

Таким образом, следует отметить, что в случае органических пероксидов спектры КР оказываются более информативными, чем спектры ИК поглощения. Это связано с тем, что колебания пероксидной группы с большей относительной интенсивностью проявляются в спектрах КР, а в некоторых случаях эти колебания в ИК спектре вообще неактивны. Спектральный диапазон проявления  $\nu_{O-O}$  для исследованных пяти классов пероксидов составляет 835–910  $\text{см}^{-1}$ . При этом наибольший вклад валентного колебания O–O связи в РПЭ составляет 70 % для гидропероксидов, а наименьший – 30 % – для диацильных пероксидов. Очевидно, замена атома водорода в пероксидной цепочке на атом углерода и особенно появление C–O групп приводит к усилению электронного и кинетического взаимодействия при колебании пероксидного остова ХООУ. При этом колебания можно считать локализованными на цепочке в целом. Это в свою очередь ведет к большей зависимости колебаний от вида и структуры примыкающих заместителей, что наблюдается в случае пероксиэфиров и диацильных пероксидов. Соотношение интенсивностей проявления  $\nu_{O-O}$  в ИК и КР спектрах определяется локальной симметрией пероксидной цепочки. Так, для диацильных и особенно алкильных пероксидов, для которых реализуется локальная симметрия пероксидной цепочки  $C_2$  и  $C_{2h}$  соответственно,  $\nu_{O-O}$  с большей относительной интенсивностью проявляется в спектре КР по сравнению со спектром ИК поглощения. Для гидропероксидов, перокси кислот и пероксиэфиров относительная интенсивность проявления  $\nu_{O-O}$  в ИК и КР спектре примерно одинакова. В целом, совокупность ИК и КР спектров позволяет однозначно идентифицировать любой из исследованных пяти классов пероксидов.

Проведенные исследования и полученные результаты позволяют предложить методику обработки спектральных данных для идентификации органических пероксидов, представленную на рисунке в виде блок-схемы.

#### Список литературы

1. Кауш Г. Разрушение полимеров. М., 1981. С. 440.
2. Грибов Л. А. Теория инфракрасных спектров полимеров. М., 1977.
3. Зятков И. П./Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1963.
4. Melverger A. J., Anderson L. R., Ratcliffe C. T., Fox W. B.//Appl. Spectr. 1972. V. 3. P. 381.
5. Christie K. O.//Spectrochim. Acta. 1971. V. 27A. № 2. P. 463.
6. Зятков И. П., Сагайдак Д. И., Пицевич Г. А., Гоголинский В. И., Ксенофонтова Н. М.//ЖПС. 1983. Т. 38. Вып. 1. С. 110.
7. Schachtschneider J. H., Shieder R. S.//Spectrochim. Acta. 1965. V. 21. № 2. P. 169.
8. Butwill Bell M. F.//Spectrochim. Acta. 1972. V. 28A. № 8. P. 2239.
9. Cugley J., Meyer R., Guntherd H. H.//Journ. Chem. Phys. 1976. V. 18. № 1. P. 281.
10. Slovochkotov Yu. L., Timofeeva T. V., Antipin M. Yu., Struchkov Yu.//Journ. Mol. Struct. 1984. V. 112. P. 127.
11. Dewar M. J. S., Thiel W.//Journ. Am. Chem. Soc. 1977. V. 99. № 15. P. 4889.

Поступила в редакцию 08.02.93.

УДК 621.373.826

В. И. КОНДРАТЕНКО, Н. И. АЛЕШКЕВИЧ,  
И. В. КОВАЛЬ, Е. Л. ТИХОВА

#### ОПТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СВЧ-ГОЛОГРАММ

In the paper the optical reconstruction of U. H. F. holograms in the absence of optical transparent and imagic coaxiality limitations is considered.

Radiation spectrum as the function of light wave incidence angle is calculated.

The possibility of undistorted simulation of the source directivity diagram according to its Fresnel zone hologram is pointed out.

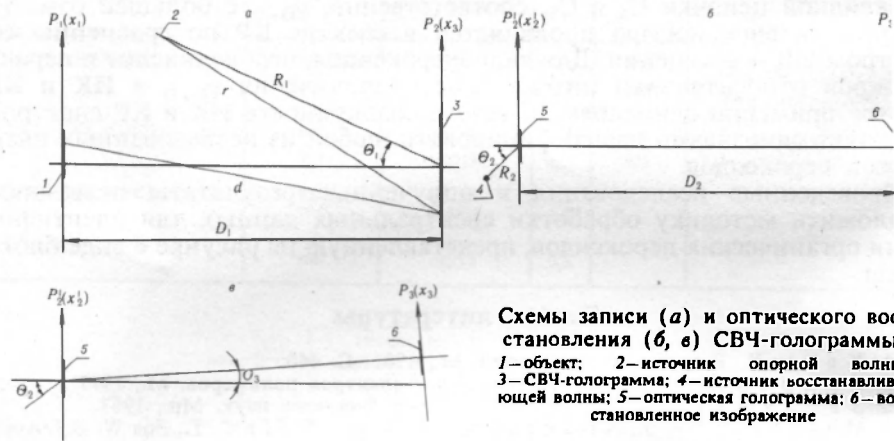
Вопрос об оптическом восстановлении СВЧ-голограмм подробно рассмотрен в работах [1, 2], где в качестве одного из основных выводов указывается на невозможность достижения соответствия между продольным и поперечным масштабами преобразования поля. Данное обстоя-

ятельность является серьезным препятствием при анализе диагу направленности антенн путем применения оптических средств обраб информации к восстановлению СВЧ-голограмм. Частично вопр достижении масштабного соответствия с применением оптиче средств обработки информации рассмотрен в [3]. Для классиче схемы записи и восстановления голограммы (рисунок, а, б,) требов на условие сфокусированности изображения и его соосность описыва системой [1]:

$$\mp k_1 n^2 / D_1 \pm k_1 n^2 / R_1 + k_2 / R_2 + k_2 / D_2 = 0,$$

$$\pm k_1 \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2 = 0,$$

где  $k_1$  – волновое число волны записи,  $k_2$  – волновое число восстана вующей волны,  $D_1$  и  $D_2$  – соответственно расстояния от источника и изображения до голограммы, а  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  определяют полож источника опорной волны при записи и восстановлении.



Квадратичный множитель в восстановленном изображении отсутствует только при использовании плоских волн ( $R_{1,2} \rightarrow \infty$ ), а соответств между продольным и поперечным масштабам восстановленного изображения отвечает условие, налагаемое на коэффициент уменьшения голограммы  $n = \lambda_1 / \lambda_2$ , где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – соответственно длины волн при записи и восстановлении голограммы.

Результаты получены при использовании приближения

$$r(x) \approx R + x \sin \theta + x^2 / 2R,$$

где  $r(x)$  – расстояние от источника сферической опорной волны до точки с текущей координатой  $x$ . Оно ограничивается двумя первыми членами разложения в ряд и содержит слагаемые второго порядка малости отношению  $x/R$ . Однако, как нетрудно показать, слагаемое того порядка малости содержится и в третьем члене разложения, что приводит к несколько иному виду приближения для  $r(x)$ :

$$r(x) \approx R + x \sin \theta + (x \cos \theta)^2 / 2R.$$

С учетом выражения (4) условие на положение плоскостей локализации изображения примет вид:

$$D_2 = - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left[ n^2 \left( 1 - \frac{D_1 \cos^2 \theta_1}{R_1} \right) \mp \frac{D_1 \lambda_1 \cos^2 \theta_2}{R_2 \lambda_2} \right]^{-1}.$$

Отсутствию квадратичного фазового множителя в плоскости изображения соответствует условие

$$\pm n^2 \frac{\cos^2 \theta_1}{R_1} + \frac{\cos^2 \theta_2}{R_2} = 0, \quad (6)$$

которое автоматически выполняется при  $R_{1,2} \rightarrow \infty$ , а масштабное подобие достигается при  $n = \lambda_1 / \lambda_2$  в полном соответствии с [2]. Совместный учет (6) и (2) приводит при использовании сферической волны для указанного значения  $n$  к соотношению

$$n = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (7)$$

которое также является достаточно жестким и практически требует при регистрации голограммы плоской волны.

Однако условие соосности (2) не является обязательным для существования изображения. В случае восстановления по схеме (см. рисунок, в) поле в произвольной плоскости  $P(x_3)$  можно в параксиальном приближении с учетом информативных членов представить следующим образом:

$$\begin{aligned} E(x_3) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \exp \left\{ i \left[ x_2'^2 \left( -\frac{k_1 n^2}{2D_1} + \frac{k_1 n^2 \cos^2 \theta_1}{2R_1} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{k_2 \cos^2 \theta_2}{2R_2} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_3}{2D_2} \right) + x_2' \left( \frac{k_1 n x_1}{D_1} - \frac{k_2 x_3 \cos \theta_2}{D_2} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + k_1 n \sin \theta_1 \right) + \left( \frac{k_2 x_3^2}{2D_2} - \frac{k_1 x_1^2}{2D_1} \right) \right] \right\} dx_1 dx_2' + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x_1) \times \\ & \times \exp \left\{ i \left[ x_2'^2 \left( \frac{k_1 n^2}{2D_1} - \frac{k_1 n^2 \cos^2 \theta_1}{2R_1} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_2}{2R_2} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_3}{2D_2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + x_2' \left( \frac{k_1 n x_1}{D_1} + \frac{k_2 x_3 \cos \theta_2}{D_2} + k_1 n \sin \theta_1 \right) + \left( \frac{k_2 x_3^2}{2D_2} + \frac{k_1 x_1^2}{2D_1} \right) \right] \right\} dx_1 dx_2'. \end{aligned} \quad (8)$$

Несущественные для данного рассмотрения постоянные множители опущены.

Условие существования изображений примет вид:

$$\mp \frac{k_1 n^2}{D_1} \pm \frac{k_1 n^2 \cos^2 \theta_1}{R_1} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_2}{R_2} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_3}{D_2} = 0. \quad (9)$$

а преобразованное поле свободно от квадратичного фазового члена при

$$\pm \frac{k_1 n^2 \cos^2 \theta_1}{R_1} + \frac{k_2 \cos^2 \theta_2}{R_2} = 0, \quad (10)$$

локализуется в плоскости

$$D_2 = \pm D_1 \frac{\cos^2 \theta_3}{n^2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (11)$$

и имеет вид:

$$E(x_3) = T^{(*)} \left( \frac{n}{\cos \theta_3} x_3 \mp D_1 \delta \right) \exp \left\{ \mp \frac{ik_2 \delta n \lambda_2}{\cos \theta_3} x_3 \right\}, \quad (12)$$

где  $\delta = \sin \theta_1 - \frac{1}{\cos \theta_3} (\sin \theta_2 - \sin \theta_3)$ ,  $T^{(*)} = \{ T, T' \}$ .

Обозначив через  $M_t = \frac{\cos \theta_3}{n}$  коэффициент поперечного преобразования масштаба, выражение (12) можно переписать в виде:

$$E(x_3) = T^{(*)} \left( \frac{x_3}{M_t} + D_1 \delta \right) \exp \left\{ \mp ik_2 \frac{\delta \lambda_2}{M_t \lambda_1} x_3 \right\}. \quad (13)$$

Для коэффициента продольного преобразования масштаба можно записать:

$$M_c = \frac{dD_2}{dD_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\cos^2 \theta_3}{n^2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} M_1^2,$$

а условию отсутствия масштабных искажений  $M_c = M_1$ , соответствует выражение для коэффициента уменьшения голограммы

$$n = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cos \theta_3,$$

что является значительно более выполнимым условием, чем (7), так значение  $\cos \theta_3$  в отношении его малости ограничено лишь реальной высотой рельефа голограммы.

Изображение оказывается при такой схеме восстановления уменьшенным, сдвинутым относительно центра системы координат и наклонным:

$$E(x_3) = T(x_1) \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} x_3 \mp D_1 \delta \right) \exp \{ \mp ik_2 \delta x_3 \},$$

причем сдвиг и наклон определяются углом падения опорного пучка записи голограммы. Если  $\theta_2 = 0$  (нормальное падение), изображение оказывается неискаженным при  $\theta_2 = \theta_3$ .

Особый интерес вызывает возможность измерения диаграммы направленности (ДН) антенны по голограмме ее поля, зарегистрированной на плоскости, т. е. случай, когда в качестве объекта выступает амплитудно-фазовое распределение (АФР) в раскрыве антенны [4, 5].

Определим спектр пространственных частот объекта. Для этого введем интегрирование соотношения (8) по  $dx'_2$ , дополнив соответствующее выражение для фазового множителя до полного квадрата. В выполнении условия (10) выражение в плоскости  $P(x_3)$ , расположенной на расстоянии  $D_2$  от восстанавливаемой голограммы (рис. 1, в) с точностью до несущественного постоянного множителя примет вид:

$$E(x_3) = \exp \left\{ -\frac{ik_2 x_3^2}{2 \left( D_2 - \frac{\lambda_1 \cos^2 \theta_2}{\lambda_2 n^2} \right)} \right\} \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \times$$

$$\times \exp \left\{ i \left[ \frac{k_1 k_2 \cos^2 \theta_2}{k_2 \cos^2 \theta_2 D_1 - k_1 n^2 D_2} \right] \right\} x_1^2 \exp \{ i [ \omega x_1 + k_1 \delta ] \} dx_1,$$

$$\text{где } \omega = \frac{v_2 \cos \theta_2}{n D_2} x_3.$$

Учитывая, что ДН источника в силу дуализма пространственных частот [6] имеет вид:

$$E(x_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(x_1) \exp \{ ik_1 \sin \alpha x_1 \} dx_1, \quad (1)$$

а для малых углов наблюдения  $\sin \alpha \approx \frac{v_2}{D_2}$ , приходим к условию для наблюдения неискаженной ДН исследуемого объекта, аналогичному (1):

При выполнении условия  $\cos \theta_2 < \frac{n \lambda_2}{\lambda_1}$  возможно восстановление голограммы с разрешением в области главного лепестка ДН более высоким, чем у исходного объекта, что перспективно при анализе узконаправленных систем.

Применение условия (15) к выражению (17) определяет поле произвольной плоскости, расположенной на расстоянии от начала координат в виде:

$$E(x_3) = \exp \left\{ -\frac{ik_2 x_3^2}{2 \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^2 z} \right\} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x_1) \exp \left\{ \frac{ik_2 x_1^2}{2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left( D_1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} D_2 \right)} \right\} \times$$

$$\exp\{i\omega x_1\} dx_1, \quad (19)$$

где

$$z = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \left( D_1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} D_2 \right).$$

При  $z \rightarrow \infty$  поле в плоскости  $P(x_3)$  соответствует спектру пространственных частот АФР в раскрыве антенны, а следовательно, – диаграмме направленности антенны, свободной от масштабных несоответствий. Как известно, измерение диаграммы направленности излучающих систем производится в дальней зоне излучателя с граничным расстоянием, подчиняющимся условию  $z \gg d^2/\lambda$ , что в описываемом варианте восстановления голограммы, как нетрудно показать, используя соотношение (20), и приводит к ограничению на расстояние до плоскости измерения

$$D_2 \gg \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left( \frac{d^2}{\lambda_1} + D_1 \right), \quad (21)$$

которое является абсолютно приемлемым для измерений в лабораторных условиях без привлечения дополнительных средств оптической обработки информации (использования Фурье-преобразующих свойств линз). Действительно, для  $\lambda_1 - 3$  см,  $\lambda_2 - 0,63$  мкм (He-Ne лазер) и размера раскрыва излучающей системы 10 м граница зоны Фраунгофера для восстановленного изображения не превышает одного метра. Таким образом, оказывается возможным моделирование диаграмм направленности СВЧ-антенн в видимом диапазоне длин волн с сохранением формы ДН. Следует учитывать, однако, что все проведенные расчеты относились к одномерному случаю. Аналогичное рассмотрение для двумерной голограммы свидетельствует о нарушении равенства масштабов преобразования в плоскости изображения и соответственно в спектральных частотах. Масштабное соответствие может быть достигнуто лишь в единственном сечении диаграммы направленности, что следует учитывать при измерении.

#### Список литературы

1. Голография: Методы и аппаратура / Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М., 1974.
2. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голографические измерения. М., 1981.
3. Алешкевич Н. И., Ключников А. С., Кондратенко В. И. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1989. № 2. С. 15.
4. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Голография в микроволновой технике. М., 1979.
5. Бахрах Л. Д., Крежнецкий С. Д., Курочкин А. П. и др. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Л., 1985.
6. Зверев В. А. Радиооптика. М., 1975.

Поступила в редакцию 22.03.93.

УДК 538.245

М. И. ДАНИЛЬКЕВИЧ

### ПОЛЯРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ОКСИДНЫХ ФЕРРОШПИНЕЛЯХ

The effective mass, electron-phonon interaction constant and polaron range are defined in oxide spinels  $Ni_{1-c}Zn_cFe_2O_4$ ,  $(Li_{0.5}Fe_{0.5})_{1-c}Zn_cFe_2O_4$ ,  $Li_{0.5}Fe_{2.5(1-c)}Ga_{2.5c}O_4$ ,  $CoFe_{2(1-c)}Ga_{2c}O_4$ ,  $CoFe_{2(1-c)}Cr_{2c}O_4$  ( $0 < c < 1$ ). It is discovered that the increment of these parameters is caused by the increase of  $c$ . The activation energy of electrical conductivity and the dissociation energy of polaron are compared.

Шпинели  $Ni_{1-c}Zn_cFe_2O_4$ ,  $(Li_{0.5}Fe_{0.5})_{1-c}Zn_cFe_2O_4$ ,  $Li_{0.5}Fe_{2.5(1-c)}Ga_{2.5c}O_4$ ,  $CoFe_{2(1-c)}Ga_{2c}O_4$ ,  $CoFe_{2(1-c)}Cr_{2c}O_4$  ( $0 < c < 1$ ) характеризуются высокой степенью ионности. Для сильномагнитных кристаллов ( $c = 0$ ) доля ионной связи, определенная по отношению эффективного заряда Сигети  $q^*$  к максимально возможному заряду  $q_{max}$  [1], составляет величину в пре-