

УДК 621.396.67

Л.М. Лобкова, проф., д-р техн. наук,

В.В. Головин, канд. техн. наук

Севастопольский национальный технический университет

Студгородок, г. Севастополь, Украина, 99053,

E-mail: rt.sevgtu@stel.sebastopol.ua

ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ПРИЕМНЫХ АНТЕНН, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

На основе геометрической теории дифракции определены фокусирующие свойства приемных антенн, расположенных на произвольном расстоянии от передающей антенны.

Интенсивное освоение миллиметровых, субмиллиметровых и оптических радиоволн привело к необходимости применения антенных систем с большими электрическими размерами, что в свою очередь обусловило развитие теоретических методов исследования апертурных антенн.

Особую важность в построении систем радиосвязи представляет оценка энергетических характеристик приемных антенн, расположенных в ближней зоне излучения передающей антенны, а также влияние свойств канала связи (свободное пространство между апертурами антенн), которые в реальных условиях характеризуются наличием турбулентных неоднородностей показателя преломления в приземном слое пространства [1].

Таким образом, поставленную проблему приемных антенн необходимо решать в два этапа: первый этап – решение детерминированной задачи определения поля в пределах апертуры приемной антенны; второй этап – решение статистической задачи и оценка характера распределения интенсивности поля электромагнитной волны в фокальной плоскости приемной антенны.

В данной статье предложено решение первого этапа [2].

Пусть в декартовой системе координат X, Y, Z (см. рисунок 1) в плоскости $Z = 0$ расположена апертура передающей антенны с радиусом a_1 , а в направлении оси Z , в плоскости $Z = L$ расположено свободное пространство, имеющее бесконечное протяжение вдоль координат x, y , которое будет определять свойства канала связи.

Поскольку направление на точку наблюдения $M(x, y, z)$ можно определить не только с помощью радиус-вектора $\vec{r}$, но и волнового вектора $\vec{k} \parallel \vec{r}$, то в дальнейшем воспользуемся проекциями волнового вектора $\vec{k}$ на координатные оси X, Y, Z :

$$K_x = k \sin \theta ; K_y = k \cos \theta \sin \varphi ; K_z = k \cos \theta \cos \varphi , \quad (1)$$

при этом выполняется соотношение

$$K^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2, \quad (2)$$

а направление распространения электромагнитной волны определяется углами θ и φ .

осно-
(1) и
можно
лить
зависи-
проект-
векто-
кото-
распо-
ны В

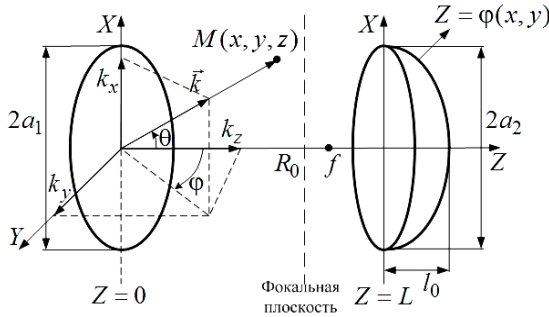


Рисунок 1 – Расположение передающей апертуры в плоскости $Z = 0$ и приемной апертуры в плоскости $Z = L$

через $u_1 = k_x = k \sin \theta$, $u_2 = k_y = k \cos \theta \sin \varphi$. Введенные величины u_1 и u_2 имеют смысл пространственных частот.

Таким образом, третья проекция $\vec{k}$ может быть определена соотношением вида:

$$k_z = \sqrt{k^2 - u_1^2 - u_2^2}.$$

Далее воспользуемся аналогией между колебательными процессами и представим свободное пространство между плоскостью $Z = 0$ и плоскостью $Z = \text{Const}$ в виде линейного четырехполюсника, входным сигналом которого является заданное поле в апертуре передающей антенны с радиусом a_1 и амплитудно-фазовым распределением $E_S(x, y, 0)$, а выходной сигнал определяется в плоскости $Z - E(x, y, z)$, где Z – произвольная величина.

Частотные свойства свободного пространства будем определять с помощью коэффициента передачи $K(u_1, u_2)$, а импульсная характеристика $H(x, y, z)$ является обратным преобразованием Фурье от $K(u_1, u_2)$.

В том случае, когда свободное пространство описывается в виде $K(u_1, u_2)$, необходимо вычислить спектральную плотность входного поля $E_S(x, y, 0)$

$$G_1(u_1, u_2) = \iint_S E_S(x, y, 0) \exp(-j(u_1 x + u_2 y)) dx dy.$$

На
вании
(2)
выде-
две не-
мые
ции
ра $\vec{k}$,
рые
ложе-
плос-
XY и
чим их

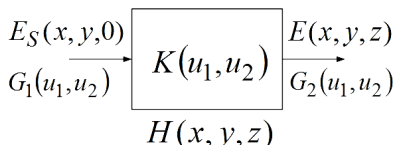
Следовательно, на выходе свободного пространства в плоскости Z имеем спектральную плотность поля $E(x, y, z)$, которая определена в виде

$$G_2(u_1, u_2) = G_1(u_1, u_2)K(u_1, u_2). \quad (3)$$

Если воспользоваться импульсной характеристикой $H(x, y, z)$, то можем найти поле с помощью интеграла Дюамеля [2]:

$$E(x, y, z) = \iint_S E_S(\xi, \eta, 0) H(x - \xi, y - \eta, z) d\xi d\eta. \quad (4)$$

Эквивалентная схема четырехполюсника для свободного пространства показана на рисунке 2.



Для дальнейшего анализа $E(x, y, z)$ необходимо воспользоваться формулами для $H(x, y, z)$ и $K(u_1, u_2)$.

Рисунок 2 – Эквивалентная схема слоя пространства в виде четырехполюсника

Учитывая, что для апертур со значительными размерами (высокой направленностью), можно воспользоваться параксиальным приближением для $H(x, y, z)$ в виде:

$$H(x, y, z) = \frac{k}{2\pi j} \frac{\exp(jkr)}{r}. \quad (5)$$

Тогда для $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \cong z + \frac{x^2 + y^2}{2z}$

$$H(x, y, z) = \frac{k}{2\pi j} \frac{\exp(jkz)}{z} \exp\left(\frac{jk\rho^2}{2z}\right), \quad (6)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Формула (6) справедлива для зоны Френеля, границы которой необходимо определить.

На основании соотношения (6) можно найти коэффициент передачи, используя преобразования Фурье

$$K(u_1, u_2) = \exp\left(jkz - jz \frac{u^2}{2k}\right), \quad (7)$$

где $u^2 = u_1^2 + u_2^2$.

Выведем основные формулы для поля $E(x, y, z)$ на выходе свободного пространства, пригодные для любых Z .

В качестве исходного соотношения на основании (4) и (6) можем представить в приближении Френеля для поля в плоскости Z следующее выражение:

$$E(x, y, z) = \frac{k}{2\pi j} \frac{\exp(jkz)}{z} \iint_S E_S(\xi, \eta, 0) \exp\left(\frac{jk[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]}{2z}\right) d\xi d\eta. \quad (8)$$

Анализируя $H(x - \xi, y - \eta, z)$ в (8), можем определить дальнюю границу зоны Френеля, т.е. границу перехода к зоне Фраунгофера, если имеет место неравенство

$$\frac{k(\xi^2 + \eta^2)}{2z} \ll 1,$$

здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, а ξ и η меняются в пределах радиуса апертуры a_1 , следовательно, если принять наличие допустимых квадратичных ошибок не более $\frac{\pi}{4}$, то дальняя граница $z_{\text{д.з.}}$ будет равна:

$$\frac{ka_1^2}{2z_{\text{д.з.}}} \leq \frac{\pi}{4},$$

отсюда $z_{\text{д.з.}} \geq \frac{2D_1^2}{\lambda}$.

С учетом вышеизложенного и преобразования (8) получим для $E(x, y, z)$ приближение для зоны Фраунгофера, которое можем представить в виде

$$E(x, y, z) = \frac{k}{2\pi j} \frac{\exp(jkz)}{z} \exp\left(\frac{jk[x^2 + y^2]}{2z}\right) G_1(u_1, u_2), \quad (9)$$

где $G_1(u_1, u_2)$ – спектральная плотность, или диаграмма направленности антенны в дальней зоне излучения; $u_1 = \frac{kx}{z}$; $u_2 = \frac{ky}{z}$.

Формула (9) указывает на то, что $|E(x, y, z)|$ в зоне излучения с точностью до коэффициента определяет направленные свойства антенны в зависимости от пространственных частот или угловых координат θ и Φ , то есть является преобразованием Фурье от заданного распределения поля $E_S(x, y, 0)$ в апертуре передающей антенны.

Определим ближнюю к антенне границу зоны Френеля. Для этого воспользуемся преобразованием Фурье на выходе свободного пространства для спектральной плотности (3), тогда поле $E(x, y, z)$ определится в виде:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_1(u_1, u_2) K(u_1, u_2) \exp[j(u_1 x + u_2 y)] du_1 du_2.$$

Учитывая соотношение (7) в приближении Френеля, получим

$$E(x, y, z) = \frac{e^{jkz}}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} G_1(u_1, u_2) \exp\left(-\frac{jzu^2}{2k}\right) \exp[j(u_1x + u_2y)] du_1 du_2. \quad (10)$$

В том случае, когда $\frac{zu^2}{2k} \ll 1$, (10) представляет собой поле в апертуре, т. е. $E_S(x, y, 0)$, следовательно:

$$E(x, y, z) = \exp(jkz) E_S(x, y, 0) \quad (11)$$

при условии $z_{\min} \ll \frac{2k}{u^2}$.

Соотношение (11) иногда называют приближением «тени». В этом случае заданное поле вблизи апертуры переносится без изменений на расстояниях $z \leq z_{\min}$, и только учитывается фазовый набег, равный kz . Иными словами, на этих расстояниях не происходит дифракционное расширение волнового фронта.

Переходя к анализу фокусирующих свойств приемной антенны, апертура которой с диаметром $D_2 = 2a_2$ совпадает с плоскостью $Z = L$, положим, что $L < z_{\partial, z}$, т. е. приемная антенна расположена в зоне Френеля, тогда поле в плоскости апертуры будет определено с помощью формулы (8) при подстановке $z = L$.

Далее необходимо учесть, что поверхность параболического зеркала описывается функцией

$$z = l_0 - \frac{x^2 + y^2}{2R},$$

где R – радиус кривизны в точке $x = 0$ и $z = d$, и равен $R = 2f$; f – фокусное расстояние параболы.

Тогда, введя коэффициент отражения от поверхности зеркала $\Gamma(x, y) = \Gamma_0 \exp(2jkz)$, в приближении тени можем записать отраженную волну в плоскости $Z = L$ в виде:

$$E_{omp}(x, y, L) = \Gamma_0 E(x, y, L) \exp[j2k\phi(x, y)].$$

Полагая $\Gamma_0 = 1$ и подставляя $\phi(x, y)$, получаем:

$$E_{omp}(x, y, L) = a E(x, y, L) \exp\left[-\frac{jk(x^2 + y^2)}{R}\right], \quad (12)$$

где $a = \exp(j2kl_0)$.

Преобразуем выражение для $E(x, y, L)$ и запишем формулу (8) в виде:

$$E(x, y, z) = \frac{k}{2\pi jL} \exp(jkL) \left[\iint_S E_S(\xi, \eta, 0) \exp\left(\frac{jk[\xi^2 + \eta^2]}{2L}\right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{jk[x\xi + y\eta]}{L}\right) d\xi d\eta \right] \exp\left(\frac{jk[x^2 + y^2]}{2L}\right). \quad (13)$$

Объединяя показатели экспонент в (12) и (13), получаем

$$\exp\left(\frac{jk[x^2 + y^2]}{2L}\right) \exp\left(-\frac{jk[x^2 + y^2]}{2f}\right) = \exp\left(\frac{jk[x^2 + y^2]}{2R_0}\right),$$

где $\frac{1}{R_0} = \frac{1}{L} - \frac{1}{f}$ – кривизна фронта отраженной волны.

Учитывая, что $L \gg f$, тогда $\frac{1}{R_0} < 0$, т. е. отраженная от зеркала волна является сходящейся сферической волной и точка радиуса $R_0 > f$, а следовательно, будет смещена фокальная плоскость приемной антенны относительно геометрически заданной для данного зеркала.

После определения $E_{omp}(x, y, L)$ в плоскости $Z = L$, необходимо найти распределение поля в фокальной плоскости, проходящей на расстоянии R_0 от плоскости $Z = L$.

Поскольку $E_{omp}(x, y, L)$ проходит свободное пространство, ограниченное плоскостями $Z = L$ и $Z = L - R_0$, то, используя импульсную характеристику $H(x - x_0, y - y_0, R_0)$, где x_0, y_0 – текущие координаты в плоскости $Z = L$ и вводя пространственные частоты $u_{01} = \frac{kx}{R_0}$, $u_{02} = \frac{ky}{R_0}$, характеризующие угловое распределение поля в фокальной плоскости антенны, можем записать:

$$E_{R0}(x, y, R_0) = A \iint_{\Sigma} E_{omp}(x_0, y_0, L) H(x - x_0, y - y_0, R_0) dx_0 dy_0, \quad (14)$$

здесь Σ – площадь входной апертуры приемной антенны.

Преобразование (14) проводится по аналогии с формулой (13).

Таким образом, проведенное исследование фокусирующих свойств приемных антенн показало следующее:

1) для зоны Фраунгофера имеет место совпадение фокальной плоскости с геометрически заданной для данного зеркала, а распределение поля совпадает с диаграммой направленности в зоне излучения передающей антенны при $S = \Sigma$;

2) выведенная формула (14) впервые позволяет учесть два дифракционных процесса: один на апертуре передающей антенны с площадью S , второй – на апертуре приемной антенны с площадью $\Sigma \neq S$;

3) выявленное смещение фокальной плоскости приемной антенны, расположенной в зоне Френеля, позволяет проводить экспериментальное исследование характеристик излучения антенн не прибегая к дальней границе зоны Френеля $z_{д.з.}$.

Библиографический список

1. Лобкова Л.М. Статистическая теория антенн сверхвысоких и оптических частот / Л.М.Лобкова. — М.: Связь, 1975. — 176 с.
2. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику/ Дж. Гудмен. — М.: Мир, 1970. — 363 с.

Поступила в редакцию 28.02.2006 г.