

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra22.02.146>

УДК 621.371.332

А. С. БРЮХОВЕЦКИЙ, А. В. ВИЧКАНЬ

PACS number: 94.20.ws

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: bryu@ire.kharkov.ua

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН ПРИ ДВУХПОЗИЦИОННОМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Предмет и цель работы: *Теоретически исследуется рассеяние радиоволн звуковым импульсом в атмосфере при наличии ветра.*

Методы и методология: *Анализируется асимптотика рассеянного поля в приближении дифракции Френеля с использованием гауссовых диаграмм направленности излучающих систем.*

Результаты: *Показано, что для малых углов обратного рассеяния поле локализовано в ограниченной области, которая перемещается под воздействием поперечной скорости ветра.*

Заключение: *Предлагается объяснение зависимости эффектов фокусировки от скорости ветра.*

Ключевые слова: *рассеяние волн, волновой фронт, “вырожденная” седловая точка, фокусировка*

1. Введение

Характерной чертой рассеяния радиоволн звуковым импульсом в атмосфере является возможность фокусировки рассеянного поля при определенных значениях физических параметров [1]. Ранее для случая однопозиционного зондирования было установлено ([2], с. 99–100), что ветер может оказывать существенное влияние на характеристики рассеяния. Физической причиной этого влияния является анизотропия движущейся воздушной среды по отношению к звуковым волнам, возрастающая с увеличением скорости ветра.

В литературе (см., например, [3]) достаточно подробно анализируется случай радиоакустического зондирования (РАЗ) при симметричном расположении радиоантенн относительно звуковой антенны. Чтобы оценить недостатки и преимущества зондирования при таком расположении антенн, необходимо провести расчеты для более общего случая.

Поэтому целью настоящей работы является расчет характеристик рассеяния при наличии ветра для схемы двухпозиционного РАЗ, именуемой основной ([3], с. 12, с. 73) из-за наиболее частого применения на практике.

2. Интегральное представление рассеянного поля для схемы РАЗ

Для рассматриваемой схемы оси диаграмм направленности излучения звукового источника, передающей и приемной радиоантенн параллельны и лежат в одной плоскости ([3], с. 73, рис. 4.2).

Схематически геометрия задачи изображена на рис. 1. Начало O' неподвижной декартовой системы координат (x', y', z') поместим в центре апертуры звуковой антенны. Ось $O'z'$ совместим с направлением максимума диаграммы направленности антенны – источника акустического излучения. Ориентация осей $O'x'$ и $O'y'$ предполагается произвольной. Местоположение передающей и приемной радиоантенн в этой системе определяется векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 соответственно. Скорость ветра \vec{v} в однородной атмосфере пред-

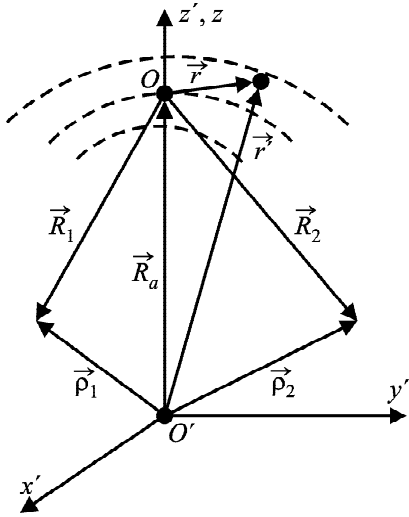


Рис. 1. Геометрия рассеяния

полагается постоянной во времени и в пространстве.

Начало O подвижной декартовой системы координат (x, y, z) поместим в точку пересечения $O'z'$ с поверхностью акустического волнового фронта, отвечающего середине излучаемого импульса, форму огибающей которого для простоты примем прямоугольной.

В рамках Борновского приближения поле $\vec{E}_1(\vec{R}_2, t)$, рассеянное звуковым импульсом, можно записать в виде, аналогичном формуле (5) из [1], немного модифицированной в связи с учетом влияния ветра ($\vec{v} \neq 0$):

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{R}_2, t) \cong & \frac{k^2}{4\pi} A_e \varepsilon_s \sum_{j=\pm 1} \exp\{-i(\omega + j\Omega_a)t\} \times \\ & \times \int_V d^3\vec{r} \left| -\vec{R}_1 + \vec{r} \right|^{-1} \left| \vec{R}_2 - \vec{r} \right|^{-1} \left| -\vec{R}_a + \vec{r} \right|^{-1} \times \\ & \times \left[\vec{n} [\vec{E}_0 \vec{n}] \right] G_1(\vec{m}) G_2(\vec{n}) G_a(\vec{m}_{ar}) \times \\ & \times U \left[t - \left| -\vec{R}_a + \vec{r} \right| / c_a \right] \exp\{i\Phi(\vec{r})\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ – волновое число зондирующего радиосигнала, ω – частота; A_e и ε_s – константы, определяемые мощностью и направленностью излучения радио и звукового источников; Ω_a – частота звука; V – рассеивающий объем, заключенный между передним и задним фронтами прямоугольного акустического импульса;

\vec{E}_0 – амплитуда поля на оси диаграммы направленности в раскрыве передающей радиоантенны; $G_1(\vec{m})$, $G_{2m}(\vec{n})$ – диаграммы передающей и приемной радиоантенн; $G_a(\vec{m}_{ar})$ – угловое распределение амплитуды звука, создаваемое источником в движущейся среде; $\vec{m} = (-\vec{R}_1 + \vec{r}) / |-\vec{R}_1 + \vec{r}|$, $\vec{n} = (\vec{R}_2 + \vec{r}) / |\vec{R}_2 + \vec{r}|$ и $\vec{m}_{ar} = (-\vec{R}_a + \vec{r}) / |-\vec{R}_a + \vec{r}|$ – единичные векторы, где $\vec{R}_1 = \vec{R}_a + \vec{\rho}_1$, $\vec{R}_2 = \vec{R}_a + \vec{\rho}_2$ и $\vec{R}_a = -\vec{R}'_a = (0, 0, -z_a)$; U – огибающая звукового импульса. При наличии ветра ($\vec{v} \neq 0$) фаза подынтегрального выражения $\Phi(\vec{r})$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{r}) = & k \left| -\vec{R}_1 + \vec{r} \right| - k \left| \vec{R}_2 - \vec{r} \right| + \\ & + jK_a \left\{ \left| -\vec{R}_a + \vec{r} \right| - (\vec{v}/c_a) \left(-\vec{R}_a + \vec{r} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_a – скорость звука в однородной атмосфере, $K_a = \Omega_a/c_a$ – волновое число звуковых волн. Значения индекса суммирования $j = \pm 1$ в формуле (1) отвечают суммарной и разностной компонентам поля, рассеянного гармоническими колебаниями диэлектрической проницаемости в звуковой волне.

Диаграммы направленности полагаем гауссовыми:

$$\begin{aligned} G_1(\vec{m}) &= \exp\left(-\gamma_{1e}^2 \theta_1^2\right), \\ G_2(\vec{n}) &= \exp\left(-\gamma_{2e}^2 \theta_2^2\right), \\ G_a(\vec{m}_{ar}) &= \exp\left(-\gamma_s^2 \theta_s^2\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Для малых углов обратного рассеяния и значений $R_1 \approx R_2 \approx R_a = z_a$ приближенно можно считать

$$\begin{aligned} \theta_1^2 &\approx (\vec{r}_\perp - \vec{\rho}_{1\perp})^2 / z_a^2, \\ \theta_2^2 &\approx (\vec{r}_\perp - \vec{\rho}_{2\perp})^2 / z_a^2, \\ \theta_s^2 &\approx (\vec{r}_\perp - \vec{v}_\perp t)^2 / z_a^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Знак “ \perp ” в этих формулах обозначает составляющую вектора, ортогональную направлению зондирования $O'z'$, т. е. $\vec{r}_\perp = (x, y)$, $\vec{v}_\perp = (v_x, v_y)$ и т. д. Зависимость θ_s от \vec{v}_\perp отражает деформацию углового распределения амплитуды в звуковой волне, заключающегося в переносе звукового импульса вдоль направления \vec{v}_\perp на расстояние $\vec{v}_\perp t$ (“ветровой снос”).

Величины γ_{1e} , γ_{2e} , γ_s связаны с эффективными радиусами a_{1e} , a_{2e} , a_s круговых апертур

соответствующих антенн соотношениями $\gamma_{1e} = ka_{1e}/\sqrt{2}$, $\gamma_{2e} = ka_{2e}/\sqrt{2}$, $\gamma_s = K_a a_s/\sqrt{2}$. Подстановка (4) с учетом этих связей в формулы (3) приводит последние к форме с явной зависимостью от координат x, y , что необходимо для последующих вычислений:

$$\begin{aligned} G_1(\vec{m}) &= \exp\left[-\alpha_{1e}^2 (\vec{r}_\perp - \vec{p}_{1\perp})^2\right], \\ G_2(\vec{n}) &= \exp\left[-\alpha_{2e}^2 (\vec{r}_\perp - \vec{p}_{2\perp})^2\right], \\ G_a(\vec{m}_{ar}) &= \exp\left[-\alpha_s^2 (\vec{r}_\perp - \vec{v}_\perp t)^2\right], \end{aligned} \quad (3')$$

где $\alpha_{1e}^2 = k^2 a_{1e}^2 / 2z_a^2$, $\alpha_{2e}^2 = k^2 a_{2e}^2 / 2z_a^2$, $\alpha_s^2 = K_a^2 a_s^2 / 2z_a^2$.

Зависимость диаграмм направленности в таком виде использовалась в [1], [2] и [3] (формулы (4.8) и (4.74)). Для упрощения далее будем считать обе радиоантенны идентичными ($\alpha_{1e}^2 = \alpha_{2e}^2$).

Для выполнения аналитических расчетов в приближении дифракции Френеля при условии $|\vec{r}|/z_a \ll 1$ представим фазу $\Phi(\vec{r})$ разложением в ряд по степеням \vec{r} до квадратичных членов включительно:

$$\Phi(\vec{r}) \approx \Phi_0 + \Phi_1(\vec{r}) + \Phi_2(\vec{r}) + \dots, \quad (5)$$

где

$$\Phi_0 = \text{const} = kR_1 + kR_2 + jK_a \left[R_a + (\vec{v}/c_a) \vec{R}_a \right]; \quad (6)$$

$$\Phi_1(\vec{r}) = \left(\frac{d\Phi}{d\vec{r}} \right)_{\vec{r}=0} \cdot \vec{r} \equiv \vec{a}\vec{r} = a_x x + a_y y + a_z z; \quad (7)$$

$$\vec{a} = \left(\frac{d\Phi}{d\vec{r}} \right)_{\vec{r}=0} = k(\vec{m}_1 - \vec{n}_1) + jK_a (m_a - \vec{v}/c_a), \quad (8)$$

$$\vec{m}_1 = -\vec{R}_1/R_1, \quad \vec{n}_1 = \vec{R}_2/R_2, \quad m_a = -\vec{R}_a/R_a = (0, 0, 1);$$

$$\begin{aligned} \Phi_2(\vec{r}) &= a_{xx}x^2 + a_{yy}y^2 + a_{zz}z^2 + 2a_{xy}xy + \\ &+ 2a_{xz}xz + 2a_{yz}yz. \end{aligned} \quad (9)$$

Коэффициенты в (9) являются коэффициентами полного дифференциала второго порядка функции $\Phi(\vec{r})$ в точке $\vec{r} = 0$. Их вычисление приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} a_{xy} &= -\frac{k}{2} \left[\frac{m_{1x}m_{1y}}{R_1} + \frac{n_{2x}n_{2y}}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{m_{ax}m_{ay}}{R_a} \right], \\ a_{xz} &= -\frac{k}{2} \left[\frac{m_{1x}m_{1z}}{R_1} + \frac{n_{2x}n_{2z}}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{m_{ax}m_{az}}{R_a} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$a_{yz} = -\frac{k}{2} \left[\frac{m_{1y}m_{1z}}{R_1} + \frac{n_{2y}n_{2z}}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{m_{ay}m_{az}}{R_a} \right],$$

$$a_{xx} = \frac{k}{2} \left[\frac{1-m_{1x}^2}{R_1} + \frac{1-n_{2x}^2}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{1-m_{ax}^2}{R_a} \right],$$

$$a_{yy} = \frac{k}{2} \left[\frac{1-m_{1y}^2}{R_1} + \frac{1-n_{2y}^2}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{1-m_{ay}^2}{R_a} \right], \quad (11)$$

$$a_{zz} = \frac{k}{2} \left[\frac{1-m_{1z}^2}{R_1} + \frac{1-n_{2z}^2}{R_2} + j \frac{K_a}{k} \frac{1-m_{az}^2}{R_a} \right],$$

$$\text{где } \vec{m}_1 = -\left(\frac{\rho_{1x}}{R_1}, \frac{\rho_{1y}}{R_1}, \frac{-z_a + \rho_{1z}}{R_1} \right),$$

$$\vec{n}_2 = \left(\frac{\rho_{2x}}{R_2}, \frac{\rho_{2y}}{R_2}, \frac{-z_a + \rho_{2z}}{R_2} \right).$$

Введем обозначения Δx , Δy , Δz для характерных масштабов области, вносящей основной вклад в результат интегрирования в (1). Очевидно, Δz – величина порядка продольного размера импульса, а Δx , Δy определяются масштабами убывания экспоненты в произведении диаграмм направленности,

$$\Delta x, \Delta y \approx \pm \left(2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2 \right)^{-1/2}. \quad (12)$$

Для рассматриваемого случая обратного рассеяния ограничимся значениями компонент векторов \vec{p}_1 и \vec{p}_2 , определяющих местоположение радиоантенн относительно звуковой антенны, которые не превышают Δx , Δy , Δz .

При этих условиях вкладом членов с перекрестными произведениями xu , xz , yz в $\Phi_2(z)$ можно пренебречь. Этот вклад порядка величин $k|\Delta z(\Delta x)^2/z_a^2|$, $k|(\Delta x)^4/z_a^3|$ и т. д. При справедливости ограничения квадратичным разложением в фазе такие величины малы (см. [1], формулы (9)–(11)).

Далее, учитывая значения $\vec{m}_a = (0, 0, 1)$ и $\Delta z/z_a \ll 1$, для слагаемого $a_{zz}z^2$ в фазе получаем оценку

$$|a_{zz}z^2| \approx \frac{kz^2}{2z_a} \frac{\rho_{1z}^2 + \rho_{2z}^2}{z_a^2} \ll \frac{k\Delta z}{2} (\Delta z/z_a)^2,$$

которая при обычном соотношении $\Delta z/\Delta r_\perp \ll 1$ дает еще больше оснований, чтобы этим слагаемым пренебречь.

Сохраняя наименьшие (не нулевые) степени ρ_{1z}/z_a и ρ_{2z}/z_a , для коэффициентов a_{xx} , a_{yy} получим выражения:

$$a_{xx} \approx \frac{k}{2z_a} \left[2 + j \frac{K_a}{k} + \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{z_a} + \dots \right], \quad (13)$$

$$a_{yy} \approx \frac{k}{2z_a} \left[2 + j \frac{K_a}{k} + \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{z_a} + \dots \right].$$

Аналогичные приближения для компонент вектора $\vec{a} = \left(\frac{d\Phi}{d\vec{r}} \right)_{\vec{r}=0}$ имеют вид:

$$a_x \approx k \left[-\frac{\rho_{1x} + \rho_{2x}}{z_a} - j \frac{K_a}{k} \frac{v_x}{c_a} + \dots \right],$$

$$a_y \approx k \left[-\frac{\rho_{1y} + \rho_{2y}}{z_a} - j \frac{K_a}{k} \frac{v_y}{c_a} + \dots \right], \quad (14)$$

$$a_z \approx k \left[2 + j \frac{K_a}{k} \frac{c_a}{c_a + v_z} - \frac{\rho_{1\perp}^2 + \rho_{2\perp}^2}{z_a^2} + \dots \right].$$

В квадратных скобках выражений (13) и последнем из (14) сохранены ρ_{1z}/z_a , ρ_{2z}/z_a лишь для сравнения a_{xx} , a_{yy} и a_z в условиях, близких к условиям фокусировки поля. При принятых ограничениях они обеспечивают пренебрежимо малые изменения фазы.

Точным условиям фокусировки отвечает наличие вырожденной седловой точки фазы, т. е. условие обращения в нуль вектора \vec{a} и гессиана фазы (детерминанта матрицы Гесса $\|a_{ik}\| = 0$, $(i, k) = (x, y, z)$) (см. [4], с. 1555 и [5], с. 431–433). Определение этих условий в аналитическом виде в общем случае является практически неразрешимой задачей ([6], с. 131). Поэтому в оценках будем исходить из приближенных физических условий малой расфокусировки – малости (по

сравнению с единицей) изменения фазы в пределах существенной для результата интегрирования части объема V , характерные размеры которой мы обозначили ранее как Δx , Δy , Δz .

Условию малости изменения фазы соответствуют следующие неравенства:

$$|a_x/k| \ll |1/(k\Delta x)|,$$

$$|a_y/k| \ll |1/(k\Delta y)|, \quad (15)$$

$$|a_z/k| \ll |1/(k\Delta z)|,$$

$$\frac{2z_a}{k} |a_{xx}| \cong \left| 2 + j \frac{K_a}{k} + \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{z_a} \right| \ll \frac{2z_a}{k(\Delta x)^2}, \quad (16)$$

$$\frac{2z_a}{k} |a_{yy}| \cong \left| 2 + j \frac{K_a}{k} + \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{z_a} \right| \ll \frac{2z_a}{k(\Delta y)^2}.$$

Для реальных значений скорости ветра $v/c \ll 1$ и при $(\rho_{1\perp}^2 + \rho_{2\perp}^2)/z_a^2 \ll 1$ неравенство (15) для $|a_z/k|$ выполнимо лишь при $j = -1$ (разностная гармоника в рассеянном поле) и $K_a/k \approx 2$.

Приняв во внимание условие $K_a/k \approx 2$ представим $\vec{\rho}_{2\perp}$ в виде

$$\vec{\rho}_{2\perp} \cong -\vec{\rho}_{1\perp} + 2\vec{v}_\perp \cdot (z_a/c_a) + \delta\vec{\rho}_{2\perp}. \quad (17)$$

Подстановка (17) в первые два неравенства (15) приводит последние к виду:

$$|\delta\rho_{2x}| \ll |z_a/(k\Delta x)| = \sqrt{a_{1e}^2 + 2a_s^2} < a_{1e} + \sqrt{2}a_s, \quad (18)$$

$$|\delta\rho_{2y}| \ll |z_a/(k\Delta y)| = \sqrt{a_{1e}^2 + 2a_s^2} < a_{1e} + \sqrt{2}a_s.$$

При $\vec{v} = 0$ соотношение (17) с точностью, определяемой (18), переходит в требование симметричного расположения радиоантенн ([1], формула (83)).

Условия малости (16) при подстановке в них Δx , Δy из (12) будут выполнены, если

$$|\rho_{1z} + \rho_{2z}| \ll 2ka_{1e} \left(a_{1e} + 2 \frac{a_s}{a_{1e}} a_s \right). \quad (19)$$

3. Аналитическое представление рассеянного поля

Аналитическое выражение для рассеянного поля может быть получено в результате выполнения интегрирования в формуле (1).

Для этого надо определить пределы интегрирования по каждой переменной. Как и раньше [1], будем считать, что по x и y пределы интегрирования $-\infty, \infty$. Переменная z заключена в интервале $z_l < z < z_u$, где $z_l = z_l(x, y)$, $z_u = z_u(x, y)$ – положения переднего и заднего фронтов звукового импульса, которые получаются из уравнения фазового фронта,

$$-\Omega_a t + K_a \left[-\bar{R}_a + \bar{r} \right] - \left(-\bar{R}_a + \bar{r} \right) (\bar{v}/c_a) = \Omega_a \tau, \quad (20)$$

соответственно при $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ (τ_0 – длительность акустического импульса).

Согласно выбору системы координат (x, y, z) ее начало O лежит на пересечении $O'z'$ с фазовым фронтом, соответствующим $\tau = \tau_0/2$. Подставляя $\bar{r} = 0$ и $\tau = \tau_0/2$ в (20), получим

$$z_a = \frac{c_a}{1 - v_z/c_a} (t - \tau_0/2) \approx (c_a + v_z + \dots)(t - \tau_0/2). \quad (21)$$

Разложив уравнение фазового фронта (20) по степеням \bar{r}_\perp/z_a до квадратичных членов, приведем его к форме

$$z \approx -\zeta - \frac{r_\perp^2}{2z_a(1 - v_z/c_a)} + \frac{\bar{r}_\perp \bar{v}_\perp}{c_a(1 - v_z/c_a)} + \dots, \quad (22)$$

где многоточие означает $z/z_a \ll 1$ и более высокие степени этого отношения в разложении кривизны $\frac{1}{z_a + z}$, а $\zeta = \frac{c_a}{1 - v_z/c_a} (\tau - \tau_0/2) \cong (c_a + v_z)(\tau - \tau_0/2)$ – расстояние вдоль Oz от начала координат до рассматриваемого фронта.

Введение ζ в качестве новой переменной интегрирования вместо z приводит выражение (1) для $\bar{E}_1(\bar{R}_2, t)$ к виду

$$\bar{E}_1(\bar{R}_2, t) \cong \frac{k^2 \bar{e}_1}{2\pi z_a^3} A_{1e} \varepsilon_s \exp\{-i(\omega - \Omega_a)t + i\Phi_0\} I_x I_y I_\zeta, \quad (23)$$

где

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp\{-B_{xx}x^2 + B_x x + b_{0x}\}, \quad (24)$$

$$I_y = \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\{-B_{yy}y^2 + B_y y + b_{0y}\}, \quad (25)$$

$$I_\zeta = (-1) \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} d\zeta e^{-ia_z \zeta} = (-1) \Delta z \frac{\sin(a_z \Delta z/2)}{a_z \Delta z/2}. \quad (26)$$

Здесь $\Delta z = (c_a + v_z)\tau_0$ – размер звукового импульса вдоль направления Oz ,

$$B_{xx} = b_{xx} - i\tilde{a}_{xx}, \quad B_x = b_x + i\tilde{a}_x, \quad (27)$$

$$B_{yy} = b_{yy} - i\tilde{a}_{yy}, \quad B_y = b_y + i\tilde{a}_y,$$

где

$$\begin{aligned} b_{xx} &= b_{yy} = 2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2, \\ b_x &= 2\alpha_{1e}^2(\rho_{1x} + \rho_{2x}) + 2\alpha_s^2 v_x (z_a/c_a), \\ b_{0x} &= -\alpha_{1e}^2(\rho_{1x}^2 + \rho_{2x}^2) - \alpha_s^2 v_x^2 (z_a/c_a)^2, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} b_y &= 2\alpha_{1e}^2(\rho_{1y} + \rho_{2y}) + 2\alpha_s^2 v_y (z_a/c_a), \\ b_{0y} &= -\alpha_{1e}^2(\rho_{1y}^2 + \rho_{2y}^2) - \alpha_s^2 v_y^2 (z_a/c_a)^2 - \end{aligned}$$

коэффициенты разложения показателя экспоненты в произведении диаграмм направленности, а

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{xx} &= a_{xx} - \frac{a_z}{2z_a(1 - v_z/c_a)}, \\ \tilde{a}_{yy} &= a_{yy} - \frac{a_z}{2z_a(1 - v_z/c_a)}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\tilde{a}_x = a_x + \frac{v_x a_z}{c_a - v_z},$$

$$\tilde{a}_y = a_y + \frac{v_y a_z}{c_a - v_z}.$$

Интегралы I_x и I_y являются табличными. Для их произведения получаем выражение

$$I_x I_y = \frac{I}{\sqrt{B_{xx} B_{yy}}} \exp\left\{b_{0x} + \frac{B_x^2}{4B_{xx}} + b_{0y} + \frac{B_y^2}{4B_{yy}}\right\}. \quad (30)$$

Показатель экспоненты в (30)

$$\varphi(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp}) = \left\{ b_{0x} + \frac{B_x^2}{4B_{xx}} + b_{0y} + \frac{B_y^2}{4B_{yy}} \right\} \quad (31)$$

является комплексной величиной, зависящей от многих параметров, в том числе от $\bar{\rho}_{1\perp}$ и $\bar{\rho}_{2\perp}$.

Представим его в виде суммы вещественной $\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ и мнимой $\varphi_i(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ частей.

Исследуем поведение $\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp}) \equiv \text{Re}\varphi(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ в зависимости от $\bar{\rho}_{1\perp}$ и $\bar{\rho}_{2\perp}$.

С учетом (29), (28) и условия $K_a/k \approx 2$ не сложно получить для модуля $\text{Im} B_{xx}/\text{Re} B_{xx}$ следующее выражение:

$$|\text{Im} B_{xx}/\text{Re} B_{xx}| = |\tilde{a}_{xx} b_{xx}^{-1}| \cong \frac{k}{2z_a} \left| \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{z_a} - \frac{K_a v_z}{k c_a} \right| (2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2)^{-1}. \quad (32)$$

Поскольку $z_a/c_a = t - \tau_0/2 \cong t + \dots$, в окончательном виде (32) можно представить таким образом:

$$|\text{Im} B_{xx}/\text{Re} B_{xx}| \cong \frac{1}{2ka_{1e}} \frac{1}{a_{1e} + 2a_s \frac{a_s}{a_{1e}}} |\rho_{1z} + \rho_{2z} - 2v_z t|. \quad (33)$$

Для упрощения дальнейшего анализа будем полагать мнимые части величин B_{xx} , B_{yy} пренебрежимо малыми по сравнению с их действительными частями. Для типичных параметров РАЗ $\lambda = 3$ см и $a_{1e} \sim a_s = 0.5$ м соответствующее условие можно записать следующим образом:

$$|\tilde{a}_{xx} B_{xx}^{-1}| \cong 0.5 \cdot 10^{-2} \left| \frac{\rho_{1z} + \rho_{2z}}{3a_{1e}} - \frac{2v_z t}{3a_{1e}} \right| \ll 1. \quad (34)$$

При $t \leq 3$ с и дальности $z_a \leq 10^3$ м условие (34) выполняется при $|\rho_{1z} + \rho_{2z}| < 10^2 a_{1e} \sim 50$ м и $|v_z| \ll 10^2 (3a_{1e}/t) \cong 50$ м/с. Аналогичная оценка справедлива и для $|\text{Im} B_{xx}/\text{Re} B_{xx}|$.

При выполнении данных условий мнимыми частями, равными $-\tilde{a}_{xx}$, $-\tilde{a}_{yy}$, можно пренебречь, положив $B_{xx} \cong b_{xx}$, $B_{yy} \cong b_{yy}$. Отметим, что принципиальных трудностей учет мнимых частей B_{xx} , B_{yy} не представляет, но значительно усложняет дальнейший анализ.

Пренебрежение величинами $-\tilde{a}_{xx}$, $-\tilde{a}_{yy}$ означает малость квадратичных членов в фазе рассеянного сигнала вследствие взаимной компенсации соответствующих добавок в фазах акустической и электромагнитных волн (падающей и рассеянной элементом объема $d^3\vec{r}$).

Считая выполненным условие (34), выражение для $\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ можно записать следующим образом:

$$\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp}) \cong \text{Re} \left\{ b_{ox} + \frac{B_x^2}{4b_{xx}} + b_{oy} + \frac{B_y^2}{4b_{yy}} \right\} = \varphi_r(\rho_{1x}, \rho_{2x}) + \varphi_r(\rho_{1y}, \rho_{2y}), \quad (35)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_r(\rho_{1x}, \rho_{2x}) &\cong -[\alpha_{1e}^2(\rho_{1x}^2 + \rho_{2x}^2) + \alpha_s^2(v_x t)^2] + \\ &+ \frac{1}{2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2} [\alpha_{1e}^2(\rho_{1x} + \rho_{2x}) + \alpha_s^2(v_x t)]^2 - \\ &- \frac{k^2}{4z_a^2} \frac{1}{2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2} [-(\rho_{1x} + \rho_{2x}) + 2(v_x t)]^2. \end{aligned} \quad (36)$$

При получении (36) было положено $z_a = (c_a + v_z)(t - \tau_0/2) \cong c_a t$ в силу малости $v_z/c_a \ll 1$ и $\tau_0/t \ll 1$ и учтено, что при $K_a/k \cong 2$

$$\tilde{a}_x = a_x + \frac{v_x a_z}{c_a - v_z} \cong k \left[-\frac{(\rho_{1x} + \rho_{2x})}{z_a} + \frac{2v_x}{c_a} (1 + \dots) \right], \quad (37)$$

где многоточие означает $o(v/c_a)$.

Выражение для $\varphi(\rho_{1y}, \rho_{2y})$ получается из (36) заменой у всех величин нижнего индекса x на y .

Найдем экстремум $\varphi(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ как функцию $\bar{\rho}_{2\perp}$ при заданном $\bar{\rho}_{1\perp}$. Для этого приравняем нулю производную:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})}{\partial \rho_{2x}} &= -2\alpha_{1e}^2 \rho_{2x} + \frac{1}{2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2} \times \\ &\times \left\{ [\alpha_{1e}^2(\rho_{1x} + \rho_{2x}) + \alpha_s^2(v_x t)] 2\alpha_{1e}^2 + \right. \\ &\left. + \frac{k^2}{2z_a^2} [-(\rho_{1x} + \rho_{2x}) + 2(v_x t)] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (38)$$

Разрешив (38) относительно ρ_{2x} , находим координату в точке экстремума:

$$\rho_{2xm} = -\rho_{1x} [1 - O_1(\beta_1^2)] + (2v_x t) [1 + O_2(\beta_1^2)], \quad (39)$$

где

$$O_1(\beta_1^2) = 2\beta_1^2 \left(1 + 4 \frac{a_s^2}{a_{1e}^2} \right) \left[1 + \beta_1^2 \left(1 + 4 \frac{a_s^2}{a_{1e}^2} \right) \right]^{-1},$$

$$O_2(\beta_1^2) = \frac{\beta_1^2}{2} \left(1 + 2 \frac{a_s^2}{a_{1e}^2} \right) \left[1 + \beta_1^2 \left(1 + 4 \frac{a_s^2}{a_{1e}^2} \right) \right]^{-1} -$$

поправки, зависящие от параметра $\beta_1 = ka_{1e}^2/z_a \ll 1$, малого в дальней зоне антенны.

Для точки экстремума ρ_{2ym} функции $\varphi_r(\bar{\rho}_{1y}, \bar{\rho}_{2y})$ получается выражение аналогичное (39) с заменой индекса x на y .

Пренебрегая поправками $O_1(\beta_1^2)$ и $O_2(\beta_2^2)$ для условия дальней зоны получаем выражение для вектора $\bar{\rho}_{2\perp m} = (\rho_{2xm}, \rho_{2ym})$:

$$\bar{\rho}_{2\perp m} \approx -\bar{\rho}_{1\perp} + 2(\bar{v}_\perp t) + \dots \quad (40)$$

Для вторых производных имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_r}{\partial \rho_{2x}^2} &= \frac{\partial^2 \varphi_r}{\partial \rho_{2y}^2} = \\ &= \frac{-k^2}{2z_a^2(2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2)} \left[1 + \frac{4z^2}{k^2} \alpha_{1e}^2 (\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2) \right] < 0. \quad (41) \end{aligned}$$

Следовательно, вектор $\bar{\rho}_{2\perp m}$, определяемый выражением (40), является точкой максимума функции $\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$. Обозначим его φ_{rm} ,

$$\varphi_{rm} \equiv \varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp m}) = \varphi_r(\rho_{1x}, \rho_{2xm}) + \varphi_r(\rho_{1y}, \rho_{2ym}).$$

Подстановка (40) в (35) приводит к формуле

$$\varphi_{rm} \equiv \varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp m}) \cong -2\alpha_{1e}^2 (\bar{\rho}_{1\perp} - \bar{v}_\perp t)^2 + \dots \quad (42)$$

Из полученного выражения следует, что φ_{rm} как функция разности $\bar{\rho}_{1\perp} - \bar{v}_\perp t$ будет наибольшей при нулевом значении разности, т. е. в случае размещения передающей антенны относительно звуковой, при котором $\bar{\rho}_{1\perp} = \bar{v}_\perp t \equiv \bar{\rho}_{1M}$. По условию (40) этой же величине равен и вектор $\bar{\rho}_{2\perp m} = \bar{\rho}_{1\perp m} = \bar{v}_\perp t$, что означает размещение обеих радиоантенн в одной точке, смещенной на определенное расстояние по направлению ветра от источника звука.

Чтобы оценить характерную ширину максимума $\Delta \bar{\rho}_{2\perp}$ наблюдаемого рассеянного сигнала, представим $\bar{\rho}_{2\perp}$ в выражении (35) в виде $\bar{\rho}_{2\perp} = \bar{\rho}_{2\perp m} + \Delta \bar{\rho}_{2\perp}$:

$$\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp m} + \Delta \bar{\rho}_{2\perp}) = \varphi_{rm} + \frac{\varphi_{rm}''}{2!} (\Delta \bar{\rho}_{2\perp})^2. \quad (43)$$

Здесь φ_{rm} – значение (42) в точке максимума, а φ_{rm}'' – значение второй производной (41) в этой точке.

Отклонение $\Delta \varphi_r$ значений $\varphi_r(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp})$ от φ_{rm} , вызванное отклонением $\bar{\rho}_{2\perp}$ от значения $\bar{\rho}_{2\perp m}$, равно

$$\Delta \varphi_r = -\frac{1 + \beta_1^2(1 + 4a_s^2/a_{1e}^2)}{2(a_{1e}^2 + 2a_s^2)} \frac{1}{2!} (\Delta \bar{\rho}_{2\perp})^2. \quad (44)$$

При получении этого выражения учтено, что

$$\frac{k^2}{2z_a^2(2\alpha_{1e}^2 + \alpha_s^2)} = \frac{1}{2(a_{1e}^2 + 2a_s^2)}.$$

Пренебрегая слагаемым с $\beta_1^2 \ll 1$, для характерного масштаба $|\Delta \bar{\rho}_{2\perp}|$ изменений $|\Delta \varphi_r| \approx 1$ получим

$$|\Delta \bar{\rho}_{2\perp}| \approx 2\sqrt{a_{1e}^2 + 2a_s^2}. \quad (45)$$

Эта оценка совпадает с полученной ранее для неподвижной атмосферы ([1], формула (86)), а формула (40) переходит в условие симметричного расположения радиоантенн ([1], формула (83)).

Таким образом, как и в случае отсутствия ветра ($\bar{v} = 0$), рассеянное поле при определенных значениях внешних параметров сконцентрировано в ограниченной окрестности $\Delta \bar{\rho}_2$ точки наблюдения $\bar{\rho}_{2\perp m}$. Наличие ветра приводит к дополнительному смещению движущегося звукового импульса ($\sim v_z t$ в продольном и $\sim \bar{v}_\perp t$ в поперечном направлениях) по сравнению со случаем неподвижной атмосферы, вследствие чего смещается и стационарная точка. Действительно, полагая $z_a \cong c_a t + \dots$, условие, определяющее положение стационарной точки в плоскости (x, y) ,

$$\bar{a}_\perp = \left(\frac{d\Phi}{d\bar{r}_\perp} \right)_{\bar{r}_\perp=0} \approx -k \left(\frac{\bar{\rho}_{1\perp} + \bar{\rho}_{2\perp}}{z_a} - \frac{2\bar{v}_\perp}{c_a} \right) = 0, \quad (46)$$

можно записать в виде

$$\tilde{\bar{\rho}}_{1\perp} + \tilde{\bar{\rho}}_{2\perp} \approx 0, \quad (47)$$

где $\tilde{\bar{\rho}}_{1\perp} = \bar{\rho}_{1\perp} - \bar{v}_\perp t$, $\tilde{\bar{\rho}}_{2\perp} = \bar{\rho}_{2\perp} - \bar{v}_\perp t$ – соответствующие проекции векторов, соединяющих точки расположения антенн с началом сдвинутой на величину $\bar{v}_\perp t$ системы координат $\tilde{\bar{r}}_\perp = \bar{r}_\perp - \bar{v}_\perp t$. В этой системе условие (47) для стационарной точки является условием симметрии $\tilde{\bar{\rho}}_{2\perp} \approx -\tilde{\bar{\rho}}_{1\perp}$ относительно сдвинутого начала координат. При

отсутствии ветра ($\vec{v} \rightarrow 0$) оно переходит в найденное ранее условие ([1], формула (83)).

Полученные теоретические результаты могут служить основой для выбора оптимальных условий проведения эксперимента и понимания физической природы возможных ограничений в его осуществлении. Из зависимости (40) следует, что при фиксированном положении центра передающей радиоантенны $\vec{\rho}_{1\perp}$ точка $\vec{\rho}_{2\perp}$ возможного наблюдения приемной антенной максимума сигнала, сфокусированного движущимся ($z_a \approx (c_a + v_z)t$) звуковым импульсом, перемещается со временем t по прямой, совпадающей по направлению с вектором \vec{v}_{\perp} . Это означает, что в экспериментах, в которых акустическая антенна расположена на одной линии с радиоантеннами, эта линия должна быть коллинеарна с \vec{v}_{\perp} .

Авторы [7] на с. 28 поиск точки $\vec{\rho}_{2\perp}$ размещения приемной антенны, в которой обеспечивается максимальный принимаемый сигнал при таком расположении антенн, называют первым способом найденной опытным путем адаптации системы РАЗ к среднему ветру. Адаптация достигается перемещением приемной радиоантенны, расположенной за акустической по направлению ветра, а передающая радиоантенна располагается перед акустической. Согласно (40) расстояние между центрами радиоантенн, при котором регистрируется максимум сфокусированного сигнала в момент времени t , равно $2|\rho_{1x}| + 2v_x t$. В качестве направления "Ох" здесь выбрано направление \vec{v}_{\perp} .

Второй способ адаптации системы РАЗ, предложенный авторами [7], предполагает перемещение звуковой антенны против ветра от расположенных за нею радиоантенн. В этом случае расстояние от наиболее удаленной радиоантенны до звуковой заключено в интервале $[v_x t, 2v_x t]$. Минимальное значение $v_x t$ получается при совмещенных радиоантеннах, $\rho_{1x} = \rho_{2x} = v_x t$, как это следует из (40).

Действительная часть показателя экспоненты (31) определяет огибающую рассеянного высокочастотного сигнала. Его частоту можно определить, вычислив производную от мнимой части показателя экспоненты выражения (23):

$$\varphi(t) \equiv -(\omega - \Omega_a)t + \Phi_0 + \varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}). \quad (48)$$

В этом выражении $\Phi_0 \equiv \Phi_0(t)$ определено формулой (6), в которой z_a зависит от времени t

согласно (19), а $\varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}) \equiv \varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}, t)$ – мнимая часть выражения (31), где зависимость от времени определяют входящие в него величины z_a, b_x, b_y, a_x, a_y . Предполагая выполненными условия $B_{xx} \equiv b_{xx}, B_{yy} \equiv b_{yy}$, положенные в основу вычисления $\varphi_r(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp})$, мнимую часть $\varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}, t)$ можно записать в виде

$$\varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}, t) = \varphi_i(\vec{\rho}_{1x}, \vec{\rho}_{2x}, t) + \varphi_i(\vec{\rho}_{1y}, \vec{\rho}_{2y}, t), \quad (49)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_i(\vec{\rho}_{1x}, \vec{\rho}_{2x}, t) &\equiv \frac{b_x \tilde{a}_x}{2b_{xx}} \equiv \\ &\equiv \left[\frac{1}{z_a(t)} \right] \left[2kv_x(t-t_0) \right] \left[2v_x \frac{a_{1e}^2 t_0 + 2a_s^2 t}{a_{1e}^2 + 2a_s^2} \right]. \end{aligned} \quad (50)$$

Выражение для $\varphi_i(\rho_{1y}, \rho_{2y}, t)$ получаются из (50) заменой нижнего индекса x на y . В (50) введено обозначение $t_0 = (\rho_{1x} + \rho_{2x})/2v_x$ для времени, при котором согласно (40) наблюдается максимум $\varphi_r(\rho_{1x}, \rho_{2x})$, и положено $z_a = z_a(t)$ согласно (21).

Представим $\varphi'(t)$ в виде

$$\varphi'(t) = -\omega + \Delta\omega + \frac{d\varphi_i(\vec{\rho}_{1\perp}, \vec{\rho}_{2\perp}, t)}{dt}, \quad (51)$$

где

$$\Delta\omega = \Omega_a + k \frac{d}{dt}(R_1 + R_2) - \frac{d}{dt} K_a R_a \left(1 - \frac{v_z}{c_a} \right).$$

Приняв во внимание, что $z'_a(t) = (c_a + v_z)$, имеем

$$\Delta\omega \approx k(c_a + v_z) \left(2 - \frac{\rho_{1z}^2 + \rho_{2z}^2}{2z_a^2} \right) + \dots, \quad (52)$$

где многоточие означает члены $\approx v_z^2/c_a^2 \ll 1$.

Дифференцируя (50) по времени, получим сумму трех слагаемых:

$$\frac{d\varphi_i(\vec{\rho}_{1x}, \vec{\rho}_{2x}, t)}{dt} = \varphi'_{i1} + \varphi'_{i2} + \varphi'_{i3}, \quad (53)$$

где

$$\varphi'_{i1} = -\frac{2kv_x(c_a + v_z)(t-t_0)}{z_a^2(a_{1e}^2 + 2a_s^2)} a_{1e}^2 \left(2v_x t_0 + \frac{4a_s^2}{a_{1e}^2} v_x t \right),$$

$$\varphi'_{i2} = \frac{2k v_x a_{1e}^2}{z_a (a_{1e}^2 + 2a_s^2)} \left(2v_x t_0 + \frac{4a_s^2}{a_{1e}^2} v_x t \right), \quad (54)$$

$$\varphi'_{i3} = \frac{2k v_x}{z_a} (t - t_0) \frac{4a_s^2}{(a_{1e}^2 + 2a_s^2)} v_x.$$

Анализ этих выражений для интервалов времени $|t - t_0| \leq \sqrt{a^2 + 2a_s^2}/v_x$, соответствующих наблюдению максимальных значений сигнала в точке ρ_{2x} , приводит к следующим оценкам:

$$\begin{aligned} |\varphi'_{i1}| &< 2k(c_a + v_z) \frac{a_{1e} |\rho_{1x} + \rho_{2x}|}{z_a^2} \ll 2k(c_a + v_z), \\ |\varphi'_{i2}| &< 2k|v_x| \frac{|\rho_{1x} + \rho_{2x}|}{z_a} \ll 2k|v_x|, \\ |\varphi'_{i3}| &< 2k|v_x| \frac{4\sqrt{2}a_s}{z_a} \ll 2k|v_x|. \end{aligned} \quad (55)$$

Для производной $\frac{d\varphi_i(\bar{\rho}_{1y}, \bar{\rho}_{2y}, t)}{dt}$ выражения аналогичные (55) получаются заменой нижнего индекса на y . На основании приведенных оценок можно пренебречь производной $\frac{d\varphi_i(\bar{\rho}_{1\perp}, \bar{\rho}_{2\perp}, t)}{dt}$ по сравнению с величиной $\Delta\omega$, определяемой формулой (52), в результате чего из формулы (49) получаем

$$v_z \approx - \frac{\varphi'(t) + \omega + kc_a (2 - (\rho_{1z}^2 + \rho_{2z}^2)/2z_a^2)}{k(2 - (\rho_{1z}^2 + \rho_{2z}^2)/2z_a^2)}. \quad (56)$$

Следует помнить, что расчеты проведены в системе координат, связанной с направлением зондирования $O'z'$. При сравнении с результатами эксперимента необходим пересчет физических величин, в частности, компонент скорости ветра \vec{v} , если они заданы в другой системе ([8], с. 29).

Определяющая роль в формировании наблюдаемого поля (23) принадлежит “резонансному” множителю I_ζ , который отражает объемный характер фокусировки. Действительно, I_ζ согласно (26) есть результат сложения вкладов с фазами $(-a_z \zeta)$ в рассеяние от элементов объема $d^3\vec{r}$, занимаемого акустическим импульсом. Степень синфазности такого сложения (пространственный резонанс) определяется максимальной разностью

фаз, которая зависит не только от $K_a/k \sim 2$, но также от $|v_z/c_a| \ll 1$ и $k\Delta z/2 \gg 1$,

$$\Phi_{1z} = \pm a_z \Delta z/2 = \Phi_{1z}^{(0)} + \Delta\Phi_{1z}, \quad (57)$$

где $\Phi_{1z}^{(0)} = \pm(k\Delta z/2)(2 - K_a/k)$ – значение фазы Φ_{1z} при $v_z = 0$, а $\Delta\Phi_{1z} = \pm K_a(\Delta z/2)(v_z/c_a)$ – добавка, вызванная деформацией “звуковой решетки” под воздействием ветра.

На рис. 2 представлена нормированная на π добавка $\Delta\Phi_{1z} = K_a(\Delta z/2)(v_z/c_a)$ при $K_a/k = 2$, $c_a = 330$ м/с для трех значений продольного размера звукового пакета $\Delta z = N\lambda$ ($N = 25, 50, 100$). Данные, представленные на рисунке, свидетельствуют о необходимости коррекции отношения K_a/k в зависимости от v_z уже при достаточно умеренных значениях $v_z \sim 2 \div 4$ м/с для обеспечения нужного уровня регистрируемого сигнала, что наглядно иллюстрируют зависимости $|I_\zeta|/\Delta z$ от скорости ветра, приведенные на рис. 3.

4. Выводы

Полученные результаты показывают, что при определенных условиях наличие ветра не является препятствием для фокусировки радиоволн, рассеянных звуковым импульсом. Однако ветер вносит существенные коррективы в условия фокусировки сигнала.

Анизотропия движущейся воздушной среды по отношению к звуковым волнам является причиной деформации сферической формы фазовых

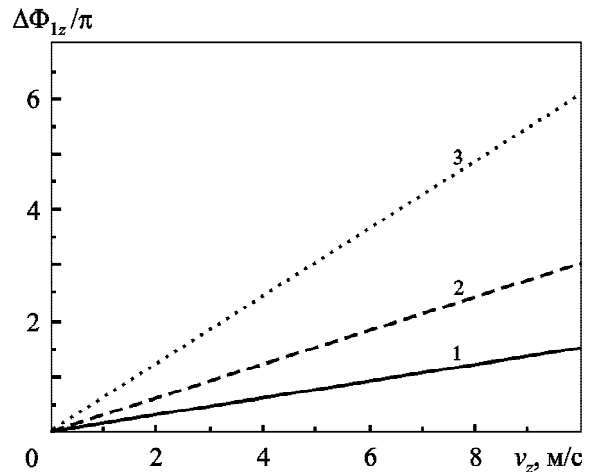


Рис. 2. Нормированная на π добавка к фазе $\Delta\Phi_{1z}/\pi$ в зависимости от скорости ветра v_z : кривая 1 – $N = 25$, кривая 2 – $N = 50$, кривая 3 – $N = 100$

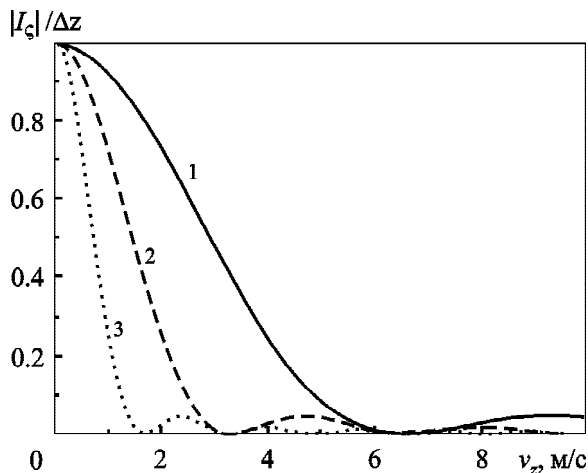


Рис. 3. Зависимости нормированного на Δz модуля резонансного множителя $|I_c|/\Delta z$ от скорости ветра v_z : кривая 1 – $N = 25$, кривая 2 – $N = 50$, кривая 3 – $N = 100$

фронтов звуковых волн и углового распределения амплитуды звука, что можно трактовать как ветровой “снос” звукового импульса. Кроме того, в зависимости от ориентации направления зондирования относительно скорости ветра \vec{v} “звуковая решетка” сжимается либо растягивается, что может радикально менять условия пространственного резонанса (синхронизма) волн, рассеянных отдельными элементами рассеивающего объема. Ветровой “снос” вызывает смещение “вырожденной” седловой точки фазы, ответственной за фокусировку, в результате чего происходит перемещение области фокусировки в плоскости изображения по мере распространения звукового импульса.

Основная схема РАЗ задумывалась как схема, позволяющая “...просматривать распространение звукового цуга, начиная с некоторого r_{\min} и до максимально возможного из энергетических соображений” ([3], с. 72). Из этих же соображений выбиралось и симметричное расположение радиоантенн “...относительно источника звука в непосредственной близости от него” ([3], с. 12).

Результаты наших исследований указывают на ошибочность этих предпосылок в построении указанной схемы зондирования. По этой причине исследователи в экспериментах [4] обратились к поиску путей адаптации основной схемы РАЗ, которые за счет иных способов размещения антенн обеспечивали бы максимальный принимаемый сигнал.

Резонансный характер рассматриваемого рассеяния, обеспечивая высокий уровень регистри-

руемого сигнала, предъявляет жесткие требования по выполнению условий (40) и $|\Phi_{1z}| \ll 1$ в (57). С другой стороны, сильная зависимость перечисленных условий от вертикальной и горизонтальной компонент скорости ветра \vec{v}_\perp и v_z может быть использована для оценки этих компонент.

В заключение авторы благодарят В. Г. Галушко за полезные замечания в ходе обсуждения работы, которые были учтены при доработке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брюховецкий А. С., Вичкань А. В. Об особенностях рассеяния радиоволн звуковым импульсом в атмосфере // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, № 1. – С. 24–36.
2. Брюховецкий А. С. Рассеяние электромагнитных волн в искусственно создаваемых средах: дис... канд. физ.-мат. наук. – Харьков: ИРЭ АН УССР, 1970. – 149 с.
3. Калистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. – М.: Наука, 1985. – 187 с.
4. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А., Растягаев Д. С. Волновые катастрофы – фокусировки в дифракции и распространении электромагнитных волн (обзор) // Радиотехника и электроника. – 2006. – Т. 51, № 10. – С. 1155–1192.
5. Ипатов Е. Б., Палкин Е. А. Исследование сканирующих и многолучевых зеркальных антенн методами волновой теории катастроф // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 4. – С. 431–441.
6. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1. – М.: Мир, 1978. – 547 с.
7. Ульянов Ю. Н., Ветров В. И., Максимова Н. Г. Радиоакустическое ветровое зондирование атмосферного пограничного слоя: история развития и перспективы // Вісн. Харків. нац. ун-ту. ім. В. Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2007. – № 756. – С. 27–32.
8. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. – Л.: Наука, 1975. – 440 с.

REFERENCES

1. BRYUKHOVETSKI, A. S. and VICHKAN', A. V., 2016. On Peculiarities of Radio Wave Scattering by a Sound Pulse in the Atmosphere. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 21, no. 1, pp. 24–36 (in Russian).
2. BRYUKHOVETSKI, A. S., 1970. *Scattering of electromagnetic waves in the artificially created environments.* PhD thesis ed. O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NASU, Kharkiv, Ukraine (in Russian).
3. KALISTRATOVA, M. A. and KON, A. I., 1985. *Radio Acoustic Sounding of the Atmosphere.* Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
4. KRYUKOVSKII, A. S., LUKIN, D. S., PALKIN, E. A. and RASTYAGAIEV, D. S., 2006. Wave catastrophes: Types of focusing in diffraction and propagation of elec-

- tromagnetic waves. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 51, is. 10, id. 1087. DOI: 10.1134/S1064226906100019
5. IPATOV, E. V. and PALKIN, E. A., 1999. Investigation of Scanning and Multibeam Reflector Antennas by the Methods of the Theory of Wave Catastrophes. *Radiotekhnika i Elektronika*. vol. 44, no. 4, pp. 431–441 (in Russian).
 6. FELSEN, L. B and MARKUVITZ, N., 1978. *Radiation and Scattering of waves. Vol. 1.* Moskow, Russia: Mir Publ. (in Russian).
 7. ULIANOV, Y. N., VETROV, V. I. and MAKSIMOVA, N. G., 2007. Radioacoustic Wind Sounding of the Atmospheric boundary layer: history of Development and Perspectives. *Visn. Khark. Nats. Univ. Radiophysyka ta Electronica*. no. 756, pp. 27–32 (in Russian).
 8. VARSHALOVICH, D. A., MOSKALEV, A. N. and KHERSONSKII, V. K., 1988. *Quantum Theory of Angular Momentum*. Singapore: World Scientific.

A. S. Bryukhovetski and A. V. Vichkan'

O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

WIND EFFECT ON THE CHARACTERISTICS OF RADIO WAVE SCATTERING FOR THE TWO-POSITION RADIO ACOUSTIC SOUNDING

Purpose: Radio wave scattering by a sound pulse in the atmosphere when wind is present is investigated theoretically.

Design/methodology/approach: The asymptotic of the scattered field in the Fresnel diffraction approximation is analyzed with Gaussian directional patterns of radiating systems.

Findings: It is shown that for small angles of backscattering the field is concentrated in a bounded area moving under the exposure of transverse wind velocity.

Conclusions: Explanation of the focusing effects dependence on wind velocity is suggested.

Key words: wave scattering, wave front, “degenerate” saddle point, focusing

A. С. Брюховецький, О. В. Вічкань

Інститут радіофізики та електроніки
ім. О. Я. Усікова НАН України,
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

ВПЛИВ ВІТРУ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РОЗСІЯННЯ РАДІОХВИЛЬ ПРИ ДВОПОЗИЦІЙНОМУ РАДІОАКУСТИЧНОМУ ЗОНДУВАННІ

Предмет і мета роботи: Теоретично досліджується розсіяння радіохвиль звуковим імпульсом в атмосфері за наявності вітру.

Методи та методологія: Аналізується асимптотика розсіяного поля в наближенні дифракції Френеля з використанням гаусових діаграм спрямованості випромінюючих систем.

Результати: Показано, що для малих кутів зворотнього розсіяння поле локалізоване в обмеженій області, що переміщується під впливом поперечної швидкості вітру.

Висновки: Пропонується пояснення залежності ефектів фокусування від швидкості вітру.

Ключові слова: розсіяння хвиль, хвильовий фронт, “вироджена” сідлова точка, фокусування

Статья поступила в редакцию 17.01.2017