

Список литературы

1. Багров В. Г., Шаповалов и др. // Изв. вузов СССР: Физика. 1973. № 7. С. 95; 1975. № 4. С. 29; 1975. № 7. С. 6; 1975. № 8. С. 73; 1975. № 9. С. 106; 1977. № 6. С. 105; 1977. № 7. С. 46; 1978. № 2. С. 13; 1978. № 3. С. 46; 1980. № 4. С. 10; 1984. № 12. С. 33; 1985. № 1. С. 85.
2. Шаповалов В. Н., Багров В. Г., Экле Г. Г. Полные наборы и разделенные переменные в уравнении Дирака / Изв. вузов СССР: Физика. Томск, 1976. 26 с. Деп. в ВИНТИ 19.01.76. № 405-75.
3. Соок А. Н. // Proc. Roy. Soc. London, 1982. V. A384. P. 247.
4. Kalnins E. G., Miller W., Williams G. C. // Journ. Math. Phys. 1986. P. 1983.
5. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1985. № 3. С. 26; 1986. № 1. С. 6; 1986. № 2. С. 5; 1986. № 3. С. 3.
6. Андрушкевич И. Е., Шишкин Г. В. // ТМФ. 1987. Т. 70. С. 289.

Поступила в редакцию 19.04.87.

УДК 621.396

Н. И. АЛЕШКЕВИЧ, А. С. КЛЮЧНИКОВ, В. И. КОНДРАТЕНКО

ОПТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СВЧ-ГОЛОГРАММ

Оптические методы обработки информации перспективны для двумерных систем, в частности для обработки оптических изображений, СВЧ-голограмм, благодаря их чрезвычайно высокому быстродействию, связанному с параллельностью обработки информации, простоте ввода информации и возможности представления ее в аналоговом виде и т. д. Тем не менее эти методы практически не нашли применения в технике СВЧ-голографии из-за существенных масштабных искажений при оптическом восстановлении СВЧ-голограмм [1]. Корректно решить задачу неискаженного моделирования СВЧ-полей традиционным методом восстановления голограмм технически невозможно [2, 3], так как необходимо уменьшить исходную голограмму при ее оптической записи в $n = \lambda_1/\lambda_2 = 10^4 \div 10^5$ раз (λ_1 и λ_2 — длина волны записи и восстановления голограммы соответственно). При таком коэффициенте уменьшения размеры элемента дискретизации синтезированной голограммы (оптического аналога СВЧ-голограмм) оказываются столь малыми, что становятся неизбежными потери высокочастотных составляющих в спектре, и, следовательно, появляются искажения в моделируемом поле. Действительно, максимальная пространственная частота в плоскости записи СВЧ-голограммы определяется расстоянием между отдельными элементами излучающей системы [4], которое является величиной, заведомо меньшей длины волны излучения. Для выполнения масштабного соответствия необходимо, чтобы данное соотношение сохранилось и в синтезированной оптической голограмме. Однако в силу ограниченности частотной функции свободного пространства при регистрации уменьшенной голограммы на светочувствительной среде, расположенной в фокусе оптической системы, производящей уменьшение голограммы, происходит низкочастотная пространственная фильтрация, приводящая к потере в структуре распределения элементов с размерами, меньшими длины волны света, применяемого при регистрации оптического изображения, и соответственно — к потере высокочастотных компонент в восстановленном изображении.

В настоящее время исследована возможность оптического восстановления СВЧ-голограмм с сохранением соответствия между продольным и поперечным масштабами преобразования изображения. Разработан принципиально новый подход к восстановлению СВЧ-голограмм в видимом диапазоне, включающий операцию коррекции поперечного масштаба преобразования оптическими методами и позволяющий отказаться от применения голограмм со «сверхвысоким» разрешением.

Рассмотрим классическую схему записи СВЧ-голограммы, при которой плоскость излучающего (рассеивающего) объекта располагается параллельно плоскости регистрации и отстоит от нее на расстоянии D_1 ,

а опорная волна создается точечным источником, размещенным на расстоянии R_1 от центра голограммы в направлении, составляющем угол Θ_1 с нормалью к плоскости голограммы.

Амплитудное пропускание голограммы можно представить в виде: $\tau_H = \tau_0 + \tau_s + \tau_p + \tau_h$, где τ_0 описывает равномерный фон; τ_s — автокорреляция предмета; τ_p и τ_h — сопряженные члены, передающие информацию о фазе предметной волны и о комплексном амплитудном пропускании объекта [1] соответственно.

По аналогии с [3] сигнал на квадратическом фотоприемнике в плоскости регистрации в параксиальном приближении можно представить следующим образом:

$$\tau_p = e_s e_r^* \sim \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \exp \left\{ ik_1 \left[-\frac{(x_2' - x_1)^2}{2D_1} + x_2 \sin \Theta_1 + \frac{x_2'^2}{2R_1} \right] \right\} dx_1,$$

где e_s и e_r — комплексные амплитуды сигнальной и опорной волн в точке плоскости регистрации с текущей координатой x_2 соответственно; $T(x_1)$ — распределение поля по объекту; x_1 — текущая координата в плоскости объекта; $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ — волновой вектор СВЧ-колебания. Так же записывается выражение и для τ_h .

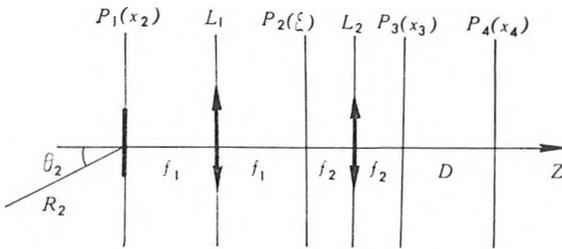


Схема восстановления голограммы

Применение СВЧ-голограмм для восстановления в оптическом диапазоне обычно не представляется возможным ввиду их значительных размеров (за исключением диапазона миллиметровых и субмиллиметровых длин волн), поэтому предварительно производится запись на фотопластинку

или другую регистрирующую среду распределения пропускания, соответствующего распределению в плоскости регистрации СВЧ-голограммы с одновременным уменьшением ее до размеров, которые определяются апертурой элементов, применяемых при оптическом восстановлении. Сопряжения продольного и поперечного масштабов преобразования изображения можно достичь, используя различные положения положительных и отрицательных линз. Простейшая из них — конфокальная двухлинзовая система, которую для удобства и будем рассматривать в дальнейшем, что, впрочем, не нарушает общности рассуждений.

Схема восстановления голограммы, уменьшенной в n раз и помещенной в плоскости $P_1(x_2')$, изображена на рисунке. Линзы L_1 и L_2 конфокально расположены на оптической оси Z , являющейся нормалью к плоскости голограммы, в ее центре таким образом, что $P_1(x_2')$ располагается в передней фокальной плоскости линзы L_1 .

Сферическая линза осуществляет над световым полем в фокальной плоскости оптическое преобразование Фурье [5]: $U(\xi) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} V(x) \exp \left\{ i \frac{k_2}{f} \xi x \right\} dx,$

где ξ — текущая координата в спектральной плоскости; $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ — волновой вектор света; f — фокусное расстояние линзы.

При освещении уменьшенной в n раз голограммы точечным источником когерентного излучения, находящимся на расстоянии R_2 от ее центра, в направлении, составляющем угол Θ_2 с осью Z в плоскости восстановления $P_4(x_4)$ с точностью до постоянного множителя для τ_p , получим распределение комплексной амплитуды светового поля:

$$E_p(x_4) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \exp \left\{ i \left[-\frac{k_1}{2D_1} (x_2 n - x_1)^2 - k_1 n x_2 \sin \Theta_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + k_1 \frac{n^2 x_2^2}{2R_1} + \frac{k_2}{2D_2} (x_3 - x_4)^2 + k_2 x_2 \sin \Theta_2 + k_2 \frac{x_2^2}{2R_2} - \frac{k_2}{f_1} \xi k_2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{k_2}{f_2} \xi x_3 \right] \right\} dx_1 dx_2 dx_3 d\xi, \quad (1)$$

которое после интегрирования по x_2 и ξ_2 преобразуется к виду:

$$E_p(x) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \exp \left\{ i \left[x_3^2 \left(-\frac{k_1}{2D_1} \frac{f_1^2}{f_2^2} n^2 + \frac{k_1}{2R_1} \frac{f_1^2}{f_2^2} n^2 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{k_2}{2D_2} + \frac{k_2}{2R_2} \right) + \left(\frac{k_2}{2D_2} x_4^2 - \frac{k_1}{2D_1} x_1^2 \right) - x_3 \left(\frac{k_1}{D_1} \frac{f_1}{f_2} x_1 + \frac{k_2}{D_2} x_4 \right) - \right. \\ \left. - x_3 \left(k_1 n \frac{f_1}{f_2} \sin \Theta_1 + k_2 \frac{f_1}{f_2} \sin \Theta_2 \right) \right] \right\} dx_1 dx_3.$$

Для τ_k аналогично получим

$$E_k(x_4) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x_1) \exp \left\{ i \left[x_3^2 \left(\frac{k_1}{2D_1} \frac{f_1^2}{f_2^2} n^2 - \frac{k_1}{2R_1} \frac{f_1^2}{f_2^2} n^2 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{k_2}{2D_2} + \frac{k_2}{2R_2} \right) + \left(\frac{k_2}{2D_2} x_4^2 - \frac{k_1}{2D_1} x_1^2 \right) - x_3 \left(\frac{k_1}{D_1} \frac{f_1}{f_2} x_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{k_2}{D_2} x_4 \right) - x_3 \left(-k_1 n \frac{f_1}{f_2} \sin \Theta_1 + k_2 \frac{f_1}{f_2} \sin \Theta_2 \right) \right] \right\} dx_1 dx_3.$$

Распределение поля в плоскости восстановления с учетом только членов, несущих информацию об объекте, запишется как $E(x_4) = E_p(x_4) + E_k(x_4)$, а условие существования изображения определит система равенств:

$$\left\{ \mp \frac{k_1 n^2}{D_1} \pm \frac{k_1 n^2}{R_1} + \frac{k_2}{D_2} \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 + \frac{k_2}{R_2} = 0, \quad (2) \right.$$

$$\left. \left\{ \pm k_1 \sin \Theta_1 + k_2 \sin \Theta_2 = C, \quad (3) \right. \right.$$

где C — произвольная константа.

При $C=0$ центры сфокусированных мнимого и вещественного изображений предмета будут находиться на оси Z .

Подставив (2) и (3) в (1) при $C=0$, учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ i \left[x_2 \left(\frac{k_1 n x_1}{D_1} + \frac{k_2 f_2 x_4}{D_2 f_1} \right) \right] \right\} dx_2 \sim \delta \left(x_1 - \frac{D_1 k_2 f_2 x_4}{D_2 k_1 f_1 n} \right)$$

и проводя интегрирование по x_1 , приходим к окончательному выражению для $E_p(x_4)$:

$$E_p(x_4) \sim T^* \left[\frac{x_4}{M_t} \right] \exp \left\{ i \frac{k_2 x_4^2}{D_2} \left(1 - \frac{1}{n_0 M_t} \right) \right\}, \quad (4)$$

где $M_t = D_2 \lambda_2 / D_1 \lambda_1$ — поперечный масштаб преобразования поля; $n_0 = = (f_1/f_2)n$. Используя (2), для n_0 можно получить

$$n_0 = \frac{f_2}{f_1} \sqrt{\frac{D_1 \lambda_1}{D_2 \lambda_2} \left(\frac{1 + D_2 f_1^2 / R_2 f_2^2}{1 - D_1 / R_1} \right)}. \quad (5)$$

Условию отсутствия фазовых искажений в восстановленном изображении соответствует требование обращения в нуль показателя экспоненты в выражении (4), влекущее за собой необходимость выполнения равенства

$$n_0 M_t = 1, \quad (6)$$

что осуществимо при $R \rightarrow \infty$.

В случае протяженного объекта продольный масштаб преобразования связан с поперечным масштабом соотношением $M_t = (\lambda_1/\lambda_2) M_t^2$, а отсутствию искажений будет соответствовать условие

$$M_t = M_t = \lambda_2/\lambda_1, \quad (7)$$

совпадающее с аналогичным условием, полученным в [3], для случая восстановления СВЧ-голограмм без преобразования поперечного масштаба.

Подставив в (7) выражение для M_t и воспользовавшись (5), определим требование, налагаемое на коэффициент уменьшения голограммы условием отсутствия масштабных искажений: $n = f_2 \lambda_1 / f_1 \lambda_2$. Так как $\lambda_1/\lambda_2 = 10^4 \div 10^5$, а для выпускаемых промышленностью объективов можно достичь величины $f_1/f_2 = 10^3 \div 10^4$ и даже более, масштабные искажения можно предотвратить при коэффициенте уменьшения голограммы $n \sim 10^2$, что вполне приемлемо и легко реализуется технически.

Применение более сложных оптических систем позволяет изменять значение n , по существу, в любых разумных пределах (ограничения накладывают размеры моделирующей системы при использовании длиннофокусных объектов, а также возникновение значительных аберраций при слишком короткофокусных линзах).

Таким образом, применение оптической системы преобразования масштаба позволяет корректно решить задачу масштабного моделирования СВЧ-полей при их визуализации.

Особое значение эта методика имеет при восстановлении в оптическом диапазоне длин волн СВЧ-голограмм ближнего поля антенн для определения их параметров. Непосредственное измерение диаграммы направленности радио- и СВЧ-антенн зачастую весьма сложная задача, так как при большой длине волны радио- и СВЧ-диапазонов границы зоны Френеля для излучающей системы с широкой апертурой оказываются удаленными от антенны на расстояние порядка нескольких сотен метров и даже нескольких километров. Операция преобразования (в данном случае сжатия) масштаба при оптическом восстановлении СВЧ-голограммы поля в ближней зоне антенны дает возможность получить в оптическом диапазоне световой источник с диаграммой направленности, конформной диаграмме направленности модулируемой антенны. Так как размеры ближней зоны излучателя прямо пропорциональны квадрату его апертуры и обратно пропорциональны длине волны излучения, при масштабном восстановлении СВЧ-голограммы ближнего поля антенны размеры ближней зоны оказываются пропорциональными длине волны. Таким образом, для оптического аналога ближнего поля антенны размеры ближней зоны во столько раз меньше размеров ближней зоны реальной антенны, во сколько раз длина волны восстанавливающего излучения меньше длины волны записи. Это позволяет производить непосредственное измерение диаграммы направленности в лабораторных условиях.

Следует также отметить, что использование операции преобразования масштаба при восстановлении СВЧ-голограммы позволяет не только достичь соответствия между продольным и поперечным масштабами преобразования изображения, но и реализовать превышение поперечного масштаба преобразования над продольным. При диагностике излучающих систем большой апертуры (узконаправленных антенн) это дает дополнительные возможности в определении особенностей диаграммы направленности, так как позволяет искусственно повысить разрешение в области центрального лепестка.

Список литературы

1. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Голография в микроволновой технике. М., 1979.
2. Голография / Под ред. В. М. Гинзбург., Б. М. Степанова. М., 1974.

3. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голографические измерения. М., 1981.
 4. Гурский С. Н., Петросян Ф. Н., Школдин В. Н. // Радиотехнические измерения в диапазонах высоких частот (ВЧ) и сверхвысоких частот (СВЧ). Новосибирск. 1984. С. 66.
 5. Передача и обработка информации оптическими методами / Под ред. С. Б. Гуревича. М., 1978. С. 209.

Поступила в редакцию 01.06.87.

УДК 621.375.826+535.37

И. М. ГУЛИС, К. А. САЕЧНИКОВ, В. А. ЦВИРКО

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ, ОХЛАЖДЕННЫХ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Исключительная информативность тонкоструктурных электронно-колебательных спектров сложных молекул, достигаемая во флуоресцентной спектроскопии в сверхзвуковой струе [1, 2], определяет возрастающий интерес к этому методу. Широкому распространению его, однако, препятствует сложность аппаратной реализации. Несмотря на то, что в литературе неоднократно описывались установки для спектроскопии в сверхзвуковой струе (см., например, работу [1] и библиографию к ней), мы сочли целесообразным представить систему (рис. 1), отличающуюся простотой конструкции, доступностью применяемых блоков и узлов и при этом обладающую определенными преимуществами, обусловленными особенностями используемых нами источника возбуждения и системы регистрации.

Сверхзвуковая струя образуется путем адиабатического расширения газа при истечении через отверстие 200 мкм в вакуумную камеру, откачиваемую диффузионным насосом (НВРО-2000) и форвакуумным насосом НВПР-16 (производительность 2000 и 16 л/с соответственно).

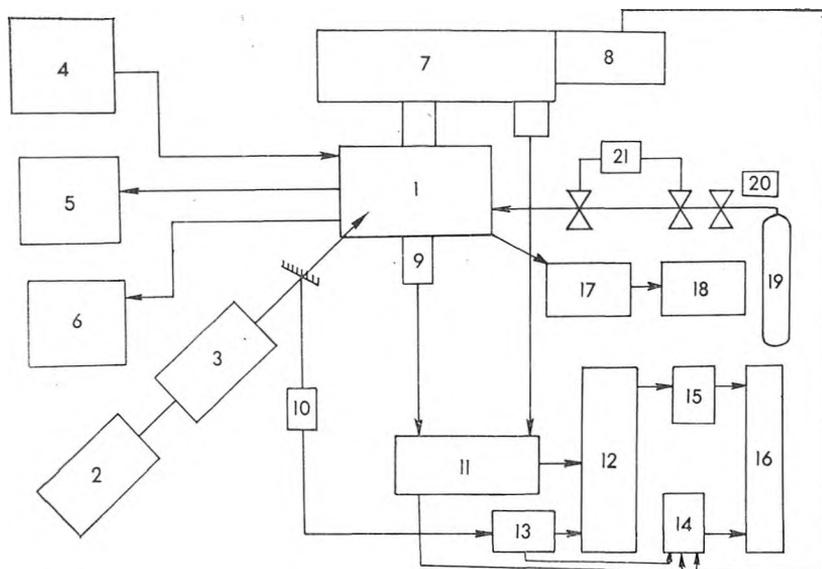


Рис. 1. Блок-схема установки:

1 — вакуумная камера; 2 — лазер накачки АИГ: Nd^{3+} ; 3 — лазер на красителе с перестройкой частоты; 4 — нагрев образца; 5 — контроль температуры образца; 6 — контроль давления; 7 — монохроматор ДФС-12; 8 — блок управления разверткой монохроматора; 9 — фотозлектронный умножитель; 10 — фотозэлемент; 11 — усилитель; 12 — счетчик; 13 — формирователь стробирующих импульсов; 14 — многоканальный анализатор НТА-1024; 15 — цифро-аналоговый преобразователь; 16 — самописец; 17 — диффузионный насос; 18 — форвакуумный насос; 19 — баллон с газом-носителем; 20 — манометр; 21 — емкость с комплексобразующим веществом