

УДК 621.396.677.494

Л.Г. Корниенко

Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков

ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ СЕКЦИОНИРОВАННОЙ СФОКУСИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С ФАЗО-ЧАСТОТНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ СИГНАЛОВ

Исследовано продольное распределение поля произвольной секционированной фазированной антенной решетки с фазовой фокусировкой излучения и пространственным изменением частоты непрерывных сигналов относительно среднего значения пропорционально номеру секции. Получены аналитические выражения для параметров формируемых пространственно-временных импульсов. Проанализированы характеристики поля для линейной секционированной решетки.

Ключевые слова: секция, сфокусированная антенная решетка, фазо-частотное управление, пространственно-временные импульсы, основной максимум, интерференционный максимум, зона Френеля, дальняя зона.

Введение

При фазо-частотном управлении непрерывных сигналов в раскрыте сфокусированной решетки в результате интерференции полей излучателей в пространстве формируется последовательность импульсов, длительность и период следования которых зависят от распределения частот по элементам решетки. Это явление может быть использовано для модернизации современных и построения новых РЭС [1]. В [2] для антенных решеток получены аналитические выражения для характеристик и параметров пространственно-временных импульсов (ПВИ), исследована их трансформация в процессе распространения. Широкое применение в РЭС находят фазированные антенные решетки (ФАР), состоящие из подрешеток (секций) [3]. Представляет практический интерес исследование характеристик ПВИ, излучаемых секционированными ФАР.

Целью статьи является изучение зависимости характеристик ПВИ от параметров секционированной ФАР с фазовой фокусировкой при возбуждении секций сигналами с изменяющимися относительно среднего значения частотами пропорционально номеру секции.

Основной материал

Общие соотношения. Рассмотрим произвольную антенную решетку (рис. 1) из N секций (подрешеток), которые составлены из M излучателей, возбуждаемых сигналами частоты f_{ni} , $n = \overline{0, N-1}$, $i = \overline{0, M-1}$ – номера секций и излучателей в секции. Поле антенны $\vec{E}(P, t)$ в точке наблюдения $P(R_0, \theta, \varphi)$ в момент времени t определяется суммой полей, излучаемых секциями

$$\vec{E}(P, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \vec{E}_n(P, t). \quad (1)$$

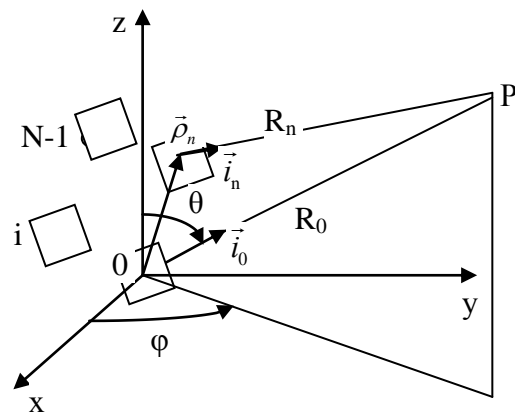


Рис. 1. Геометрия антенны

Если точка наблюдения находится в дальней зоне секции, то [4]:

$$\vec{E}_n(P, t) = \sum_{i=0}^{M-1} \vec{A}_{ni} \exp \left\{ j \left[2\pi f_{ni} \left(t - \frac{R_{ni}}{c} \right) + \varphi_{ni} \right] \right\}, \quad (2)$$

где

$$\vec{A}_{ni} = \sqrt{60 P_{ni} G_{ni} \vec{F}_{ni}(\vec{i}_n) / R_n} \cdot G_{ni} \vec{F}_{ni}(\vec{i}_n), \quad (2a)$$

– соответственно векторная амплитуда поля, максимальный коэффициент усиления (КУ) и векторная нормированная диаграмма направленности (ДН) i -го излучателя n -й секции на частоте f_{ni} . Орт \vec{i}_n ориентирован из фазового центра секции в точку P . Расстояние от фазового центра излучателя секции до точки наблюдения

$$R_{ni} = R_n - \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_n, \quad (3)$$

$\vec{\rho}_{ni}$ – радиус вектор, проведенный из фазового центра n -й секции до i -го излучателя этой секции. Величина P_{ni} определяет мощность, которая подведена

к i -му элементу n -й секции; φ_{ni} – фазовое распределение в n -й секции. Величина $R_{ni}/c = t_{ni}$ равна времени запаздывания волны от i -го излучателя n -й секции до точки P , c – скорость света. Если точка наблюдения находится в зоне Френеля ФАР, то имеем

$$R_n \approx R_0 - \rho_n \cos \gamma_n + \frac{\rho_n^2}{2R_0} \sin^2 \gamma_n, \quad (4)$$

где γ_n – угол между радиусом-вектором $\vec{\rho}_n$, который определяет положение фазового центра n -й секции, и ортом \vec{i}_0 , который направлен из начала общей системы координат в точку наблюдения. Для дальней зоны антенны можно в (4) пренебречь квадратичным членом.

В точке фокусировки $P_\phi(R_{0\phi}, \theta_\phi, \varphi_\phi)$ необходимо обеспечить максимальную амплитуду поля. Потребуем, чтобы в момент $t_0 = R_{0\phi}/c$, равный времени запаздывания волны от центрального излучателя до точки P_ϕ , поля от всех излучателей в этой точке были синфазными:

$$\omega_{ni} \left(t_0 - \frac{R_{n\phi} - \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_{n\phi}}{c} \right) + \varphi_{ni} = q2\pi, \quad \omega_{ni} = 2\pi f_{ni},$$

$$q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

Откуда

$$\varphi_{ni} = -k_{ni} [(R_{0\phi} - R_{n\phi}) + \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_{n\phi}] = -k_{ni} \left[\left(\rho_n \cos \gamma_{n\phi} - \frac{\rho_n^2}{2R_{0\phi}} \sin^2 \gamma_{n\phi} \right) + \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_{n\phi} \right], \quad (5)$$

где $k_{ni} = \omega_{ni}/c = 2\pi/\lambda_{ni}$ – волновое число, $\lambda_{ni} = c/f_{ni}$; орт $\vec{i}_{n\phi}$ направлен из фазового центра секции в точку фокусировки, удаленной от секции на расстояние $R_{n\phi}$, углы $\gamma_{n\phi}$ находятся между векторами $\vec{\rho}_n$ и ортом $\vec{i}_{0\phi}$, направленным в точку фокусировки из начала координат. Фазовое распределение (5) обеспечивает в момент времени t_0 компенсацию набега фаз на разнице хода волн от центрального и i -го излучателей до точки фокусировки. Первое слагаемое в (5) определяет фазовое распределение в системе секций, которое при размещении точки фокусировки в зоне Френеля антенны имеет линейную и квадратичную составляющие, второе слагаемое – фазовое распределение в секции, которое обеспечивает ориентацию максимума ее ДН в направлении орта $\vec{i}_{n\phi}$. Выражение для поля антенны в зоне Френеля приобретает вид:

$$\vec{E}(P, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{M-1} \vec{A}_{ni} \exp \left\{ j \left[\omega_{ni} \left(t - \frac{R_0}{c} \right) + k_{ni} (\vec{\rho}_n (\vec{i}_0 - \vec{i}_{0\phi}) + \vec{\rho}_{ni} (\vec{i}_n - \vec{i}_{n\phi})) - k_{ni} \rho_n^2 \left(\frac{\sin^2 \gamma_n}{2R_0} - \frac{\sin^2 \gamma_{n\phi}}{2R_{0\phi}} \right) \right] \right\}.$$

Для идентичных подрешеток $G_{ni} = G_i$, $\vec{F}_{ni}(\vec{i}_n) = \vec{F}_i(\vec{i}_n)$. Положим $P_{ni} = P_{0a_{ni}}$, где амплитудное распределение $a_{ni} = a_n a_i$ является разделяющимся, т.е. регулируется независимо в пределах секции a_i и между секциями a_n . Частота сигналов в n -й секции

$$f_{ni} = f_0 + nf \quad (7)$$

имеет приращение к среднему значению f_0 , равное произведению номера секции на величину фазового дискрета f , и в пределах секции не меняется. При этом волновое число $k_{ni} = k_n = k_0 + nk$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновые числа соответственно для частот f_0 и f . Рассмотрим при фиксированном положении точки фокусировки распределение поля в продольном направлении ($\gamma_n = \gamma_{n\phi}$, $\vec{i}_0 = \vec{i}_{0\phi}$) в момент времени $t = t_0$. Изменяя v , можно рассмотреть динамику процесса распространения поля в продольном направлении относительно распределения при $t = t_0$. Учитывая, что для зоны Френеля можно в (2а) положить $1/R_n \approx 1/R_0$, получим из (6):

$$\vec{E}(P, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \vec{B}_n \exp \left\{ j[(k_0 + nk)(vR_{0\phi} - R_0) - (\rho_n \sin \gamma_{n\phi})^2 \left(\frac{1}{2R_0} - \frac{1}{2R_{0\phi}} \right)] \right\}, \quad (8)$$

где

$$\vec{B}_n = \frac{\sqrt{60P_0}}{R_0} \times \quad (8a)$$

$$\times a_n \sum_{i=0}^{M-1} a_i G_i^{0,5} \vec{F}_i(\vec{i}_n) \exp \{ j(k_0 + nk) \vec{\rho}_{ni} (\vec{i}_n - \vec{i}_{n\phi}) \},$$

– векторная амплитуда поля секции в направлении \vec{i}_n . Соотношение (8) при $M=1$ совпадает с полученным в [2] для поля не секционированной ФАР. Максимальная амплитуда поля достигается в точке фокусировки ($R_0 = R_{0\phi}$, $\vec{i}_n = \vec{i}_{n\phi}$) в момент времени $t = t_0$ ($v=1$):

$$E_{\max} = E(P_\phi, t_0) = (\sqrt{60P_0}/R_{0\phi}) \left| \sum_{n=0}^{N-1} a_n \left\{ \sum_{i=0}^{M-1} a_i G_i^{0,5} \vec{F}_i(\vec{i}_{n\phi}) \right\} \right|. \quad (8б)$$

Потери в максимальной амплитуде возможны вследствие несовпадения направления орта $\vec{i}_{n\phi}$ с направлением главного максимума ДН излучателей и различий в их поляризациях в направлении на точку фокусировки, а также неравномерности амплитудных распределений. В некоторой окрестности точки фокусировки (область фокусировки [2]) квадратичным членом в показателе экспоненты (8) можно пренебречь.

Тогда амплитуда поля (8) при $t = t_0$ равна

$$E(P, t_0) = \sum_{n=0}^{N-1} \bar{B}_n \exp\{j[nk(R_{0\phi} - R_0)]\}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что в продольном распределении поля имеются максимумы, которые размещены на расстояниях

$$R_q = R_{0\phi} - q\lambda, \quad q=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10)$$

Основной максимум (главный лепесток, импульс) соответствует номеру $q=0$ и размещен в точке фокусировки. Интерференционные максимумы ($q \neq 0$) следуют относительно основного с пространственным периодом равным длине волны $\lambda=c/f$, где f – скачок частоты сигнала между соседними n -й и $n \pm 1$ -й секциями. Таким образом, секционированная ФАР произвольной конфигурации при распределении частот непрерывных сигналов, излучаемых секциями, в соответствии с законом (7), формирует периодическую последовательность пространственно-временных импульсов (ПВИ) с периодом, равным периоду частоты f . Параметры импульсов (ширина, уровень главного и боковых лепестков) зависят от геометрии антенны и соотношения амплитуд и поляризаций полей секций в месте расположения максимумов. Так, например, при $\bar{B}_n = \bar{B}_0$ сумма (9) является табличной, что позволяет определить все параметры импульсов (см. ниже). Соотношение (9) справедливо для области фокусировки и для дальней зоны ФАР, сфокусированной «на бесконечности». При выходе точки наблюдения из области фокусировки квадратичной фазовой составляющей в (8) уже пренебречь нельзя, форма импульсов искажается. С увеличением R_0 действие этой составляющей усиливается, увеличиваются искажения импульсов. Эти искажения стабилизируются в дальней зоне, поскольку квадратичной составляющей фазы в разности хода волн $k_n(\rho_n \sin \gamma_{n\phi})^2 / 2R_0$ в этом случае можно пренебречь и остается только не зависящая от дальности до точки наблюдения квадратичная составляющая фазового распределения $k_n(\rho_n \sin \gamma_{n\phi})^2 / 2R_{0\phi}$. Искажения импульсов становятся меньшими при удалении точки фокусировки $R_{0\phi}$, так как при этом для обеспечения фокусировки излучения нужно уменьшать квадратичную составляющую фазового распределения. Так, при фокусировке излучения на гиперфокусном расстоянии импульсы, размещенные на расстояниях более четверти расстояния дальней зоны антенны, уже практически не искажаются [2].

Расчетный пример. Рассмотрим линейную секционированную эквидистантную (с шагом d) антенную решетку (рис. 2) с парным числом секций N , которые имеют парное число излучателей M . Начала общей и местных систем координат расположим в геометрических центрах решетки и секций.

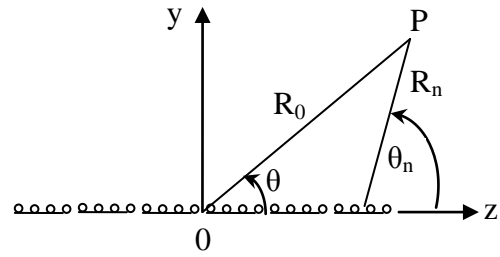


Рис. 2. Линейная секционированная ФАР

Выражения (3), (4) для расстояний от фазовых центров излучателей и секций до точки наблюдения, размещенной в дальней зоне секции и промежуточной зоне антенны, имеют вид:

$$R_{ni} = R_n - z_i \cos \theta_n,$$

$$R_n \approx R_0 - z_n \cos \theta + \frac{z_n^2}{2R_0} \sin^2 \theta, \quad (11)$$

где $z_i = 0,5d(2|i|-1) \text{sign}(i)$ – координата i -го излучателя в секции, $z_n = 0,5(2|n|-1)Md \text{sign}(n)$ – координата n -й секции в антенне, $\text{sing}(\cdot)$ – знак числа, $\text{sing}(0)=0$, $|i|=1, M/2$; $|n|=1, N/2$.

Из теоремы синусов находим

$$\theta_n = \arcsin(R_0 \sin \theta / R_n). \quad (12)$$

Выражения, аналогичные (11), (12), можно записать и для точки фокусировки. Далее будем считать излучатели подрешеток идентичными, одинаково ориентированными, слабонаправленными с незначительными изменениями поляризации поля так, что $\vec{F}_i(\vec{i}_n) \approx \vec{F}_0(\vec{i}_0)$, $G_i = G_0$. При этом поляризация антенны определяется поляризацией излучателя и векторное суммирование в (8) можно заменить на алгебраическое. Амплитуда поля сфокусированной антенны (8) в точке наблюдения, нормированная к амплитуде поля излучателя $A_0 = \sqrt{60P_0 G_0 F_0(\vec{i}_0)} / R_0$ в этой же точке, будет

$$s(v, \theta, \theta_\delta, R_0, R_{0\delta}) = \left| \sum_{n=-0,5N}^{0,5N} \bar{a}_n \mu_n(\theta_n) \exp\{j[(k_0 + nk) \times \left[(vR_{0\delta} - R_0) - (z_n \sin \theta_\delta)^2 \left(\frac{1}{2R_0} - \frac{1}{2R_{0\delta}} \right) \right]]\} \right|, \quad (13)$$

где

$$\mu_n(\theta_n) = \sum_{i=-0,5M}^{0,5M} a_i \exp[j(k_0 + nk)z_i(\cos \theta_n - \cos \theta_{n\phi})] \quad (13a)$$

– множитель подрешетки с линейным фазовым распределением, который принимает максимальное значение в направлении на точку фокусировки. В (13) нормировкой исключена зависимость амплитуды поля от расстояния $1/R_0$.

Определим продольные параметры основного

импульса для $v=1$. При небольшой протяженности импульса квадратичным членом в показателе экспоненты (13)

$$\Delta\varphi_n = (z_n \sin \theta_\Phi)^2 (1/2R_0 - 1/2R_{0\Phi}) \quad (136)$$

можно пренебречь и положить в (13а) $\theta_n \approx \theta_{n\Phi}$.

Тогда

$$s(P, t) = \mu \sum_{n=-0,5N}^{0,5N} a_n \exp[jnk(R_{0\Phi} - R_0)] \quad (14)$$

где $\mu = \sum_{i=-0,5M}^{0,5M} a_i$. Для типичных амплитудных рас-

пределений a_n сумма (14) легко вычисляется [5], что позволяет определить все интересующие параметры импульсов и оценить возможности управления ими. Так, для равномерного амплитудного распределения при $N \gg 1$ ширина импульса на уровне 0,707 от максимального значения равна $\Delta R_{0,707} = 0,89\lambda/N$ (15), что соответствует длительности импульса $\tau_n = 0,89/(fN)$, (15а). Уровень первых боковых лепестков составляет 21%. Продольная ширина импульса (15) не зависит от шага решетки, размеров секций и решетки, она прямо пропорциональна длине волны, которая определяется величиной приращения частоты в соседних секциях, и обратно пропорциональна числу секций. Сквасность импульсов $Q=1,12N$ определяется числом секций.

Приведем результаты численных расчетов по формуле (13).

Пусть решетка состоит из 64 излучателей с шагом $d = 0,5\lambda_0$, размер антенны $L_A = MNd = 3,2\text{м}$, средняя частота $f_0 = 3\text{ГГц}$ ($\lambda_0 = 10\text{см}$), частотный дискрет $f = 20\text{МГц}$ ($\lambda = 15\text{м}$) значительно меньше средней частоты.

На рис. 3 представлено продольное распределение поля ФАР, состоящей из 1) $N = 16$ секций по $M=4$ элементов каждая (сплошная кривая) и 2) $N = 8$, $M=8$ (пунктир) с равномерным амплитудным распределением, сфокусированной в точку с координатами $R_{0\Phi} = 0,25 r_A = 51\text{м}$, $\theta_\Phi = 0,4\pi$, где $r_A = 2L_A^2 / \lambda_0$ – граница дальней зоны антенны. Эта точка находится в дальней зоне секций и промежуточной зоне антенны [6]. Поле представляет собой последовательность пространственных коротких видеоимпульсов, которые следуют с интервалом 15м (периодом частотного дискрета). На рис. 4 показаны основные и интерференционные (на расстоянии $R_0=201\text{м}$) импульсы для двух вариантов 1) и 2) построения ФАР. Уровень основных импульсов (рис. 4, а, сплошная кривая и пунктир) не зависит от числа секций ФАР фиксированного размера и в $20\lg(NM)=36,12\text{дБ}$ превосходит амплитуду поля отдельного излучателя. С уменьшением числа секций импульсы расширяются, уровень боковых лепестков немного увеличивается, так как при небольшом количестве секций зависит

не только от амплитудно-фазового распределения, но и от числа секций (как и в обычных решетках [5]).

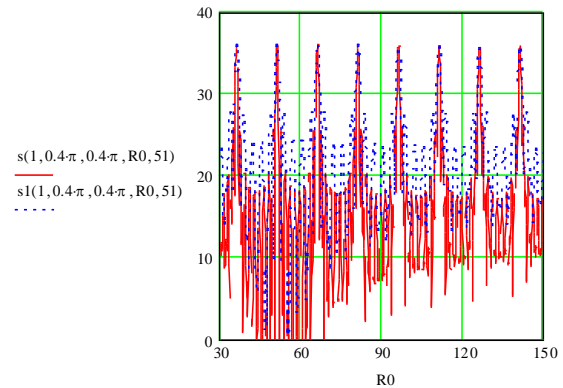
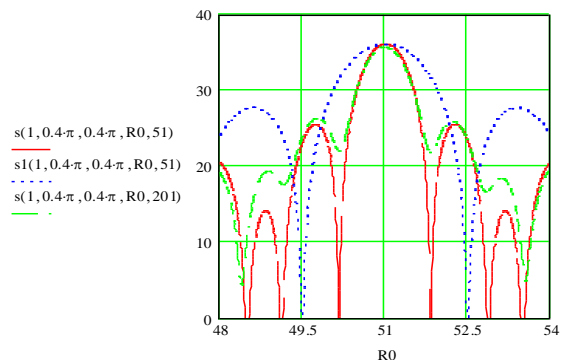
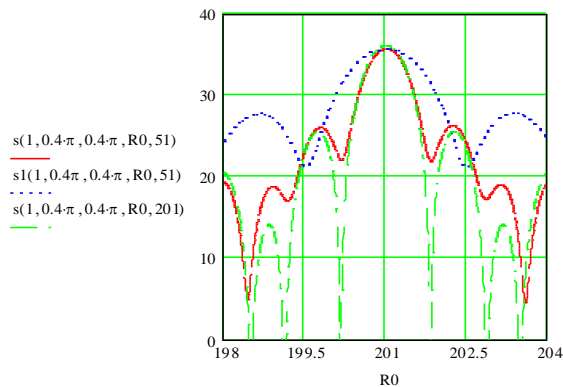


Рис. 3. Пространственно-временные импульсы



а



б

Рис. 4. Основные (а) и интерференционные (б) импульсы секционированной ФАР

Уровень интерференционных ($q = -10$) импульсов (рис. 4, б, сплошная кривая и пунктир) на 0,44дБ меньше уровня основных импульсов. Снижение уровня обусловлено двумя факторами: подавление импульсов за счет направленных свойств секции и действие на результат интерференции полей секций квадратичной составляющей (13б).

Эти факторы обуславливают также увеличение уровня боковых лепестков и «заплывание нулей» в

распределении поля. В данном примере влияние этих факторов на искажения интерференционных импульсов незначительно. ДН секций $\mu_n(\theta_n)$ довольно широкая, а углы $\theta_n, \theta_{n\phi}$ и θ_ϕ мало отличаются друг от друга. При этом секции возбуждают в точках формирования импульсов поля с почти одинаковыми амплитудами, мало отличающимися от амплитуд в направлении главных максимумов ДН секций. Квадратичная составляющая (13б) при $R_{0\phi} = 51\text{м}$, $\theta_\phi = 0,4\pi$ в месте расположения интерференционных импульсов $R_0 = 201\text{м}$ не превосходит $0,015\text{рад}$ и поэтому ее влияние на результирующее поле (13) невелико. Указанные искажения интерференционных импульсов пропадают, если ФАР сфокусировать в точку их расположения, так как при этом максимумы ДН секций будут ориентированы в эту точку, а квадратичная составляющая (13б) становится равной нулю. Это проиллюстрировано рис. 4, б, где штриховой кривой показан импульс ФАР1), сфокусированной в точку $R_{0\phi} = 201\text{м}$. Перефокусировка ФАР позволила устранить искажения импульса, однако при этом предшествующий интерференционный импульс $q = +10$ (рис. 4, а, штриховая кривая) в месте расположения основного импульса ФАР с исходной фокусировкой искажается вследствие действия указанных выше факторов.

Выводы

Применение в секционированных ФАР непрерывных сигналов с частотами, имеющими фиксированное приращение от секции к секции, позволяет формировать в пространстве периодическую последовательность импульсов с частотой следования, равной приращению частоты, длительностью, обратно пропорциональной максимальному изменению частоты в апертуре антенны. Сквозность им-

пульсов пропорциональна числу секций. Импульсы подразделяются на основной и интерференционные, которые в отличие от основного, претерпевают определенные искажения, зависящие от места их расположения. Установлены причины возникновения искажений, что позволяет для их уменьшения рационально подходить к выбору конструкции секционированной ФАР и к управлению фокусировкой.

Список литературы

1. Гомозов А.В. Фокусировка электромагнитного излучения и ее применение в радиоэлектронных средствах СВЧ / А.В. Гомозов, В.И. Гомозов, Г.В. Ермаков, С.В. Титов. – Х.: КП «Городская типография», 2011. – 330 с.
2. Корниенко Л.Г. Дальностный портрет поля сфокусированной антенной решетки с дискретным фазочастотным управлением / Л.Г. Корниенко // Системи управління, навігації та зв'язку. – К.: ДП «ЦНДІ НГУ», 2012. – Вип. 2(22). – С. 11-16.
3. Активные фазированные антенные решетки: Под ред. Д.И. Воскресенского и А.И. Калашникова. – М.: Радиотехника, 2004. – 488 с.
4. Марков Г.Т. Антенны / Г.Т. Марков, Д.М. Сазонов. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
5. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем / Л.Г. Корниенко. – Х.: МОУ ХВУ, 1994. – 626 с.
6. Сканирующие антенные системы СВЧ: Пер. с англ. под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина. – М.: Сов. радио, 1966. – 536 с.

Поступила в редколлегию 30.05.2012

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Г.В. Ермаков, Академия внутренних войск МВД Украины, Харьков.

ПОДОВЖНИЙ РОЗПОДІЛ ПОЛЯ СЕКЦІОНОВАНИХ СФОКУСОВАНИХ АНТЕННИХ РЕШІТОК З ФАЗО-ЧАСТОТНИМ УПРАВЛІННЯМ СИГНАЛІВ

Л.Г. Корнієнко

Досліджений подовжній розподіл поля довільних секціонованих фазованих антенних решіток з фазовим фокусуванням випромінювання і зміною частоти безперервних сигналів відносно середнього значення пропорційно номеру секції. Отримані аналітичні вирази для параметрів формованих просторово-часових імпульсів. Проаналізовані характеристики поля для лінійних секціонованих решіток.

Ключові слова: секція, сфокусовані антенні решітки, фазо-частотне управління, просторово-часові імпульси, основний максимум, інтерференційний максимум, зона Френеля, дальня зона.

LONGITUDINAL DISTRIBUTION OF THE FIELD OF THE SECTIONALIZED FOCUSED ARRAY WITH PHASE AND FREQUENCY MANAGEMENT OF SIGNALS

L.G. Kornienko

Longitudinal distribution of the field of the arbitrary sectionalized array is investigational with the phase focusing of radiation and change of frequency of continuous signals of relatively mean value proportionally to the number of section. Analytical expressions are got for the parameters of formed spatially- temporal impulses. The field descriptions are analysed for the linear sectionalized grate.

Keywords: section, in-focus array, phase and frequency management, spatio-temporal impulses, basic maximum, interference maximum, area of Frenel, distant area.