

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501.7

А.Я. Богушевич, Н.П. Красненко

ЭФФЕКТ НЕПРЕРЫВНОГО СКАНИРОВАНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН ПРИ БИСТАТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Показано, что быстрое сканирование диаграмм направленности антенн бистатического лоатора в процессе излучения или приема сигналов приводит к заметному изменению формы и пиковой мощности импульсных рассеянных сигналов. Это подтверждается результатами численного моделирования при бистатическом акустическом зондировании атмосферы. Предлагается использовать данный эффект для целенаправленного управления длительностью и амплитудой рассеянного сигнала при постоянных характеристиках излучаемого импульса.

Применение в системах бистатического зондирования известных в радио- и гидролокации способов безынерционного электронного сканирования диаграмм направленности (ДН) антенн открывает новые возможности в исследованиях атмосферы. Указанное сканирование может осуществляться непосредственно при работе антенны на излучение или прием и позволяет достигать значительно больших угловых скоростей изменения во времени направления оси ДН, чем в случае механического поворота антенн.

Цель данной статьи — показать, что при таком непрерывном сканировании ДН антенн бистатического лоатора наблюдается новый эффект, заключающийся в изменении формы и пиковой мощности рассеянного импульса. В результате оказывается возможным управлять длительностью и амплитудой рассеянного сигнала при неизменных характеристиках излучаемого сигнала. Ниже дается пояснение о том, как происходит указанная трансформация рассеянного сигнала, а затем приводятся результаты численного моделирования.

Рассмотрим геометрию бистатического зондирования, показанную на рис. 1. Пусть в момент времени t'_1 была начата посылка зондирующего импульса и в момент времени $t'_2 = t'_1 + \tau_i$ закончена. Предположим для определенности, что ориентация оси ДН передающей антенны по углу α_i в течение времени этой посылки τ_i изменяется таким образом, что средняя длина пути распространения сигнала от передающей антенны к приемной S_0 непрерывно уменьшается с постоянной скоростью $v'_s < 0$, т.е.

$$S_0(t') = S_0(t'_0) + v'_s(t' - t'_0), \quad (1)$$

где $t'_0 = (t'_2 + t'_1)/2$ and $v'_s = \partial S_0(t')/\partial t' \big|_{t'=t'_0}$

Воспользуемся формальным представлением $S_{\min}(t') = S_0(t') + \Delta S_{\min}(t')$ где $\Delta S_{\min} = S_{\min} - S_0$ (см. рис. 1). Угловые ширины ДН передающей антенны Ψ_{at} и приемной Ψ_{ar} обычно таковы, что в радианной мере $\Psi_{at} \ll 1$, $\Psi_{ar} \ll 1$ и, следовательно, $|\Delta S_{\min}|/S_0 \ll 1$. В результате в приближенных оценках можно пренебречь изменением во времени ΔS_{\min} при $v'_s \neq 0$ по сравнению с аналогичным изменением $S_0(t')$. В итоге из (1) получим

$$\Delta S_{\min}(t') \approx S_0(t'_0) + v'_s(t' - t'_0) + \Delta S_{\min}. \quad (2)$$

Используя (2), запишем выражение для момента времени прихода начала рассеянного импульса к приемной антенне $t_1 = t'_1 + S_{\min}(t'_1)/c$, где c — скорость распространения сигнала в среде, в виде

$$t_1 \approx t'_1 + \frac{S_0(t'_0)}{c} + \frac{v'_s(t'_1 - t'_0)}{c} + \frac{\Delta S_{\min}}{c}. \quad (3)$$

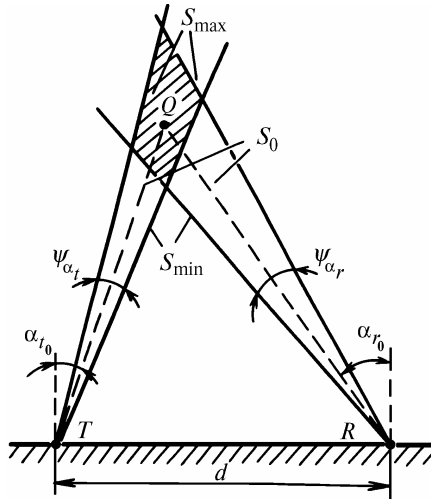


Рис. 1. Геометрия бистатического зондирования, где T и R – местоположение передающей и приемной антенн; Q – геометрический центр рассеивающего объема; α_{i_0} и α_{r_0} – углы ориентации осей ДН антенн; ψ_{α_i} и ψ_{α_r} – ширины главных лепестков ДН антенн; S_0 – длина пути распространения сигнала от источника к приемнику через точку Q ; S_{\min} и S_{\max} – минимальное и максимальное значения данной длины с учетом ψ_{α_i} и ψ_{α_r}

Поскольку аналогичное выражение имеет место также для момента прихода заднего фронта рассеянного импульса t_2 , то длительность последнего $\tau_r = t_2 - t_1$ равна:

$$\tau_r \approx | \tau_t + v'_s \tau_t / c + \Delta S / c |. \quad (4)$$

Здесь $\Delta S / c = (S_{\max} - S_{\min}) / c$ – уширение длительности рассеянного сигнала, обусловленное неоднозначностью пути его распространения от передающей антенны к приемной (см. рис. 1).

Введем коэффициент сжатия рассеянного импульса K_t при сканировании ДН антенны как отношение значения τ_r при $v'_s = 0$ к значению этого же параметра при $v'_s \neq 0$. В данном случае сканирования ДН только передающей антенны значение коэффициента K_t описывается с учетом (4) соотношением:

$$K_t \approx 1 / \left| 1 + \frac{v'_s}{c} \frac{\tau_t}{\tau_t + \Delta S / c} \right|. \quad (5)$$

В соответствии с (5) если ДН передающей антенны в течение времени посылки зондирующего импульса будет сканироваться с угловой скоростью $\Omega_t = \partial \alpha_i / \partial t' > 0$ (при этом $v'_s < 0$), то рассеянный импульс должен иметь меньшую длительность по сравнению со случаем неподвижной ДН. Указанное временное сжатие рассеянного импульса при изменении параметра v'_s от нулевого значения до отрицательной величины

$$v'_{s_{\text{опт}}} \approx -c \left(1 + \frac{\Delta S}{c \tau_t} \right) \quad (6)$$

возрастает до максимума, а при дальнейшем уменьшении v'_s начинает уменьшаться. При этом если $v'_s < 2 v'_{s_{\text{опт}}}$, то $K_t < 1$. Последнее означает, что длительность рассеянного импульса становится больше исходного значения при $v'_s = 0$.

Физическая сущность описанного явления сжатия рассеянных импульсов заключается в том, что при определенных скоростях Ω , сканирования ДН передающей антенны сигнал вначале излучается в направлениях α_i , соответствующих более длинным путям его распространения, а в более поздние моменты времени в направлениях, соответствующих более коротким путям. В результате к приемной антенне он приходит с различных направлений α_r за меньший промежуток времени, чем в случае $\Omega_t = 0$. Если при сжатии рассеянного импульса его форма не пре-

терпевает существенных изменений, то в силу закона сохранения энергии одновременно должно происходить увеличение его пиковой мощности P_r примерно также в K_t раз.

Между величинами v_s' и Ω_t существует взаимное соответствие, определяемое исключительно геометрией зондирования:

$$\Omega_t = -v_s' F_t / d, \quad (7)$$

где $F_t = \sin^2(\alpha_{t_0} + \alpha_r) / \{\cos \alpha_r [1 + \cos(\alpha_{t_0} + \alpha_r)]\}$, α_{t_0} – ориентация оси ДН передающей антенны в момент времени $t' = t'_0$, d – расстояние между антеннами бистатического локатора

Используя (7) в (5) и (6), для случая сканирования ДН только передающей антенны окончательно получим

$$K_t \approx 1 / \left| 1 - \left(F_t \frac{d}{c} \frac{\tau_t}{\tau_t + \Delta S/c} \right) \Omega_t \right|, \quad (8)$$

$$\Omega_{t_{\text{опт}}} \approx \frac{180}{\pi} \frac{c}{d} \left(1 + \frac{\Delta S}{c + \tau_t} \right) F_t, \quad (9)$$

где $\Omega_{t_{\text{опт}}}$ в град/с.

Чтобы иметь представление о $\Omega_{t_{\text{опт}}}$, приведем численный пример для случая акустического зондирования атмосферы. Пусть $c = 343$ м/с, $d = 400$ м, $\alpha_{t_0} = \alpha_{r_0} = 33^\circ$. Тогда если ширины ДН антенн ψ_{α_t} и ψ_{α_r} настолько малы, что $\tau_t \gg \Delta S/c$, то получим $\Omega_{t_{\text{опт}}} \approx 35^\circ/\text{с}$. При уширении ДН антенн и соответствующем увеличении параметра $\Delta S/c$ по сравнению с τ_t значение Ω_t также возрастет.

Аналогично вышеизложенному можно рассмотреть случай сканирования ДН приемной антенны с угловой скоростью $\Omega_r = \partial \alpha_r / \partial t$. Пусть t_1 – момент времени начала импульса при поступлении его к приемной антенне, а t_2 – его окончания. При $\Omega_r \neq 0$ имеем

$$S_0(t) = S_0(t_0) + v_s (t - t_0),$$

где $t = (t_1 + t_2)/2$ и $v_s = \partial S_0(t) / \partial t |_{t=t_0}$. Поскольку в этом случае $t_1 = t'_1 + S_{\text{min}}(t_1)/c$, то соотношение, аналогичное (3), имеет вид

$$t_1 \approx t'_1 + \frac{S_0(t_0)}{c} + \frac{v_s(t - t_0)}{c} + \frac{\Delta S_{\text{min}}}{c}.$$

В результате по аналогии с (4) получим

$$\tau_r \approx \tau_{r_0} / |1 - v_s/c|,$$

где $\tau_{r_0} = \tau_r + \Delta S/c$ – длительность рассеянного импульса при $v_s = 0$. Соответственно коэффициент сжатия импульса будет равен

$$K_t \approx |1 - v_s/c|. \quad (10)$$

В отличие от предыдущего случая, при сканировании ДН приемной антенны сжатие импульса в соответствии с (10) и, значит, увеличение его пиковой мощности должно происходить не только при отрицательных значениях параметра v_s , но и при положительных его значениях $v_s > 2$ с. Учитывая в (10) зависимость между Ω_r и v_s , аналогичную (7), получим

$$K_t \approx \left| 1 - \left(F_r \frac{d}{c} \right) \Omega_r \right|, \quad (11)$$

где $F_r = \sin^2(\alpha_t + \alpha_{r_0}) / \{\cos \alpha_r [1 + \cos(\alpha_t + \alpha_{r_0})]\}$, α_{r_0} – ориентация оси ДН приемной антенны в момент времени $t = t_0$.

Для получения более строгих результатов для системы бистатического акустического зондирования атмосферы была разработана специальная программа для компьютера типа IBM PC AT. Она позволяет рассчитывать временную функцию мощности рассеянного сигнала $P_r(t)$ при любых технических характеристиках акустического лоатора, метеорологических условиях и форме ДН антенн, задаваемых через диалоговое меню.

Алгоритм расчета функции $P_r(t)$ был получен на основе выражения для интенсивности однократно рассеянного в атмосфере звукового поля [1, 2]. При этом формула $P_r(t)$ без учета энергетических потерь на электроакустических преобразователях имеет вид

$$P_r(t) = \int_V D_t(t - S/c) D_r(t) P_t(t - S/c) \sigma(\theta) S_t^{-2} S_r^{-2} \exp\{-\alpha_c(S_t + S_r)\} dV, \quad (12)$$

где интегрирование производится по точкам \mathbf{r} , лежащим внутри рассеивающего объема V . Здесь $D_t(\mathbf{r}, t - S(\mathbf{r})/c)$ и $D_r(\mathbf{r}, t)$ – весовые множители, учитывающие влияние ДН передающей и приемной антенн на сигнал, рассеянный в точке \mathbf{r} ; $P_t(t - S(\mathbf{r})/c)$ – временная функция мощности зондирующего импульса, задержанная на время распространения звука от одной антенны к другой; $\sigma(\mathbf{r}, \theta)$ – сечение рассеяния звука на турбулентных неоднородностях атмосферы в точке \mathbf{r} под углом θ [2]; $\alpha_c = \alpha_k + \alpha_m + \alpha_t$ – суммарный коэффициент классического, молекулярного и турбулентного ослабления звука в атмосфере [3]; $S_t(\mathbf{r})$ и $S_r(\mathbf{r})$ – расстояния от точки \mathbf{r} до местоположения передающей и приемной антенн; $S(\mathbf{r}) = S_t(\mathbf{r}) + S_r(\mathbf{r})$. Если начало радиус-вектора $\mathbf{r} = ix + jy + kz$ совместить с местоположением передающей антенны, то

$$S_t = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad S_r = \sqrt{(d-x)^2 + y^2 + z^2}, \quad \cos\theta = -(x(x-d) + y^2 + z^2) / (S_t S_r).$$

Форма зондирующего импульса в акустических лоаторах обычно имеет колоколообразный вид. Поэтому в расчетах она аппроксимировалась в (12) выражением

$$P_t(t) = P_{t_{\max}} \exp\{-0.69(2t/\tau_t)^2\}, \quad \text{где } P_t(t) = 0.5 P_{t_{\max}} \text{ при } |t| = \tau_t/2.$$

Обе антенны акустического лоатора полагались идентичными. В этом случае функции D_t и D_r в (12), описывающие форму ДН антенн, имеют одинаковый вид, но зависят от разных аргументов. В функции D_t аргументами являются угловые расстройки

$$\Delta\alpha_t(\mathbf{r}, t) = \alpha_t(\mathbf{r}) - \alpha_{t_0} - \Omega_t[t - S(\mathbf{r})/c], \quad \Delta\varphi_t(\mathbf{r}) = \varphi_t(\mathbf{r}) - \varphi_{t_0}, \quad (13)$$

где $\alpha_t(\mathbf{r}) = \arctan(x/z)$, $\varphi_t(\mathbf{r}) = \arctan(y/\sqrt{x^2 + z^2})$.

Аналогично D_r является функцией величин

$$\Delta\alpha_r(\mathbf{r}, t) = \alpha_r(\mathbf{r}) - \alpha_{r_0} - \Omega_r[t - t_0], \quad \Delta\varphi_r(\mathbf{r}) = \varphi_r(\mathbf{r}) - \varphi_{r_0}, \quad (14)$$

где $\alpha_r(\mathbf{r}) = \arctan[(d-x)/z]$, $\varphi_r(\mathbf{r}) = \arctan[x - \tan\varphi_t(\mathbf{r}) / (d-x)]$, t_0 – момент времени прихода сигнала из геометрического центра рассеивающего объема V (точка Q на рис. 1).

В расчетах использовались два вида аппроксимации ДН антенн. Первая функция угловых аргументов $\Delta\alpha$ и $\Delta\varphi$, описываемых (13) или (14), имеет вид

$$D(\Delta\alpha, \Delta\varphi) = G \exp\left\{-0.69 \left[\left(\frac{2\Delta\alpha}{\psi_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\varphi}{\psi_\varphi}\right)^2 \right]\right\}, \quad (15)$$

где G – коэффициент усиления антенны по мощности. Она соответствует случаю такого распределения акустического поля по апертуре антенны, что ДН практически не имеет боковых лепестков (приближение гауссового пучка). Вторая функция этих же аргументов

$$D(\Delta\alpha, \Delta\varphi) = G \frac{\sin^2 [180 / \psi_\alpha \sin(\Delta\alpha)]}{[180 / \psi_\alpha \sin(\Delta\alpha)]^2} \cdot \frac{\sin^2 [180 / \psi_\varphi \sin(\Delta\varphi)]}{[180 / \psi_\varphi \sin(\Delta\varphi)]^2} \quad (16)$$

соответствует другому предельному случаю, когда акустическое поле распределено по апертуре антенны равномерно. В этом случае имеет место максимальный уровень боковых лепестков.

Поскольку рассеивающий объем V формируется главным образом областью пересечения ДН антенн, оказалось очень удобным перейти в (12) от декартовых координат к угловым переменным интегрирования. В качестве последних были выбраны углы $\alpha_i = \alpha_i(\mathbf{r})$, $\varphi_i = \varphi_i(\mathbf{r})$ и $\alpha_r = \alpha_r(\mathbf{r})$, входящих в соотношения (13) и (14). Нетрудно установить, что в этом случае в (12)

$$dV = (S_i^2 S_r / \sin\theta) d\alpha_i d\alpha_r d\varphi_i.$$

При использовании новых переменных в (12) пределы интегрирования устанавливались из условия спада функций D_i и D_r до уровня $q = 0,1$ от максимальных значений. Точность вычислений, определяемая числом узлов интегрирования, задавалась из условия обеспечения достоверности трех первых значащих цифр.

Расчеты в созданной программе проводятся методом сравнения. Вначале с учетом введенных параметров задачи вычисляются тридцать дискретных значений функций $P_r(t)$ в выбранном временном окне для случая без сканирования ДН антенн ($\Omega_i = 0$ и $\Omega_r = 0$). Определяются максимальное значение $P_r(t)$, равное P_{r1m} , длительность данного сигнала τ_{r1} , по уровню 0,5 от P_{r1m} , момент времени t_{10} , при котором $P_r(t) = P_{r1m}$, и разность величин $\Delta t_{10} = t_{10} - t_0$. При этом используется параболическая интерполяция значений функции $P_r(t)$ между ее дискретными отсчетами. После этого данные вычисления повторяются для случая со сканированием ДН антенн с введенными через меню скоростями Ω_i и Ω_r . Также определяются величины P_{r2m} , τ_{r2} , t_{20} и Δt_{20} , аналогичные описанным выше. На экран монитора дополнительно выводятся значения коэффициента сжатия рассеянного импульса $K_i = \tau_{r1} / \tau_{r2}$, коэффициента усиления его пиковой мощности $K_p = P_{r2m} / P_{r1m}$ и графики временных функций $P_r(t)$ для случаев со сканированием и без сканирования ДН антенн, нормированные на величину P_{r1m} .

Образцы указанных графиков приведены на рис. 2, 3. Сплошная линия здесь соответствует сигналу при введенных значениях Ω_i и Ω_r , а штриховая – сигналу при неподвижных ДН антенн. Звездочками помечены точки, соответствующие мощностям сигнала в момент времени $t = t_0$. При проведении расчетов углы α_i и α_r специально задавались одинаковыми, чтобы удобнее было сравнивать случай $\Omega_i \neq 0$ со случаем $\Omega_r \neq 0$. Для этой геометрии зондирования при $d = 400$ м величина $\Omega_{i\text{опт}}$ из расчетов оказалась примерно равной 38° , что с учетом возможного вклада параметров $\Delta S/c$ в (9) хорошо согласуется с предсказанным ранее значением.

Рис. 2 относится к случаю сканирования однолепестковых (гауссовых) ДН антенн. Здесь при $\Omega_i \approx \Omega_{i\text{опт}}$ отчетливо наблюдаются временное сжатие рассеянного сигнала и почти пропорциональное увеличение его пиковой мощности (рис. 2, а). В случае больших значений $|\Omega_i|$ рассеянный импульс уширяется, причем это уширение сопровождается нарастающими провалами в его огибающей. В частности, в результате указанной трансформации формы импульса на рис. 2, б он фактически представляет собой последовательность более коротких импульсов. Поведение в данном случае коэффициентов K_i и K_p в зависимости от значения Ω_i показано на рис. 4. Здесь резкий подъем значений K_i при $\Omega_i \lesssim -40^\circ/\text{с}$ обусловлен возникающим при этом расщеплением исходного импульса. При глубине провалов в огибающей сигнала, превышающих половину величины P_{r2m} , здесь вычислялась длительность только одного импульса из их последовательности, имеющего максимальную амплитуду.

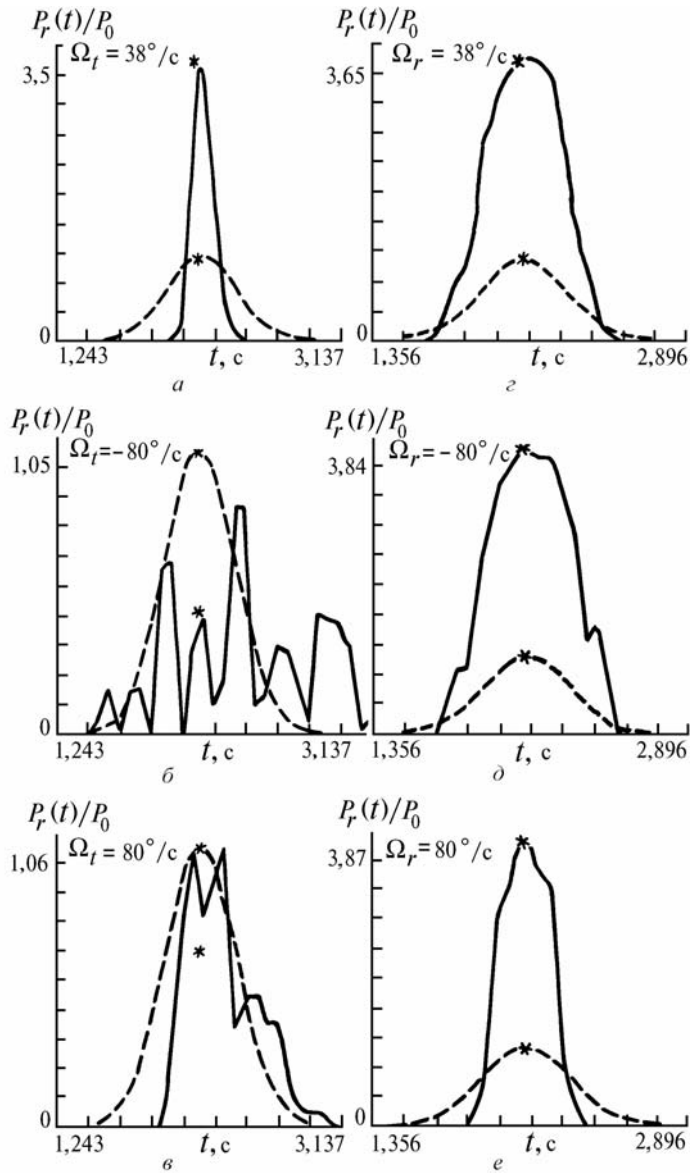


Рис. 2. Нормированные временные функции мощности рассеянного сигнала при различных скоростях сканирования однолепестковых ДН передающей (а, б, в) или приемной (з, д, е) антенн: $\alpha_{t_0} = 33^\circ$; $\alpha_{r_0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_t} = 3^\circ$; $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; $\psi_{\varphi_t} = 6^\circ$; $\psi_{\varphi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_t = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц

Оказалось, что ширина ДН в плоскости ее сканирования ψ_{α_t} существенно влияет на максимальные значения K_t и K_p при $\Omega_t = \Omega_{t_{\text{опт}}}$. При $\psi_{\alpha_t} \rightarrow 0$ из (8) следует, что если $\Omega_t \rightarrow \Omega_{t_{\text{опт}}}$, то значения K_t и K_p должны неограниченно возрастать. Реальная форма ДН оказывает сглаживающее действие на пиковые значения K_t и K_p . Причина этому следующая. Выражение (12) представляет собой уравнение типа свертки, описывающее процесс преобразования зондирующего импульса $P_t(t)$ пространственно-временным фильтром в сигнал $P_r(t)$. Импульсная переходная характеристика этого фильтра зависит от вида диаграммных функций $D_t(\mathbf{r}, t)$ и $D_r(\mathbf{r}, t)$. Угловые ширины ψ_{α_t} и ψ_{α_r} ДН антенн непосредственно задают значение параметра $\Delta S/c$, который играет роль постоянной времени (интегрирования) данного фильтра. Чем шире ДН антенны, тем больше параметр $\Delta S/c$ по сравнению с τ_t и тем сильнее сглаживающее действие фильтра.

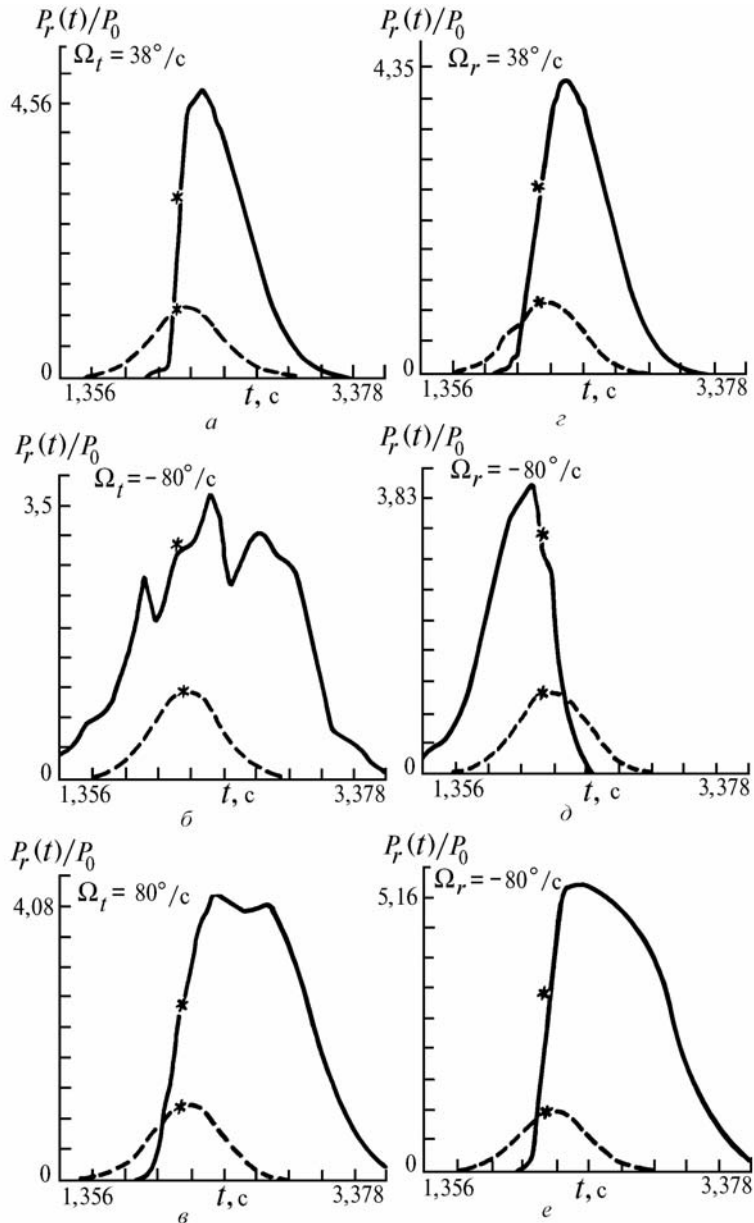


Рис. 3. Нормированные временные функции мощности рассеянного сигнала при различных скоростях сканирования многолепестковых ДН передающей (а, б, в) или приемной (з, д, е) антенны: $\alpha_{t_0} = 33^\circ$; $\alpha_{r_0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_t} = 3^\circ$; $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; $\psi_{\varphi_t} = 6^\circ$; $\psi_{\varphi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_t = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц

Случай сканирования однолепестковой ДН приемной антенны заметно отличается по достигаемым результатам от предыдущего (рис. 2, з, д, е). Здесь гораздо слабее проявляется зависимость длительности рассеянного импульса от Ω_r и не происходит его расщепления при больших значениях $|\Omega_r|$. Пиковая мощность сигнала при увеличении $|\Omega_r|$ вначале резко нарастает до максимальной величины, определяемой шириной ДН антенны, а затем практически не изменяется (рис. 5). Так же как и в случае сканирования ДН передающей антенны, максимальные значения K_t и K_p ограничиваются сглаживающими свойствами описанного фильтра.

Наличие боковых лепестков в сканирующих ДН антенн вносит качественные отличия в форму и мощность рассеянных импульсов (рис. 3). В этом случае практически при любых значениях Ω_r и Ω_t не наблюдается заметное уменьшение его длительности. При таких ДН антенн рассеянный сигнал формируется за счет рассеяния звука, излучаемого не только главным, но и

боковыми лепестками. Сканирование по углу каждого из этих лепестков также приводит к дополнительному увеличению мощности создаваемого ими рассеянного сигнала. Поэтому происходит, во-первых, затягивание переднего или заднего фронта принимаемого сигнала в зависимости от знака Ω_i или Ω_r и, во-вторых, еще большее увеличение его суммарной пиковой мощности по сравнению со случаем сканирования однолепестковых ДН. Значения коэффициентов K_i и K_p в зависимости от Ω_i и Ω_r можно увидеть на рис. 6 и 7. Так же как и ранее, максимальные значения K_i и K_p здесь достигаются при наименьшей угловой ширине главного лепестка ДН.

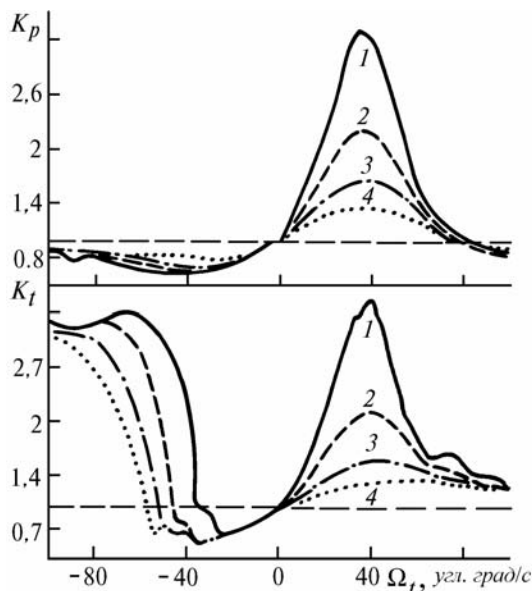


Рис. 4. Коэффициенты усиления пиковой мощности K_p и сжатия длительности K_i рассеянных сигналов в зависимости от скорости сканирования однолепестковой ДН передающей антенны Ω_i при различных значениях ее ширины ψ_{α_i} : $\alpha_{i_0} = 33^\circ$; $\alpha_{r_0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_i} = 3^\circ$; $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; $\psi_{\phi_i} = 6^\circ$; $\psi_{\phi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_i = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц. Кривые 1 – $\psi_{\alpha_i} = 3^\circ$; 2 – $\psi_{\alpha_i} = 6^\circ$; 3 – $\psi_{\alpha_i} = 9^\circ$; 4 – $\psi_{\alpha_i} = 12^\circ$

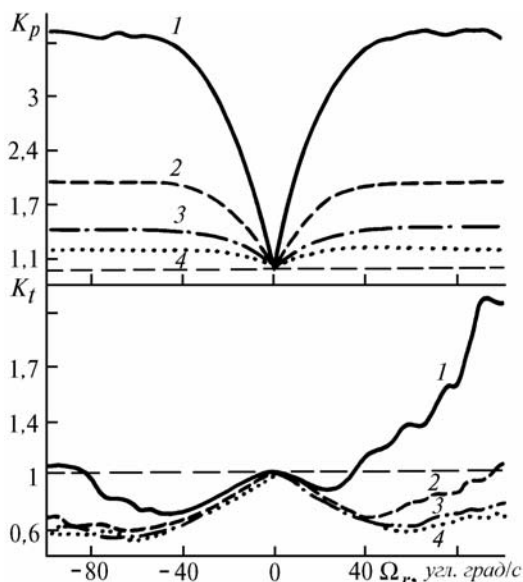


Рис. 5. Коэффициенты усиления пиковой мощности K_p и сжатия длительности K_i рассеянных сигналов в зависимости от скорости сканирования однолепестковой ДН приемной антенны Ω_r при различных значениях ее ширины ψ_{α_r} : $\alpha_{i_0} = 33^\circ$; $\alpha_{r_0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_i} = 3^\circ$; $\psi_{\phi_i} = 6^\circ$; $\psi_{\phi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_i = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц. Кривые 1 – $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; 2 – $\psi_{\alpha_r} = 6^\circ$; 3 – $\psi_{\alpha_r} = 9^\circ$; 4 – $\psi_{\alpha_r} = 12^\circ$

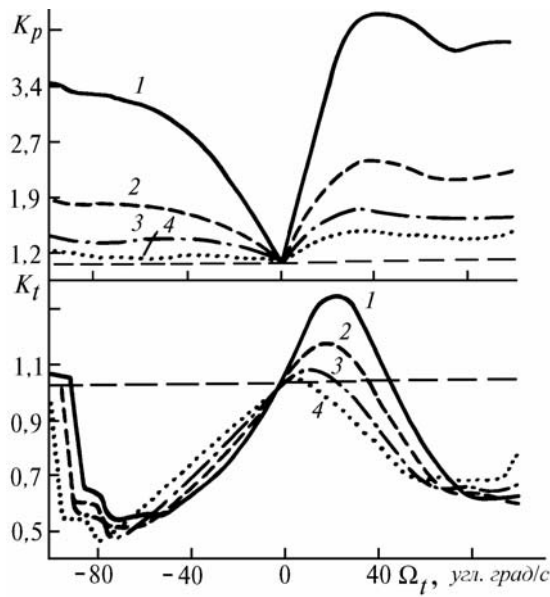


Рис. 6. Коэффициенты усиления пиковой мощности K_p и сжатия длительности K_t рассеянных сигналов в зависимости от скорости сканирования многолепестковой ДН передающей антенны Ω_t при различных значениях ширины ее главного лепестка ψ_{α_t} : $\alpha_0 = 33^\circ$; $\alpha_{r0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; $\psi_{\phi_t} = 6^\circ$; $\psi_{\phi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_t = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц. Кривые 1 – $\psi_{\alpha_t} = 3^\circ$; 2 – $\psi_{\alpha_t} = 6^\circ$; 3 – $\psi_{\alpha_t} = 9^\circ$; 4 – $\psi_{\alpha_t} = 12^\circ$

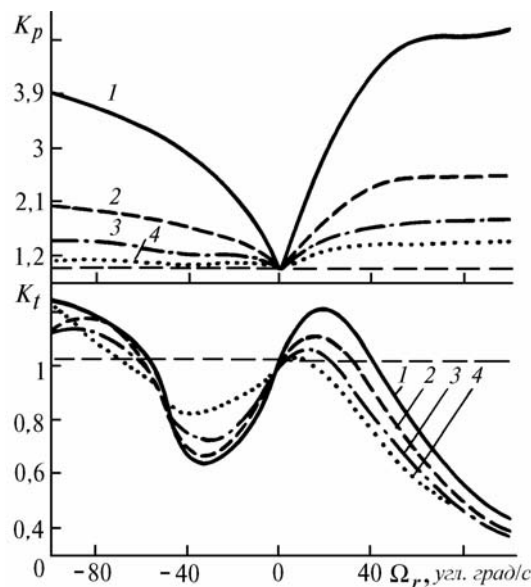


Рис. 7. Коэффициенты усиления пиковой мощности K_p и сжатия длительности K_t рассеянных сигналов в зависимости от скорости сканирования многолепестковой ДН приемной антенны Ω_r при различных значениях ширины ее главного лепестка ψ_{α_r} : $\alpha_0 = 33^\circ$; $\alpha_{r0} = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_t} = 3^\circ$; $\psi_{\phi_t} = 6^\circ$; $\psi_{\phi_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $\tau_t = 0,5$ с; $f = 1500$ Гц. Кривые 1 – $\psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; 2 – $\psi_{\alpha_r} = 6^\circ$; 3 – $\psi_{\alpha_r} = 9^\circ$; 4 – $\psi_{\alpha_r} = 12^\circ$

Описанный эффект увеличения пиковой мощности рассеянных сигналов при сканировании ДН антенн существенно зависит от длительности зондирующего импульса τ_t по сравнению с параметром $\Delta S/c$. Это иллюстрирует рис. 8, на котором показаны значения K_p в зависимости от τ_t при одновременном сканировании ДН передающей и приемной антенн различной угловой ширины с одинаковой скоростью $\Omega_t = \Omega_r = \Omega_{\text{опт}}$. Особенно заметный выигрыш в

мощности рассеянного сигнала достигается в случае использования антенн с высоким уровнем боковых лепестков в ДН.

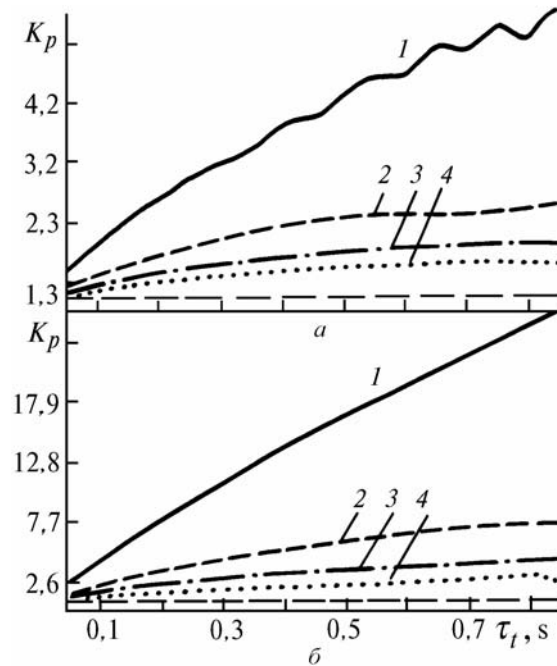


Рис. 8. Коэффициент усиления пиковой мощности K_p рассеянного сигнала в зависимости от длительности зондирующего импульса τ_t при одновременном сканировании ДН передающей и приемной антенн со скоростью 38°/с и различных значениях их ширины по углам ψ_{α_t} и ψ_{α_r} : $\alpha_0 = 33^\circ$; $\alpha_0 = 33^\circ$; $\psi_{\alpha_t} = 6^\circ$; $\psi_{\alpha_r} = 6^\circ$; $d = 400$ м; $f = 1500$ Гц. Кривые 1 – $\psi_{\alpha_t} = \psi_{\alpha_r} = 3^\circ$; 2 – $\psi_{\alpha_t} = \psi_{\alpha_r} = 6^\circ$; 3 – $\psi_{\alpha_t} = \psi_{\alpha_r} = 9^\circ$; 4 – $\psi_{\alpha_t} = \psi_{\alpha_r} = 12^\circ$. а – случаи однолепестковых; б – случаи многолепестковых ДН

Таким образом, используя сканирование диаграмм направленности антенн бистатического локатора можно целенаправленно изменять временные и энергетические характеристики его сигнала. Особенно заметный положительный эффект наблюдается с точки зрения повышения его энергетического потенциала, что улучшает помехоустойчивость работы локатора. Как показывают результаты исследований, можно добиться увеличения пиковой мощности рассеянного сигнала примерно в 5–10 раз, не увеличивая мощность излучаемого в атмосферу сигнала. Однако следует учитывать, что использование сканирования ДН антенн приводит к ухудшению пространственного разрешения локатора. В частности, при сканировании ДН передающей антенны оно определяется величиной углового сектора $\Delta\alpha_t = \Omega_t \tau_t$. Поэтому очень большие значения Ω_t могут оказаться недопустимыми для использования. При оценке допустимых значений Ω_t следует учитывать, что обычно $\tau_t \ll 1$ с.

1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
3. Красненко Н. П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 166 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
5 октября 1992 г.

A. Ya. Bogushevich, N. P. Krasnenko. The Effect of Continuous Scanning over the Antennas Directional Pattern in a Bislatic Sounding of the Atmosphere and Ocean.

Fast scanning over the directional patterns of antennas of a bistatic sodar if done during the emission or reception of signals is shown to yield a markable change of the shape and peak power of pulsed scattered signals. This is well confirmed by the results of numerical simulations of the bistatic acoustic sounding of the atmosphere. The effect is proposed for use to control the duration and amplitude of a scattered signal under conditions of constant parameters of a sounding pulse.