

## Радиолокационное отражение от звукового импульса

А. С. Брюховецкий

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

*Статья поступила в редакцию 27 мая 2005 г.*

Проведен расчет радиолокационных характеристик поля, отраженного от звукового импульса, на основе методики, предложенной автором ранее. В широком диапазоне значений длин звуковых волн и радиоволн вычислены минимальные расстояния, на которых возможно резонансное зондирование атмосферы антенными системами с конечными апертурами. Полученные результаты хорошо согласуются с данными эксперимента.

### Введение

В настоящее время радиоакустическое зондирование (РАЗ) – достаточно известный дистанционный метод изучения атмосферы. Результаты теоретических и экспериментальных исследований атмосферы этим методом были отражены в многочисленных публикациях (см. [1]). Интерес к исследованиям в этой области сохраняется и в настоящее время [2-4]. Тем не менее, в методе РАЗ ряд вопросов до сих пор остается невыясненным. В частности, сохраняется неопределенность в вопросе о минимальном расстоянии, на котором имеет место резонансный механизм рассеяния радиоволн. Попытки теоретического объяснения зондирования на таких расстояниях [3-4] нельзя считать удовлетворительными.

Такое положение объясняется двумя причинами: во-первых, знакопеременные осцилляции полей, имеющие место в ближней зоне, приводят к нарушению условия резонансного рассеяния, суть которого состоит в синфазном сложении полей от отдельных частей рассеивающего объема; во-вторых, в отличие от случая дальней зоны, здесь требуется не приближенное, а более детальное описание координатно-угловой зависимости формируемых полей. Это приводит

к тому, что расчеты невозможно выполнить не только аналитически, но и численно.

В настоящей работе развита предложенная в [5] методика расчета радиолокационных характеристик отражения от звукового импульса с учетом вышеперечисленных особенностей. Найдены минимальные расстояния, при которых возможно радиоакустическое зондирование в широком диапазоне звуковых волн и радиоволн. Полученные данные хорошо коррелируют с данными эксперимента.

### Постановка задачи

В основу метода РАЗ положена сильная зависимость скорости звука от температуры воздуха и скорости ветра. Поэтому, выбрав в качестве радиолокационной мишени акустическую неоднородность, создаваемую распространяющимся в атмосфере звуковым импульсом, можно получить информацию о состоянии атмосферы из характеристик радиолокационного отражения.

Теоретически постановка задачи выглядит следующим образом. Имеются сторонние источники электромагнитного излучения, создающие в момент времени  $t$  в точке  $\vec{r}$  невозмущенной атмосферы электрическое поле с напряженностью  $\vec{E}_0(\vec{r})e^{-i\omega t}$  и час-

тотой  $\omega$ . Звуковой импульс, излучаемый акустическим источником, создает колебания плотности воздуха с частотой  $\Omega$ , вызывающие в свою очередь возмущения диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1(\vec{r}, t)$ , что и приводит к рассеянию электромагнитного поля на этих возмущениях. Характерными для рассматриваемой задачи являются квазистационарность рассеяния ( $\Omega \ll \omega$ ) и малые фазовые возмущения электромагнитного поля. В этом случае напряженность  $\vec{E}_1(\vec{R}_0, t)$  рассеянного поля в точке  $\vec{R}_0$  можно описать первым борновским приближением [5]:

$$\vec{E}_1(\vec{R}_0, t) = \frac{k^2 e^{-i\omega t}}{4\pi\epsilon_0} \times \iiint \frac{e^{ik|\vec{R}_0 - \vec{r}|}}{|\vec{R}_0 - \vec{r}|} \epsilon_1(\vec{r}, t) [\vec{r} [\vec{E}_0(\vec{r}) \vec{n}]] dV, \quad (1)$$

$$\vec{n} = (\vec{R}_0 - \vec{r}) / |\vec{R}_0 - \vec{r}|.$$

Здесь  $\epsilon_0$  – невозмущенное значение диэлектрической проницаемости воздуха;  $k$  – электромагнитное волновое число;  $V$  – рассеивающий объем, занимаемый звуковым импульсом.

### Звуковой импульс в однородной атмосфере

Для нахождения явного вида рассеянного поля (1) необходимо знать возмущение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1(\vec{r}, t)$ , определяемое акустическим давлением. Можно считать, что скорость ветра  $\vec{v}$  значительно меньше скорости звука  $c_a$

$$|\vec{v}|/c_a \ll 1. \quad (2)$$

В качестве исходной системы уравнений для акустических характеристик звукового импульса возьмем систему уравнений Д. И. Блохинцева [6]. В общем случае произвольного поля скоростей ветра точное решение такой системы невозможно, поэтому сразу ограничимся приближением геометрической акустики, для чего наряду с условием (2) необходимо выполнение требования [7]:

$$|\text{rot}\vec{v}|/\Omega \ll v/c_a. \quad (3)$$

Величину акустического давления ищем в виде  $P = P_0 e^{i\Phi}$ , где  $\Phi = \Omega t - K_0 \theta$ ,  $\theta$  – эйконал,  $K_0 = 2\pi/\lambda_a = \Omega/c_0$ ,  $c_0$  – среднее значение скорости звука. Амплитуда  $P_0$  представляется при этом разложением в ряд по отрицательным степеням  $iK_0$ :  $P_0 = P_0^{(0)} + P_0^{(1)}/iK_0 + \dots$

Ограничиваясь нулевым членом в разложении для амплитуды акустического давления, можно получить [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (P_0^{(0)})^2 + \text{div} \{ \vec{V}_s (P_0^{(0)})^2 \} = \{ \vec{V}_s \nabla \lg \rho g c_a^2 \} (P_0^{(0)})^2, \quad (4)$$

$$(\nabla\theta)^2 = \frac{c_0^2}{c_a^2} \left\{ 1 - 2 \left( \frac{\vec{v}}{c_0}, \nabla\theta \right) + \left( \frac{\vec{v}}{c_0}, \nabla\theta \right)^2 \right\}. \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  – плотность воздуха,  $\vec{V}_s = \vec{v} + c_a \frac{\nabla\theta}{|\nabla\theta|}$  – лучевая скорость звука.

Для произвольного турбулентного потока  $c_a = c_0 (1 + T'/2T_0)$ ,  $T_0$  – средняя температура,  $T'$  – ее флуктуация [8, 9].

Отбрасывая квадратичные члены, из уравнения (5) находим:

$$(\nabla\theta)^2 = 1 - 2 \left[ \frac{T'}{2T_0} + \frac{\vec{v}}{c_0}, \nabla\theta \right] + \dots \quad (6)$$

С точностью до квадратичных (по  $T'/2T_0$  и  $\vec{v}/c_0$ ) членов для эйконала  $\theta$  можно получить следующее выражение [8]:

$$\theta = R - R \int_0^1 \left\{ \frac{T'(\zeta \vec{R})}{2T_0} + \frac{\vec{v}(\zeta \vec{R}) \cdot \vec{R}}{c_0 R} \right\} d\zeta. \quad (7)$$

В аналогичном разложении для давления ограничимся нулевым приближением, которым является амплитуда сферической волны точечного источника в однородной среде

$$P_0 = A/R, \quad (8)$$

где  $A$  – постоянная интегрирования, определяемая через мощность звукового источника.

Будем рассматривать далее самый простой случай однородного поля скоростей ветра ( $\vec{v} = \text{const}$ ) и постоянной температуры ( $T' = 0$ ). Выражение (7) при этом сильно упрощается и

$$P(\vec{R}, t) = \frac{A}{R} \exp \left\{ -i \left( \Omega t - K_0 R + K_0 \frac{\vec{v} \cdot \vec{R}}{c_0} \right) \right\}. \quad (9)$$

Умножив (9) на функцию освещенности  $g(x^*, y^*)$  и интегрируя по раскрытию антенны  $(x^*, y^*)$ , для акустического давления получим выражение:

$$P(\vec{R}, t) = \frac{AK_0}{2\pi i} \iint_{(x^*, y^*)} \frac{g(x^*, y^*)}{|\vec{R} - \vec{r}^*|} \times \exp \left\{ -i \left[ \Omega t - K_0 |\vec{R} - \vec{r}^*| + K_0 (\vec{R} - \vec{r}^*) \frac{\vec{v}}{c_0} \right] \right\} dx^* dy^*. \quad (10)$$

В дальней зоне акустической антенны,

$$d_a/R \ll 1, \quad K_0 d_a^2/8R \ll 1, \quad (11)$$

( $d_a$  – диаметр апертуры), в выражении для акустического давления возможны дальнейшие упрощения:

$$P(\vec{R}, t) = \frac{AK_0 \exp \left\{ -i \left[ \Omega t - K_0 R + K_0 \frac{\vec{R} \cdot \vec{v}}{c_0} \right] \right\}}{2\pi i R} \times \iint_{(x^*, y^*)} g(x^*, y^*) \exp \left\{ i K_0 \left( \vec{m} - \frac{\vec{v}}{c_0} \right) \cdot \vec{r}^* \right\} dx^* dy^*, \quad (12)$$

где  $\vec{R}/R \equiv \vec{m}\{m_1, m_2, m_3\}$ . Интеграл в выражении (12) зависит лишь от направления  $\vec{R}$ ,

но не от его абсолютной величины, т. е. является диаграммным множителем. Для равномерной фазовой освещенности направление максимума диаграммы направленности  $\vec{m} = \vec{m}^*$  в неподвижной среде ( $\vec{v} = 0$ ) определяется из условия  $\vec{m}^* \perp \vec{r}^*$ . Ветер смещает направление максимума  $\vec{m}^*$  звуковой диаграммы,

$$\vec{m}^* = (\vec{m} - \vec{v}/c_0) / |\vec{m} - \vec{v}/c_0|, \quad (13)$$

как это следует из выражения (12).

Если  $(\vec{i}_1, \vec{i}_2)$  – единичные орты осей  $x^*$  и  $y^*$  соответственно, то умножая (13) скалярно на  $\vec{i}_1$ , а затем на  $\vec{i}_2$ , получим  $m_1 - v_1/c_0 = 0$ ,  $m_2 - v_2/c_0 = 0$ .

Отсюда легко найти  $m_3$ :

$$m_3 = \cos \vartheta_{\perp} = \sqrt{1 - m_1^2 - m_2^2} \approx 1 - \frac{v_1^2 + v_2^2}{2c_0^2} + \dots, \quad (14)$$

где многоточие означает члены более высокого порядка малости, чем  $v^2/c_0^2$ . Очевидно, угол  $\vartheta_{\perp}$  мал. Обозначив  $v_1^2 + v_2^2$  через  $v_{\perp}^2$  и разложив косинус в ряд с точностью до квадратичных членов, получим  $\vartheta_{\perp} = v_{\perp}/c_0$ .

Таким образом, в воздушном потоке звуковая диаграмма поворачивается ветром относительно своего направления в неподвижной среде на угол  $\vartheta_{\perp} = v_{\perp}/c_0$ , определяемый только поперечной к оси диаграммы направленности компонентой скорости ветра.

Введем нормированную диаграмму звукового источника  $G_a$ :

$$P(R, t) = \frac{B}{R} G_a (\vec{m} - \vec{v}/c_0) \times \exp \left\{ -i \left( \Omega t - K_0 R + K_0 \vec{R} \frac{\vec{v}}{c_0} \right) \right\}, \quad (15)$$

где

$$B = \frac{AK_0}{2\pi i} \iint_{(x^*, y^*)} g(x^*, y^*) dx^* dy^*.$$

Постоянная  $B$  определяется через интенсивность звука  $I_3$ , измеренную на некотором эталонном расстоянии  $R_3$  вдоль оси диаграммы. Амплитуда давления и интенсивность звука  $I$  на оси диаграммы связаны соотношением [10]:

$$B/R = \sqrt{2\rho c_0 I}.$$

Учитывая, что интенсивность звука обратно пропорциональна квадрату расстояния,

$$I = I_3 (R_3/R)^2, \quad (16)$$

получим:

$$\frac{B}{R} = \sqrt{2\rho c_0 I_3} \frac{R_3}{R}.$$

Для звукопоглощающей среды ([10], стр. 328) с коэффициентом поглощения звука  $\beta$  правая часть равенства (16) должна быть умножена на  $\exp\{-2\beta(R - R_3)\}$ .

При этом окончательное выражение для акустического давления имеет вид:

$$P(\vec{R}, t) = \sqrt{2\rho c_0 I_3} \frac{R_3}{R} \exp\left\{-\beta(R - R_3) - i\left(\Omega t - K_0 R + K_0 \vec{R} \frac{\vec{v}}{c_0}\right)\right\} G_a\left(\vec{m} - \frac{\vec{v}}{c_0}\right). \quad (17)$$

Изменениям давления (17) в звуковой волне соответствуют изменения плотности воздуха, которые при выполнении условия (3) можно считать адиабатическими [7]:

$$\delta = P/c_0^2.$$

Эти изменения плотности в свою очередь вызывают изменения диэлектрической проницаемости воздуха  $\epsilon_1(\vec{r}, t)$ .

Из соотношения Лорентц–Лоренца [11] возмущение диэлектрической проницаемости равно

$$\epsilon_1(\vec{r}, t) \approx \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)_T \delta \approx \frac{\epsilon_0 - 1}{\rho} \delta \approx 2 \frac{\mu_0 - 1}{\rho} \delta,$$

где  $\mu_0 = \sqrt{\epsilon_0}$  – показатель преломления воздуха, не возмущенного звуком. Заменяя  $\delta$  давлением и воспользовавшись формулой (17), получим

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1(\vec{R}, t) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{R} G_a\left(\vec{m} - \frac{\vec{v}}{c_0}\right) \times \cos\left(\Omega t - K_0 R + K_0 \vec{R} \frac{\vec{v}}{c_0}\right), \quad (18)$$

где

$$\epsilon_1 = 2\sqrt{2\rho}^{-1/2} c_0^{-3/2} I_3^{1/2} R_3 (\mu_0 - 1) \exp\{-\beta(R - R_3)\}. \quad (19)$$

Выражение для  $\epsilon_1(\vec{R}, t)$  взято здесь в вещественном виде, необходимом для подстановки в формулу (1).

### Радиолокационное отражение

Выберем начало координат в точке пересечения заднего фронта звукового импульса с осью звуковой диаграммы (см. рис.). Звуковой излучатель и передающую антенну радиолокатора будем считать совмещенными в точке  $\vec{R}_1$ . Радиус-вектор приемной антенны –  $\vec{R}_0$ . Будем рассматривать такие моменты времени, когда звуковой импульс находится на расстоянии, где уже сформировалась диаграмма направленности как приемной, так и передающей радиолокационных антенн. Для простоты антенны считаются идентичными. Такое рассмотрение возможно, только если выполнены условия:

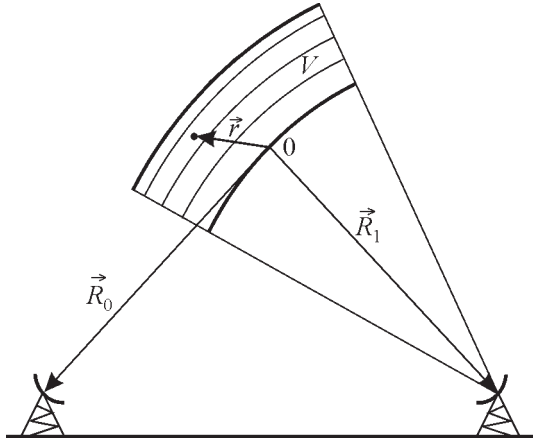


Рис. Схема радиоакустического зондирования  $\vec{R}_1$  – радиус-вектор излучающих акустической и радиоантенн,  $\vec{R}_0$  – приемной радиоантенны

$$d^2/\lambda_e R_1 \ll 1, \quad d^2/\lambda_e R_0 \ll 1, \quad (20)$$

где  $d$  – диаметр антенн. Поле передающей антенны в области, занимаемой звуковым импульсом, имеет следующий вид:

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = e^{-i\omega t} \vec{E}_0(\vec{r}) \approx e^{-i\omega t} \vec{E}_0 \frac{e^{ik|\vec{R}_1 - \vec{r}|}}{|\vec{R}_1 - \vec{r}|} G_e(\vec{m}). \quad (21)$$

Здесь  $G_e(\vec{m})$  – диаграмма направленности передающей антенны радиолокатора. Если продольный размер звукового импульса  $L_{\text{пр}}$  невелик, а точнее, если затухание звука на расстояния порядка  $L_{\text{пр}}$  мало,

$$\beta L_{\text{пр}} \ll 1,$$

то в выражении (19) можно положить:

$$\exp\{-\beta(R - R_3)\} \cong \exp\{-\beta(R_1 - R_3)\}.$$

Подставив выражения для  $\varepsilon_1(\vec{r}, t)$  из формулы (18) и для  $\vec{E}_0(\vec{r})$  из (21) в формулу (1), для рассеянного поля найдем:

$$\vec{E}_1(\vec{R}_0, t) = \frac{k^2 e^{-i\omega t}}{2\pi} \iiint_{V(t)} \frac{\exp\{ik(|\vec{R}_0 - \vec{r}| + |\vec{R}_1 - \vec{r}|)\}}{|\vec{R}_0 - \vec{r}| |\vec{R}_1 - \vec{r}|} \times \alpha(\vec{r}) [\vec{n} [\vec{E}_0 \vec{n}]] G_a(\vec{m} - \vec{v}/c_0) G_e(\vec{m}) dV, \quad (22)$$

где

$$\alpha(\vec{r}) = \alpha \cos\{\Omega t - K_0 |\vec{R}_1 - \vec{r}| + K_0(-\vec{R}_1 + \vec{r})\vec{v}/c_0\}, \quad (23)$$

$$\alpha = \sqrt{2} (\rho c_0^3 / I)^{-1/2} (\mu_0 - 1) R_3 \exp\{-\beta(R_1 - R_3)\}. \quad (24)$$

Расчет рассеянного поля произведем во френелевском приближении:

$$\vec{E}_1(\vec{R}_0, t) = \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{\alpha k^2 e^{i[k(R_1 + R_0) - \omega t]}}{4\pi R_1^2 R_0} e^{i\sigma(\Omega t - KR_1 - K\vec{R}_1\vec{v}/c_0)} \times [\vec{n}_0 [\vec{E}_0 \vec{n}_0]] \iiint_{V(t)} \exp\left\{ik\left[\left(\vec{m}_0(1 - \sigma\lambda_e/\lambda_a) - \vec{n}_0 + \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \frac{\vec{v}}{c_0}\right)\vec{r} + \frac{1 - \sigma\lambda_e/\lambda_a}{2R_1}(r^2 - (\vec{m}_0\vec{r})^2) + \frac{1}{2R_0}(r^2 - (\vec{n}_0\vec{r})^2)\right]\right\} G_a(\vec{m} - \vec{v}/c_0) G_e(\vec{m}) dV, \quad (25)$$

где  $\vec{n}_0 = \vec{R}_0/R_0$ ,  $\vec{m}_0 = -\vec{R}_1/\vec{R}$ .

Чтобы получить численные значения рассеянного поля, необходимо задаться конкретным видом диаграмм направленности источника звука и передающей антенны радиолокатора. Для простоты расчетов будем рассматривать гауссовы диаграммы:

$$G_a(\vec{m} - \vec{v}/c_0) = e^{-\psi^2/p_a^2}, \quad G_e(\vec{m}) = e^{-\psi'^2/p_e^2}.$$

Здесь  $\psi$  – угол между осью звуковой диаграммы, снесенной ветром, и вектором  $\vec{r} - \vec{R}_1$ ;  $\psi'$  – угол между направлением  $\vec{m}^*$  макси-

мального излучения передающей антенны радиолокатора и вектором  $\vec{r} - \vec{R}_1$ ;  $P_a$ ,  $P_e$  – соответствующие характерные углы изменения диаграмм. Такой выбор диаграмм направленности позволит найти рассеянное поле в элементарных функциях.

Интегрирование в формуле (25) производится по объему, заключенному между передним и задним фазовыми фронтами звукового импульса. Поверхность заднего волнового фронта описывается уравнением:

$$\Omega t_1 - K_0 |\vec{R}_1 - \vec{r}| + K_0 (-\vec{R}_0 + \vec{r}) \vec{v} / c_0 = 0, \quad (26)$$

где  $t_1$  – время прихода заднего волнового фронта в заданную точку  $\vec{r} - \vec{R}_1$ .

Согласно сделанному ранее выбору начало системы координат  $\vec{r} = 0$  лежит на этой поверхности:

$$\Omega t_1 - K_0 R_1 - K_0 \vec{R}_1 \vec{v} / c_0 = 0. \quad (26a)$$

Можно показать, что вектор  $(-\vec{R}_1)$  представляется в виде:

$$-\vec{R}_1 \approx c_0 t_1 \vec{m}^* + \vec{v} t_1 + O(v^2/c^2). \quad (27)$$

Теперь нетрудно найти для достаточно узких диаграмм направленности:

$$\psi^2 \approx \left\{ r^2 - (\vec{m}_0 \vec{r})^2 \right\} / R_1^2, \quad (28)$$

$$\psi'^2 \approx \left\{ r'^2 - (\vec{r}' \vec{m}^*)^2 \right\} / c_0^2 t_1^2, \quad (29)$$

где  $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{v} t_1$ .

Согласно формуле (13)

$$\vec{m}^* \approx \vec{m}_0 - \vec{v} / c_0 + \vec{m}_0 \frac{(\vec{m}_0 \vec{v})}{c_0} + \dots \quad (30)$$

Это выражение получено в приближении  $(c_0 t_1)^{-1} \approx R_1^{-1}$ .

Выберем плоскость векторов  $\vec{m}_0, \vec{v}$  как плоскость  $x, z$ , т. е. будем считать

$$\vec{m}_0 = (0, 0, 1), \quad \vec{v} = (v_x, 0, v_z).$$

Выражая  $\vec{r}'$  через  $\vec{r}$  и  $\vec{v} t_1$  и воспользовавшись результатом (30), найдем с относительной точностью до членов порядка малости  $v^2/c_0^2$ :

$$\psi'^2 \approx \left\{ (x + v_x t_1)^2 + y^2 \right\} / R_1^2, \quad (31)$$

$$\psi^2 \approx (x^2 + y^2) / R_1^2. \quad (32)$$

В интересующем нас случае обратного отражения  $\vec{n}_0 = -\vec{m}_0$ ,  $R_1 = R_0$  и отраженное поле выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{R}_0, t) = & \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{\alpha k^2 e^{i[2kR_0 - \omega t]} e^{i\sigma \left( \Omega t - kR_0 - k \frac{\vec{v} \cdot \vec{R}_0}{c_0} \right)}}{4\pi R_0^3} \times \\ & \times \left[ \vec{n}_0 \left[ \vec{E}_0 \vec{n}_0 \right] \right] \exp \left\{ -\frac{v_x^2 t_1^2}{p_e^2 R_0^2} \right\} \times \\ & \times \iiint_{V(t)} \exp \left\{ c_1 x + c_2 z + c_3 x^2 + c_4 y^2 \right\} dx dy dz, \quad (33) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} c_1 = ik \frac{v_x}{c_0} - \frac{2t_1 v_x}{p_e^2 R_0^2}, \\ c_2 = ik \left[ 2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} (1 - v_z / c_0) \right], \quad (34) \end{aligned}$$

$$c_3 = c_4 = ik \frac{2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a}}{2R_0} - \frac{1}{R_0^2} \left( \frac{1}{p_a^2} + \frac{1}{p_e^2} \right).$$

Распространим интегрирование по  $x$  и  $y$  в формуле (33) от  $-\infty$  до  $+\infty$  в силу того, что в соответствующих направлениях акустическая и радиолокационная диаграммы быстро убывают.

Пределы интегрирования по  $z$  определяются из уравнения поверхности переднего  $z_2$  и заднего  $z_1$  фазовых фронтов звукового импульса:

$$z = z_2 = -\frac{x^2 + y^2}{2R_1} + \frac{xy_x}{c_0} + (c_0 + v_z)(t - t_1) = z_1 + a_3, \quad (35)$$

где  $t - t_1 = \tau$  – время излучения звукового импульса,  $a_3 = (c_0 + v_z)\tau$  – продольный размер импульса.

Таким образом, тройной интеграл в (33) равен

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx dy \int_{z_1}^{z_2} \exp\{c_1 x + c_2 z + c_3 x^2 + c_4 y^2\} dz. \quad (36)$$

Произведем теперь замену переменных  $z = \xi + z_1$  и, выполнив интегрирование по  $\xi$ ,  $x$ ,  $y$ , получим:

$$\begin{aligned} \bar{E}_1(\bar{R}_0, t) = & \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{\alpha k^2 a_3 e^{i[2kR_0 - \omega t]}}{4R_0^3 \left(c_3 - \frac{c_2}{2R_0}\right)} e^{i\sigma\Omega\tau} \left[\bar{n}_0 \left[\bar{E}_0 \bar{n}_0\right]\right] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{t_1^2 v_x^2}{p_e^2 R_0^2} - \frac{\left(c_1 + \frac{c_2 v_x}{c_0}\right)^2}{4 \left(c_3 - \frac{c_2}{2R_0}\right)} \frac{\sin \frac{\pi a_3}{\lambda_e} \left[2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left(1 - \frac{v_z}{c_0}\right)\right]}{\frac{\pi a_3}{\lambda_e} \left[2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left(1 - \frac{v_z}{c_0}\right)\right]} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ i \frac{\pi a_3}{\lambda_e} \left[2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left(1 - \frac{v_z}{c_0}\right)\right] \right\}. \quad (37) \end{aligned}$$

Из выражения (27) для  $R_1$  с точностью до членов порядка малости  $v^2/c_0^2$  следует, что  $R_0 \approx c_0 t_1 (1 + \bar{m}^* \bar{v}/c_0 + \dots) + O(v^2/c_0^2)$ , откуда

$$\begin{aligned} \exp\{i[2kR_0 - \omega t]\} = \\ = \exp \left\{ -i\omega t \left[1 - 2 \frac{c_0 + \bar{m}^* \bar{v}}{c}\right] - 2ik\tau(c_0 + \bar{m}^* \bar{v}) \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, частота отраженного сигнала содержит доплеровское смещение

$$-\Delta\omega = -2\omega \frac{c_0 + \bar{m}^* \bar{v}}{c}.$$

Зная это смещение и скорость звука, легко определить проекцию скорости ветра на направление луча радиолокатора:

$$\bar{m}^* \bar{v} = \frac{\Delta\omega}{2\omega} c - c_0. \quad (38)$$

Поскольку углы сноса звукового импульса малы, в формуле (37) можно положить

$$\left[\bar{n}_0 \left[\bar{E}_0 \bar{n}_0\right]\right] \approx \bar{E}_0.$$

Если учесть равенства (37), (21), то для коэффициента отражения  $\eta = W_r/W_t$ , где  $W_r$  и  $W_t$  – излучаемая и принимаемая мощности соответственно, получим окончательное выражение:

$$\begin{aligned} \eta = & 2 \frac{I_3}{I_0} \left(\frac{R_3}{R_0}\right)^2 \frac{(\mu_0 - 1)}{\rho c_0^3} 10^{-9} e^{-2\beta(R_0 - R_3)} \times \\ & \times \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{k^2 a_3^2}{p_e^4 R_0^4 \left|c_3 - \frac{c_2}{2R_0}\right|^2} \exp \left\{ -4 \frac{v_x^2}{p_e^2 c_0^2} - \operatorname{Re} \frac{\left(c_1 + c_2 \frac{v_x}{c_0}\right)^2}{2 \left(c_3 - \frac{c_2}{2R_0}\right)} \right\} \times \\ & \times \left( \frac{\sin \frac{\pi a_3}{\lambda_e} \left[2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left(1 - \frac{v_z}{c_0}\right)\right]}{\frac{\pi a_3}{\lambda_e} \left[2 - \sigma \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left(1 - \frac{v_z}{c_0}\right)\right]} \right)^2. \quad (39) \end{aligned}$$

Здесь мы использовали шкалу уровня звука в децибеллах по отношению к порогу-

вому значению  $I_0 = 10^{-16}$  Вт/см<sup>2</sup> [10] и учли, что  $v_{\perp} = v_x$ ,  $R_0^{-1} \approx (c_0 t_1)^{-1}$ .

Из полученного выражения для коэффициента отражения следует, прежде всего, наличие острого максимума, если соотношение  $\lambda_e/\lambda_a$  удовлетворяет условию

$$2 - \frac{\lambda_e}{\lambda_a} \left( 1 - \frac{v_z}{c_0} \right) = 0. \quad (40)$$

Вблизи такого значения  $\lambda_e/\lambda_a$  слагаемое со знаком “+” перед дробью  $\lambda_e/\lambda_a$  в формуле (39) составляет величину порядка малости  $(2ka_3)^{-1} \ll 1$  по сравнению с резонансной частью со знаком “-” перед отношением  $\lambda_e/\lambda_a$ , а потому может быть опущено. Высота резонансного максимума пропорциональна числу волн в звуковом пакете, а ширина – обратно пропорциональна ему. В экспериментальных исследованиях необходимо найти оптимальную длительность излучения звукового импульса, чтобы, с одной стороны, иметь достаточно резкое отражение в максимуме, а с другой стороны, не выйти за пределы ширины этого максимума вследствие нестабильности аппаратуры. Кроме того, необходимо учитывать, что при фиксированном отношении акустической и электромагнитной частот резонансное соотношение (40), в отличие от случая неподвижной среды, зависит от продольной составляющей скорости ветра. Такая зависимость вполне естественна. Величина  $\lambda_a/(1 - v_z/c_0) \approx \lambda_a(1 + v_z/c_0)$  является локальной длиной волны звуковой решетки. Очевидно, что при излучении звука по направлению ветра ( $v_z > 0$ ) звуковая решетка растягивается, а против ветра ( $v_z < 0$ ) – сжимается.

Наличие поперечной составляющей скорости ветра приводит к двум эффектам. Во-первых, звуковой импульс выдувается за пределы радиолокационной диаграммы направленности, что приводит к уменьшению отражаемой мощности, описываемому множителем  $\exp\{-4(v_x^2/p_e^2 c_0^2)\}$ .

Во-вторых, присутствие  $v_x$  в множителе

$$\exp\left\{-\operatorname{Re} \frac{(c_1 + c_2(v_x/c_0))^2}{2(c_3 - c_2/(2R_0))}\right\}$$

указывает на искажение сферической формы фазового фронта звуковой волны, в результате чего диаграммы излучения рассеивающего объема и приемной антенны локатора могут не пересекаться. В естественных условиях в свободной атмосфере появляется еще один фактор, снижающий эффективность радиолокационного отражения от звукового импульса. Это наличие турбулентных пульсаций коэффициента преломления звука, приводящих к дополнительным искажениям фазовых фронтов звука. Эти искажения вызывают некоторую расфазировку электромагнитных волн, отраженных отдельными частями объема, занимаемого звуковым импульсом, и приводят к снижению уровня отраженного сигнала.

Проведенные в работе исследования предполагали нахождение звукового импульса в дальней зоне антенн с конечными размерами апертур (френелевские параметры  $k_0 d_a^2/8R_0 \ll 1$ ,  $kd^2/8R_0 \ll 1$ ). Аппроксимация главного лепестка диаграммы направленности гауссовой экспонентой и пренебрежение боковыми лепестками являются при этом определяющими для вычислений многократных интегралов в аналитическом виде. Выполнение аналогичных вычислений для переходной и ближней зон антенн с гауссовыми освещенностями неограниченных апертур не представляет принципиальных затруднений, поскольку означает переход в функциях освещенности всех апертур от вещественных гауссовых экспонент к комплексным, содержащим соответствующие френелевские параметры. При этом анализ результатов и выводы усложняются из-за появления большего числа безразмерных параметров, достаточно сложно взаимосвязанных.

По сути, таким обобщением в случае различного расположения антенн являются содержащиеся в главе 4 книги [1] вычисления.



По нашему мнению, практическая применимость их для ближней зоны в реальных радиосистемах с ограниченными апертурами антенн вызывает сомнения из-за осцилляций поля по сечению звукового и радиопучков в переходной и ближней зонах, причиной которых являются ограниченные размеры апертур. В ближней зоне формула (10) не переходит в более простую форму (12). Поэтому нами такие вычисления не проводились. Даже при гауссовой освещенности прямоугольной апертуры учет конечных размеров апертуры приводит к появлению интеграла вероятности от комплексного аргумента, знакопеременные осцилляции которого могут привести к разрушению резонансного механизма отражения. Из-за этого вычисления многократных интегралов в аналитическом виде становятся невозможными. Это же относится и к аналогичным попыткам [3, 4], в которых не конкретизируется вид освещенности.

Существование в экспериментах минимального расстояния возможного зондирования, совпадающего по порядку величины с расстоянием до переходной зоны ([1], табл. 2), является подтверждением приведенного суждения. Расчетные значения расстояний  $R_s$  и  $R_e$  до переходной зоны источников звука и радиоволн приведены ниже в таблице. Соответствующие им значения длин волн  $\lambda_s$ ,  $\lambda_e$ , ширин диаграмм направленности  $2\theta_s$ ,  $2\theta_e$  и минимальной дальности зондирования  $H_{\min}$  взяты из [1] (табл. 2). В расчетах принималось, что уг-

ловые размеры  $2\theta_{s,e}$  и радиусы апертур  $a_{s,e}$  связаны соотношением  $a_{s,e} \approx \lambda_{s,e} / 2\theta_{s,e}$ , как при дифракции на щели. Условным критерием, определяющим  $R_{s,e}$  считалось равенство  $(2\pi/\lambda_{s,e})(a_{s,e}^2/2R_{s,e}) \approx 1$ .

По табличным данным прослеживается четкая корреляция между значениями  $R_s$ ,  $R_e$  и  $H_{\min}$ , зависящая от типа антенн. Наибольшая она у параболических антенн ( $\lambda_e = 10$  и 30 см), наименьшая для решетки из диполей с  $\lambda_e = 188$  см, что может быть связано с особенностями двухпозиционной локации.

### Литература

1. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. – М.: Наука, 1985. – 198 с.
2. Бабкин С. И., Груша Г. В., Делов И. А., Прошкин Е. Г. Комплексированная радиоэлектронная система контроля атмосферных величин // Прикладная радиоэлектроника. – 2004. – Т. 3, №2. – С. 7-15.
3. Панченко А. Ю. Дифракция электромагнитных волн на акустических волнах при радиоакустическом зондировании атмосферы // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1997. – Т. 2, №5. – С. 37-42.
4. Панченко А. Ю. Анализ пространственного распределения отраженного поля при радиоакустическом зондировании // Прикладная радиоэлектроника. – 2004. – Т. 3, №2. – С. 23-28.
5. Брюховецкий А. С. Рассеяние электромагнитных волн в искусственно создаваемых неоднородных средах: Дисс... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьков, ИРЭ АН УССР: 1970. – 149 с.
6. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1946. – 206 с.
7. Чернов Л. А. Акустика движущейся среды // Акуст. журнал. – 1958. – Т. 4, №4. – С. 299-306.
8. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
9. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. – М.: Изд. АН СССР, 1958. – 172 с.
10. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. – М.: ИЛ, 1956. – 726 с.
11. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1951. – 744 с.

**Таблица.** Расчетные значения расстояний  $R_s$ ,  $R_e$  до переходной зоны излучения

$\lambda_s$ , см	1.5	5	15	34	94	407
$2\theta_s$ , °	9	5	6	10	25	24
$\lambda_e$ , см	3	10	30	68	188	815
$2\theta_e$ , °	4.5	7	7	45	30	30
$H_{\min}$ , м	5	20	50	70	120	200
$R_s$ , м	1.9	20.74	42.72	35.26	15.12	72.8
$R_e$ , м	15.5	21.1	63.3	3.46	21.6	93.6

## **Радіолокаційне відбиття від звукового імпульса**

**А. С. Брюховецький**

Розраховано радіолокаційні характеристики поля, відбитого від звукового імпульса, за раніше запропонованою автором методикою. У широкому діапазоні значень довжин звукових хвиль та радіохвиль обчислені мінімальні відстані, на яких можливе резонансне зондування атмосфери антенними системами зі скінченними апертурами. Одержані результати добре узгоджуються з даними експерименту.

## **Radar Reflection from Acoustic Pulse**

**A. S. Bryukhovetski**

The radar characteristics for the field reflected from the acoustic pulse are calculated through the technique the author suggested earlier. The minimal distances are calculated over a wide range of acoustic and radio wavelengths for which the resonance atmospheric probing by the finite aperture antenna systems is possible. The results obtained agree well with those of the experiment.