

К ВОПРОСУ ОБ УПРАВЛЕНИИ ФАЗОВОЙ СТРУКТУРОЙ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

В СВЧ-диапазоне методами пространственной фазировки излучающих систем решается задача управления диаграммой направленности фазированных антенных решеток практически во всем телесном угле без изменения положения излучателя в пространстве, что позволяет осуществлять локацию нескольких целей одновременно, фокусировку излучения в любой заранее заданной точке дальней зоны антенны и т. д.

Применение методов СВЧ-техники к оптическому диапазону электромагнитных волн наталкивается на серьезные затруднения ввиду того, что размер фазировочного элемента излучающей системы должен иметь поперечный размер порядка длины волны фазировочного излучения [1, 2]. В связи с малостью длины волны электромагнитного излучения оптического диапазона ($\sim 10^{-6}$ м) создание излучателей или фазировочных элементов со столь незначительными линейными размерами представляется задачей практически невыполнимой. Непосредственный перенос методов СВЧ-техники на оптический диапазон поэтому хотя теоретически и возможен, но практически не реализуем, что обуславливает необходимость принципиально иного подхода к проблеме фазировки световых пучков.

Цель настоящей работы — обоснование возможности построения управляющих оптических систем, позволяющих производить фазирование световых пучков с шагом дискретизации порядка длины волны.

Известно, что тонкая сферическая линза осуществляет над световым полем двумерное преобразование Фурье [3]:

$$U_2(\xi) = F[U_1(x)], \quad (1)$$

где $U_2(\xi)$, $U_1(x)$ — распределение поля в задней и передней фокальной плоскостях линзы соответственно; $\xi = \{\xi, \eta\}$ — текущие координаты в плоскости пространственных частот; $x = \{x, y\}$ — координаты в плоскости объекта.

При согласованной пространственной фильтрации применяются линзы с одинаковыми фокусными расстояниями и при этом оптическое преобразование Фурье, осуществляемое тонкой линзой над световым полем, отличается от своего математического аналога параметрической зависимостью от фокусного расстояния.

В связи с этим выражение (1) следовало бы записать:

$$U_2(\xi) = F_f\{U_1(x)\}, \quad (2)$$

где индекс « f » указывает, что преобразование осуществляется линзой с фокусным расстоянием f .

Нетрудно показать, что двойное преобразование Фурье, выполняемое конфокальной оптической системой линз с различным фокусным расстоянием над полем, изменяет его поперечный масштаб, сохраняя подобие между распределением поля в передней и задней фокальной плоскостях первой и второй линзы соответственно:

$$U_3(x) = F_{f_2}\{F_{f_1}[U_1(x)]\} = \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 U_1\left(-\frac{f_1}{f_2}x'\right). \quad (3)$$

Изложенное позволяет сделать вывод о возможности применения для фазировки световых пучков управляемых фазовых транспарантов макроскопических размеров с последующим сжатием поперечного масштаба распределения поля конфокальной двухлинзовой системой. Для дискретного транспаранта функция распределения поля разрывна и в общем случае может не быть преобразуемой по Фурье. Таким образом, вопрос о применимости соотношения (3) к дискретным системам требует отдельного рассмотрения.

Пусть фазировочный световой пучок расширяется с помощью коллима-

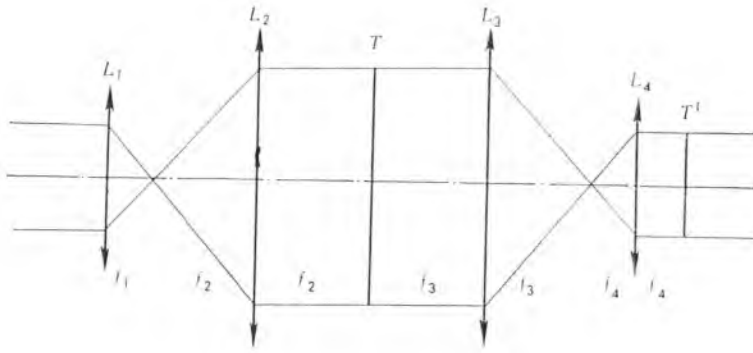


Схема построения фазированной системы

тора L_1L_2 (см. рисунок), модулируется транспарантом T и вновь сжимается системой линз L_3L_4 .

Комплексное пропускание дискретного транспаранта можно представить в виде:

$$T(x, y) = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} T_{mn} \left[U\left(x - L_x \frac{m}{M+1}\right) - U\left(x - L_x \frac{m+1}{M+1}\right) \right] \times \\ \times \left[U\left(y - L_y \frac{n}{N+1}\right) - U\left(y - L_y \frac{n+1}{N+1}\right) \right],$$

где $U(x)$ — ступенчатая функция (4),

$$U(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega t}}{\omega} d\omega = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ \frac{1}{2}, & t = 0 \\ 1, & t > 0; \end{cases} \quad (4)$$

L_x, L_y — размер транспаранта T в направлении осей x и y соответственно; $M+1, N+1$ — число элементов дискретизации по оси x и y соответственно; T_{mn} — комплексное пропускание ячейки транспаранта с координатами центра $m\Delta x$ и $n\Delta y$ по осям x и y соответственно. Функция $T(x, y)$ имеет конечное число разрывов первого рода и обращается в 0 на краях интервала, т. е. абсолютно интегрируема на $(-\infty, +\infty)$. Следовательно, для нее выполняются условия леммы Римана для бесконечного промежутка и оказывается возможным применение преобразования Фурье. Распределение поля в фокальной плоскости с учетом (2) и (3) представим в виде:

$$U_3(x_3) = U_1\left(\frac{f_1 f_3}{f_2 f_4} x_3\right) \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} T_{mn} \left\{ U\left[-\frac{f_3}{f_4} \left(x_3 - L'_x \frac{m}{M+1}\right)\right] - \right. \\ \left. - U\left[-\frac{f_3}{f_4} \left(x_3 - L'_x \frac{m+1}{M+1}\right)\right] \right\} \left\{ U\left[-\frac{f_3}{f_4} \left(y_3 - L'_y \frac{n}{N+1}\right)\right] - \right. \\ \left. - U\left[-\frac{f_3}{f_4} \left(y_3 - L'_y \frac{n+1}{N+1}\right)\right] \right\},$$

где

$$L'_x = -\frac{f_4}{f_3} L_x; \quad L'_y = \frac{f_4}{f_3} L_y.$$

Используя (4), легко показать, что $U[a(x-x')] = U(x-x')$ откуда, при выполнении соотношения между фокусами линз $\frac{f_1 f_3}{f_2 f_4} = 1$, приходим к следующему выражению: $U_3(x_3) = U_1(x_3) T'(x_3)$, где

$$T'(x_3) = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} T_{mn} \left[U \left(x_3 - L'_x \frac{m}{M+1} \right) - U \left(x_3 - L'_x \frac{m+1}{M+1} \right) \right] \times \\ \times \left[U \left(y_3 - L'_y \frac{n}{N+1} \right) - U \left(y_3 - L'_y \frac{n+1}{N+1} \right) \right].$$

Таким образом, воздействие на световое поле четырехлинзовой конфокальной системы с модулирующим транспарантом T эквивалентно воздействию на него транспаранта T' с линейными размерами, уменьшенными в $n = \frac{f_3}{f_4}$ раз по сравнению с размерами исходного транспаранта, что позволяет использовать транспарант макроскопических размеров для фазировки узких световых пучков. Условия отсутствия побочных максимумов в продифрагировавшем на транспаранте излучении вытекают из ограничения на шаг дискретизации, который не должен превышать половину периода наивысшей пространственной частоты поля [7].

Следовательно, требование к размеру элемента дискретизации транспаранта запишется $\Delta x, \Delta y \leq \frac{f_3}{f_4} \cdot \frac{\lambda}{2}$, а число элементов дискретизации определится из соотношения: $M \geq 2 \frac{L'_x}{\lambda}$; $N \geq 2 \frac{L'_y}{\lambda}$. Так, для фазировки пучка с поперечным сечением $L' \sim 10^{-3}$ м и $\lambda = 1 \cdot 10^{-6}$ м необходимое количество фазирующих элементов составит $2 \cdot 10^3$ ед., что при сечении фазирующего элемента 0,2 мм вполне реально для транспарантов, изготовляемых фотолитографическими методами, $n = 2 \cdot 10^2$, а поперечные размеры транспаранта — 200×200 мм.

Длина фазирующей системы определяется в основном фокусным расстоянием длиннофокусных линз и может достигать существенной величины. Эти затруднения можно частично преодолеть, применяя трехлинзовую систему преобразования масштаба, состоящую из двух преобразующих линз и расположенной между ними соосно корректирующей.

Пусть распределение поля в плоскости входной линзы описывается функцией $U_1(x_1)$. Тогда распределение поля в плоскости выходной линзы системы в параксиальном приближении с точностью до постоянного множителя примет вид:

$$U_2(x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_1(x_1) \exp \left\{ i \frac{k}{2} \left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{l_1} + \frac{(x_2 - \xi)^2}{l_2} - \frac{x_1^2}{f_1} - \frac{x_2^2}{f_2} - \frac{\xi^2}{F} \right] \right\} dx_1 d\xi.$$

Условью отсутствия фазовых искажений отвечает соотношение между фокусами линз и расстояниями между ними:

$$l_1 = f_1, \quad l_2 = f_2, \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad (5)$$

где f_1, f_2 — фокусные расстояния передней и задней преобразующих линз; F — фокусное расстояние корректирующей линзы; l_1, l_2 — расстояние между первой, второй преобразующей и корректирующей линзами.

При этом связь между полями в плоскости $P_1(x_1)$ и $P_2(x_2)$ преобразуется к виду:

$$U_2(x_2) = U_1 \left(\frac{-f_1}{f_2} x_2 \right).$$

Итак, при выполнении условия (5) трехлинзовая система осуществляет между полями преобразование масштаба с одновременным поворотом на π . Линейный размер трехлинзовой оптической фазирующей системы тогда уменьшается вдвое по сравнению с двухлинзовой. Дальнейшего ограничения можно достичь, используя в качестве выходной отрицатель-

ную линзу. При этом длина системы равна фокусному расстоянию передней преобразующей линзы, и поворот координат не происходит.

Следует отметить, что в трехлинзовой оптической системе апертурные ограничения имеют место лишь в плоскости корректирующей линзы, в то время как в двухлинзовой с расположением транспаранта в фокальной плоскости первой линзы искажение создают обе Фурье-преобразующие линзы в силу ограниченности апертуры. Кроме того, трудновыполнимы взаимопротивоположные требования к короткофокусной преобразующей линзе, которая одновременно должна иметь минимальное фокусное расстояние, для того чтобы при заданном масштабе преобразования размер системы был минимальным, и максимальную апертуру, чтобы вносить как можно меньше искажений в преобразованное изображение за счет ограничения пределов интегрирования в плоскости, где они предполагаются бесконечными. В трехлинзовой системе транспарант находится непосредственно в плоскости передней линзы, поэтому размер передней линзы может не превышать размеров транспаранта и аналогично — размер второй линзы ограничивается размерами преобразованного изображения, т. е. сечением фазированного пучка. Таким образом, требование максимальной размера накладывается только на корректирующую линзу.

Список литературы

1. Голуб М. А. и др. // Компьютерная оптика. М., 1987. Вып. 1. С. 35.
2. Наумов А. Ф. // Голографические методы в науке и технике. Л., 1985. С. 139.
3. Передача и обработка информации голографическими методами // Под ред. С. Б. Гуревича. М., 1978. С. 204.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1974. С. 790.
5. Гурский С. Н., Петросян Ф. Н., Школкин В. Н. // Радифизические измерения в диапазонах высоких частот (ВЧ) и сверхвысоких частот (СВЧ). Новосибирск, 1984. С. 66.

Поступила в редакцию 14.02.88.

УДК 621.378.325

*Н. Н. ВАСИЛЬЕВ, Г. И. РАЙ,
Г. В. ШАРОНОВ, А. П. ШКАДАРЕВИЧ*

ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В НЕПРЕРЫВНОМ ЛАЗЕРЕ НА АИГ: Nd³⁺ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ LiF С F₂⁻ЦО

Для получения мощных пикосекундных импульсов в АИГ: Nd³⁺-лазерах с непрерывной накачкой в работах [1, 2] впервые использован метод активной синхронизации мод (СМ) с пассивной модуляцией добротности (МД) нелинейно поглощающим кристаллом LiF с F₂⁻ центрами окраски (ЦО). В работе [3] впервые наблюдался режим пассивной СМ, однако вследствие большого времени релаксации верхнего возбужденного уровня F₂⁻ центров в таком затворе он получен при больших длинах резонатора, причем стабильность режима СМ была очень критична к начальному поглощению в затворе. Высказывалось предположение о наличии у исследуемых кристаллов LiF: F₂⁻ ЦО синхронизирующих свойств [2], но чистый режим пассивной СМ осуществлен не был.

В настоящей работе получен и исследуется режим пассивной СМ с одновременной МД непрерывного АИГ: Nd³⁺-лазера с помощью термически обработанных кристаллов LiF: F₂⁻ независимо от длины резонатора. Экспериментальная установка, описанная в [2], собрана на базе промышленного квазинепрерывного лазера ЛТИ-502 с удлиненным до 1,5 м резонатором. Резонатор неустойчивого типа образован плоским выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 17 % и выпуклым глу-