

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

В. И. КУЛЕШОВ

ДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ В ЗОНАХ
ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ С КАЧАНИЕМ ЛУЧА

1. *Общие соотношения.* Характеристики антенны с электрическим качанием луча удобно измерять в динамическом режиме, когда измерительный зонд устанавливается неподвижно относительно раскрыва антенны, а отключение луча производится электрическим способом. Для анализа возможности ее измерения по полям в промежуточной зоне и зоне раскрыва необходимо рассмотреть вопрос о виде полей в указанных зонах, т. е. выяснить динамическую структуру поля и ее изменения при переходе из одной зоны в другую.

Рассмотрим линейную антенну длиной l . В общем виде сигнал на выходе зонда, неподвижно установленного вблизи раскрыва антенны, можно записать следующим образом [1, 2]:

$$f(\theta, t) = \int_{-l/2}^{l/2} A(x, t) \frac{e^{-jkr_x}}{r_x} e^{j(\omega t - \psi(x, t) + \Delta\phi(x, t))} dx, \quad (1)$$

где $A(x, t)$ — характеризует амплитудное распределение по раскрыву антенны; r_x — расстояние от элемента dx до точки наблюдения; ω — частота излучения; k — волновое число; θ — угол, характеризующий направление на точку наблюдения; $\psi(x, t)$ — определяется требуемым угловым законом сканирования; $\Delta\phi(x, t)$ — фазовые ошибки. Для линейного закона изменения фазы по излучателям:

$$\Psi(x, t) = \Omega xt, \quad (2)$$

где Ω — обобщенная угловая скорость сканирования.

Предположим, что распределение поля в раскрыве равномерное и не зависит от времени ($A(x) = 1$), а фазовые ошибки отсутствуют: $\Delta\phi(x, t) = 0$. Тогда выражение (1) можно переписать в виде

$$f(\theta, t) = \int_{-l/2}^{l/2} \frac{e^{-jkr_x}}{r_x} e^{j(\omega t - \Omega xt)} dx. \quad (3)$$

2. *Структура поля в промежуточной зоне.* Принято считать, что промежуточная зона простирается от границы дальней зоны до нижней гра-

ности справедливости применения приближений Френеля. В частности, для антенны с качанием луча вопрос о границах промежуточной зоны подробно рассмотрен в [3]. Практически нижней границей для промежуточной зоны считается то расстояние R , на котором член с x^3 в биномиальном представлении для r_1 вносит фазовую ошибку не более $\pi/8$ рад, где

$$r_1 = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \Theta + x^2} \quad (4)$$

есть расстояние между точками наблюдения и текущей точкой на раскрыве линейной антенны, а R — расстояние от центра раскрыва до точки наблюдения. Для интересующих нас расстояний полагаем в знаменателе выражения (3) $r_1 = R$, а в числителе —

$$r_1 = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \Theta + x^2} \approx R - x \sin \Theta + \frac{x^2}{2R} \cos^2 \Theta.$$

Таким образом, выражение (3) можно переписать в виде

$$f_n(\Theta, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{R} e^{-j\omega \left(R - x \sin \Theta + \frac{x^2}{2R} \cos^2 \Theta \right)} \cdot e^{j(\omega_0 t - \omega x)} dx, \quad (5)$$

где индекс n означает, что рассматривается поле в промежуточной зоне. Из сравнения (5) с выражением для сигнала на выходе зонда в дальней зоне (динамическая ДН)

$$f_s(\Theta, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{R} e^{-j\omega \left(R - x \sin \Theta \right)} \cdot e^{j(\omega_0 t - \omega x)} dx \quad (6)$$

видно, что они отличаются лишь показателями в экспонентах.

Прежде чем анализировать выражение (5) определим форму волнового фронта в плоскости расположения измерительного зонда S_n . Известно, что направление нормали к волновому фронту (эквифазной поверхности) определяется вектором $\vec{n} = \text{grad } F$. Для того, чтобы определить направление вектора $\vec{n}$ в плоскости S_n , необходимо вычислить компоненты n_x , n_y , n_z из уравнения

$$F(x, y, \Theta) = \frac{x^2}{2R} \cos^2 \Theta.$$

Так как $n_x = \frac{\partial F}{\partial x}$, $n_y = \frac{\partial F}{\partial y}$, получим $n_x = \frac{x \cos^2 \Theta}{R}$, $n_y = 0$,

$$n_z = \sqrt{1 - n_x^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{x \cos^2 \Theta}{R} \right)^2} = \frac{1}{R} \sqrt{R^2 - x^2 \cos^4 \Theta}.$$

Полученные выражения для n_x и n_z показывают, что в центре рассматриваемой плоскости, где $x=0$, вектор $\vec{n}$ направлен по нормали к

плоскости S_n . Эквифазная поверхность $F(x, y, 0)$ представляет собой выпуклую цилиндрическую поверхность; лучи, нормальные к волновой поверхности, будут расходиться, и в промежуточной зоне поле излучения антенны будет отличаться от поля в дальней зоне более расширенным главным лепестком и дрейфом «нулей». Эти изменения будут тем значительнее, чем ближе будем переменаться к раскрытию антенны в пределах промежуточной зоны.

Выражение (5) после несложных преобразований приводится к виду

$$f_n(\theta, t) = P \{ [c(u) + c(v)] - j [s(u) + s(v)] \}, \quad (7)$$

$$\text{где } P = \frac{e^{-j\pi R}}{R} \cdot e^{i\pi u}; \quad u = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{k \cos^2 \theta + 2R(k \sin \theta - \Omega t)}{2 \cos \theta \cdot (2Rk)^{1/2}};$$

$$v = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{k \cos^2 \theta - 2R(k \sin \theta - \Omega t)}{2 \cos \theta \cdot (2Rk)^{1/2}}; \quad c \text{ и } s - \text{интегралы Френеля.}$$

Численные расчеты поля излучения в промежуточной зоне представлены на рис. 1.

3. Структура поля в зоне раскрытия. Для интересующих нас расчетов сделаем следующие приближения в выражении (3): в знаменателе $r_s = R$, в числителе

$$r_x = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \theta + x^2} \approx R - x \sin \theta + \frac{x^2}{2R} \cos^2 \theta + \frac{x^3}{2R^2} \cos^2 \theta \cdot \sin \theta.$$

Сделав замену переменной в выражении (3) $y = \frac{2x}{D}$ и обозначив

$$\alpha = k \sin \theta - \Omega t, \quad \beta = \frac{k}{2R} \cos^2 \theta, \quad \gamma = \frac{k}{2R^2} \cos^2 \theta \cdot \sin \theta,$$

получим:

$$f_s(\theta, t) = P \int_{-1}^1 e^{i(\alpha y - \beta y^2 - \gamma y^3)} dy. \quad (8)$$

Определим волновой фронт в плоскости расположения измерительного зонда S_p . Для эквифазной поверхности $F(x, y, 0)$ в этом случае имеем:

$$F(x, y, 0) = \frac{x^2}{2R} \cos^2 \theta + \frac{x^3}{2R^2} \cos^2 \theta \cdot \sin \theta.$$

откуда

$$n_x = \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{x}{R} \cos^2 \theta + \frac{3x^2}{2R^2} \sin \theta \cdot \cos^2 \theta; \quad n_y = 0;$$

$$n_z = \sqrt{1 - n_x^2} = \frac{1}{R} \sqrt{R^2 - x^2 \cos^4 \theta \left(1 + \frac{3x}{2R} \sin \theta\right)^2}.$$

Полученные выражения для n_x и n_z показывают, что в центре рассматриваемой плоскости S_p , где $X=0$, вектор $\vec{n}$ направлен по нормали к плоскости S_p . При удалении от центра плоскости S_p , в силу несимметричности функции, описывающей вектор $\vec{n}$, наблюдается поворот вектора $\vec{n}$ несимметрично относительно плоскости YOZ , т. е. эквифазная поверхность $F(x, y, 0)$ представляет собой выпуклую цилиндрическую поверхность неправильной формы. Следовательно, поле излучения антенны в зоне раскрыва будет отличаться от полей в дальней и промежуточной зонах отсутствием направлений максимального и «нулевого» излучений и небольшим увеличением излучения со стороны положительных значений x .

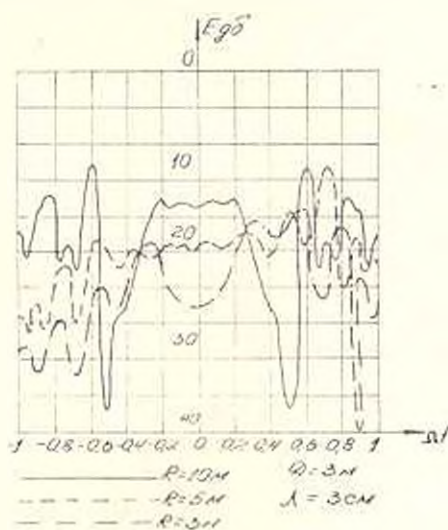


Рис. 1. Динамическая структура поля излучения в промежуточной зоне.

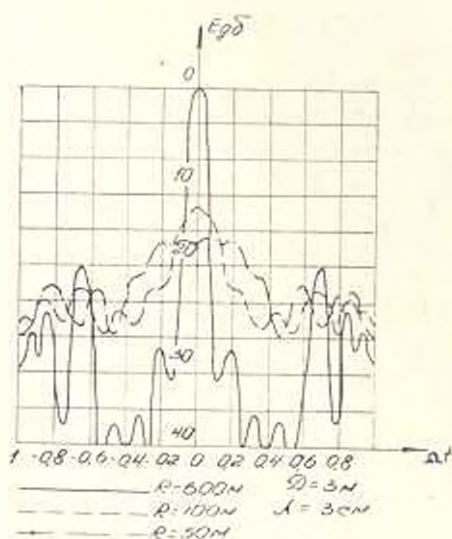


Рис. 2. Динамическая структура поля излучения в зоне раскрыва.

Рассмотрим выражение (8). Поскольку вычислить интеграл в данном виде затруднительно, вводится новая функция, которую определим следующим образом:

$$g(y) = Q(y) \cdot p e^{j(\alpha y - \beta y^2 - \gamma y^3)}, \quad \text{где} \quad Q(y) = \begin{cases} 1, & \text{при } -1 \leq y \leq 1, \\ 0 & \text{во всей остальной области.} \end{cases} \quad (9)$$

Тогда с учетом (9) этого интеграл может быть приведен к виду

$$f_p(\theta, t) = \int_{-1}^1 g(y) dy = p \frac{e^{j \frac{\beta^2}{27\gamma^2}}}{(-\gamma)^{1/6}} \int_{-1}^1 e^{\left[\left(i - \frac{\beta}{3\gamma^{1/6}} \right)^2 + \frac{\alpha + \frac{\beta^2}{3\gamma}}{(-\gamma)^{1/6}} \right] \xi} d\xi, \quad (10)$$

где $\xi = y(-\gamma)^{1/6}$.

Окончательно для $f_0(\theta, l)$ имеем:

$$f_0(\theta, l) = m\Phi(\zeta),$$

где

$$m = -\rho \frac{2}{3\sqrt{\gamma}} e^{-\frac{\gamma(2+\beta^2)}{2\gamma^2}}; \quad \zeta = -\frac{3\alpha\gamma + \beta^2}{3\gamma^2}; \quad \Phi(\zeta) = \int_0^{\zeta} \cos(x^3 + \zeta x) dx =$$

функция Эйри.

Численные расчеты поля излучения в зоне раскрыва представлены на рис. 2. В этой зоне структура поля носит сложный и нерегулярный характер, особенно при приближении к раскрыву антенны, т. к. в этой области оказывается влияние реактивных полей.

4. *Заключение.* Полученные результаты позволяют изучить динамическую структуру поля излучения антенны с качанием луча, ее видоизменения в пределах рассматриваемой зоны, а также при переходе из одной зоны в другую. Результаты работы могут быть полезны при проектировании комплексов аппаратуры для измерения параметров антенны в динамическом режиме, в частности, для формирования требований к частотным характеристикам измерительных приемников, динамическому диапазону и т. п.

ВНИИРИ

20. X. 1981

Վ. Ի. ԿՈՒՆԵՆՈՎ

ԳԱՇՏԻ ԳԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՐԸ ՀԱՆՎԱԴ, ՀԱՌԱԳԱՅԹՈՎ ԱՆՏԵՆՆԱՆԵՐԻ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՈՏԻՆԵՐՈՒՄ

Ա. Վ. Ի. ԿՈՒՆԵՆՈՎ

Հետազոտված է հոսիող ճառագայթով անտենաների ճառագայթման դաշտի դինամիկական կառուցվածքը. նույն է տրված, թե ինչ ձևով է տեղի ունենում կառուցվածքի պատկերի փոփոխումը և էներգիայի բաշխումը ճառագայթման գոտու սահմաններում, ինչպես նաև մեկ զոտուց մյուսին անցնելու բնթացքում:

Ղեկավարական սեփմի հոսիող ճառագայթման անտենաների տրամագծերի շափման կոմպլեքս ապարատների ծրագրավորման ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել ճառագայթման դաշտի կառուցվածքային և էներգետիկական փոփոխությունները՝ կախված փորձարկվող անտենանալի հեռավորությունից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Марков Г. Т., Сазанов Д. М. Антенны.—М.: «Энергия», 1975.—528 с.
2. Сканнирующие антенны системы СВЧ/Под ред. Хансена.—М.: Сов. Радио, т. 2, 1969.—496 с.
3. Мартirosian С. М., Кулешов В. Н. Промежуточная зона антенн с качанием дуга.—Изв. АН Арм ССР Физика, 15, 168, 1980, с. 168—173.