

УДК 621.396.677.494

Л.Г. Корниенко

Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба, Харьков

ПАРАМЕТРЫ УЗКОПОЛОСНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СИГНАЛОВ СФОКУСИРОВАННЫХ МНОГОЧАСТОТНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК СО СВЕРХБЫСТРЫМ СКАНИРОВАНИЕМ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

Для линейной многочастотной антенной решетки, сфокусированной в зоне Френеля, рассмотрены условия узкополосности пространственно-временных сигналов (ПВС), изучены параметры сверхбыстрого сканирования (СБС) сфокусированного излучения, искажения основного и интерференционных максимумов, ограничения на угловой сектор с допустимыми искажениями огибающей ПВС. Предложен способ расширения сектора сканирования с допустимыми искажениями сигнала.

Ключевые слова: многочастотная антенная решетка, сверхбыстрое сканирование, пространственно-временной сигнал, зона Френеля, сектор сканирования, фокусирование электромагнитного излучения, искажения огибающей сигнала, периодические свойства ПВС, дальностные и угловые интерференционные максимумы.

Введение

Характеристики поля многочастотных ФАР со сверхбыстрым сканированием изучались в [1] применительно к дальней зоне антенны. Получены формулы для оценки периода сканирования, угловой и продольной ширины максимума пространственно-временного сигнала (ПВС) для различных видов амплитудного распределения, время перемещения максимума ПВС на угловую ширину луча. В [2] рассмотрены особенности структуры поля многочастотных антенных решеток с автоэлектронным сканированием в зоне Френеля. Установлено явление асимметрии сектора сканирования и влияние на нее расстояния от решетки и относительной полосы сигнала. При этом рассматривались расстояния, соответствующие второй половине зоны Френеля и дальней зоне антенны. Вместе с тем представляет практический интерес, например для решения ряда задач ближней локации, изучение особенностей поля решеток со СБС, сфокусированных на небольших расстояниях от антенны.

Целью настоящей работы является изучение структуры поля сфокусированной в ближней части зоны Френеля ФАР, параметров ПВС и путей сохранения формы импульсов в возможно большем угловом секторе в процессе сверхбыстрого сканирования при использовании непрерывных узкополосных многочастотных сигналов.

Основная часть

Исходные соотношения. Пусть элементы активной ФАР (рис. 1) возбуждаются непрерывными сигналами с угловой частотой

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega, \quad (1)$$

где ω_0 – средняя угловая частота, ω – дискрет угловой частоты, $n = 0, N - 1$ – номер излучателя.

Поле в точке наблюдения $P(R_0, \theta, \varphi)$ в момент времени t определяется суперпозицией полей излучателей в этой точке [3]:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{A}}(\vec{D}, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\dot{\vec{F}}_n(\vec{i}_{pn})}{R_n} \sqrt{60 P_n G_n} \times \\ \times \exp \left\{ j \left[\omega_n \left(t - \frac{R_n}{c} \right) + \varphi_n \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где G_n , $\dot{\vec{F}}_n(\vec{i}_{pn})$ – максимальный коэффициент усиления и векторная комплексная нормированная диаграмма направленности (ДН) n -го излучателя в местной системе координат в направлении орта $\vec{e}_{\theta n}$; R_n – расстояние от n -го излучателя решетки до точки P ; P_n – мощность, подводимая к n -му элементу решетки; φ_n – начальное фазовое распределение в раскрыве решетки. Величина $R_n/c = t_n$ определяет время запаздывания волны от n -го излучателя до точки P ; c – скорость света.

В дальнейшем будем полагать, что излучатели имеют фазовый центр и их ДН являются вещественной функцией угловых координат. Соотношение (2) справедливо при размещении точки P в дальней зоне отдельного излучателя. Оно описывает многочастотный (МЧ) ПВС, спектр которого содержит частоты ω_n .

Фокусировка излучения в точке $P_\Phi(R_{0\Phi}, \theta_\Phi, \varphi_\Phi)$ в момент времени $t_{0\Phi} = R_{0\Phi}/c$, равный времени запаздывания волны от центрального излучателя до точки фокусировки, достигается при фазовом распределении

$$\varphi_n = -k_n(R_{0\Phi} - R_{n\Phi}), \quad (3)$$

где $k_n = \omega_n/c = 2\pi/\lambda_n$ – волновое число, λ_n – длина волны; $R_{n\Phi}$ – расстояние от n -го излучателя до точки фокусировки. Фазовое распределение (3) компенсирует набеги фаз на разности хода волн между n -м и центральным излучателями на частоте излучения,

обеспечивая в точке фокусировки синфазное сложение полей в момент $t = t_{0\Phi}$.

Для зоны Френеля

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

где γ_n – угол между радиусом-вектором $\vec{\rho}_n$, опре-

$$\dot{\vec{A}}(\mathcal{D}, t) = e^{j[\omega_0(t-t_0) + \Phi(P, t)]} \dot{\vec{p}}(P, t) \left| \sum_{n=-0,5(N-1)}^{0,5(N-1)} \bar{A}_n \exp \left\{ j \left[n \omega(t-t_0) + (k_0 + nk) \times nd(\cos \theta - \cos \theta_\Phi) - \Delta\varphi_n \right] \right\} \right|, \quad (5)$$

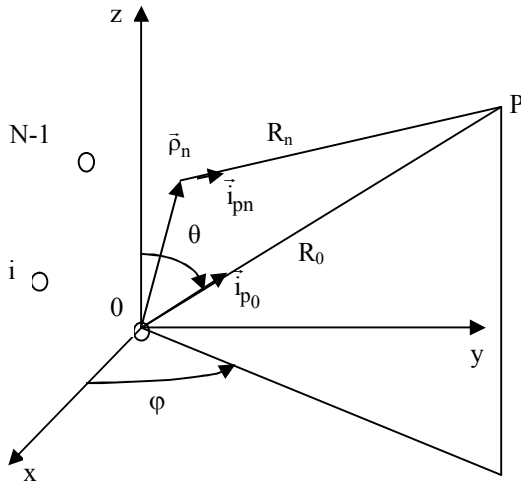


Рис. 1. Излучатели ФАР в общей системе координат

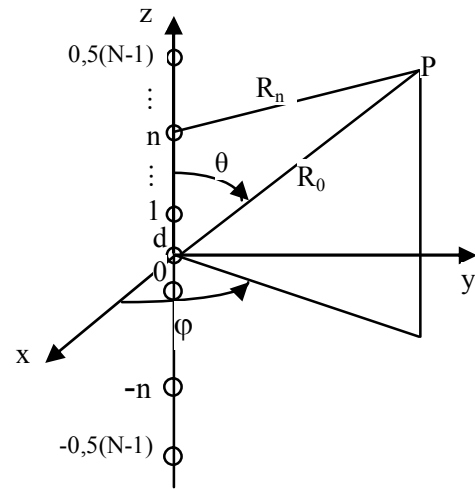


Рис. 2. Линейная эквидистантная ФАР

где
$$\bar{A}_n = \frac{\bar{F}_n(\vec{i}_{pn})}{R_n} \sqrt{60 P_n G_n} - \quad (5,а)$$

векторная амплитуда поля n-го излучателя; $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi / \lambda_0$, $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ – волновые числа соответственно на угловых частотах ω_n , $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega = 2\pi f$; $\Phi(P, t)$, $\dot{\vec{p}}(P, t)$ – мгновенные значения соответственно фазовой характеристики антенны на главной поляризации и вектора (орта) поляризации антенны;

$$\Delta\varphi_n = 0,5(k_0 + nk)(nd)^2 \times (\sin^2 \theta / R_0 - \sin^2 \theta_\Phi / R_{0\Phi}). \quad (5,б)$$

Множитель-модуль в (5) определяет огибающую МЧ ПВС.

Параметры СБС узкополосного многочастотного ПВС. Рассмотрим соотношение (5). Первое слагаемое в показателе экспоненты под суммой, равное

$$n\omega(t - t_0), \quad (5,в)$$

описывает мгновенное линейное фазовое распределение с изменяющейся во времени крутизной, которое обеспечивает сверхбыстрое сканирование (СБС) сфокусированного поля. Второе слагаемое, зависящее от углового положения точек наблюдения и фокусировки, наряду со среднечастотной содержит дискретчастотную составляющую фазы. Последней

деляющим положение n-го излучателя, и ортом \vec{p}_0 , направленным из начала общей системы координат в точку наблюдения. Соотношение (2) с учетом (1), (3), (4) для линейной эквидистантной антенной решетки с шагом d и нечетным числом излучателей N (рис. 2) приобретает вид:

можно пренебречь, если ее максимальное модульное значение не превышает $\pi/8$. Откуда можно получить:

$$\left| (4L / \lambda_0)(\Delta\Omega / \omega_0)(\cos \theta - \cos \theta_\Phi) \right| \leq 1, \quad (6)$$

где $\Delta\Omega = (N-1)\omega$ – полоса частот сигнала, L – размер решетки. Условие (6) требует малости значений произведения электрического размера решетки на средней частоте на относительную полосу частот излучаемого сигнала. Аналогично можно получить условие, при котором можно не учитывать в (5) дискретчастотную составляющую фазы (5, б):

$$\left| \begin{aligned} &(8L^2 / \lambda_0)(\Delta\Omega / \omega_0) \times \\ &\times (\sin^2 \theta / R_0 - \sin^2 \theta_\Phi / R_{0\Phi}) \end{aligned} \right| \leq 1. \quad (7)$$

При выполнении условий (6), (7) характеристики антенны с линейным фазовым распределением (5,в) можно рассчитывать только на средней частоте. Выражения (6), (7) расширяют понятие пространственно-временной узкополосности сигналов [4] на сфокусированные антенны.

Пусть решетка состоит из идентичных одинаково ориентированных слабонаправленных излучателей. С учетом того, что для зоны Френеля $1/R_n \approx 1/R_0$, и можно считать $\dot{\vec{F}}_0(\vec{i}_{pn}) \approx |\dot{\vec{F}}_0(\vec{i}_{p0})|$, получим для огибающей узкополосного ПВС следующее соотношение

$$|\dot{\vec{A}}(\mathcal{D}, t)| =$$

$$= \left| \bar{A}_0 \sum_{n=-0,5N-1}^{0,5(N-1)} a_n \exp \left\{ j \left[n \omega(t - t_0) + k_0 n d (\cos \theta - \cos \theta_\Phi) - 0,5 k_0 (n d)^2 (\sin^2 \theta / R_0 - \sin^2 \theta_\Phi / R_{0\Phi}) \right] \right\} \right|, \quad (8)$$

где $|\bar{A}_0| = \sqrt{60P_0 G_0} |\bar{F}_0(\vec{i}_{p0})| / R_0$ – амплитуда поля центрального излучателя в точке наблюдения.

Принято, что величина $P_n = a_n^2 P_0$, где a_n – амплитудное распределение в решетке, P_0 – мощность, подводимая к центральному излучателю.

Квадратичная составляющая фазы в показателе экспоненты (8), которая искажает форму сигнала, отсутствует в точке фокусировки. Вне этой точки ею можно пренебречь, если ее максимальное модульное значение $\Delta\Phi$ не превышает $\pi/8$, что определяет область фокусировки [5]:

$$\left| (2L^2 / \lambda_0) (\sin^2 \theta / R_0 - \sin^2 \theta_\Phi / R_{0\Phi}) \right| \leq 1. \quad (9)$$

Искажения сфокусированного поля допустимы, если $|\Delta\Phi| \leq \pi/4$, т.е.

$$\left| (L^2 / \lambda_0) (\sin^2 \theta / R_0 - \sin^2 \theta_\Phi / R_{0\Phi}) \right| \leq 1. \quad (10)$$

Соотношение (10) позволяет определить: угловой сектор $\Delta\theta_d$, в пределах которого при СБС на дуге радиуса R_0 искажения сигнала являются допустимыми; зависимость $\Delta\theta_d$ от размера решетки и исходного положения точки фокусировки.

Из (8) следует, что вне зависимости от вида амплитудного распределения огибающая сигнала в определенных моменты времени имеет максимумы в точках R_q, θ_q , удовлетворяющие условию:

$$\omega(t - t_q) + k_0 d (\cos \theta_q - \cos \theta_\Phi) = q 2\pi, \quad (11)$$

где $t_q = R_q/c, q = 0, \pm 1, \dots$ – порядок (номер) максимума.

Так в момент времени $t = t_{0\Phi} = R_{0\Phi}/c$ основной максимум $q = 0$ размещен в точке фокусировки, т.е. имеет координаты $\theta_0 = \theta_\Phi, R_0 = R_{0\Phi}$. Остальные максимумы разделяются на дальностные и угловые. Дальностные интерференционные максимумы в фиксированном направлении следуют друг за другом с пространственным периодом λ :

$$R_q = R_{0\Phi} - q\lambda. \quad (12)$$

Временной период составляет $T = 1/f, f$ – дискрет циклической частоты. На указанных дальностях гармонические колебания на всех частотах суммируются синфазно, возникает эффект пространственно-временного сжатия сигнала [1]. Угловые положения максимумов при $t = t_q$ (обычно в теории антенн называемые дифракционными) определяются по формуле $\sin \theta_q = \cos \theta_\Phi + q\lambda / d$. Их период следования в косинусном измерении определяется величиной λ_0/d : $\cos \theta_{q+1} = \cos \theta_q + \lambda_0 / d$.

Из равенства (11) следует уравнение сверхбыстрого (автоэлектронного) сканирования q -го максимума

$$\sin \theta_q(t) = \cos \theta_\Phi - \omega(t - t_q) / k_0 d + q\lambda_0 / d, \quad (13)$$

размещенного на дуге радиуса R_q .

Используя (13), можно определить время $t_{ш}$ углового перемещения максимума на свою ширину $\theta_{ш}$, а также угловую скорость сканирования $v_{ск}$:

$$t_{ш} = (d \sin \theta_q / \lambda_0) \theta_{ш}, \quad (14)$$

$$v_{ск} = \lambda_0 f / (d \sin \theta_q) \text{ [рад/с]}. \quad (15)$$

Время углового перемещения q -го максимума в области видимости $0 \leq \theta_q \leq \pi$ составляет t_a :

$$t_a = 2Td / \lambda_0. \quad (16)$$

Оно определяет время обзора по угловой координате, которое зависит от соотношения средней частоты и дискрета частоты, а также времени прохождения волной расстояния, равного шагу решетки. Область видимости содержит

$$M = t_a / t_{ш} = 2 / \theta_{ш} \sin \theta_q \quad (17)$$

разрешаемых по угловой координате секторов.

Параметры (12) – (16) сверхбыстрого сканирования зависят от геометрических и электрических параметров решетки. Так с увеличением частотного дискрета растет угловая скорость сканирования, поскольку величина f определяет крутизну линейного фазового распределения (5в) в раскрыве антенны, которая, однако, снижается с увеличением шага решетки, что уменьшает $v_{ск}$.

На рис. 3 для $\theta_\Phi = 0,5\pi$ представлены графики для $\cos \theta_q$ (13) в зависимости от параметра $tR = (t - t_q)T$ для $d = 0,5\lambda_0$ (рис. 3, а) и $d = 1,5\lambda_0$ (рис. 3, б).

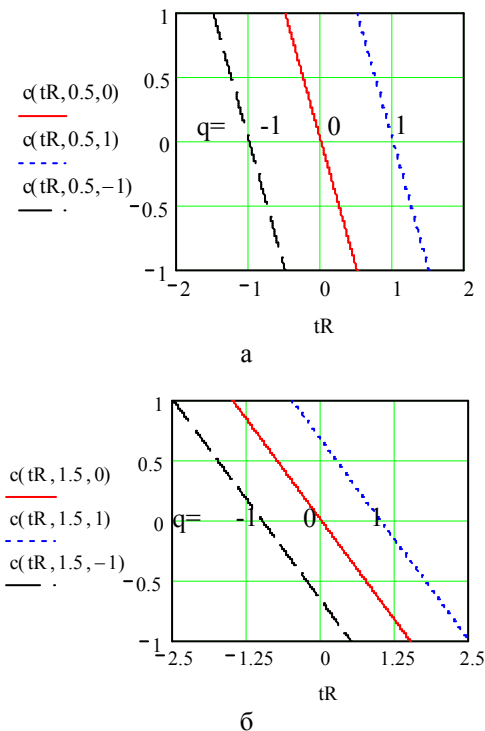


Рис. 3. Зависимости углового положения максимумов от дальности (времени)

Интервалы между графиками на рис. 3 равны λ по дальности или T по времени. В соответствии с рис. 3, а максимум амплитуды поля непрерывно перемещается на дуге радиуса R_q , сохраняясь единственным в любой момент времени, и скачком перекакивает с одной границы области видимости на другую. При $d = 1,5\lambda_0$ на расстоянии R_q в определенные моменты времени могут одновременно формироваться несколько максимумов, находящихся под разными углами. Так, например, при $tR = 0$ в момент $t = t_{0\phi} = R_{0\phi}/c$ на расстоянии $R_q = R_{0\phi}$ основной максимум $q = 0$ находится под углом $\theta = 0,5\pi$, а дифракционные максимумы $q = -1$ и $+1$ – под углами $\theta_{-1} = 2,301$ рад, $\theta_{+1} = 0,841$ рад. Наличие нескольких дифракционных максимумов нежелательно, поскольку может привести, например, к ложному пеленгу цели. Под определенным углом по дальности в фиксированный момент времени формируется бесконечная последовательность максимумов с пространственным периодом λ . В фиксированной точке последующий максимум занимает угловое положение предыдущего максимума через время, равное периоду T частотного дискрета, т.е.

$$\theta_{q+1}(t + T) = \theta_q(t).$$

При $d = 0,5\lambda_0$ время обзора $t_b = T$ (рис. 3, а), при $d = 1,5\lambda_0 - t_b = 3T$ (рис. 3, б), так как импульс сканирования на фиксированной дальности проходит угловой интервал между дифракционными максимумами за время T .

Форма огибающей сигнала зависит от вида амплитудного распределения. Для большинства используемых амплитудных распределений можно для области фокусировки вычислить сумму (8) и получить аналитическое выражение для амплитуды поля. Так для равномерного амплитудного распределения $a_n=1$ выражение для нормированной (к своему максимальному значению) амплитуды поля имеет вид

$$s(R_0, \theta, t) = \frac{|\vec{A}(\vec{D}, t)|}{|\vec{N}\vec{A}_0|} = \left| \frac{\sin(0,5N\psi)}{N \sin(0,5\psi)} \right|, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \psi &= \omega(t - t_0) + k_0 d (\cos \theta - \cos \theta_\phi) = \\ &= 2\pi \left[(t / T - R_0 / \lambda) + d (\cos \theta - \cos \theta_\phi) / \lambda_0 \right]. \end{aligned}$$

В соответствии с (18) огибающая МЧ ПВС представляет собой периодическую функцию (период $\psi = 2\pi$), имеющую главные лепестки (импульсы), между которыми размещены $N - 2$ боковых лепестков с минимальным значением при $\psi = \pi$. При $N \gg 1$ в окрестности главного максимума $\sin(0,5\psi) \approx 0,5\psi$ и $s=0,707$ при $0,5N\psi = 1,39$. Отсюда находим, что ширина главного лепестка на уровне 0,707 от максимального значения составляет: по дальности

$$\Delta R_{0,707} = 0,89\lambda / N = 0,89c / \Delta F, \quad (19)$$

(длительность импульса $\tau_{\dot{z}} = 0,89 / \Delta F$),

ΔF – ширина спектра сигнала; по углу

$$2\theta_{0,707} = 0,89\lambda_0 / N d \sin \theta_q. \quad (20)$$

Уровень первых боковых лепестков $F_{6,л} = -13,2$ дБ. Величина $\Delta R_{0,707}$ по сути определяет элемент разрешения по дальности. Аналогичные исследования можно провести и для других амплитудных распределений. Смена вида a_n приводит к изменению значений численного коэффициента в формулах (19), (20) и уровня боковых лепестков [7]. Этот коэффициент, как и уровень боковых лепестков, зависят также от числа излучателей. Однако при $N \geq 15 - 20$ этой зависимостью можно пренебречь.

Рассмотрим ФАР с $N = 25$, $d/\lambda_0 = 0,5$, средняя частота $f_0 = 3$ ГГц, частота повторения импульсов $f = 0,3$ МГц ($\lambda_0 = 0,1$ м, $\lambda = 1$ км). Относительная полоса частот $\delta = \Delta F/f_0 = 2,4 \cdot 10^{-3}$. Дальняя зона антенны $r_{дз} = 0,0312\lambda$. Выберем расстояние до точки фокусирования в ближней половине зоны Френеля $R_{0\phi} = 0,25r_{дз} = 0,0078\lambda$. Для $\theta_\phi = \pi/6; \pi/4; \pi/3; 0,5\pi$ импульсы $q = 0$ ($R_0 = R_{0\phi}$) и $q = -1$ ($R_0 = R_{0\phi} + \lambda$) являются узкополосными (см. (6), (7), (12)).

На рис. 4 приведены графики для функции $\Phi_2(\theta, R_0, \theta_\phi, R_{0\phi})$ определяемой подмодульным выражением (10), которые позволяют найти допустимый сектор сканирования $\Delta\theta_d$ (в пределах которого $|\Phi_2| \leq 1$) на окружностях радиусов $R_0 = R_{0\phi}$ (рис. 4, а) и $R_0 = R_{0\phi} + \lambda$ (рис. 4, б).

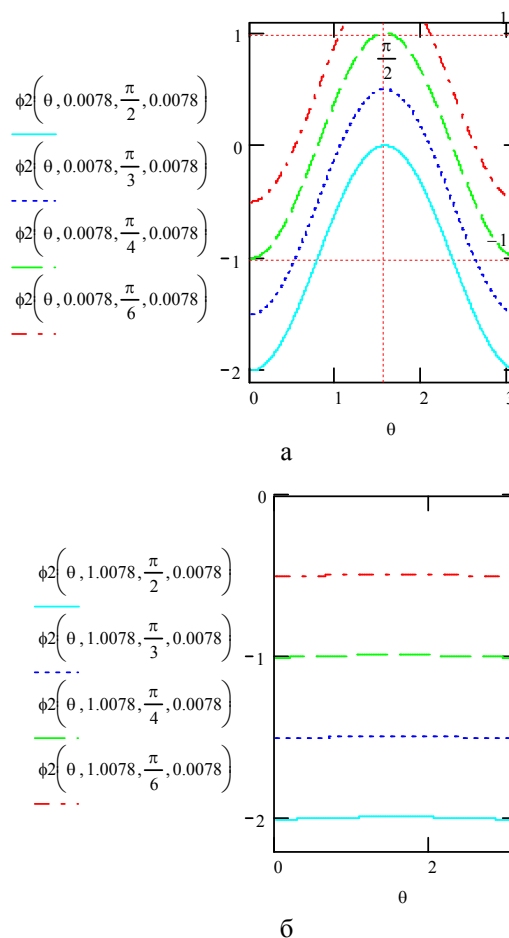


Рис. 4. К определению допустимых угловых секторов сканирования

Для $\theta_\phi = 0,5\pi$ и $R_0 = 0,0078\lambda$ (сплошная кривая) $\Delta\theta_d$ симметричен относительно направления θ_ϕ и составляет $0,787 \leq \Delta\theta \leq 2,355$. На дальности $R_0 = 1,0078\lambda$ квадратичная составляющая фазы в (8) приводит к недопустимым искажениям формы импульса $q = -1$ при СБС. При изменении углового положения точки фокусировки параметры допустимых секторов меняются. Графики Ф2 для $\theta_\phi = \pi/6; \pi/4; \pi/3$ (аналогичные результаты и для углов $\theta_{\phi 1} = \pi - \theta_\phi$) сохраняют симметрию относительно направления $\theta = 0,5\pi$ (но несимметричны относительно θ_ϕ). На окружности радиуса $R_0 = 0,25r_{дз}$ допустимый угловой сектор сканирования при $\theta_\phi = \pi/3$ расширяется до величины $0,525 \leq \Delta\theta_d \leq 2,617$ (пунктир), при $\theta_\phi = \pi/4$ безискаженное сканирование возможно во всей области видимости (штрих), при $\theta_\phi = \pi/6$ недопустимые искажения импульсов возникают в окрестности угла $\theta = \pi/2$ (штрих-пунктир). На окружности радиуса $R_0 = 1,0078\lambda$ в процессе СБС импульсы имеют допустимые искажения при фокусировке излучения под углами $\theta_\phi = \pi/4$ (штрих) и $\theta_\phi = \pi/6$ (штрих-пунктир). Таким образом, путем изменения исходного углового положения точки фокусировки можно регулировать размеры допустимых секторов сканирования на различных расстояниях. Допустимый сектор сканирования можно регулировать также изменением дальности до точки фокусирования. Так при $R_{0\phi}, R_0 \geq 0,5 r_{дз}$ нет ограничений на допустимый сектор сканирования. Импульсы имеют допустимые искажения во всей области видимости.

Для численных расчетов амплитуды поля воспользуемся общим соотношением (5). После нормировки огибающей ПВС к максимальной амплитуде поля в точке наблюдения $P(R_0, \theta)$ получим

$$sl(R_0, \theta, t, \mu, \epsilon, \gamma) = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=-0,5(N-1)}^{0,5(N-1)} a_n \exp[j(n\psi + \mu\Delta\eta_n + \epsilon\Delta\varphi_n(\gamma))] \right|, \quad (21)$$

$$\Delta\eta_n = kn^2d(\cos\theta - \cos\theta_\delta);$$

$$\Delta\varphi_n(\gamma) = 0,5(k_0 + \gamma nk)(nd)^2 \times (\sin^2\theta_\delta / R_{0\delta} - \sin^2\theta / R_0).$$

Величины $\Delta\eta_n, \Delta\varphi_n$ определяют значения фаз полей излучателей в точке наблюдения (относительно их значений в точке фокусировки) соответственно для дискретчастотной составляющей сигнала на разности хода волн в дальней зоне и для спектральных составляющих сигнала на квадратичной составляющей разности хода волн в зоне Френеля. Эти фазы равны нулю в точке фокусировки. Величины μ, ϵ, γ , которые принимают значения 0 или 1, позволяют при выполнении расчетов оценить степень влияния на форму сигнала фазовых составляющих $\Delta\eta_n, \Delta\varphi_n$, которые не учитывались в (18), а также влияние дискретчастотной составляющей фазы $\Delta\varphi_n$.

Рассмотрим изменение формы огибающей ПВС на фиксированных дальностях в процессе СБС.

На рис. 5 приведено угловое распределение амплитуды поля (21) при равномерном амплитудном распределении $\dot{a}_n = 1$ на расстояниях $R_0 = R_{0\phi} = 0,0078\lambda$ (рис. 5, а) и $R_0 = 1,0078\lambda$ (рис. 5, б), соответствующих ближней части зоны Френеля и дальней зоны.

По оси ординат указаны уровни -3 и -13,2 дБ, по оси абсцисс на рис. 5, а – границы области допустимых искажений. Показаны исходное положение максимумов $q=0$ (рис. 5, а), -3 (рис. 5, б) при $\theta = \theta_\phi = 0,5\pi$ в момент времени $t = t_{0\phi} = 0,0078T$ (кр. 1), а также их последующие положения в моменты времени $t_1 = t_{0\phi} + t_{ш}$ (кр. 2), $t_5 = t_{0\phi} + 5t_{ш}$ (кр. 3), $t_8 = t_{0\phi} + 8t_{ш}$ (кр. 4), $t_{11} = t_{0\phi} + 11t_{ш}$ (кр. 5). Время $t_{ш}$ определялось по формуле (14) при $\theta_{ш} = 2\theta_{0,707}$ (см. (20)). Величина $t_{ш}/T = 0,036$. Максимумы ориентированы под углами (13): $\theta_{m1} = 1,643; \theta_{m5} = 1,939; \theta_{m8} = 2,185; \theta_{m11} = 2,486$ рад.

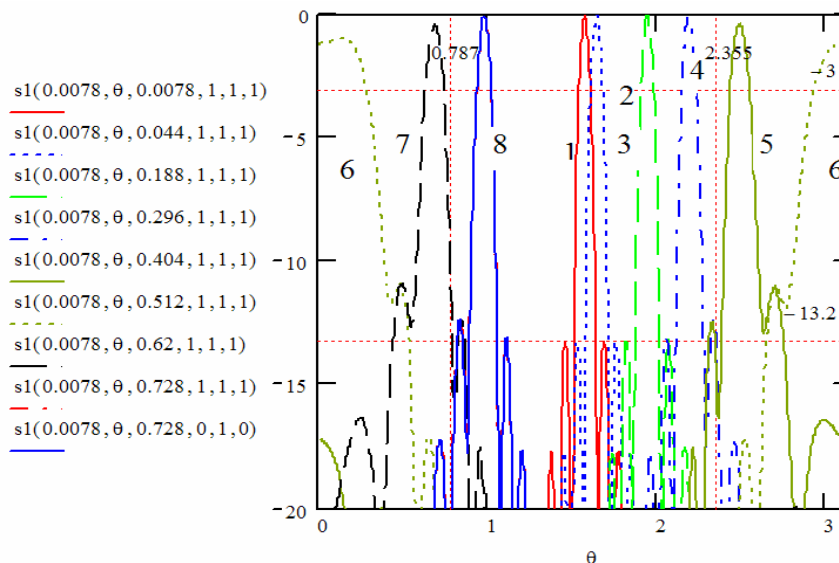
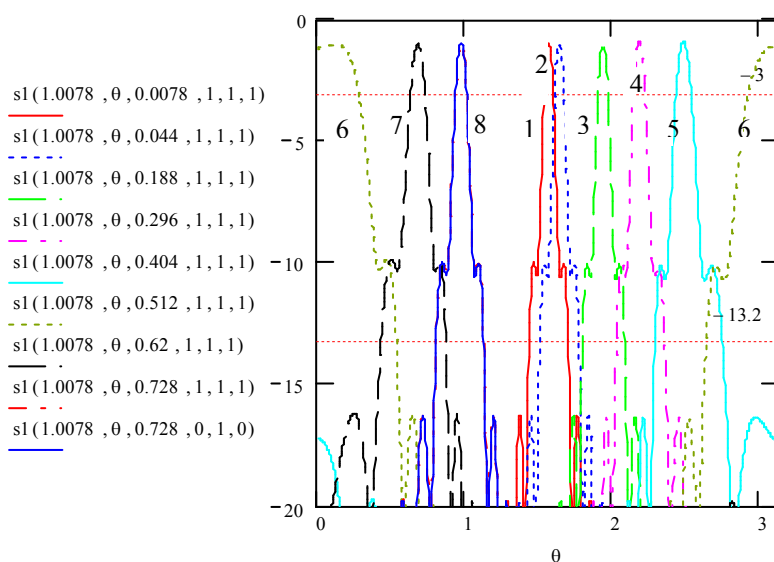


Рис. 5, а. Огибающие ПВС при СБС для $\theta_\phi = \pi/2$ и $R_0 = 0,0078\lambda$


 Рис. 5, б. Огибающие ПВС при СБС для $\theta_\phi = \pi/2$ и $R_0 = 1,0078\lambda$

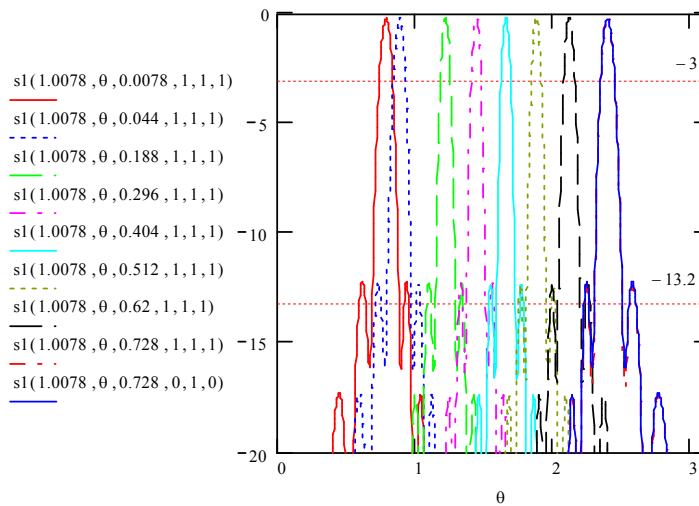
Исходный наклон линейного фазового распределения (5в) таков, что вначале формируются максимумы во второй половине области видимости ($\theta > 0,5\pi$, рис. 2). Число разрешаемых угловых секторов (17) $M = 28$. Поэтому, начиная с момента времени $t_{14} = t_{0\phi} + 14t_{ш}$, импульсы (кр. 6) «переходят» из второй в первую половину области видимости, становясь максимумами с увеличенным на единицу номером. На рис. 5, а, б показаны также импульсы в моменты $t_{17} = t_{0\phi} + 17t_{ш}$ (кр. 7) и $t_{20} = t_{0\phi} + 20t_{ш}$ (кр. 8). Последний размещен симметрично импульсу t_8 . Расчеты проведены для $\mu = \varepsilon = \gamma = 1$. Сравнение приведенных на рис. 5 ПВС с рассчитанными при $\mu = \gamma = 0$ показало, что дискретчастотные составляющие сигнала практически не влияют на его форму. Искажения импульсов симметричны и обусловлены действием квадратичной составляющей фазы $\Delta\varphi_n(0)$ на средней частоте. Эти искажения незначительны в пределах области $\Delta\theta_d$ (рис. 5, а), максимальная амплитуда сигнала уменьшается к границам области до величины $-0,15$ дБ, ширина импульсов $2\theta_{0,707}$ изменяется в пределах $0,071 \dots 0,086$ рад, что соответствует (20), уровень боковых лепестков увеличивается к краям области на $0,8$ дБ. Вследствие периодичности ПВС по дальности синхронное угловое сканирование осуществляется на всех окружностях с радиусами (12), что видно из рис. 5, б для $R_0 = R_{0\phi} + \lambda$. На этой дальности для $\theta_\phi = 0,5\pi$ квадратичная составляющая фазы полей превышает допустимые значения, слабо зависит от угла θ (рис. 4, б, сплошная кривая), поэтому форма импульсов имеет одинаковые искажения. Их амплитуда уменьшается примерно на 1 дБ, уровень боковых лепестков увеличивается до -10 дБ, «заплывают нули». Из рис. 4, б следует, что искажения можно существенно ослабить, если точку фокусировки выбрать под углом $\theta_\phi = \pi/6$ (или $5\pi/6$). В этом случае квадратичная со-

ставляющая фазового распределения в раскрыве антенны обеспечивает для всех углов θ более полную компенсацию квадратичной составляющей фазы в разности хода волн и вследствие этого, как показывают расчеты, форма импульсов почти полностью восстанавливается при сканировании во всем диапазоне углов. Однако при этом усиливаются искажения импульсов при сканировании на дальности $R_0 = R_{0\phi}$. Компромиссный вариант достигается при выборе точки фокусировки под углом $\theta_\phi = \pi/4$ (или $3\pi/4$). На рис. 6 приведены импульсы сканирования на дальности $R_0 = R_{0\phi} + \lambda$ при фокусировке излучения в точку $P_\phi(0,0078\lambda, \pi/4)$. Сравнение с рис. 5, б показывает, что форма импульсов заметно улучшилась. Потери амплитуд в максимумах не превышает $0,3$ дБ, уровень боковых лепестков увеличился лишь на 1 дБ, более четкой стала интерференционная картина поля. Аналогичные результаты получаются и при сканировании на дальности $R_0 = R_{0\phi}$.

Выводы

В данной работе определены параметры сверхбыстрого углового сканирования сфокусированной в ближней части зоны Френеля многочастотной ФАР, условия пространственно-временной узкополосности сигнала, исследованы искажения ПВС (по отношению к ПВС антенны, сфокусированной «на бесконечности») в процессе сканирования. Изучены угловые сектора, в пределах которых искажения формы ПВС являются допустимыми, предложен метод расширения допустимого сектора сканирования.

Приведенные формулы и графики позволяют произвести выбор параметров антенны и многочастотного сигнала, обеспечивающих сканирование сфокусированного поля с требуемыми характеристиками в заданном угловом секторе.

Рис. 6. Огибающие ПВС при СБС для $\theta_\Phi = \pi/4$ и $R_0 = 1,0078\lambda$

Список литературы

1. Седышев Ю.Н. Особенности использования пространственно-временных многочастотных сигналов для быстрого электронного сканирования РЛС с активной фазированной антенной решеткой / Ю.Н. Седышев, П.Ю. Седышев, В.А. Тютюнник, А.Ф. Шевченко // Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. – К.: НТУУ «КПИ», 2010. – Том 53, №4. – С. 5-17.
2. Грязнов В.А. Структура поля многочастотных антенных решеток с автоэлектронным сканированием в зоне Френеля / В.А. Грязнов // IV Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь». – ИРЭ РАН, 29 ноября - 3 декабря 2010 г. – С. 644-648.
3. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ / Д.М. Сазонов. – М.: Высшая школа, 1988. – 432 с.
4. Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник / [Я.Д. Ширман, С.Т. Багдасарян, Д.И. Леховицкий, С.П. Леценко и др.]; под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с.

5. 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 НіУ», 2012. – Вип. 2 (22). – С. 11-16.

6. Корниенко Л.Г. Кутювий розподіл поля просторово-часових імпульсів фазованих антенних решіток з фазочастотним фокусуванням безперервних сигналів / Л.Г. Корниенко // Системи управління, навігації та зв'язку. – К.: ДП «ЦНДІ НіУ», 2012. – Вип.3(23). – С. 25-31.

7. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем / Л.Г. Корниенко. – Х.: МОУ ХВУ, 1994. – 626 с.

Поступила в редколлегию 2.04.2014

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Ю.Н. Седышев, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

ПАРАМЕТРИ ВУЗЬКОСМУГОВИХ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИХ СИГНАЛІВ СФОКУСОВАНИХ БАГАТОЧАСТОНИХ ФАЗОВАНИХ АНТЕННИХ РЕШІТОК З НАДШВИДКИМ СКАНУВАННЯМ В ЗОНІ ФРЕНЕЛЯ

Л.Г. Корниенко

Для лінійної багаточастотної антенної решітки, що сфокусована в зоні Френеля, розглянуті умови вузькосмугового наближення просторово-часових сигналів (ПЧС), вивчені параметри надшвидкого сканування (НШС) сфокусованого випромінювання, спотворення головного та інтерференційного максимумів, обмеження на кутювий сектор з допустимими спотвореннями обвідної ПЧС. Запропонований спосіб розширення сектору сканування з допустимими спотвореннями сигналів.

Ключові слова: багаточастотна антенна решітка, надшвидке сканування, просторово-часовий сигнал, зона Френеля, сектор сканування, фокусування електромагнітного випромінювання, спотворення обвідної сигналу, періодичні властивості ПЧС, дальнісні та кутюві інтерференційні максимуми.

PARAMETERS OF SPATIAL TIME DOMAIN NARROWBAND SIGNALS OF FOCUSED MULTIFREQUENCY PHASED ANTENNA ARRAYS WITH ULTRASPEED SCANNING IN FRESNEL'S ZONE

L.G. Kornienko

Conditions of spatial time domain narrow-band signals (STDS) were examined for linear multifrequency antenna array focused in Fresnel's zone. Ultraspeed scanning parameters of focused radiation, distortion of basic and interference maximum, restrictions on angular domain with allowable envelope distortions of STDS were studied. Method of expansion of scanning domain with allowable signal distortion was suggested.

Keywords: multifrequency antenna array, ultraspeed scanning, spatial time domain, Fresnel's zone, scanning domain, focusing on electromagnetic radiation, envelope distortion, periodic properties of STDS, range and angular interference maximums.