

## СИНТЕЗ ОПТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Теория синтеза антенн в радио и СВЧ диапазоне детально разработана и обобщена в ряде монографий [1,2]. Назовем оптической антенной устройство для излучения и приема электромагнитных волн оптического диапазона, обеспечивающее требуемые характеристики направленности и позволяющее решать задачи локационной и навигационной техники. В работе [3] сделана попытка формально перенести теорию радиоантенн в оптический диапазон. Однако оптические антенны обладают рядом особенностей:

1) наиболее интересная область действия оптической антенны относится к зоне френелевской дифракции, являющейся лишь переходной зоной для радиоантенн;

2) поле в раскрыве антенны, вообще говоря, не является строго монохроматическим и пространственно когерентным, причем разрешение по углу в оптической антенне связано со степенью пространственной когерентности источника излучения;

3) классические оптические элементы типа линз, зеркал, диафрагм дают лишь ограниченные возможности варьирования поля в раскрыве с целью получения нужной диаграммы направленности в отличие от произвольно управляемых антенных решеток, применяемых в радиоантеннах.

В данной работе вводится понятие диаграммы направленности в зоне френелевой дифракции для излучения с произвольной степенью когерентности. Для формирования требуемого поля в раскрыве предлагается использовать искусственные оптические элементы, синтезируемые с помощью ЭВМ [4].

Пусть плоский раскрыв  $\Lambda$  оптической антенны содержит оптический элемент  $L$  с функцией комплексного пропускания  $T(\vec{u}, \nu)$  (на заданной частоте  $\nu$ ), освещаемый протяженным источником света  $\sigma$  (рис. 1). Вначале предположим, что источник  $\sigma$  является строго монохроматическим с длиной волны  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  и создает в плоскости раскрыва  $(u, v) = \vec{u}$  освещающее поле с комплексной амплитудой  $E(\vec{u})$ . Комплексная амплитуда поля в точке наблюдения  $(x, y, z) = (\vec{x}, z)$  связана с полем в раскрыве (1)

$$W(\vec{u}) = E(\vec{u}) \cdot T(\vec{u}, \nu) \quad (1)$$

интегралом Кирхгофа

$$w(\vec{x}, z) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Lambda} W(\vec{u}) \frac{\exp(i k L)}{L} \frac{z}{L} d\vec{u}, \quad (2)$$

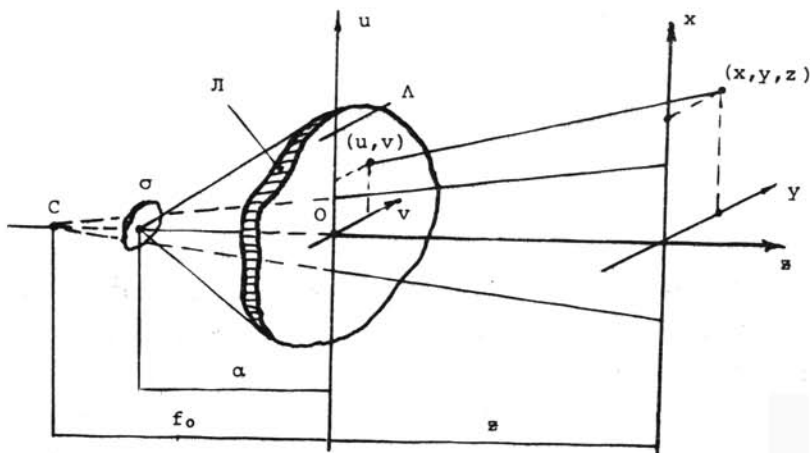


Рис. 1. Геометрия оптической антенны

где

$$L = \sqrt{(\vec{x} - \vec{u})^2 + z^2}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3)$$

Представим излучение антенны исходящим из некоторой мнимой точки С (см. рис. 1), называемой фазовым центром:

$$w(\vec{x}, z) = E_0 \frac{\exp(i k R)}{R} D(\vec{\theta}), \quad E_0 = \text{const}, \quad (4)$$

где

$R$  - расстояние от фазового центра до точки наблюдения;  
 $\vec{\theta}$  - угловая координата точки наблюдения, отсчитанная из фазового центра антенны.

Если  $f_0$  - расстояние от фазового центра до плоскости раскрыва, то в равенстве (4):

$$\vec{\theta} = \frac{\vec{x}}{R_z}, \quad R = \sqrt{x^2 + R_z^2}, \quad R_z = f_0 + z. \quad (5)$$

Соответственно введем "приведенное поле в раскрыве"  $W_{\Pi}(\vec{u})$  согласно уравнению

$$W(\vec{u}) = E_0 \frac{\exp(i k f)}{f} W_{\Pi}(\vec{u}), \quad f = \sqrt{u^2 + f_0^2}. \quad (6)$$

Для упрощения преобразований рассмотрим парааксиальное приближение

$$\frac{|\vec{u}|}{f} \ll 1, \quad \vec{u} \in \Lambda, \quad \frac{|\vec{x}|}{z} \ll 1. \quad (7)$$

Подставляя равенства (4) и (6) в уравнение (2), получаем

$$D(\vec{\theta}) = \frac{1}{i \lambda f_{\Pi}} \int_{\Lambda} W_{\Pi}(\vec{u}) \exp\left[\frac{i k}{2 f_{\Pi}} (\vec{u} - f_0 \cdot \vec{\theta})^2\right] d\vec{u}, \quad (8)$$

где

$f_{\Pi}$  - приведенное расстояние.

$$\frac{1}{f_{\Pi}} = \frac{1}{f_0} + \frac{1}{z}. \quad (9)$$

Равенства (4), (6) позволяют "выделить" из наблюдаемого поля  $w$  точечный источник, расположенный в фазовом центре  $S$ . Функция  $D(\vec{\theta})$  (8) определяет угловое распределение комплексной амплитуды излучения точечного источника. Будем называть функцию  $D(\vec{\theta})$  диаграммой направленности оптической антенны. Уравнение (8) показывает, что диаграмма направленности связана с приведенным полем в раскрыве оптической антенны преобразования Френеля, в то время как в радиоантеннах фигурирует двумерное преобразование Фурье [1]. Кроме того, здесь имеется слабая зависимость  $D$  от расстояния  $z$ , исчезающая при  $z \gg f_0$ .

Обобщим полученные соотношения на случай полихроматического протяженного освещающего источника  $\sigma$ . Регистрируемая фотоприемными приборами величина интенсивности излучения оптической антенны в случае частично-когерентного света, как известно [5], выражается через взаимные функции когерентности. Введем взаимную функцию когерентности  $\Gamma_H(\vec{x}_1, z_1, \vec{x}_2, z_2, \tau)$  наблюдаемого поля оптической антенны, взаимную функцию когерентности поля, освещающего раскрыв  $G_0(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \tau)$ , а также соответствующие им взаимные спектральные плотности [5]

$$G_H(\vec{x}_1, z_1, \vec{x}_2, z_2, \nu) \text{ и } G_0(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \nu).$$

По аналогии с (4) произведем разделение зависимости от угловых координат  $\vec{\theta}$  и расстояния  $R$  от точки наблюдения до фазового центра антенны:

$$\Gamma_H(\vec{x}_1, z_1, \vec{x}_2, z_2, \tau) = |E_0|^2 \frac{\exp[ik(R_1 - R_2)]}{R_1 R_2} Q_H(\vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2, \tau) \quad (10)$$

$$\vec{\theta}_j = \frac{\vec{x}_j}{f_0 + z_j}, \quad R = \sqrt{\vec{x}_j^2 + (f_0 + z_j)^2}, \quad j = \overline{1, 2}, \quad k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (11)$$

В частности,

$$I(\vec{x}, z) = |E_0|^2 \frac{1}{R^2} Q(\vec{\theta}). \quad (12)$$

Функцию

$$Q(\vec{\theta}) = Q_H(\vec{\theta}, \vec{\theta}, 0) \quad (13)$$

назовем частично-когерентной диаграммой направленности (по интенсивности). Она определяет угловое распределение интенсивности излучения оптической антенны в частично-когерентном свете.

Введем "приведенную" взаимную спектральную плотность  $G_{\Pi}(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \nu)$  из соотношения, аналогичного (6):

$$T(\vec{u}_1, \nu) \cdot G_0(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \nu) \cdot T^*(\vec{u}_2, \nu) = \\ = |E_0|^2 \frac{\exp[ik(f_1 - f_2)]}{f_1 f_2} \cdot G_{\Pi}(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \nu). \quad (14)$$

$$f_j = \sqrt{\vec{u}_j^2 + f_0^2}, \quad j = \overline{1, 2} \quad (15)$$

(\* - символ комплексного сопряжения).

Пользуясь формулой распространения взаимной функции когерентности [5], нетрудно получить для частично-когерентной диаграммы направленности в параксиальном приближении следующее уравнение:

$$Q(\vec{\theta}) = \frac{4}{c^2 f_{\Pi}^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu \int_{\Lambda} \int_{\Lambda} G_{\Pi}(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \nu) \cdot \\ \cdot \exp\left\{ \frac{ik}{2f_{\Pi}} \left[ (\vec{u}_1 - f_0(\vec{\theta}))^2 - (\vec{u}_2 - f_2(\vec{\theta}))^2 \right] \right\} d\vec{u}_1, d\vec{u}_2 \quad (16)$$

В частности, для квазимонохроматического света со средней частотой  $\bar{\nu}$  можно рассматривать распространение непосредственно взаимной интенсивности  $G_{\Pi}(\vec{u}_1, \vec{u}_2, 0)$ . Можно показать, что в предельном случае полностью когерентного света формула (14) сводится к формуле (6), а уравнение (16) принимает вид

$$Q(\vec{\theta}) = |D(\vec{\theta})|^2, \quad (17)$$

где

$D(\vec{\theta})$  - диаграмма направленности по комплексной амплитуде (8).

Особый интерес представляет рассмотрение оптических антенных решеток в виде синтезируемых оптических элементов [4]. Для них

$$T(\vec{u}, \nu) = \sum_{(n,m) \in I_N} T_{nm} \chi_{nm}(\vec{u}); \quad \vec{u} \in \Lambda, \quad (18)$$

где

$T_{nm}$  - коэффициент комплексного пропускания в центре  $\xi_{nm}$  элемента  $\Lambda_{nm}$  антенной решетки;

$\chi_{nm}(\vec{u})$  - форма функции комплексного пропускания элемента  $\Lambda_{nm}$ .

Обычно

$$\chi_{nm}(\vec{u}) = \chi^{(0)}(\vec{u} - \vec{\xi}_{nm}), \quad \chi^{(0)}(\vec{u}) = \begin{cases} 1, & \vec{u} \in \Lambda^{(0)} \\ 0, & \vec{u} \notin \Lambda^{(0)} \end{cases}$$

Суммирование ведется по всем парам  $I_N$  индексов  $(n, m)$ , для которых  $\Lambda_{nm} \subset \Lambda$  (рис. 2).

Диаграмма направленности оптической антенной решетки вычисляется по формулам (8) или (16), в которых  $T(\vec{u}, \nu)$  определяется соотношением (18). Приведем, например, частично-когерентную диаграмму решетки в случае квазимонохроматического источника:

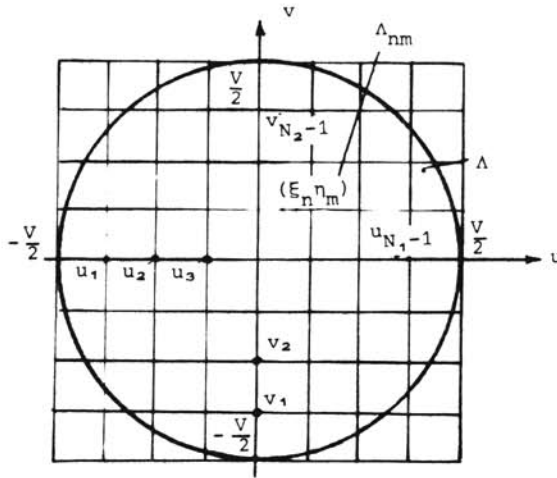


Рис. 2. Геометрия оптической антенной решетки

$$\begin{aligned}
 Q(\vec{\theta}) = & \frac{4 \bar{v}^2}{c^2 f_{\Pi}} \sum_{(n_1, m_1) \in I_N} \sum_{(n_2, m_2) \in I_N} T_{n_1 m_1} \cdot T_{n_2 m_2}^* \cdot \\
 & \cdot \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left( \vec{\xi}_{n_1 m_1}^2 - \vec{\xi}_{n_2 m_2}^2 \right) - \frac{ik f_0}{d_{\Pi}} \left( \vec{\xi}_{n_1 m_1} - \vec{\xi}_{n_2 m_2} \right) \vec{\theta} \right\} \cdot \\
 & \cdot Y_{n_1 m_1 n_2 m_2}(\vec{\theta}),
 \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$k = \frac{2\pi v}{c},$$

$$\begin{aligned}
 Y_{n_1 m_1 n_2 m_2}(\vec{\theta}) = & \frac{\bar{f}_0^2}{|E_0|^2} \int_{\Lambda(0)} \int_{\Lambda(0)} \Gamma_0(\vec{\xi}_{n_1 m_1} + \vec{\epsilon}_1, \vec{\xi}_{n_2 m_2} + \vec{\epsilon}_2, 0) \cdot \\
 & \cdot \exp \left\{ ik \left[ \left( \frac{\vec{\xi}_{n_1 m_1}}{z} - \frac{f_0 \vec{\theta}}{f_{\Pi}} \right) \vec{\epsilon}_1 - \left( \frac{\vec{\xi}_{n_2 m_2}}{z} - \frac{f_0 \vec{\theta}}{f_{\Pi}} \right) \vec{\epsilon}_2 \right] \right\} d\vec{\epsilon}_1 d\vec{\epsilon}_2.
 \end{aligned} \quad (20)$$

Задача синтеза оптической антенны ставится следующим образом. задается взаимная функция когерентности или спектральная плотность поля источника излучения и требуемая диаграмма направленности по интенсивности  $Q_0(\vec{\theta})$ . Требуется подобрать характеристику оптического элемента в раскрыве  $T(\vec{u}, \vec{v})$  так, чтобы имела место аппроксимация

$$Q(\vec{\theta}) \cong Q_0(\vec{\theta}). \quad (21)$$

Алгоритм синтеза оптической антенны состоит, таким образом, из этапов вычисления взаимной функции когерентности  $\Gamma_0$  и решения аппроксимационной задачи (21), где  $Q(\vec{\theta})$  задается одним из соотношений: (8), (16) или (19).

Решение аппроксимационной задачи может осуществляться хорошо разработанными численными методами чебышевского приближения комплексных функций. Следует, однако, иметь в виду, что в силу малости длины волны оптические антенные решетки имеют значительное число элементов  $\sim 10^6-10^8$ . При расчетах требуется использование мощных ЭВМ.

С использованием разработанных методов и алгоритмов синтезирована на ЭВМ амплитудная маска плоского оптического элемента, формирующая несколько лепестков по одной из угловых координат.

#### Л и т е р а т у р а

1. Зелкин Е.Г., Соколов В.Г. Методы синтеза антенн. - М.: Советское радио, 1980. - 296 с.
  2. Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д. Синтез излучающих систем. - М.: Советское радио, 1974. - 232 с.
  3. Гальярди Р.М., Карп Ш. Оптическая связь. - М.: Связь, 1978. - 424 с.
  4. Голуб М.А., Живописцев Е.С., Карпеев С.В., Прохоров А.М., Сисакян И.Н., Соифер В.А. - ДАН СССР, 1980, т. 253, № 5, с. 1104-1108.
  5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
-