

ДАЛЬНЯЯ ЗОНА АНТЕНН С КАЧАНИЕМ ЛУЧА

С. М. МАРТИРОСЯН, В. И. КУЛЕШОВ

Рассчитано расстояние до дальней зоны антенн с качанием луча. Показано, что расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления отклонения луча и отличается от соответствующего расстояния в статическом режиме. Рассмотрены случаи фазового и частотного сканирования. Выведены соотношения для двух применяемых практически законов сканирования. Показано, что при высокоточных измерениях характеристик быстросканирующих антенных решеток необходим учет скорости сканирования.

1. Введение

Измерение характеристик антенн с качанием луча в динамическом режиме при больших скоростях сканирования имеет ряд особенностей, связанных с влиянием конечной скорости распространения электромагнитных волн. Влияние скорости сканирования на характеристики антенн в динамическом режиме исследовано в работах [1—3], в которых рассмотрены искажения диаграммы направленности при больших скоростях сканирования. Кроме того, размеры зон, на которые обычно делится поле излучения антенны, становятся зависимыми от скорости сканирования и отличаются от размеров зон в статическом режиме.

В настоящей работе исследуется зависимость расстояния до дальней зоны от скорости сканирования.

2. Общие соотношения

Найдем выражение для поля излучения антенны с распределением поля в раскрыве, зависящим от времени. Для этого необходимо разложить в интеграл Фурье (по времени) поле в раскрыве, затем для каждой частотной составляющей спектра обычным методом найти поле излучения и, наконец, обратным преобразованием Фурье определить зависимость от времени поля излучения.

Пусть мгновенное распределение поля в раскрыве имеет вид (для простоты рассматриваем линейный случай):

$$a(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, \omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (1)$$

где временной спектр поля определяется выражением

$$A(x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x, t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2)$$

Согласно [4] поле излучения антенны с распределением комплексных амплитуд поля в раскрыве $A(x, \omega)$ на частоте ω на конечном расстоянии (большом по сравнению с длиной волны) имеет вид

$$E(M, \omega) = \frac{i\omega}{4\pi c} \int_{-D/2}^{+D/2} A(x, \omega) \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}r_x}}{r_x} dx, \quad (3)$$

где D — длина антенны, M — точка наблюдения, r_x — расстояние от элемента dx до точки наблюдения, c — скорость света.

Поле излучения, образованное всеми частотными составляющими спектра $A(x, \omega)$, определяется обратным преобразованием Фурье от (3):

$$E(M, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(M, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{i\omega e^{i\omega t + D/2}}{4\pi c} \int_{-D/2}^{+D/2} A(x, \omega) \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}r_x}}{r_x} dx. \quad (4)$$

Учитывая (1) и принимая во внимание, что

$$\frac{\partial a(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=t' - \frac{r_x}{c}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\omega A(x, \omega) e^{i\omega \left(t - \frac{r_x}{c}\right)} d\omega, \quad (5)$$

получаем

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} \frac{a\left(x, t - \frac{r_x}{c}\right)}{r_x} dx. \quad (6)$$

Для интересующих нас расстояний (граница дальней зоны) в выражении (6) в знаменателе нужно положить

$$r_x = R, \quad (7)$$

а в числителе —

$$r_x = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \theta + x^2} \approx R - x \sin \theta + \frac{x^2}{2R} \cos^2 \theta, \quad (8)$$

где θ — угол между нормалью к антенне и направлением на точку наблюдения. Тогда получим

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi R c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} a\left[x, t' + \frac{x}{c} \sin \theta - \frac{x^2}{2R c} \cos^2 \theta\right] dx, \quad (9)$$

где $t' = t - R/c$ — время запаздывания.

Для сканирующей линейной решетки N ненаправленных точечных излучателей мгновенное поле в раскрыве записывается в виде

$$a(x, t) = \sum_{n=0}^{N-1} A(x) \delta(x - x_n) e^{i[\omega_0 t - \psi(x, t)]}, \quad (10)$$

где $A(x)$ — амплитудное распределение, $\Psi(x, t)$ — фазовое распределение, $\delta(x-x_n)$ — дельта-функция Дирака, ω_0 — несущая частота излучения.

3. Фазовое сканирование

Пусть качание луча происходит по линейному закону. В этом случае фазовое распределение имеет вид

$$\Psi(x, t) = k_0 x \sin \alpha t, \quad (11)$$

где $k_0 = \omega_0/c$, α — скорость сканирования.

Подставив (10) и (11) в (9), считая скорость изменения α малой по сравнению с ω_0 и опустив постоянный множитель, для амплитуды поля излучения сканирующей решетки на расстоянии R получим выражение

$$E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - k_0 x_n \cos \alpha \left[t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] \alpha \right\} \times \\ \times A(x_n) \exp i \left\{ \omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left[t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] + \right. \\ \left. + k_0 x_n \sin \theta - \frac{k_0 x_n^2}{2R} \cos^2 \theta \right\}. \quad (12)$$

Для дальней зоны ($R \rightarrow \infty$) имеем

$$E(\theta, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 - k_0 x_n \cos \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) \alpha \right] \times \\ \times A(x_n) \exp i \left[\omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) + k_0 x_n \sin \theta \right]. \quad (13)$$

Расстояние до дальней зоны можно определить из сравнения выражений (12) и (13). Сравним их для наиболее «плохого» случая $\theta = 0$. Поле излучения антенной решетки на конечном расстоянии R может быть записано в виде (13), если это расстояние обеспечивает малость слагаемых вида $k_0 x_n^2/2R$ и $x_n^2/2Rc$ в выражении (12). Расстояние дальней зоны $2D^2/\lambda$, применяющееся обычно на практике, исходит из фазовой ошибки в показателе экспоненты, меньшей, чем $\pi/8$. Если использовать этот критерий, получим

$$\left| k_0 \frac{x_n^2}{2R} - k_0 x_n \sin \alpha t' - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n^2}{2Rc} \right) \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (14)$$

Так как максимальный угол отклонения луча решетки не может превышать 90° ($\alpha t' < \frac{\pi}{2}$), то нетрудно убедиться, что левая часть неравенства (14) достигает максимального значения при $t' = x_n^2/4Rc$. Тогда получаем

$$\left| k_0 \frac{x_n^2}{2R} - k_0 x_n \sin \alpha \frac{x_n^2}{4Rc} - k_0 x_n \sin \alpha \frac{x_n^2}{4Rc} \right| < \frac{\pi}{8}. \quad (15)$$

Учитывая, что $\alpha \frac{x_n^2}{4Rc} \ll 1$, окончательно имеем

$$\left| k_0 \frac{x_n^2 \max}{2R_{\min}} - k_0 \alpha \frac{x_n^3 \max}{2cR_{\min}} \right| < \frac{\pi}{8}, \quad (16)$$

откуда

$$R_{\min} > \frac{2D^2}{\lambda} \left(1 - \frac{D\alpha}{2c} \right). \quad (17)$$

Как видно из выражения (17), расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления сканирования и отличается от соответствующего расстояния в статическом режиме.

4. Частотное сканирование

Пусть на вход линейной решетки, состоящей из N ненаправленных излучателей с расстоянием d между ними, подаются частотно-модулированные колебания с пилообразным законом модуляции:

$$\omega = \omega_0 + \alpha t \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq T,$$

где T — период сканирования. В комплексном виде колебания имеют вид

$$\exp i \left(\omega_0 t + \frac{\alpha t^2}{2} \right).$$

Мгновенное распределение поля по излучателям, очевидно, есть

$$a(n, t) = A(x_n) \exp i \left(\omega_0 t - k_0 \gamma n d + \frac{\alpha t^2}{2} - \frac{\alpha \gamma n d t}{c} + \frac{\alpha (\gamma n d)^2}{2c^2} \right), \quad (18)$$

где γ — коэффициент замедления волны, возбуждающей решетку, $n=0, \dots, (N-1)$ — номер излучателя.

Подставив (18) в (9), выполнив дифференцирование и опустив постоянные множители, для амплитуды поля получим

$$\begin{aligned} E(M, t) = & \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - \alpha t' + \alpha \left[\frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \right\} \times \\ & \times A(x_n) \exp i \left\{ \omega_0 \left[t' - \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] - k_0 \gamma nd + \frac{\alpha (\gamma nd)^2}{c^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\alpha}{2} \left[t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \left(t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для дальней зоны соответственно имеем

$$E(\theta, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 + \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) - \frac{\alpha \gamma x_n}{c} \right] \times$$

$$\times A(x_n) \exp i \left[\omega_0 t' + k_0 x_n \sin \theta - k_0 x_n + \frac{\alpha (\gamma x_n)^2}{c^2} + \frac{\alpha t'^2}{2} + \alpha t' \frac{x_n}{c} \sin \theta + \right. \\ \left. + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{x_n}{c} \sin \theta \right)^2 - \frac{\alpha \gamma x_n}{c} t' - \frac{\alpha \gamma x_n^2}{c^2} \sin \theta \right]. \quad (20)$$

Если воспользоваться опять тем же критерием дальней зоны, что и выше, то при $\theta = 0$ получим

$$\left| -k_0 \frac{x_n^2 \max}{2R_{\min}} - \frac{\alpha x_n^2 \max}{2cR_{\min}} t' + \frac{\alpha x_n^4 \max}{8c^2 R_{\min}^2} + \frac{\alpha \gamma x_n^3 \max}{2c^2 R_{\min}} \right| \leq \frac{\pi}{8}. \quad (21)$$

Учитывая малость последних двух слагаемых в (21), находим

$$R_{\min} \geq \frac{(2\pi c + T\alpha\lambda) D^2 c}{(\pi c^2 + \alpha D^2) \lambda}. \quad (22)$$

Здесь, как и в предыдущем случае, расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления сканирования.

5. Заключение

Численные оценки показывают, что увеличение расстояния до дальней зоны при диаметре антенны $D = 30$ м и скорости $\alpha = 10^4$ сек⁻¹ составляет величину порядка 1%. Для антенн с более высокими скоростями сканирования это изменение будет значительно больше, и при проведении высокоточных измерений необходимо учитывать эти поправки для границы дальней зоны. Следует отметить, что существует определенная погрешность из-за применения приближения Кирхгофа. Однако эта погрешность практически равна нулю при $\theta = 0$ [5], т. е. именно там, где рассматриваемый эффект из-за сканирования максимален.

Авторы выражают искреннюю благодарность П. М. Геруни за внимание к работе и ряд ценных указаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Пономарев. Радиотехника и электроника, 7, 949 (1962).
2. Fung—I Tseng, D. K. Cheng. Canad. J. Phys., 42, 1358 (1964).
3. Азравал, Арора. ТИИЭР, 62, № 7, 192 (1974).
4. А. Э. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот, Советское радио, М., 1957.
5. Л. А. Вайкштейн. Теория дифракции и метод факторизации, Советское радио, М., 1966.

ՀԱՅԿԱՆԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՎ ԱՆՏԵՆԱՆԵՐԻ ՀԵՌԱՎՈՐ ԳՈՏԻՆ

Ս. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ. Ի. ԿՈՒԼՇԵՆՈՎ

Հաշված է ճոճվող ճառագայթով անտենաներից մինչև նրանց հեռավոր գոտին ընկած տարածությունը, ծույց է տրված, որ այն կախված է ճառագայթի քերման արագությունից:

և ուղղությունից և տարբերվում է ստատիկ ռեժիմի իր արժեքից: Դիտարկված են ֆազային և հաճախային ճոճման դեպքեր: Ստացված են հաշվարկային հարաբերություններ՝ ճոճման գործնականորեն կիրառվող երկու օրենքների համար: Ցույց է տրված, որ արագ ճոճվող անտենաների բնութագրերի ճշգրիտ չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել ճոճման արագությունը:

THE FAR ZONE OF ANTENNAS WITH BEAM SWINGING

S. M. MARTIROSYAN, V. I. KULESHOV

The distance to the far zone for an antenna with beam swinging has been calculated. It is shown that the distance to the far zone depends on the magnitude of velocity and the direction of the beam deviation and differs from that in the static regime. The cases of phase and frequency scanning is considered. The calculated relations for two practically used laws of scanning are derived. It was shown that for high precision measurements of fast scanning array characteristics the velocity of scanning should be considered.