

РАДІОФІЗИЧНІ АСПЕКТИ РАДІОЛОКАЦІЇ, РАДІОНАВІГАЦІЇ, ЗВ'ЯЗКУ І ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra24.04.285>

УДК 621.396.96

В. Г. ГАЛУШКО, Д. М. ВАВРИВ

PACS numbers: 84.40.Xb,
84.40.Ba

Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Мыстэцтв, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: galushko@rian.kharkov.ua

О ПРИМЕНИМОСТИ ФАЗОВОГО МЕТОДА СКАНИРОВАНИЯ В АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ ИМПУЛЬСНЫХ ЛЧМ-РАДАРОВ

Предмет и цель работы: Исследование пространственно-временной структуры выходного сигнала антенной решетки (АР) импульсного ЛЧМ-радаров в зависимости от полосы девиации частоты зондирующего сигнала и анализ условий применимости фазового метода сканирования диаграммы направленности (ДН) в таких системах.

Методы и методология: Для анализа пространственно-временной диаграммы направленности (ПВДН) АР импульсного ЛЧМ-локатора используются стандартные методы математической физики, а также компьютерное моделирование.

Результаты: Приведены формулы для расчета выходного сигнала АР импульсного ЛЧМ-радаров после оптимальной фильтрации при формировании ДН с помощью фазовращателей и/или линий задержки. Проведен анализ искажений ПВДН, наблюдающихся при использовании фазового метода сканирования, в зависимости от полосы девиации частоты зондирующего ЛЧМ-импульса при фиксированном угле сканирования, а также как функции угла сканирования при фиксированной полосе девиации частоты. Предложено объяснение причин возникновения таких искажений и показано, что они подобны эффектам, наблюдаемым при использовании сглаживающих окон для подавления боковых лепестков во временной и пространственной (угловой) областях. На основании полученных результатов определено условие применимости фазового сканирования в АР импульсных ЛЧМ-локаторов. Показано, что слабые нарушения этого условия приводят к уменьшению амплитуды и расширению основного и боковых лепестков ПВДН АР. При сильных нарушениях условия применимости фазового сканирования боковые лепестки угловой ДН вырождаются, сливаясь с главным в один достаточно широкий максимум. Рассмотренные эффекты приводят к ухудшению разрешающей способности локатора по дальности и азимуту и должны учитываться при выборе параметров сглаживающих окон.

Заключение: Полученные в настоящей статье результаты следует учитывать при анализе разрешающей способности импульсных ЛЧМ-локаторов на базе АР по дальностной и угловой координатам. Для расширения допустимой полосы девиации частоты Δf зондирующего сигнала при заданном секторе сканирования (или увеличения сектора сканирования при заданной Δf) можно использовать комбинированный метод формирования ДН АР с применением как фазовращателей (внутри подсекций), так и линий задержки (для выходных сигналов подсекций).

Ключевые слова: антенная решетка, диаграмма направленности, фазовое сканирование, ЛЧМ-импульс, фильтр сжатия импульсов

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования в области использования антенных решеток (АР) в радиолокации активно проводились в течение примерно двух десятилетий до начала второй мировой войны и на ее протяжении [1, 2]. Как результат, в 1942 г. в Германии была построена первая в истории радиолокации станция на базе фазированной антенной решетки (ФАР) с электрическим сканированием диаграммы направленности (ДН) [3]. Однако широкого применение ФАР

в то время не нашли, т. к. по мере перехода к более высоким зондирующим частотам предпочтение было отдано более простым антенным системам с механическим сканированием, например, параболическим зеркальным антеннам [4, 5].

Новая волна интереса к АР возникла в начале 1960-х в связи с бурным прогрессом в цифровой вычислительной технике [2, 6] и не утихает до сих пор. Согласно отчету аналитиков BCC Research [7] одной из ключевых тенденций в радарных технологиях на период 2018–2022 гг. является все-

возрастающая потребность в активных АР с электронным (электронным) сканированием ДН. Такие антенные системы позволяют управлять параметрами сигналов (амплитудой, частотой и фазой), излучаемых и/или принимаемых каждым элементом апертуры. Таким образом обеспечивается возможность электронного сканирования ДН, а также адаптации ее формы для решения конкретных задач в быстро изменяющихся условиях. Существенным преимуществом АР с электронным управлением является время, необходимое для перемещения луча ДН из одного положения в другое, которое составляет несколько микросекунд, что позволяет практически одновременно отслеживать несколько целей и выполнять быстрый обзор заданного пространства, а также параллельно решать несколько задач, например, обнаружение и сопровождение (многофункциональные РЛС). Кроме того, благодаря отсутствию необходимости в прецизионном поворотном устройстве значительно повышается точность наведения ДН, а также надежность и прочность конструкции при уменьшении ее веса. Еще одним достоинством АР является возможность возбуждения антенны несколькими когерентными твердотельными передатчиками, что позволяет увеличить потенциал радара, а следовательно, и дальность обнаружения.

Управление лучом АР, строго говоря, осуществляется путем изменения времени задержки между сигналами, излучаемыми/принимаемыми элементарными антеннами. В двумерном случае линейной эквидистантной АР величина этой задержки для соседних элементов апертуры равна [8]

$$\Delta\tau_0 = \frac{l}{c} \sin \alpha_0, \quad (1)$$

где l – период решетки (расстояние между соседними элементами); c – скорость света в вакууме; α_0 – угол ориентации ДН, отсчитываемый от нормали к решетке. Для формирования требуемых значений $\Delta\tau_0$ необходимы перестраиваемые линии задержки, которые представляют собой достаточно сложные, громоздкие и дорогие устройства, чтобы быть подключенными к каждому элементу АР [8]. Поэтому на практике чаще всего применяется фазовый метод сканирования, при котором вместо временной задержки (1) между элементами АР изменяется разность фаз $\Delta\varphi_0$:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} \sin \alpha_0. \quad (2)$$

Из сравнения выражений (1) и (2) следует, что в случае достаточно узкополосных сигналов оба метода сканирования – посредством изменения фазовых и временных задержек – практически идентичны, поскольку $\Delta\tau_0$ можно выразить через $\Delta\varphi_0$ следующим образом:

$$\Delta\tau_0 \approx \frac{\Delta\varphi_0}{\omega_0}. \quad (3)$$

Здесь $\omega_0 = 2\pi f_0$, где f_0 – центральная (несущая) частота сигнала.

Из (3) видно, что при фиксированной величине $\Delta\varphi_0$ временная задержка $\Delta\tau_0$ зависит от несущей частоты сигнала f_0 . Этот эффект, который некоторые авторы (см., например, [9, 10]) называют “эффект апертуры” (“aperture effect”), используется при частотном сканировании ДН ФАР [11]. Таким образом, для различных спектральных компонент широкополосного сигнала временная задержка $\Delta\tau_0$ будет разной, что может привести к искажению выходного сигнала ФАР.

В случае простых сигналов, например прямоугольных импульсов, можно ожидать, что фазовый метод сканирования ДН будет применим, если все элементы ФАР возбуждаются одновременно, т. е. если выполняется условие

$$c\tau_p \geq L|\sin \alpha_0|, \quad (4)$$

где τ_p – длительность сигнала, L – длина решетки.

Учитывая, что ширина спектра сигнала связана с его длительностью τ_p соотношением $\Delta f \approx 1/\tau_p$, из (4) можно получить оценку относительной полосы пропускания ФАР:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\lambda}{L|\sin \alpha_0|},$$

которая вполне согласуется с формулами для $\Delta f/f_0$ из [2, 12]. Например, в [12] приведена такая формула для относительной полосы пропускания ФАР (мы несколько изменили оригинальную формулу, заменив $L \sin \alpha_0$ на $L|\sin \alpha_0|$ для обеспечения $\Delta f > 0$):

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 0.866 B_b \frac{\lambda}{L|\sin \alpha_0|}, \quad (5)$$

где B_b – коэффициент уширения главного лепестка из-за неравномерного распределения поля по апертуре антенны (в случае равномерного распределения $B_b = 1$). Полоса Δf в (5) определена как разность частот, на которых коэффициент усиления ФАР по мощности уменьшается в 2 раза по сравнению с его значением на центральной частоте f_0 . Заметим, что из (5) можно получить оценку абсолютного значения полосы пропускания ФАР:

$$\Delta f = 0.866 B_b \frac{\lambda f_0}{L |\sin \alpha_0|} = 0.866 B_b \frac{c}{L |\sin \alpha_0|}, \quad (6)$$

из которой следует, что Δf обратно пропорциональна “продольному” размеру решетки $L_{\parallel} = L |\sin \alpha_0|$, т. е. ее проекции на направление максимума ДН.

Таким образом, оценки (5) и (6) учитывают только частотные зависимости характеристик направленности ФАР. Вместе с тем амплитуды разных частотных составляющих сигнала могут существенно отличаться друг от друга. Поэтому для анализа возможных искажений радиолокационного эха после оптимальной обработки, связанных с применением фазового метода сканирования, необходимо рассматривать не только пространственную (угловую) зависимость выходного сигнала ФАР, но и его временную структуру.

Целью настоящей работы является исследование пространственно-временной структуры выходного сигнала ФАР импульсного ЛЧМ-радар в зависимости от полосы девиации частоты зондирующего сигнала и анализ условия применимости фазового метода сканирования ДН в таких системах.

2. Постановка задачи. Общее выражение для выходного сигнала линейной эквидистантной АР импульсного ЛЧМ-радар

Рассмотрим линейную эквидистантную АР из N элементарных антенн, расположенных симметрично вдоль оси x (см. рис. 1). При длине АР равной L , расстояние между соседними антеннами (период решетки) l определяется по формуле

$$l = \frac{L}{N-1}. \quad (7)$$

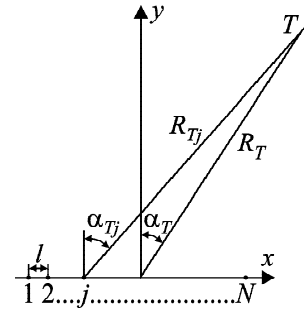


Рис. 1. Геометрия задачи

На некотором расстоянии R_T от центра АР, расположенного в начале декартовой системы координат (x, y) , находится неподвижная точечная цель T . Азимут цели, отсчитываемый от оси y , т. е. от нормали к АР, равен α_T .

Все элементарные антенны АР идентичны и излучают ЛЧМ-импульс вида

$$u(t) = A_0(t) e^{-i[\omega_0(t-\tau_p/2) + \mu(t-\tau_p/2)^2/2 + \varphi_0]}. \quad (8)$$

Здесь $A_0(t) = \begin{cases} A_0, & t \in [0, \tau_p], \\ 0, & t \notin [0, \tau_p], \end{cases}$ где A_0 – амплитуда импульса, τ_p – его длительность; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – частота заполнения (центральная частота); φ_0 – начальная фаза; параметр $\mu = 2\pi\Delta f/\tau_p$, где Δf – девиация частоты, характеризует крутизну фазовой модуляции.

Сигнал $u_j(t)$, излученный антенной j , в точке расположения цели представим следующим образом:

$$u_j(t) = G(\alpha_{Tj}, R_{Tj}) \times A_{0j}(t) e^{-i[\omega_0(t-\tau_{dj}-\tau_p/2) + \mu(t-\tau_{dj}-\tau_p/2)^2/2 + \varphi_{0j}]}. \quad (9)$$

Здесь $G(\alpha_{Tj}, R_{Tj})$ – некий коэффициент, учитывающий ДН антенны j (α_{Tj} – азимут цели для антенны j) и дистанционную зависимость амплитуды сигнала при его распространении на расстояние R_{Tj} от антенны j до цели; τ_{dj} – общая задержка сигнала, равная сумме задержки в антенне j относительно некоторого нулевого момента времени ($t = 0$), τ_{dAj} , и задержки на распространение,

где, τ_{dAj} ; $A_{0j}(t) = \begin{cases} A_0, & t \in [\tau_{dAj}, \tau_{dAj} + \tau_p], \\ 0, & t \notin [\tau_{dAj}, \tau_{dAj} + \tau_p]; \end{cases}$ φ_{0j} – фазовая задержка в антенне j .

Сигнал (9) отражается от цели и принимается каждой антенной АР. Таким образом, для элементарной антенны с номером n можно записать

$$u_{nj}(t) = G(\alpha_{Tn}, R_{Tn})G(\alpha_{Tj}, R_{Tj}) \times A_{0nj}(t) e^{-i\left[\omega_0(t-\tau_{dnj}-\tau_p/2)+\mu(t-\tau_{dnj}-\tau_p/2)^2/2+\varphi_{0nj}\right]} \quad (10)$$

Здесь $G(\alpha_{Tn}, R_{Tn})$ – некий коэффициент, учитывающий ДН антенны n (α_{Tn} – азимут цели для антенны n) и дистанционную зависимость амплитуды сигнала при его распространении на расстояние R_{Tn} от цели до антенны n ; τ_{dnj} – суммарная задержка сигнала, состоящая из задержек сигнала в антеннах j и n , $\tau_{dAnj} = \tau_{dAj} + \tau_{dAn}$, и задержек на распространение от антенны j до цели и затем от цели до антенны n , $\tau_{dPnj} = \tau_{dPj} + \tau_{dPn}$;

$A_{0nj}(t) = \begin{cases} \gamma A_0, & t \in [\tau_{dnj}, \tau_{dnj} + \tau_p], \\ 0, & t \notin [\tau_{dnj}, \tau_{dnj} + \tau_p], \end{cases}$ где γ – коэффициент отражения цели; φ_{0nj} – суммарная фазовая задержка в антеннах j и n .

Сигнал на выходе АР $u_A(t)$ представляет собой сумму сигналов, принятых каждой элементарной антенной:

$$u_A(t) = \sum_{j,n=1}^N u_{nj}(t). \quad (11)$$

Для дальнейшего анализа распределение фазовых, φ_{0j} , и временных, τ_{dAj} , задержек вдоль АР зададим линейными функциями:

$$\varphi_{0j} = -\Delta\varphi_0(j-1) \quad \text{и} \quad \tau_{dAj} = \Delta\tau_0(j-1), \quad (12)$$

где $\Delta\varphi_0 \geq 0$ и $\Delta\tau_0 \geq 0$ – соответственно разность фазовых и временных задержек между соседними антеннами АР (см. (1), (2)).

Будем считать, что размер АР L значительно меньше расстояния до цели R_T , $L/R_T \ll 1$, а ДН элементарных антенн достаточно широкая, чтобы положить

$$G(\alpha_{Tj}, R_{Tj}) \approx G(\alpha_T, R_T).$$

Тогда (11) можно записать следующим образом:

$$u_A(t) \approx G^2(\alpha_T, R_T) \times \sum_{j,n=1}^N A_{0nj}(t) e^{-i\left[\omega_0(t-\tau_{dnj}-\tau_p/2)+\mu(t-\tau_{dnj}-\tau_p/2)^2/2+\varphi_{0nj}\right]}, \quad (13)$$

где $\varphi_{0nj} = -\Delta\varphi_0(j+n-2)$ и $\tau_{dnj} \approx \frac{1}{c}[2R_T + L \sin \alpha_T - (j+n-2)l \sin \alpha_T] + \Delta\tau_0(j+n-2)$.

Замечая, что члены с одинаковыми суммарными индексами равны, в (13) можно перейти к суммированию по одному индексу m :

$$u_A(t) \approx A_0 \gamma G^2(\alpha_T, R_T) \sum_{m=1}^{2N-1} A_m(t) \times (N-|N-m|) e^{-i\left[\omega_0(t-\tau_{dm}-\tau_p/2)+\mu(t-\tau_{dm}-\tau_p/2)^2/2+\varphi_{0m}\right]}, \quad (14)$$

где $\varphi_{0m} = -\Delta\varphi_0(m-1)$, $\tau_{dm} \approx \frac{1}{c}[2R_T + L \sin \alpha_T - (m-1)l \sin \alpha_T] + \Delta\tau_0(m-1)$,

$$A_m(t) = \begin{cases} 1, & t \in [\tau_{dm}, \tau_{dm} + \tau_p], \\ 0, & t \notin [\tau_{dm}, \tau_{dm} + \tau_p]. \end{cases}$$

Таким образом, мы получили выражение для выходного сигнала линейной АР в зависимости от ее параметров, времени и положения цели. Далее этот сигнал подвергается оптимальной фильтрации, алгоритм которой будет рассмотрен в следующем разделе.

3. Оптимальная фильтрация выходного сигнала АР. Пространственно-временная ДН АР

Как известно (см., например, [13]), оптимальный алгоритм сжатия ЛЧМ-импульса заключается в вычислении его свертки с опорным (излученным) сигналом $u_r(t)$. В качестве $u_r(t)$ выберем ЛЧМ-импульс единичной амплитуды, соответствующий излучению антенны N :

$$u_r(t) = A_r(t) e^{-i\left[\omega_0(t-\tau_{dr}-\tau_p/2)+\mu(t-\tau_{dr}-\tau_p/2)^2/2+\varphi_{0r}\right]}, \quad (15)$$

где $\tau_{dr} = \Delta\tau_0(N-1)$, $\varphi_{0r} = -\Delta\varphi_0(N-1)$ и

$$A_r(t) = \begin{cases} 1, & t \in [\tau_{dr}, \tau_{dr} + \tau_p], \\ 0, & t \notin [\tau_{dr}, \tau_{dr} + \tau_p]. \end{cases}$$

На практике интеграл свертки удобнее вычислять в спектральной области на основании теоремы о свертке [14]. Тогда, с учетом (14) выходной сигнал фильтра сжатия $u_c(t)$ можно представить в виде

$$u_c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_r^*(\omega) S_A(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = A_0 \gamma G^2(\alpha_T, R_T) \times \\ \times \sum_{m=1}^{2N-1} (N - |N - m|) \int_{-\infty}^{\infty} S_r^*(\omega) S_{Am}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (16)$$

Здесь

$$S_r(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\tau_{dr}}^{\tau_{dr} + \tau_p} u_r(t) e^{i\omega t} dt \quad (17)$$

спектр опорного сигнала (символ “*” означает комплексное сопряжение);

$$S_{Am}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\tau_{dm}}^{\tau_{dm} + \tau_p} u_{Am}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (18)$$

где

$$u_{Am}(t) = A_m(t) e^{-i \left[\omega_0(t - \tau_{dm} - \tau_p/2) + \mu(t - \tau_{dm} - \tau_p/2)^2 / 2 + \varphi_{0m} \right]}.$$

Таким образом, чтобы найти $u_c(t)$, необходимо вычислить величину

$$u_{cm}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_r^*(\omega) S_{Am}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (19)$$

Подставив (17) и (18) в (19) и воспользовавшись определением дельта-функции Дирака,

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega x} d\omega \quad [15], \text{ получим}$$

$$u_{cm}(t) = \frac{1}{2\pi} e^{-i\Delta\varphi_0(N-m)} \int_{-\tau_p/2}^{\tau_p/2} \int_{-\tau_p/2}^{\tau_p/2} e^{i\omega_0(t-t')} \times \\ \times e^{i\mu(t'-t'')(t'+t'')/2} \delta(t+t'-t'' + \tau_{dr} - \tau_{dm}) dt' dt''.$$

Перейдя к интегрированию по суммарной и разностной переменным, $\rho = t' - t''$ и $\xi = t' + t''$, представим $u_{cm}(t)$ в следующем виде:

$$u_{cm}(t) = \frac{1}{4\pi} e^{-i\Delta\varphi_0(N-m)} \left\{ \int_{-\tau_p}^0 d\rho \int_{-\rho-\tau_p}^{\rho+\tau_p} d\xi + \right. \\ \left. + \int_0^{\tau_p} d\rho \int_{\rho-\tau_p}^{-\rho+\tau_p} d\xi \right\} e^{i(\omega_0\rho + \mu\rho\xi/2)} \delta(t + \rho + \tau_{dr} - \tau_m).$$

После вычисления интегралов по ξ и перехода ко времени $\tilde{t} = t - 2R_T/c$ с учетом выражений для τ_{dr} и τ_m (см. пояснение к формулам (14) и (15)) получим

$$u_{cm}(\tilde{t}) = \frac{1}{\pi\mu} e^{-i\Delta\varphi_0(N-m)} \times \\ \times \left\{ \int_{-\tau_p}^0 e^{i\omega_0\rho} \frac{\sin[\mu\rho(\tau_p + \rho)/2]}{\rho} \delta[\tilde{t} + \rho - (N-m)\Delta] d\rho + \right. \\ \left. + \int_0^{\tau_p} e^{i\omega_0\rho} \frac{\sin[\mu\rho(\tau_p - \rho)/2]}{\rho} \delta[\tilde{t} + \rho - (N-m)\Delta] d\rho \right\}, \quad (20)$$

где $\Delta = \frac{l}{c} \sin \alpha_T - \Delta\tau_0$. Как видно, первое слагаемое в (20) дает вклад в $u_{cm}(\tilde{t})$ при $(N-m)\Delta \leq \tilde{t} \leq (N-m)\Delta + \tau_p$, а второе – при $(N-m)\Delta \geq \tilde{t} \geq (N-m)\Delta - \tau_p$. Тогда, воспользовавшись фильтрующим свойством дельта-функции, окончательно запишем

$$u_{cm}(\tilde{t}) = \frac{1}{\pi\mu} e^{-i\{\omega_0[\tilde{t} - \Delta(N-m)] + \Delta\varphi_0(N-m)\}} \times \\ \times \frac{\sin\{\mu[\tilde{t} - \Delta(N-m)](\tau_p - |\tilde{t} - \Delta(N-m)|)/2\}}{\tilde{t} - \Delta(N-m)}. \quad (21)$$

Подставив (21) в (16) и выполнив суммирование по m , получаем выходной сигнал фильтра сжатия $u_c(\tilde{t})$. Поскольку при фиксированных параметрах АР и значении угла α_0 отклик фильтра сжатия $u_c(\tilde{t})$ является функцией не только времени, но и углового положения цели α_T , в дальнейшем будем называть его пространственно-временной диаграммой направленности (ПВДН) АР. В следующем разделе мы выполним численный анализ $u_c(\tilde{t})$ в зависимости от параметров АР и зондирующего сигнала.

4. Условие применимости фазового метода сканирования. Анализ численных результатов

Как следует из (21), при сканировании ДН АР с помощью линий задержек (т. е. посредством изменения только $\Delta\tau_0 = \frac{l}{c} \sin \alpha_0$ при $\Delta\varphi_0 = 0$) вели-

чины $u_{cm}(\tilde{t})$ в (16) будут суммироваться без потерь при $\alpha_0 = \alpha_T$, т. е. при точном наведении ДН на цель. В этом случае $\Delta = 0$ и из (16) получаем

$$u_c^{(td)}(\tilde{t}) = \frac{A_0 \gamma}{\pi \mu} N^2 G^2(\alpha_T) e^{-i\omega_0 \tilde{t}} \frac{\sin \left[\mu \tilde{t} (\tau_p - |\tilde{t}|) / 2 \right]}{\tilde{t}}.$$

(Здесь и далее мы будем пренебрегать дистанционной зависимостью множителя $G(\alpha_T, R_T)$, полагая ее достаточно слабой на интервале характерного изменения функции $\sin \left[\mu \tilde{t} (\tau_p - |\tilde{t}|) / 2 \right] / \tilde{t}$.) Как и следовало ожидать в радиолокационном случае, выходной сигнал фильтра сжатия в N^2 раз больше сигнала, принятого элементарной антенной.

В случае сканирования ДН с помощью фазового метода (т. е. за счет изменения $\Delta\phi_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} \sin \alpha_0$ при $\Delta\tau_0 = 0$) потери при суммировании в (16) будут даже при точном наведении на цель ($\alpha_0 = \alpha_T$), поскольку из (21) получаем

$$u_{cm}(\tilde{t}) = \frac{1}{\pi \mu} e^{-i\omega_0 \tilde{t}} \sin \left\{ \frac{\mu}{2} \left[\tilde{t} - \frac{l}{c} (N - m) \sin \alpha_T \right] \right\} \times \left(\tau_p - \left| \tilde{t} - \frac{l}{c} (N - m) \sin \alpha_T \right| \right) \times \left(\tilde{t} - \frac{l}{c} (N - m) \sin \alpha_T \right)^{-1}.$$

Таким образом, при вычислении $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ суммироваться будут функции, сдвинутые относительно друг друга по оси времени \tilde{t} на величину $\Delta_{sm} = \frac{l}{c} (N - m) \sin \alpha_T$, что приведет к потерям энергии сигнала от цели. Исключением является случай $\alpha_T = 0$, когда временная сдвигка m -х компонент сигнала $u_c(\tilde{t})$ равна 0.

Потери в энергии сигнала от цели можно считать пренебрежимо малыми, если максимальная сдвигка m -х компонент сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$, $\Delta_{s \max} = \frac{l}{c} (N - m) |\sin \alpha_T| = \frac{L}{c} |\sin \alpha_T|$, значительно меньше характерной ширины $\Delta \tilde{t}$ функции $u_{cm}(\tilde{t})$, т. е. при выполнении условия

$$\frac{\Delta_{s1}}{\Delta \tilde{t}} \ll 1. \tag{22}$$

Нетрудно показать, что характерная ширина функции $u_{cm}(\tilde{t})$ равна

$$\Delta \tilde{t} = \tau_p \left(1 - \sqrt{1 - 4/B} \right), \tag{23}$$

где $B = \Delta f \tau_p$ – база ЛЧМ-импульса.

Тогда, при больших базах, $B \gg 1$, условие (22) можно записать в виде

$$\frac{BL |\sin \alpha_T|}{2c\tau_p} \ll 1.$$

Учитывая, что величина $\frac{c\tau_p}{2B} = \Delta R$ определяет размер элемента разрешения по дальности, условие применимости фазового метода сканирования (22) представим следующим образом:

$$\varsigma = \frac{L |\sin \alpha_T|}{4\Delta R} \ll 1. \tag{24}$$

Таким образом, фазовый метод сканирования ДН АР импульсных ЛЧМ-локаторов применим, если “продольный” размер решетки, $L_{||}$, значительно меньше четырех размеров элемента разрешения по дальности. Заметим, что из (24) можно получить условие для относительной полосы девиации частоты $\Delta f / f_0$:

$$\frac{\Delta f}{f_0} \ll \frac{2\lambda}{L |\sin \alpha_T|},$$

которое вполне согласуется с оценкой (5) для относительной полосы пропускания ФАР [12]. Соответственно для абсолютного значения полосы девиации частоты Δf имеем

$$\Delta f \ll \frac{2c}{L |\sin \alpha_T|}.$$

На рис. 2 приведены нормированные ПВДН по мощности (в виде трехмерных рельефных графиков) линейной эквидистантной АР, рассчитанные для углов сканирования $\alpha_0 = 10^\circ$ (а), $\alpha_0 = 19^\circ$ (б) и $\alpha_0 = 60^\circ$ (в) в зависимости от времени \tilde{t} и азимута цели α_T для случаев формирования ДН с использованием временных,

$$u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T) = \left| u_c^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T) \right|^2 / \left| u_c^{(td)}(\tilde{t} = 0, \alpha_T = \alpha_0) \right|^2, \text{ (левые панели)} \text{ и фазовых, } u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T) = \left| u_c^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T) \right|^2 / \left| u_c^{(td)}(\tilde{t} = 0, \alpha_T = \alpha_0) \right|^2, \text{ (правые пане-}$$

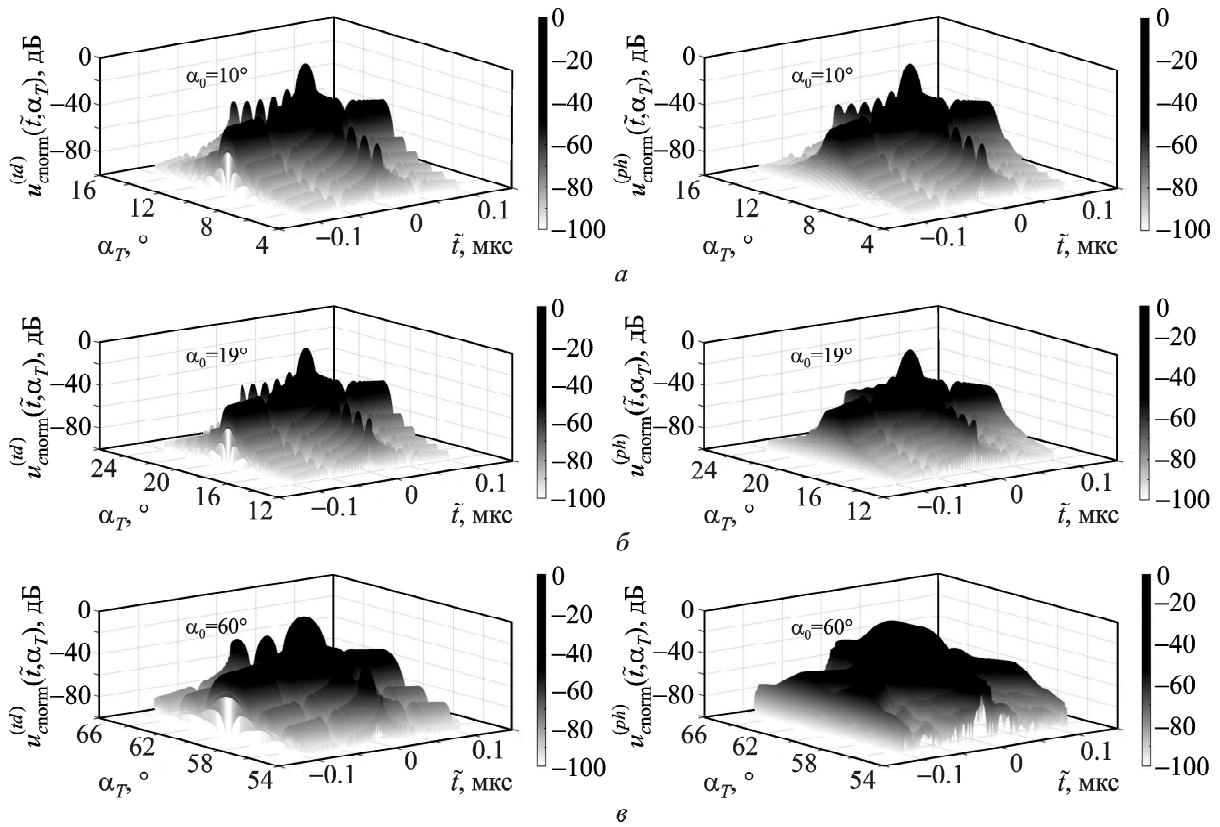


Рис. 2. Нормированные трехмерные графики ПВДН по мощности линейной эквидистантной АР, рассчитанные для углов сканирования $\alpha_0 = 10^\circ$ (а), $\alpha_0 = 19^\circ$ (б) и $\alpha_0 = 60^\circ$ (в) в зависимости от времени \tilde{t} и азимута цели α_T для случаев формирования ДН с использованием временных (левые панели) и фазовых (правые панели) задержек

ли) задержек. Нормировка во всех случаях выполнялась на максимум ДН при временном методе сканирования, т. е. на $|u_c^{(td)}(\tilde{t} = 0, \alpha_T = \alpha_0)|^2$. В качестве зондирующего сигнала рассматривался ЛЧМ-импульс длиной $\tau_p = 0.1$ мкс с полосой девиации частоты $\Delta f = 400$ МГц и центральной частотой $f_0 = 10$ ГГц, что соответствует длине волны $\lambda = 3$ см. Период решетки выбран равным $l = \lambda/2 = 1.5$ см, количество элементарных антенн – $N = 133$ ($L = 198$ см). ДН элементарной антенны описывалась функцией $\cos^2 \alpha_0$. (Заметим, что эти же значения параметров АР использовались для всех расчетов, представленных в этой статье.) Величина ζ при $\alpha_T = \alpha_0 = 10^\circ, 19^\circ$ и 60° принимает значения примерно 0.23 ($\zeta \ll 1$), 0.43 ($\zeta < 1$) и 1.14 ($\zeta > 1$). Отметим, что в соответствии с (6) при $\alpha_0 = 19^\circ$ полоса пропускания данной ФАР составляет $\Delta f \approx 403$ МГц, т. е. практически совпадает с использованным в расчетах значением полосы девиации частоты $\Delta f = 400$ МГц, а $\alpha_0 = 60^\circ$ согласно [8] принято

считать максимальным углом сканирования. На рис. 3 распределения $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ и $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$, изображенные на рис. 2, представлены в виде двумерных графиков (интенсивность показана оттенками серого).

Видно, что нормированная ПВДН $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ при изменении угла сканирования α_0 сохраняет свою структуру. Наблюдается только стандартное расширение основного и боковых лепестков по угловой переменной α_T (уменьшение коэффициента направленного действия, КНД), связанное с уменьшением эффективной (“поперечной”) длины АР, $L_\perp = L \cos \alpha_0$, при увеличении α_0 . В то же время структура $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ демонстрирует существенную зависимость от угла сканирования α_0 . Например, при $\alpha_0 = 10^\circ$, когда условие (24) можно считать выполненным, т. к. $\zeta \approx 0.23 \ll 1$, распределение $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ практически совпадает с $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ (см. рис. 2, а и рис. 3, а). Наблюдается лишь незначительное уменьшение основного максимума (пример-

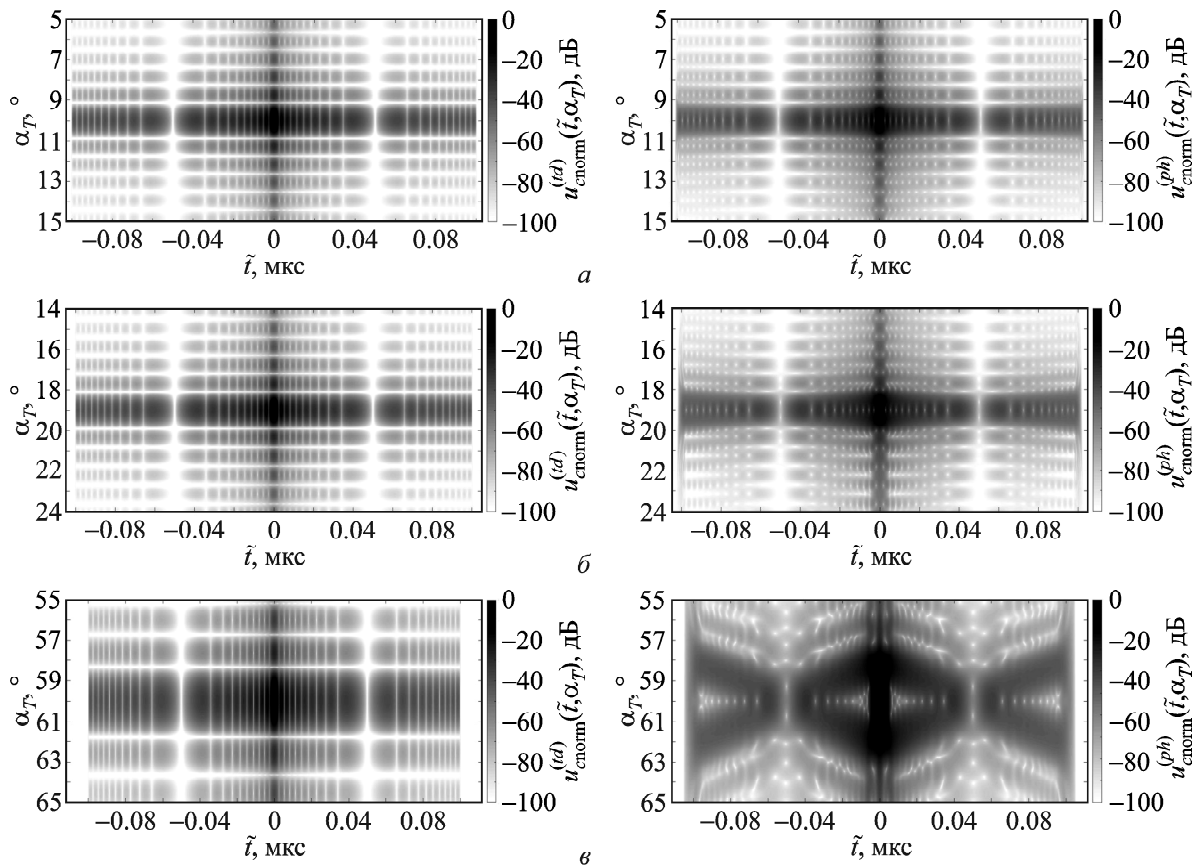


Рис. 3. Нормированные двумерные графики ПВДН по мощности линейной эквидистантной АР, рассчитанные для углов сканирования $\alpha_0 = 10^\circ$ (а), $\alpha_0 = 19^\circ$ (б) и $\alpha_0 = 60^\circ$ (в) в зависимости от времени \tilde{t} и азимута цели α_T для случаев формирования ДН с использованием временных (левые панели) и фазовых (правые панели) задержек

но на 0.5 дБ) и некоторое уменьшение глубины минимумов (“нулей”) в случае применения фазового метода сканирования по сравнению с использованием временных задержек. При $\alpha_0 = 19^\circ$, когда условие (24) уже не выполняется ($\zeta \approx 0.43 < 1$), отличия в пространственно-временной структуре $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ и $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ становятся заметными (см. рис. 2, б и 3, б), несмотря на то, что в соответствии с оценкой (6) полоса пропускания данной ФАР составляет примерно 403 МГц, т. е. на 3 МГц больше полосы девиации частоты зондирующего ЛЧМ-импульса. В частности, главный максимум $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ примерно на 1.72 дБ меньше максимума $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$, его ширина по координате α_T увеличивается, а глубина минимумов существенно уменьшается. В случае сильного нарушения условия (24), что наблюдается при угле сканирования $\alpha_0 = 60^\circ$ ($\zeta \approx 1.14 > 1$), искажения пространственно-временного распределения $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ становятся

критическими, что хорошо видно из представленных на рис. 4 сечений распределений $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ и $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$, приведенных на рис. 2 и 3, плоскостями $\alpha_T = \alpha_0$ и $\tilde{t} = 0$ мкс. Как можно видеть, при фазовом методе сканирования увеличение угла α_0 приводит к уменьшению главного максимума зависимости $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$ и его расширению по сравнению с основным лепестком $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$, а также уменьшению относительного уровня боковых лепестков (Side-lobe Level, SLL) $SLL_{\tilde{t}}^{(ph)}$ (см. пунктирные линии на левых графиках рис. 4). Кроме того, отклик оптимального фильтра сжатия ЛЧМ-импульсов $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$ растягивается вдоль временной оси \tilde{t} . Так, его длина при $\alpha_0 = 60^\circ$ составляет примерно ± 0.1055 мкс, в то время как длительность $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$ равна удвоенной длине зондирующего импульса τ_p , т. е. ± 0.1 мкс. Вполне очевидно, что этот эффект связан с тем, что при фазовом методе сканирования не компен-

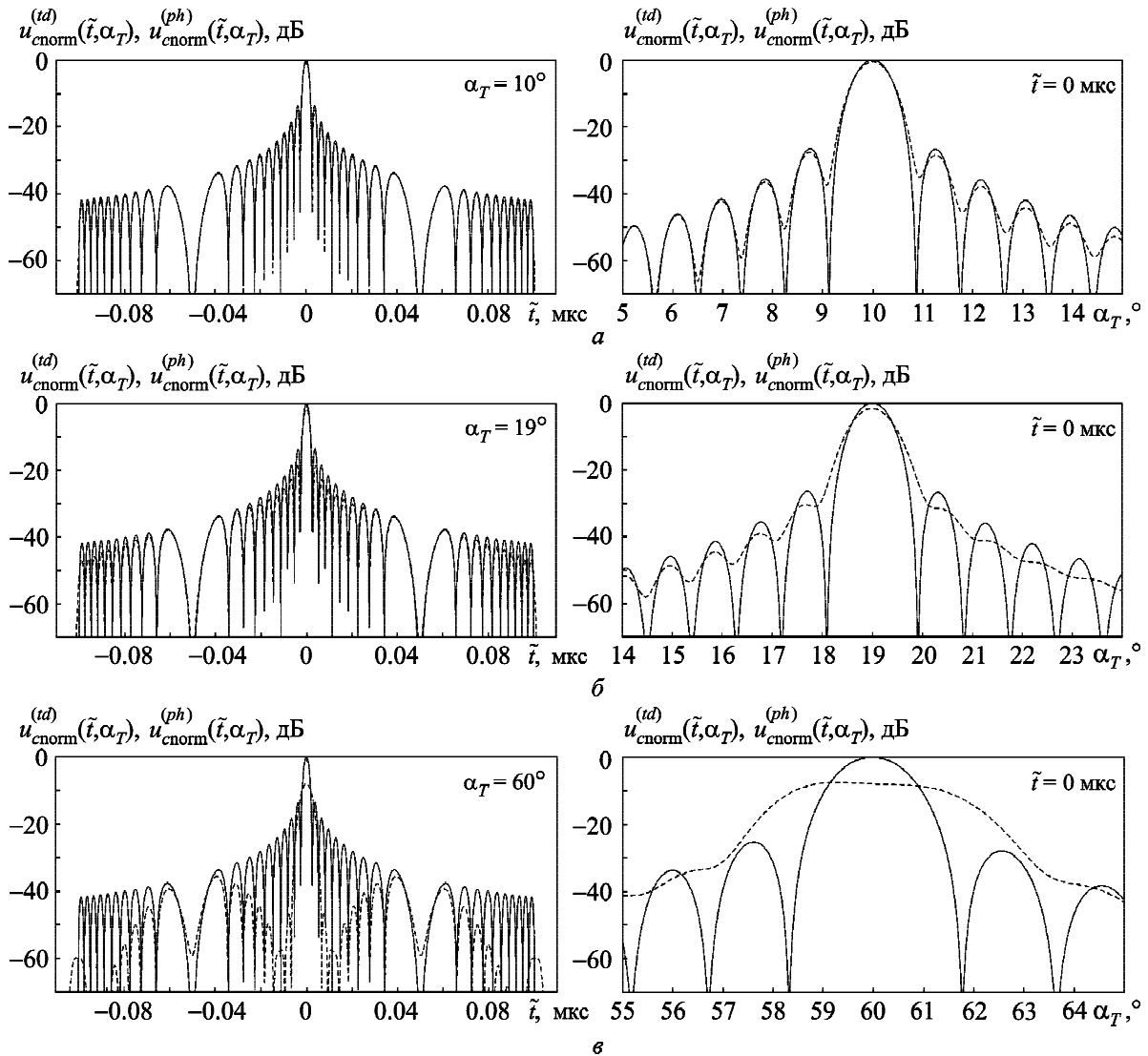


Рис. 4. Сечение распределений $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ и $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$, представленных на рис. 2 и 3, плоскостями $\alpha_T = \alpha_0$ (левые панели) и $\tilde{t} = 0$ мкс (правые панели) для случаев формирования ДН с использованием временных (сплошная линия) и фазовых (пунктирная линия) задержек

сируются разности временных задержек m -х компонент сигнала $u_c(\tilde{t})$. В результате, как следует из (21), длительность выходного сигнала оптимального фильтра сжатия равна $2(\tau_p + L_{\parallel}/c)$.

Что касается уменьшения и расширения главного максимума, а также снижения относительного уровня боковых лепестков при фазовом методе сканирования, то, по всей видимости, эти эффекты обусловлены амплитудной модуляцией эффективного импульса, излученного ФАР в направлении цели, и принятого антенной эха, отраженного от нее. Действительно, излучение ЛЧМ-импульсов при фиксированной фазовой задержке

$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} \sin \alpha_0$ между элементарными антеннами можно трактовать в терминах частотного сканирования ДН ФАР. Пусть за время излучения ЛЧМ-импульса его мгновенная частота f_{ins} меняется в диапазоне $f_{\text{ins}} = f_0 \pm \Delta f/2$. Тогда положение максимума ДН изменится за это время в интервале углов $\alpha_0 = \arcsin \frac{c\Delta\varphi_0}{2\pi l(f_0 \pm \Delta f/2)}$. Таким образом, импульс, излученный в направлении цели, модулируется ДН ФАР. Аналогичная модуляция происходит и при приеме отраженного от цели эха. Вследствие этого форма сигнала на

входе оптимального фильтра сжатия может существенно отличаться от прямоугольной. Этот эффект можно рассматривать как результат применения некоего сглаживающего окна. А как известно (см., например, [16]), использование оконных функций для подавления боковых лепестков ЛЧМ-импульсов всегда сопровождается расширением главного лепестка, в результате чего ухудшается разрешающая способность локатора по дальности, и уменьшением отношения сигнал/шум. Следует отметить, что высокий уровень боковых лепестков может приводить к маскированию слабо отражающих целей на фоне мощных отражений от других целей или местных объектов или же к ложному обнаружению. Поэтому при оптимальной обработке ЛЧМ-импульсов всегда применяются сглаживающие окна во временной или спектральной области. Как правило, используются стандартные оконные функции (Хэмминга, Блэкмана и др.), параметры которых были рассчитаны для оптимизации оценки спектральной амплитуды узкополосных сигналов [17]. Поскольку при фазовом сканировании ДН ФАР также могут возникать эффекты подавления боковых лепестков, увеличения ширины и уменьшения амплитуды главного максимума, вполне возможно, что их следует учитывать при выборе параметров сглаживающих окон.

Анализ сечений ПВДН, приведенных на рис. 4 (правые панели), показывает, что структура $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$ практически не зависит от угла сканирования α_0 , за исключением известного расширения главного и боковых лепестков при увеличении α_0 . В то же время сечение $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$ демонстрирует существенную зависимость от α_0 . Так, при $\alpha_0 = 10^\circ$ ($\zeta \approx 0.23 \ll 1$) распределение $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$ практически совпадает с $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$ (см. рис. 4, а). Присутствует лишь незначительное отличие в уровнях главного и боковых лепестков, а также в ширине основного максимума и глубине минимумов. При $\alpha_0 = 19^\circ$ ($\zeta \approx 0.43 < 1$), кроме заметного уменьшения главного максимума, обсуждавшегося ранее при анализе сечений $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$ и $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T = \alpha_0)$, наблюдается существенное увеличение ширины основного лепестка на уровне -20 дБ, $\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(ph)}$, (примерно в полтора раза по сравнению с характерной шириной $\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(td)}$ зависимости $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$). Кроме того, достаточ-

но сильно уменьшается глубина минимумов, которые практически вырождаются (рис. 4, б). При $\alpha_0 = 60^\circ$ ($\zeta \approx 1.14 > 1$) боковые лепестки исчезают окончательно, сливаясь вместе с главным в один широкий максимум, $\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(ph)} \approx 5.7^\circ$, который примерно на 8 дБ меньше основного максимума зависимости $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$ и смещен относительно него приблизительно на 0.72° в сторону меньших α_T (рис. 4, в). Этот эффект приводит к существенному ухудшению разрешающей способности локатора по азимуту и увеличению погрешности оценки угловых координат цели. Причиной его возникновения, по всей видимости, является некомпенсированность разности временных задержек m -х компонент сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ в случае применения фазового метода сканирования ДН АР. Действительно, из (21) следует, что при фазовом сканировании минимумы и максимумы m -й компоненты сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ сдвинуты по оси \tilde{t} относительно соответствующих минимумов и максимумов $(m+1)$ -й компоненты на величину $\Delta\tilde{t}_i^{(ph)} = \frac{l}{c} \sin \alpha_T$. Таким образом, при изменении α_T в некоторой окрестности вблизи α_0 сдвигка $\Delta\tilde{t}_i^{(ph)}$ может оказаться достаточно большой для полного или частичного разрушения лепестковой структуры зависимости $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}=0, \alpha_T)$.

На рис. 5 приведены зависимости отношения амплитуд $u_{\text{снорм}}^{(td)}(0, \alpha_0)/u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_0)$ (сплошная линия), а также характерных ширин главных максимумов (на уровне -20 дБ) $\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(ph)}/\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(td)}$ (штриховая линия) и $\Delta\tilde{t}_{-20\text{дБ}}^{(ph)}/\Delta\tilde{t}_{-20\text{дБ}}^{(td)}$ (штрих-пунктирная линия) выходных сигналов фильтра сжатия от полосы девиации частоты Δf ЛЧМ-импульса. Расчеты выполнены для длительности импульса $\tau_p = 0.1$ мкс, угла сканирования $\alpha_0 = 30^\circ$ и шага изменения Δf равного 100 МГц. Полученные в этих точках значения расчетных параметров (они отмечены символами на графиках) соединялись с помощью опции “spline” в пакете Origin 8.1. При заданных параметрах АР и зондирующего импульса отношение ζ (см. (23)) меняется линейно с увеличением Δf от значения 0.158 при $\Delta f = 100$ МГц до 1.108 при $\Delta f = 700$ МГц. Видно, что с ростом Δf основной лепесток ПВДН $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ монотонно уменьшается по амплитуде и расширяется по угловой и временной координатам относительно главного максимума ПВДН $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{t}, \alpha_T)$.

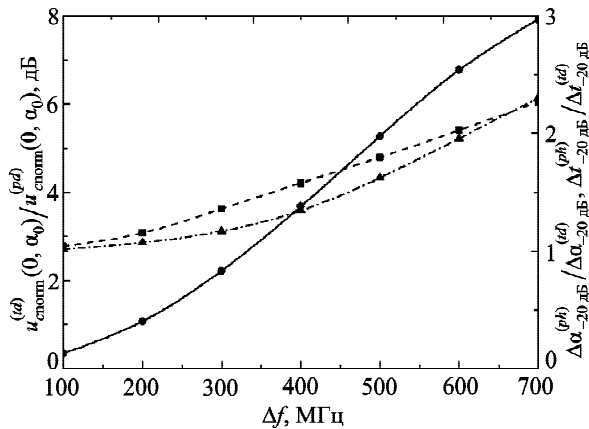


Рис. 5. Отношение амплитуд $u_{\text{снорм}}^{(td)}(0, \alpha_0) / u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_0)$ (сплошная линия), а также характерных ширин главных максимумов (на уровне -20 дБ) $\Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(ph)} / \Delta\alpha_{-20\text{дБ}}^{(td)}$ (штриховая линия) и $\Delta\tilde{f}_{-20\text{дБ}}^{(ph)} / \Delta\tilde{f}_{-20\text{дБ}}^{(td)}$ (штрих-пунктирная линия) выходных сигналов фильтра сжатия при формировании ДН с использованием временных и фазовых задержек в зависимости от диапазона девиации частоты Δf ЛЧМ-импульса длиной $\tau_p = 0.1$ мкс при угле сканирования $\alpha_0 = 30^\circ$

Заметим, что согласно (6) полоса ФАР с заданными параметрами равна примерно 262.4 МГц. При таком значении Δf основной максимум ПВДН $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{f}, \alpha_T)$ примерно на 1.85 дБ меньше основного максимума ПВДН $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{f}, \alpha_T)$ и шире него приблизительно в 1.13 раза по \tilde{f} и в 1.28 раза по α_T .

На рис. 6 приведены зависимости относительных уровней боковых лепестков функций $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_T)$ ($SLL_\alpha^{(ph)}$, сплошная линия с квадратиками), $u_{\text{снорм}}^{(td)}(0, \alpha_T)$ ($SLL_\alpha^{(td)}$, штриховая линия с квадратиками), $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{f}, \alpha_T = \alpha_0)$ ($SLL_{\tilde{f}}^{(ph)}$, сплошная линия с треугольниками) и $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{f}, \alpha_T = \alpha_0)$ ($SLL_{\tilde{f}}^{(td)}$, штриховая линия с треугольниками) от диапазона девиации частоты Δf ЛЧМ-импульса. Длительность импульса равна $\tau_p = 0.1$ мкс, угол сканирования $\alpha_0 = 30^\circ$. Расчетные точки соединялись так же, как и на графиках, представленных на рис. 5. Отметим, что при некоторых значениях Δf (400, 600 и 700 МГц) боковые лепестки в $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_T)$ не были выражены. В этих случаях в качестве оценки $SLL_\alpha^{(ph)}$ брались значения $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_T)$ при α_T , соответствующих первому (максимальному) боковому лепестку зависимости $u_{\text{снорм}}^{(td)}(0, \alpha_T)$. На графике $SLL_\alpha^{(ph)}$ эти точки обведены кружочками.

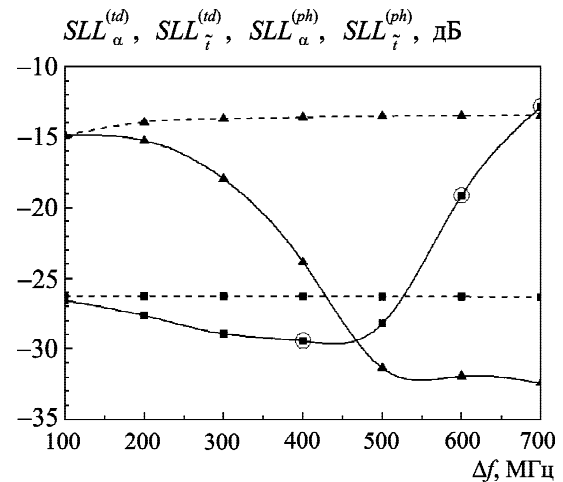


Рис. 6. Относительные уровни боковых лепестков функций $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_T)$ (сплошная линия с квадратиками), $u_{\text{снорм}}^{(td)}(0, \alpha_T)$ (штриховая линия с квадратиками), $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{f}, \alpha_T = \alpha_0)$ (сплошная линия с треугольниками) и $u_{\text{снорм}}^{(td)}(\tilde{f}, \alpha_T = \alpha_0)$ (штриховая линия с треугольниками) в зависимости от диапазона девиации частоты Δf ЛЧМ-импульса длиной $\tau_p = 0.1$ мкс при угле сканирования $\alpha_0 = 30^\circ$

Как уже отмечалось ранее при анализе графиков на рис. 4, сканирование ДН АР с применением линий задержек не приводит к искажениям пространственно-временной структуры сигнала на выходе оптимального фильтра сжатия. Вследствие этого $SLL_\alpha^{(td)}$ и $SLL_{\tilde{f}}^{(td)}$ практически не зависят от Δf , что хорошо видно из представленных на рис. 6 графиков. Незначительное увеличение $SLL_{\tilde{f}}^{(td)}$ связано с тем, что анонсируемый в литературе относительный уровень боковых лепестков сжатого ЛЧМ-импульса -13.2 дБ [16] достигается только при очень больших базах сигнала, $B \rightarrow \infty$. В то же время $SLL_\alpha^{(ph)}$ и $SLL_{\tilde{f}}^{(ph)}$ демонстрируют существенную зависимость от Δf . Так, например, $SLL_{\tilde{f}}^{(ph)}$ быстро уменьшается с примерно -15 дБ до ≈ -31 дБ при изменении Δf от 100 до 500 МГц. Это, по всей видимости, связано с тем, что с ростом Δf увеличивается диапазон эффективного частотного сканирования ДН АР (этот эффект уже обсуждался ранее), что приводит к более сильной модуляции огибающей ЛЧМ-импульса, излученного в направлении цели и эха, принятого от нее. Таким образом реализуется эквивалент сглаживающего окна, что приводит к подавлению боковых лепестков зависимости $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(\tilde{f}, \alpha_T = \alpha_0)$. Уровень же боковых ле-

пестков $u_{\text{снорм}}^{(ph)}(0, \alpha_T)$ сначала уменьшается примерно с -26.5 дБ до ≈ -29 дБ при изменении Δf от 100 до 500 МГц, а затем начинает монотонно возрастать с увеличением Δf . Скорее всего, этот эффект объясняется следующим. В случае фазового сканирования временная сдвигка между m -й и $(m+1)$ -й компонентами сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ определяется периодом решетки l и углом сканирования α_0 , $\Delta t_i^{(ph)} = \frac{l}{c} \sin \alpha_0$. С ростом Δf при фиксированной длительности импульса τ_p увеличивается база сигнала B и, как следует из (23), уменьшается ширина главного $\Delta \tilde{t}_{ml}^{(ph)}$ и боковых $\Delta \tilde{t}_{sl}^{(ph)}$ лепестков m -х компонент сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$. При заданных параметрах АР и угле сканирования $\alpha_0 = 30^\circ$ временная сдвигка составляет $\Delta t_i^{(ph)} = 0.25 \cdot 10^{-8}$ с, а $\Delta \tilde{t}_{ml}^{(ph)}$ меняется в соответствии с (23) от $0.225 \cdot 10^{-7}$ с при $\Delta f = 100$ МГц до примерно $0.29 \cdot 10^{-8}$ с при $\Delta f = 700$ МГц. Это приводит к возрастанию потерь при сложении m -х компонент сигнала $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ с ростом Δf . Поскольку первый (самый большой) боковой лепесток примерно в два раза уже основного максимума, его амплитуда в выходном сигнале $u_c^{(ph)}(\tilde{t})$ уменьшается быстрее, чем амплитуда основного максимума. В результате уровень боковых лепестков $SLL_\alpha^{(ph)}$ на рис. 6 понижается по мере изменения Δf от 100 МГц до примерно 450 МГц. При $\Delta f \approx 400$ МГц характерная ширина боковых лепестков $\Delta \tilde{t}_{sl}^{(ph)}$ становится сравнимой с временной сдвигкой $\Delta t_i^{(ph)}$. Это приводит к тому, что боковые лепестки вырождаются, сливаясь с основным в один довольно широкий максимум. С дальнейшим ростом Δf амплитуда этого максимума уменьшается, а ширина увеличивается. В результате уровень боковых лепестков $SLL_\alpha^{(ph)}$ на рис. 6 достаточно быстро возрастает при изменении Δf от примерно 450 МГц до 700 МГц.

Таким образом, при использовании фазового сканирования в АР импульсных ЛЧМ-локаторов возникают эффекты, похожие на те, которые наблюдаются при применении сглаживающих окон для уменьшения уровня боковых лепестков во временной и пространственной (угловой) областях. Величина этих эффектов для конкретной АР зависит от полосы девиации частоты зондирующего импульса Δf , что необходимо учитывать при выборе параметров оконных функций.

Для расширения допустимой полосы девиации частоты Δf при заданном секторе сканирования (или увеличения сектора сканирования при заданной Δf) можно использовать комбинированный метод формирования ДН АР (см., например, [2, 9, 10]). В этом случае АР разбивается на подсекции, внутри каждой из которых применяется фазовое сканирование. Размер подсекций L_{ss} выбирается на основании условия (24) исходя из заданных полосы девиации частоты Δf и максимального угла сканирования $\alpha_{0\text{max}}$:

$$L_{ss} \ll \frac{2c}{\Delta f |\sin \alpha_{0\text{max}}|}.$$

Окончательная ДН АР получается путем суммирования сигналов каждой подрешетки после введения между ними соответствующих временных задержек.

5. Заключение

В работе представлены результаты исследования пространственно-временной структуры выходного сигнала линейной эквидистантной АР импульсного ЛЧМ-локатора после оптимальной фильтрации $u_c(\tilde{t}, \alpha_T)$, где \tilde{t} – время, отсчитываемое от момента прихода эха от цели, а α_T – угловая координата (азимут) цели, в зависимости от полосы девиации частоты Δf зондирующего импульса. Проведен анализ искажений ПВДН $u_c^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$, наблюдающихся в таких системах при применении фазового метода сканирования. Предложено объяснение причин возникновения таких искажений и показано, что они подобны эффектам, наблюдаемым при использовании сглаживающих окон для подавления боковых лепестков во временной и пространственной (угловой) областях. Исследованы зависимости амплитуды и ширины главного и боковых лепестков ПВДН АР с фазовым сканированием как функции угла сканирования при фиксированной полосе девиации частоты ЛЧМ-импульса, а также как функции полосы девиации частоты при фиксированном угле сканирования. На основании полученных результатов определено условие применимости фазового сканирования в АР импульсных ЛЧМ-локаторов. Показано, что слабые нарушения этого условия приводят к уменьшению амплитуды и расширению основного и боковых лепестков сечений

$u_c^{(ph)}(\tilde{t}, \alpha_T)$ плоскостями $\tilde{t} = 0$ и $\alpha_T = \alpha_0$. При сильных нарушениях условия применимости фазового сканирования боковые лепестки $u_c^{(ph)}(\tilde{t} = 0, \alpha_T)$ вырождаются, сливаясь с главным в один достаточно широкий максимум. Рассмотренные эффекты приводят к ухудшению разрешающей способности локатора по дальности и азимуту и должны учитываться при выборе параметров сглаживающих окон. Для расширения допустимой полосы девиации частоты Δf при заданном секторе сканирования (или увеличения сектора сканирования при заданной Δf) можно использовать комбинированный метод формирования ДН АР [2, 9, 10]. В этом случае АР разбивается на подсекции, внутри каждой из которых применяется фазовое сканирование. Размер подсекций выбирается на основании полученного условия применимости фазового сканирования исходя из заданных полосы девиации частоты Δf и максимального угла сканирования $\alpha_{0\max}$. Окончательная ДН АР формируется путем суммирования сигналов каждой подрешетки после введения между ними соответствующих временных задержек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Foster R. M. Directive diagrams of antenna arrays. *Bell Syst. Tech. J.* 1926. Vol. 5, Is. 2. P. 292–307. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1926.tb04302.x
2. Hansen R. C. *Phased Array Antennas*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2009. 556 p.
3. Светлов А. В. Радиолокация: зарождение и развитие. *Инжениринг и технологии*. 2017. Т. 2, № 1. DOI: <https://doi.org/10.21685/2587-7704-2017-2-1-1>
4. De Size L. K. and Ramsay J. F. Reflecting systems. Chapter 2. In: R. C. Hansen, ed. *Microwave scanning antennas. Vol. 1. Apertures*. New York, London: Academic Press, 1964. P. 107–213.
5. Cooley M. E. and Davis D. Reflector antennas. In: M. I. Skolnik, ed. *Radar Handbook*. New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, 2008. P. 12.1–12.43.
6. Кузьмин С. З. *Цифровая радиолокация. Введение в теорию*. Киев: Издательство “КВІЦ”, 2000. 428 с.
7. 5 Key Trends in Radar Technology. *Radar Manufacturing: Global Markets to 2022*. BCC Research Report IAS052A, 2018. URL: <http://blog.bccresearch.com/5-key-trends-in-radar-technology> (дата обращения: 15.10.2019).
8. Frank J. and Richards J. D. Phased array radar antennas. In: M. I. Skolnik, ed. *Radar Handbook*. New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, 2008. P. 13.1–13.74.
9. Liu M., Zou L., and Wang X. Practical Beamforming Technologies for Wideband Digital Array Radar. *Prog. Elect-*

10. Jun W., Duo-Duo C., and Fan Y. Aperture Effect Influence and Analysis of Wideband Phased Array Radar. *Procedia Eng.* 2012. Vol. 29. P. 1298–1303. DOI: 10.1016/j.proeng.2012.01.130
11. Ajioka J. S. Frequency scan antennas. Chapter 19. In: R. C. Johnson, ed. *Antenna Engineering Handbook*. New York, Louis, San Francisco et al.: Mc-Graw Hill, Inc., 1993. P. 19.1–19.30.
12. Mailloux R. J. *Phased Array Antenna Handbook*. Boston, London: Artech House, Inc., 2005. 508 p.
13. Ducoff M. R. and Tietjen B. W. Pulse Compression Radar. In: M. I. Skolnik, ed. *Radar Handbook*. New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, 2008. P. 8.1–8.44.
14. Мартыненко В. С. *Операционное исчисление*. Киев: Выща школа, 1990. 359 с.
15. Левин Б. П. *Теоретические основы статистической радиотехники. Книга 1*. Москва: Советское радио, 1969. 752 с.
16. Cook C. E. and Bernfeld M. *Radar Signals: An Introduction to Theory and Application*. New York, London: Academic Press, 1967. 550 p.
17. Doerry A. W. *Catalog of Window Taper Functions for Sidelobe Control*. Technical Report SAND2017-4042, Sandia National Labs., Albuquerque, New Mexico and Livermore, California, USA, 2017. 208 p. DOI: 10.2172/1365510 URL: <https://prod-ng.sandia.gov/techlib-noauth/access-control.cgi/2017/174042.pdf> (дата обращения: 15.10.2019)

REFERENCES

1. FOSTER, R. M., 1926. Directive diagrams of antenna arrays. *Bell Syst. Tech. J.* vol. 5, is. 2, pp. 292–307. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1926.tb04302.x
2. HANSEN, R. C., 2009. *Phased Array Antennas*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.
3. SVETLOV, A. V., 2017. Radiolocation: origin and development. *Engineering and technology* [online]. vol. 2, no. 1. (in Russian) DOI: <https://doi.org/10.21685/2587-7704-2017-2-1-1>
4. DE SIZE, L. K. and RAMSAY, J. F., 1964. Reflecting systems. Chapter 2. In: R. C. HANSEN, ed. *Microwave scanning antennas. Vol. 1. Apertures*. New York, London: Academic Press, pp. 107–213.
5. COOLEY, M. E. and DAVIS, D., 2008. Reflector antennas. In: M. I. SKOLNIK, ed. *Radar Handbook*. New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, pp. 12.1–12.43.
6. KUZ' MIN, S. Z., 2000. *Digital radiolocation. Introduction to the theory*. Kyiv, Ukraine: “KVITS” Publ. (in Russian).
7. BCC RESEARCH, 2018. 5 Key Trends in Radar Technology. *Radar Manufacturing: Global Markets to 2022*. BCC Research Report IAS052A [online]. [viewed 15.10.2019]. Available from: <http://blog.bccresearch.com/5-key-trends-in-radar-technology>
8. FRANK, J. and RICHARDS, J. D., 2008. Phased array radar antennas. In: M. I. SKOLNIK, ed. *Radar Handbook*.

- New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, pp. 13.1–13.74.
9. LIU, M., ZOU, L. and WANG, X., 2019. Practical Beamforming Technologies for Wideband Digital Array Radar. *Prog. Electromagn. Res. Lett.* vol. 86, pp. 145–151. DOI: 10.2528/PIERL19072303
 10. JUN, W., DUO-DUO, C. and FAN, Y., 2012. Aperture Effect Influence and Analysis of Wideband Phased Array Radar. *Procedia Eng.* vol. 29, pp. 1298–1303. DOI: 10.1016/j.proeng.2012.01.130
 11. AJIOKA, J. S., 1993. Frequency scan antennas. Chapter 19. In: R. C. JOHNSON, ed. *Antenna Engineering Handbook*. New York, Louis, San Francisco et al.: Mc-Graw Hill, Inc., pp. 19.1–19.30.
 12. MAILLOUX, R. J., 2005. *Phased Array Antenna Handbook*. Boston, London: Artech House, Inc.
 13. DUCOFF, M. R. and TIETJEN, B. W., 2008. Pulse Compression Radar. In: M. I. SKOLNIK, ed. *Radar Handbook*. New York, Chicago, San Francisco et al.: McGraw-Hill Companies, pp. 8.1–8.44.
 14. MARTYNENKO, V. S., 1990. *Operational calculus*. Kyiv, Ukraine: Vyscha shkola Publ. (in Russian).
 15. LEVIN, B. R., 1969. *Theoretical fundamentals of statistical radio engineering. Part 1*. Moscow, USSR: Sovetskoe radio Publ. (in Russian).
 16. COOK, C. E. and BERNFELD, M., 1967. *Radar Signals: An Introduction to Theory and Application*. New York, London: Academic Press.
 17. DOERRY, A. W., 2017. *Catalog of Window Taper Functions for Sidelobe Control*. Technical Report SAND2017-4042, Sandia National Labs., Albuquerque, New Mexico and Livermore, California, USA. DOI: 10.2172/1365510 [viewed 15 October 2019]. Available from: <https://prodng.sandia.gov/techlib-noauth/access-control.cgi/2017/174042.pdf>

V. G. Galushko and D. M. Vavriv

Institute of Radio Astronomy,
National Academy of Sciences of Ukraine,
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002, Ukraine

ON THE APPLICABILITY OF THE PHASE SCANNING METHOD IN ANTENNA ARRAYS OF CHIRP PULSE RADARS

Purpose: Investigation of the space-and-time structure of the output signal of the antenna array (AA) of a chirp pulse radar in dependence on the frequency deviation range of the probe signal and analysis of the applicability condition for the phase scanning method in such systems.

Design/methodology/approach: To calculate the space-and-time directional pattern (STDP) of the AA of a chirp pulse radar, the standard methods of mathematical physics and computer modeling are used.

Findings: Formulas have been derived for calculating the output signal of the AA of a chirp pulse radar after optimum filtering in the case of beamforming using phase shifters and/or time-delay lines. An analysis has been made of distortions of the STDP pertaining to the phase scanning method in dependence

on the frequency deviation range of the probe chirp signal with a fixed scanning angle, as well as of a function of the scanning angle with the frequency deviation range being fixed. An explanation has been suggested to the cause of arising of such distortion, and it has been shown that they are similar to the effects observed in the case of using taper windows for sidelobe suppression in the time and space (angular) domains. Based on the results obtained, an applicability condition has been formulated for the phase scanning in AAs of chirp pulse radars. It has been shown that minor violations of this condition result in decreasing the amplitude and broadening of the main lobe and sidelobes of the STDP of AAs. In the case of strong violations of the applicability condition for the phase scanning the sidelobes of the angular directional pattern degenerate merging with the main one into a single quite broad maximum. The effects considered lead to deterioration of the range and azimuth resolution capabilities of radars and should be taken into account when selecting the taper window parameters.

Conclusions: The results obtained in this study should be taken into account when analyzing the range and angular resolution capability of chirp pulse radars made on the basis of AAs. To extend the tolerable frequency deviation range Δf of the sounding signal for a specified angular scanning sector (or to enhance the scanning sector with a specified Δf), a hybrid method of AA beamforming can be used with application of both phase shifters (within subsections) and time-delay lines (for the subsection output signals).

Key words: antenna array, directional pattern, phase scanning, chirp-pulse, pulse compression filter

В. Г. Галушко, Д. М. Ваврив

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна

ПРО ЗАСТОСОВНІСТЬ ФАЗОВОГО МЕТОДУ СКАНУВАННЯ В АНТЕННИХ РЕШІТКАХ ІМПУЛЬСНИХ ЛЧМ-РАДАРІВ

Предмет і мета роботи: Дослідження просторово-часової структури вихідного сигналу антенної решітки (АР) імпульсного ЛЧМ-радару залежно від смуги девіації частоти зондувального сигналу та аналіз умов застосовності фазового методу сканування діаграми спрямованості (ДС) в таких системах.

Методи і методологія: Для аналізу просторово-часової діаграми спрямованості (ПЧДС) АР імпульсного ЛЧМ-локатора використовуються стандартні методи математичної фізики, а також комп'ютерне моделювання.

Результати: Наведено формули для розрахунку вихідного сигналу АР імпульсного ЛЧМ-радару після оптимальної фільтрації при формуванні ДС за допомогою фазообертачів та/або ліній затримки. Виконано аналіз спотворень ПЧДС, що спостерігаються при використанні фазового методу сканування, в залежності від смуги девіації частоти зондувального ЛЧМ-імпульсу при фіксованому куті сканування, а також як функції кута сканування при фіксованій смузі девіації частоти. Запропоновано пояснення причин виник-

нення таких спотворень та показано, що вони подібні до ефектів, що спостерігаються при використанні згладжувальних вікон для заглушення бічних пелюсток у часовій та просторовій (кутовій) областях. На ґрунті отриманих результатів визначено умову застосовності фазового методу сканування в АР імпульсних ЛЧМ-локаторів. Показано, що несуттєві порушення цієї умови призводять до зменшення амплітуди та розширення основного та бічних пелюсток ПЧДС АР. При суттєвих порушеннях умови застосовності фазового сканування бічні пелюстки кутової ДС вироджуються, зливаючись з головним у один досить широкий максимум. Розглянуті ефекти призводять до погіршення роздільної здатності локатора за дальністю та азимутом і мають враховуватися при виборі параметрів згладжувальних вікон.

Висновки: Отримані в цій статті результати слід враховувати при аналізі роздільної здатності за дальністю та кутовою координатами імпульсних ЛЧМ-локаторів на базі АР. Для розширення допустимої смуги девіації частоти Δf зондуючого сигналу за заданого сектора сканування (або збільшення сектора сканування за заданої Δf) можна використовувати комбінований метод формування ДС АР з використанням як фазообертачів (усередині підсекцій), так і ліній затримки (для вихідних сигналів підсекцій).

Ключові слова: антенна решітка, діаграма спрямованості, фазове сканування, ЛЧМ-імпульс, фільтр стиснення імпульсів

Статья поступила в редакцию 12.11.2019