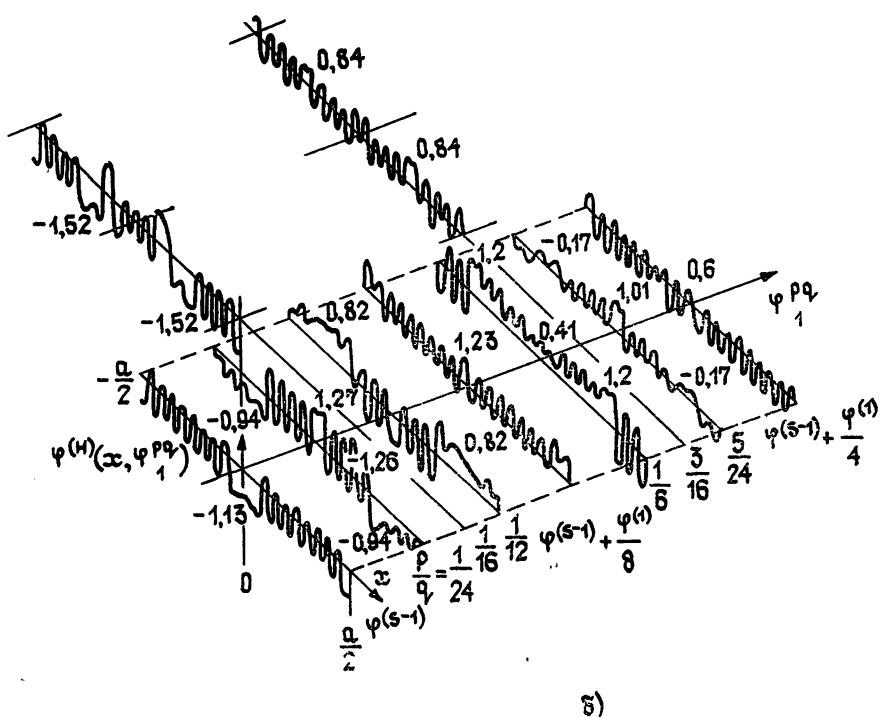
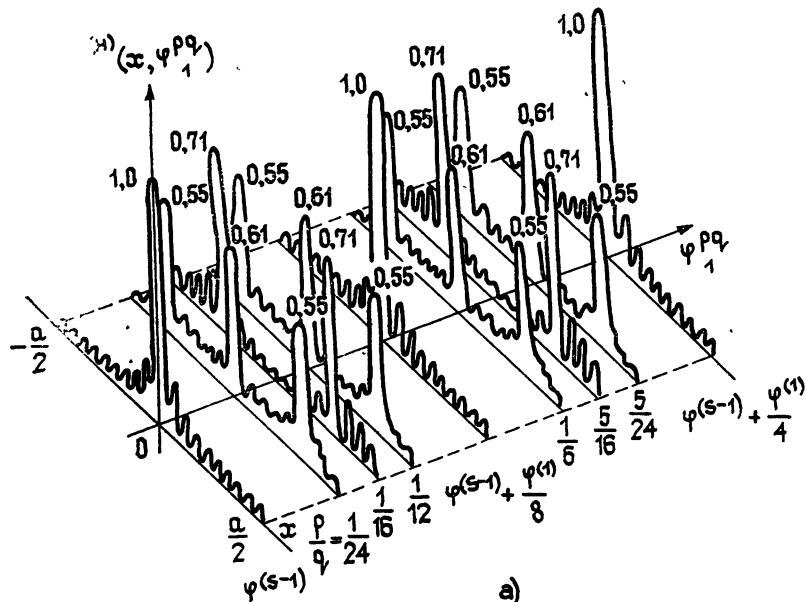


Рис. 3. Динамика формирования АФР в различных фазовых сечениях.

На рис. 2 приведены нормированный модуль и фаза АФР поля  $E_y^{(H)}(x, \varphi_1^{pq})$  в сечении  $\varphi_1^{pq}$  при  $p = 1, q = 16$  (рис. 2а),  $q = 24$  (рис. 2б), иллюстрирующие эффект расщепления исходного АФР. При расчете суммировалось 10 параксиальных мод (полное число параксиальных мод в данном случае составляло 54 и 66 соответственно). Видно, что характерная форма АР поля образуется при суммировании уже первых 10 мод.

Отметим, что вдоль  $x$  наблюдается  $q^H = q/8$  попарно синфазных максимумов. Причем поле в центральном максимуме (для нечетных  $q^{II}$ ) отличается по фазе от попарно синфазных полей в максимумах, симметрично расположенных относительно серединной плоскости, приблизительно на  $\pi/2$ .

Рис. 3 иллюстрирует динамику формирования АФР поля  $E_y^{(H)}(x, \varphi_1^{pq})$  в различных фазовых сечениях  $\varphi_1^{pq}$  (связанных с  $a$  и  $z_{1pq}$  формулой (2)) при возбуждении одиночной щелью в серединной плоскости.

Анализ зависимостей на рис. 3 подтверждает наличие двух видов периодичности АФР поля, связанных с существованием главных (с периодом  $\varphi_1^{(1)}$ ) и дополнительных (с периодом  $\frac{1}{8} \varphi_1^{(1)}$ ) синфазных сечений.

Характерно, что внутри интервала между соседними главными синфазными сечениями продольная периодичность прослеживается только для амплитудных распределений, тогда как фазовые зависимости сами периодически не воспроизводятся, а воспроизводят лишь взаимные разности фаз расщепляемых пространственных компонент.

Необходимо заметить, что из мультилиплицирующего (или расщепляющего) свойства МПС в общем случае не следует вывод, сделанный в [1], о возможности обратного преобразования, т. е. суммирования расщепленных пространственных компонент оптического сигнала при обратном распространении поля.

Если с помощью зеркала реализовать обратное распространение поля расщепленных пространственных компонент сформированного в некотором фазовом сечении  $\varphi_1^{pq}$ , то МПС выполнит обратное преобразование (суммирование) этих компонент в один центральный максимум в плоскости возбуждения, если такой же максимум существует и в сечении  $2\varphi_1^{pq}$ . Как видно из рис. 3, в случае возбуждения  $H$ -волн это имеет место только для одного частного случая — двух расщепленных компонент, расположенных в точках  $x' = \pm \frac{a}{4}$  на расстоянии  $\varphi_1^{pq} =$

$$= \frac{1}{16} \varphi_1^{(1)} \text{ от плоскости возбуждения.}$$

Аналогичный численный анализ с использованием (3) при возбуждении МПС регулярной решеткой из  $K$  узких синфазных щелей (модель решетки выходных апертур ИПЛ) показал, что для  $H$ -волн МПС может осуществлять дальнейшее расщепление исходного АФР на ряд попарно синфазных пространственных компонент, а также пространственное суммирование  $K$  регулярных компонент оптического сигнала для четных  $K$  (уровень фона менее  $-18 \text{ dB}$ ) и приближенное суммирование для нечетных  $K$  (уровень фона менее  $-18 \text{ dB}$ , уровень «параизитных» максимумов  $-8 \text{ dB}$ ).

При аналогичном возбуждении  $E$ -волн в МПС последний может осуществлять только дальнейшее расщепление исходного АФР на ряд попарно синфазных пространственных компонент.

**Результаты эксперимента.** Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. Возбуждение планарного световода неизменной длины, образованного двумя внутренними полироваными гранями кварцевых пластин 5, обеспечивалось Не—Не-лазером 1, излучение которого, проходя через коллиматор 2 и диафрагму 3, попадало на маску 4 и вводилось в зазор между пластинами 5. Распределение интенсивности светового поля в выходной плоскости фиксировалось с помощью микроскопа 6 на фотопленке 7. Маска 4 могла перемещаться перпендикулярно плоскости световода и представляла собой непрозрачный слой хрома на поверхности стеклянной подложки, в котором имелись пропускающие щели шириной 4—6 мкм.

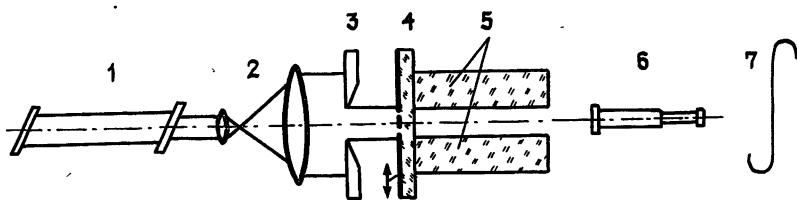


Рис. 4.

Для совмещения выходной плоскости световода с необходимым фазовым сечением  $\varphi_{1pq}^0$  ширина световода  $a$  могла меняться от единиц микрон до единиц миллиметров. Для изменения поляризации возбуждаемых волн МПС поворачивался на  $90^\circ$  вокруг своей продольной оси.

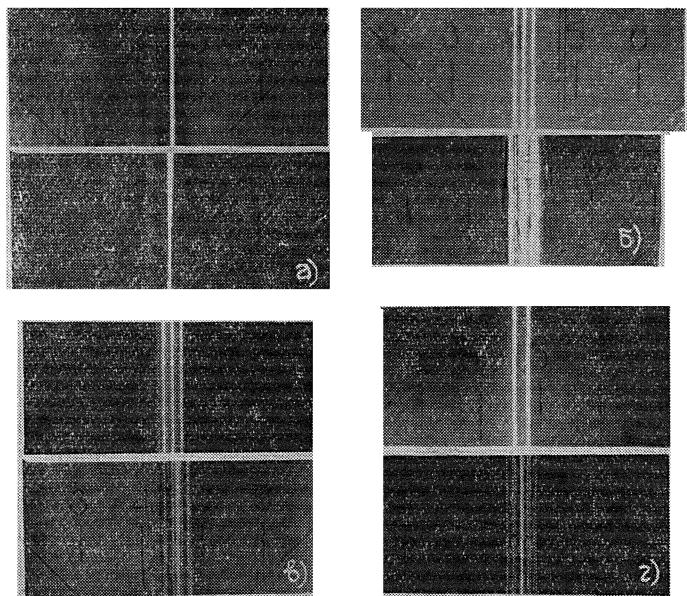


Рис. 5. Результаты эксперимента:

а)  $a = 120 \text{ мкм}$ ,  $z_{1pq} = 23 \text{ мм}$ ; б)  $a = 102 \text{ мкм}$ ,  $z_{1pq} = 11,2 \text{ мм}$ ; в)  $a = 102 \text{ мкм}$ ,  $z_{1pq} = 11,2 \text{ мм}$ ; г)  $a = 104 \text{ мкм}$ ,  $z_{1pq} = 8,3 \text{ мм}$ . Цена деления на фотографиях — 227 мкм.

На рис. 5а, б приведены экспериментальные распределения интенсивности светового поля на выходе МПС в первом главном синфазном

фазовом сечении  $\varphi_1^{pq} = \varphi_1^{(1)}$  при возбуждении  $H$ -волн одиночной ( $K = 1$ ) и  $E$ -волн решеткой ( $K = 3$ ) синфазных щелей (нижние фото на рис. 5а и 5б соответственно). Верхние фото соответствуют плоскости возбуждения  $\varphi_1^{pq} = 0$ . Рис. 5в, г показывают способность МПС осуществлять пространственное суммирование синфазных расщепленных компонент исходного АФР в сечениях  $\varphi_1^{pq} = \frac{1}{12}\varphi_1^{(1)}$  ( $K = 3$ , рис. 5в) и

$$\varphi_1^{pq} = \frac{1}{16}\varphi_1^{(1)} \quad (K = 2, \text{ рис. 5г}).$$

Величина максимума в распределении интенсивности на выходе МПС была приблизительно в  $K$  раз больше, чем интенсивность каждой из суммируемых пространственных компонент.

На основании выявленных преобразующих свойств МПС возможно построение ряда новых схем (дополняющих описанные в [5] многоэлементных излучающих систем на взаимно синхронизированных ИПЛ-генераторах (ИПЛГ) и ИПЛ-усилителях (ИПЛУ) с синхронизацией выходных полей. Простейшие варианты таких схем (базовые схемы) показаны на рис. 6.

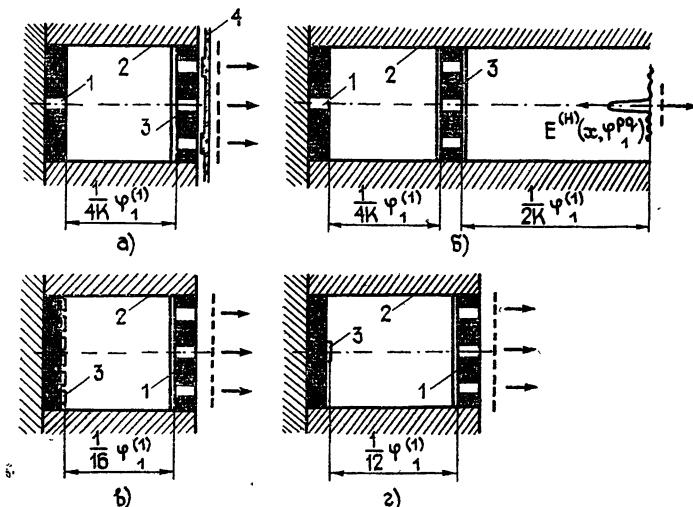


Рис. 6. Схемы многоэлементных излучающих систем на ИПЛ.

Поле задающего ИПЛГ 1 (рис. 6а) расщепляется с помощью МПС2 при возбуждении  $E$ - или  $H$ -волн в сечении  $\varphi_1^{pq}$  ( $p = 1, q = 4$ ) на  $K$  попарно синфазных пучностей (рис. 2), которые возбуждают решетку 3 из  $K$  ИПЛУ, излучающую в пространство (на рис. 6а,  $K = 3$ ). Для получения синфазного излучения необходимо скомпенсировать фазовые сдвиги расщепленных пространственных компонент (рис. 3б) с помощью фазового компенсатора-транспаранта 4. Если схему на рис. 6а дополнить отрезком МПС с «фазовой длиной»  $\varphi_1^{pq} = \frac{1}{2K}\varphi_1^{(1)}$ , такой, что полная длина МПС (без учета длины ИПЛГ) равна  $1/4\varphi_1^{(1)}$ , и убрать транспарант 4, то усиленное решеткой ИПЛУ 4 поле на выход МПС трансформируется в виде одиночного максимума в серединной плоскости МПС (рис. 6б).

Рис. 6в, г иллюстрирует схему решетки из  $K=3$  ИПЛГ 1, взаимно синхронизированных в общем многомодовом резонаторе, образованном

внутренними гранями решетки ИПЛГ 1, МПС 2 и пространственным фильтром (ПФ) 3. «Фазовая длина» резонатора и вид ПФ выбираются, исходя из преобразующих свойств МПС, такими, чтобы обеспечить необходимые для взаимной синхронизации коэффициенты связи между отдельными ИПЛГ.

Авторы благодарят В. Г. Карнаухова и В. А. Петровского за помощь в изготовлении световода.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ривлин Л. А., Шильдяев В. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 4, с. 572.
- 2 Ulrich R.—Opt. Communs, 1975, 13, № 3, p. 259.
3. Максимов В. М., Михеев С. М.—Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 7, с. 1386.
4. Марков Г. Т., Панченко Б. А.—Изв. вузов — Радиотехника, 1964, 7, № 1, с. 34.
5. Григорьева Е. Е., Семенов А. Т.—Квантовая электроника, 1978, 5, № 9, с. 1877.

Московский авиационный институт

Поступила в редакцию  
2 июля 1979 г.

#### FIELD DISTRIBUTION TRANSFORMATION WITH MULTIMODE PLANAR OPTICAL WAVEGUIDE

*A. N. Bratchikov, A. Yu. Grinev*

The general types and formation features of the onedimentional amplitude and phase electrical field distributions at the output plane of the multimode planar optical waveguide with variable width are investigated for two orthogonal polarizations of the exciting field.

The cases, using the excitation with single and array of thin split sources, which may be considered, for example, as simple models of the semiconductor injection lasers (SIL), are presented.

The data obtained is proposed to use for construction of the multielement radiating system with SIL (oscillators and amplifiers), radiating in common.