

Н.П. Красненко, Л.Г. Шаманаева

ВЛИЯНИЕ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРИЗЕМНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Представлен обзор моделей приземного распространения звука для однородной, неподвижной атмосферы. Анализируются существующие модели акустического импеданса земной поверхности.

На распространение звуковой волны вблизи поверхности земли влияют многочисленные факторы, среди которых можно выделить характеристики импеданса и рельефа подстилающей поверхности, высотный ход метеопараметров, атмосферную турбулентность, молекулярное и классическое поглощения, характеристики направленности источника звука. В настоящее время не существует единой теории распространения звуковой волны, учитывающей совместное влияние перечисленных выше факторов. Влияние каждого из них в известной авторам литературе (см., например, [1 – 4, 21]) анализируется отдельно.

В данной статье представлен обзор моделей приземного распространения звука, составленный в основном по материалам зарубежной печати. Рассматривается распространение звука в однородной неподвижной приземной атмосфере в отсутствие градиентов метеопараметров. Анализируются существующие модели акустического импеданса земной поверхности.

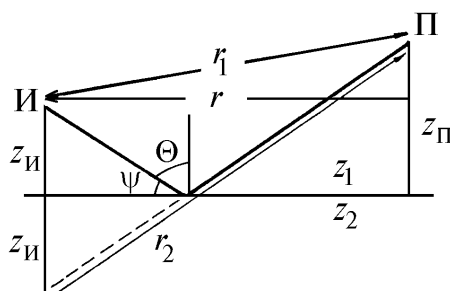


Рис. 1. Геометрия приземного распространения звука: И – источник, П – приемник излучения

Пусть источник звука находится на высоте $z_{\text{И}}$ над поверхностью земли (рис. 1), а приемник располагается на расстоянии r от источника на высоте $z_{\text{П}}$. Тогда в точку приема, наряду с прямым излучением, приходит излучение, отраженное подстилающей поверхностью, и суммарное звуковое давление в точке приема можно записать [1]:

$$p = p_{\alpha} + R_p p_r, \quad (1)$$

где p_{α} характеризует вклад прямой, а p_r – зеркально отраженной звуковой волны. Для монохроматического излучения разность фаз прямой и отраженной волн составит

$$\Delta\Phi = k(r_1 - r_2) + \Phi, \quad (2)$$

где Φ учитывает изменение фазы волны при ее отражении от подстилающей поверхности. Если $\Delta\Phi = 180^\circ$, то прямая и отраженная волны будут в противофазе, что обусловит появление интерференционного минимума. При *широкополосном акустическом излучении* в спектре прямого сигнала также будут наблюдаться минимумы на частотах

$$f_m = c_0 [(2n + 1)\pi - \Phi] / [2(r_2 - r_1)], \quad (3)$$

где c_0 – скорость звука в воздухе. Для случая отражения от акустически жесткой подстилающей поверхности (твердая граница) $\Phi = 0$, для свободной границы $\Phi = \pi$. В промежуточном случае $0 < \Phi < \pi$ (пористая поверхность) положение минимумов в спектре принятого сигнала будет зависеть от геометрии эксперимента и коэффициента отражения подстилающей поверхности

$$R_p = |R_p| e^{i\Phi}, \quad (4)$$

выражение для которого имеет вид [2, 3]:

$$R_p = \frac{\sin \psi - (z_1/z_2) \{1 - (k_1^2/k_2^2) \cos \psi\}^{1/2}}{\sin \psi + (z_1/z_2) \{1 - (k_1^2/k_2^2) \cos \psi\}^{1/2}}, \quad (5)$$

где ψ – угол падения лучей; k_1 и k_2 – волновые числа; z_1 и z_2 – волновые сопротивления воздуха и подстилающей поверхности, причем $z_1 = \rho_0 c_0$, ρ_0 – плотность воздуха. Для малых по сравнению с длиной трассы высот расположения источника и приемника $\psi \rightarrow 0$ и (5) при скользком падении лучей будет иметь вид

$$R_p = (\sin \psi - \beta) / (\sin \psi + \beta). \quad (6)$$

Здесь $\beta = 1/z = z_1/z_2$ – нормированная проводимость поверхности.

Для сферической звуковой волны как прямая, так и отраженная волны будут претерпевать дополнительное ослабление. В этом случае звуковое давление и скорость частиц выражаются через акустический потенциал скорости φ :

$$p = i \omega \rho_e \varphi, \quad u = \partial \varphi / \partial z, \quad (7)$$

где $\omega = 2\pi f$; f – частота звука, Гц; ρ_e – эффективная плотность подстилающей поверхности. Выражение для потенциала скорости в точке приема имеет вид [1]:

$$\varphi_r = \frac{\exp(i k_0 r_1)}{i k_0 r_1} + Q \frac{\exp(i k_0 r_2)}{i k_0 r_2}, \quad (8)$$

где $k_0 = \omega/c_0$ – волновое число в воздухе; Q – коэффициент отражения сферической звуковой волны. Уровень относительно свободного пространства может быть определен из выражения

$$20 \lg |\varphi_r / [e^{ik_0 r_1} / r_1]|. \quad (9)$$

Для больших по сравнению с длиной трассы распространения z_u и z_n коэффициент отражения сферической волны в (8) можно аппроксимировать коэффициентом отражения для плоской волны [4]:

$$Q = R_p, \quad (10)$$

где R_p задается формулой (6).

Для углов скольжения лучей $\psi < 5^\circ$ и поверхности с высоким импедансом Q аппроксимируется выражением [1]:

$$Q \approx R_p + (1 - R_p) F(W), \quad (11)$$

где множитель $F(W)$ – фактор граничных потерь, описывает взаимодействие сферического волнового фронта падающего излучения с плоской подстилающей поверхностью и задается формулой [1]

$$F(W) = 1 + i \sqrt{\pi W} e^{-W^2} \operatorname{erfc}(-iW), \quad (12)$$

где $\operatorname{erfc}(-iW)$ – дополнительный интеграл вероятности, а W – числовое расстояние, аппроксимируемое соотношением

$$W^2 \simeq (1/2) (i k_0 r_2) (\beta + \cos \theta). \quad (13)$$

При скользющем падении лучей $\psi = 0$ и из (6) имеем $R_p = -1$. Тогда (8) и (11) существенно упрощаются, и

$$\varphi_r \simeq 2F(W) e^{ik_0 r}/r, \quad (14)$$

где в соответствии с (13)

$$W = (1/2)(1 + i) (k_0 r)^{1/2} \beta. \quad (15)$$

Второе слагаемое в (11) – это поправка на сферичность фронта звуковой волны, ее называют «ground wave» – приземной волной, по аналогии с термином, используемым в радиодиапазоне. Для $|W| < 1$, т.е. при высоких импедансах подстилающей поверхности и коротких трассах, из (12) имеем

$$F(W) \simeq 1 + i\sqrt{\pi} W e^{-W^2}. \quad (16)$$

Для длинных трасс и малых импедансов ($|W| < 1$)

$$F(W) \simeq 2i\sqrt{\pi} W e^{-W^2} H[-\text{Im}(W)] - \frac{1}{2W^2}, \quad (17)$$

где $H[x]$ – ступенчатая функция Хэвисайда ($H = 1$ при $x \geq 0$, $H = 0$ при $x < 0$), $\text{Im}(W)$ обозначена мнимая часть числового расстояния W . Временная зависимость принимаемого сигнала предполагается экспоненциальной. Подставляя (16) и (17) в (11) и далее в (8), можно сделать следующие выводы. При скользющем падении лучей в ближней зоне давление от точечного источника над поглощающей плоской поверхностью земли обратно пропорционально расстоянию, т.е. уменьшается на 6 дБ при удвоении расстояния. В дальней зоне давление обратно пропорционально квадрату расстояния до источника, т.е. уменьшается на 12 дБ при удвоении расстояния.

Функция Хэвисайда в (17) дает существенный вклад для $r > 50$ м и $f < 300$ Гц при распространении над поверхностями с низким импедансом, например над травяным покровом. При подстановке этого члена в (11) и (8) он дает «surface wave» – поверхностную волну, спадающую пропорционально корню квадратному из расстояния и экспоненциально уменьшающуюся с высотой над поверхностью земли. При скользющем падении лучей ее вклад проявляется в том, что мнимая часть импеданса

$$Z = X + i Y, \quad (18)$$

т.е. реактивность Y становится больше действительной части. То, что функция Хэвисайда резко проявляется, обусловлено используемым в [1] приближением. Следует отметить работы [5–8], в которых получены более реалистичные асимптотические решения уравнений (8), (12) и (13), известные в теории распространения электромагнитных волн как решения Вэйла–Вандер Поля. Однако проведенное в [9, 10] сравнение результатов расчетов указанных выше уравнений и [1] не обнаружило сколько-нибудь существенного их расхождения. Приземная волна, описываемая вторым слагаемым формулы (11), возникает в результате нарушения волнового фронта сферической падающей волны вследствие ее взаимодействия с плоской подстилающей поверхностью. Поверхностная волна, распространяющаяся вблизи границы раздела, ассоциируется с эллиптическим движением молекул воздуха и их результирующим движением в направлениях, параллельном и ортогональном пористой подстилающей поверхности. Приземная и поверхностная волны являются основным переносчиком излучения низких частот на большие расстояния. При этом поверхностная волна может приводить к увеличению уровня регистрируемого звукового давления. Скорость ее распространения чуть меньше скорости звука в воздухе. Эта волна наблюдается над поверхностями, мнимая часть импеданса которых превышает действительную, при скользющем падении лучей. Следует отметить, что большинство поверхностей имеет большой реальный импеданс.

Распространение звуковой волны от направленного источника вблизи земной поверхности рассмотрено в [11], при этом потенциал источника записывается в виде

$$\varphi_0 = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-m}^m C_{nm} h_m^{(1)}(k r_0) P_m^{|n|}(\cos \theta) e^{in\Phi}, \quad (19)$$

где $h_m^{(1)}$ – сферические функции Ганкеля m -го порядка первого рода; $P_m^{|n|}(\cos \theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра; C_{nm} – мультипольные моменты, характеризующие направленность источника; $\{r_0, \theta, \Phi\}$ – координаты в сферической системе с центром $\{0, 0, z_u\}$.

Для поверхностей с $|W| \gg 1$ поле в точке приема складывается из геометрического и дифракционного полей (или прямой, приземной и поверхностной волн). Для поверхности с мнимой проводимостью $\beta = -i\beta_2$, когда $\beta_2 > 0$, его можно представить в виде

$$\varphi_r | - 4\pi i \beta_2 e^{-k\beta_2(z+z_u)} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^m L_{nm} P_m^n(i\beta_2) H_n^{(1)}(k r \sqrt{1 + \beta_2^2}), \quad (20)$$

где

$$L_{nm} = D_{nm} e^{in\Phi} + (-1)^n D_{-nm} e^{-in\Phi}; \quad (21)$$

$$D_{nm} = (1/2)C_{nm} \exp(i\pi(n-m)/2); \quad (22)$$

$H_n^{(1)}$ – функция Ганкеля первого рода n -го порядка, т.е. над поверхностью упругого типа с малыми потерями звуковое поле определяется поверхностной волной и ослабляется пропорционально корню квадратному из расстояния.

При $|W| \lesssim 1$, т.е. для умеренных численных расстояний, $kr_2 \gg 1$ и $|(\beta^2 - \cos^2\theta)/\sin^2\theta| \ll 1$, поле в точке приема

$$\varphi_r | \varphi_0 + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-m}^m C_{nm} h_m^{(1)}(k r_2) P_m^{|n|}(\cos \theta) R_p^{(\theta)} e^{in\Phi} - \frac{4}{ik} \frac{\beta F(W) \exp(ik r_2)}{(\cos \theta + \beta) r_2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^m (-1)^n L_{nm} P_m^n(-\beta) \quad (23)$$

складывается из геометрического (первое и второе слагаемые) и дифракционного (приземной волны, описываемой третьим слагаемым) полей. При выполнении дополнительных условий

$$\cos \theta \ll |\beta| \quad \text{и} \quad 2k(z+z_u)/r_1 \ll 1$$

в (23) остается только третье слагаемое, т.е. звуковое поле будет дифракционным.

Из сравнения (23) и (20) с (11), (16) и (17) следует, что звуковое поле направленного источника не равно полю ненаправленного источника, умноженному на характеристику направленности, а нелинейным образом зависит от удельной акустической проводимости подстилающей поверхности и характеристики направленности источника.

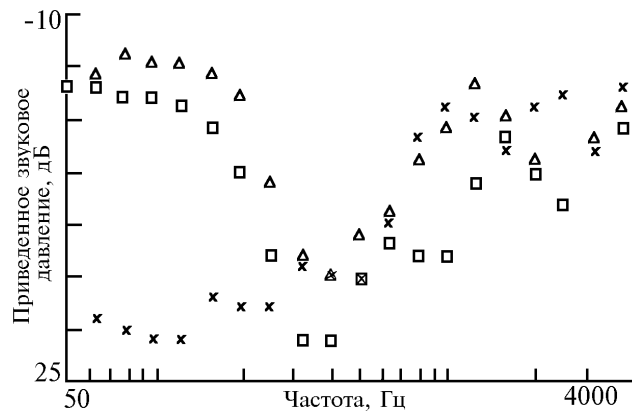


Рис. 2. Влияние импеданса подстилающей поверхности на трассе длиной 347 м: треугольники – март, крестики – октябрь, квадратики – снежная поверхность

Влияние характеристик подстилающей поверхности на распространение широкополосного звукового излучения (на примере шума реактивного двигателя) при практически идентичных метеоусловиях иллюстрируется на рис. 2 [1].

Измерения проводились над подстилающей поверхностью, сформированной илистыми отложениями глубиной около 1 м, расположенными над слоем белой глины, и довольно тонким плодородным поверхностным слоем толщиной около 5 см, расположенным над плотным глинистым слоем. Обе поверхности были покрыты травой. Первые измерения проводились в марте и октябре, вторые – в зимнее время года. Длина трассы измерения составляла 347 м. Из рис. 2 видно, что первый интерференционный минимум над снежным покровом толщиной от 6 до 9 дюймов – более глубокий и наблюдается при гораздо более низкой, чем над травяным покровом, частоте. Выше показано, что подстилающая поверхность влияет на распространение звука через удельную проводимость β . На основании большого количества измерений в [12] предложена полуэмпирическая формула для нормированного акустического импеданса

$$Z = (1/\beta) = 1 + 0,0571 C_1^{-0,754} + i 0,087 C_1^{-0,732}, \quad (24)$$

известная как модель импеданса Делани–Бэзли. Здесь $C_1 = W\rho_0/2\pi\sigma$; σ – удельное сопротивление потоку. В диапазоне звуковых частот $0,01 < C_1 < 1$. Значение удельного сопротивления σ лежит в интервале $10000 < \sigma < 20000000$ рейлс (1 рейлс (rayls) = 1 Н·см⁻⁴). Для травяного покрова $\sigma \approx 300000$ рейлс. Однако использование (24) не дает удовлетворительного согласия с экспериментом. Причина, видимо, заключается в том, что при получении формулы (24) в процессе нормировки использован параметр C_1/Ω , где Ω – пористость среды. Для волокнистых материалов σ определена экспериментально, и $\Omega \approx 1$. Почвы же имеют $\Omega \approx 0,5$ или меньше. Однако эта модель получила широкое распространение ввиду своей простоты. Значения параметра σ для различных типов поверхностей представлены в [3, 13]. Следует отметить, что с ростом σ глубина интерференционного минимума уменьшается и он сдвигается в сторону высоких частот. Более точный прогноз распространения звука с использованием однопараметрической модели (24) возможен, если предварительно провести измерения на короткой трассе, найти эффективное значение σ_i и, в свою очередь, использовать найденное σ_i для прогноза на большие расстояния.

В [1] представлена модель Сивела, связавшего частоту интерференционного минимума ω_m со значением пористости Ω и параметром удельного сопротивления потоку:

$$Z = \Omega (1 + i \Omega \sigma) / (\rho_0 \omega)^{1/2}, \quad (25)$$

$$(\omega_0/\omega_m)^{1/2} = 0,906 \lambda_m + 0,268/\lambda_m - 0,128/\lambda_m^3 + 0,11/\lambda_m^5 + \dots, \quad (26)$$

где

$$\lambda_m = 2\pi f_m = \omega_m/c_0 \sqrt{z_n}; \quad \omega_0 = 2\pi f_0 = \sigma^2 \Omega / \rho_0.$$

Экспериментальные данные, представленные на рис. 2, аппроксимируются моделью Сивела при $f_m = 400$ Гц, при $z_n = 1,8$ м, $z_n = 1,5$ м, что дает $f_0 = 6494$ для $\Omega = 0,4$. Отсюда $\sigma = 122408$ рейлс. В формулах (25) и (26) нет зависимости от r , что подтверждается экспериментально в [14].

Однако обе предложенные выше формулы не объясняют различную глубину интерференционного минимума. Этот эффект учитывается в модели поглощающего слоя толщиной d с акустически жестким основанием, для которого импеданс

$$Z_c = Z \text{ctg}(-ik_b d), \quad (27)$$

где Z задается соотношением (24); k_b – комплексное волновое число в пористой среде, для которого предложена формула [4]:

$$k_b/k_0 = 1 + 0,0978 C_1^{-0,693} + i 0,189 C_1^{-0,618}. \quad (28)$$

Формула (27) является, таким образом, двухпараметрической моделью импеданса. Она успешно использовалась в [15] для анализа результатов измерений над травяным покровом.

Другая модель – пористый слой над более твердой поверхностью, может быть рекомендована для снежного покрытия в условиях лесной подстилающей поверхности или высокого растительного покрова

$$Z = Z_1 \left[\frac{Z_2 - i Z_1 \operatorname{tg}(k_b d)}{Z_1 - i Z_2 \operatorname{tg}(k_b d)} \right], \quad (29)$$

где Z_1 – характеристический импеданс верхнего слоя с постоянной распространения k_b ; Z_2 – нижнего слоя, предполагающегося полубесконечным. Для этой модели необходимо определить три параметра. Расчеты с использованием перечисленных выше моделей представлены на рис. 3.

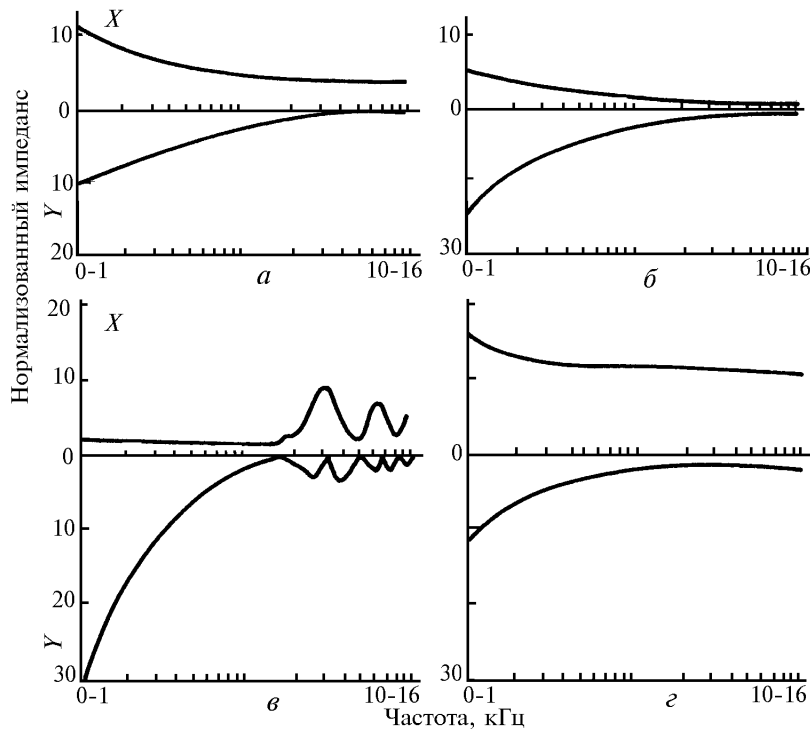


Рис. 3. Четыре модели импеданса земной поверхности: *а* – однопараметрическая, $\sigma = 100000$ рейлс; *б* – с переменной пористостью, $\sigma = 62500$ рейлс, $\alpha = 100 \text{ м}^{-1}$ – эффективная скорость уменьшения пористости с глубиной; *в* – модель слоя с жестким основанием, $\sigma = 160000$ рейлс, $\Omega = 0,4$; $d = 0,03$ м; *г* – многослойная модель, $\sigma_1 = 100000$ рейлс, $\Omega_1 = 0,4$; $d_1 = 0,03$ м; $\sigma_2 = 300000$ рейлс, $\Omega_2 = 0,2$

Экспериментальное исследование импеданса различных типов подстилающей поверхности проведено в [19, 22, 23]. На рис. 4 приведен нормированный импеданс слоя песка толщиной 4,1 см над твердым покрытием, измеренный в работе [22] по методике, предложенной в [23], которая включает измерение уровня звукового давления на различных расстояниях от источника (громкоговорителя с диаметром рупора 16 см, поднятого на 15 см над подстилающей поверхностью) вдоль двух горизонтальных трасс, находящихся на высотах 2,2 и 4,6 см от поверхности земли. Максимальное расстояние измерения составило 1,75 м, измерения проводились через 1 см.

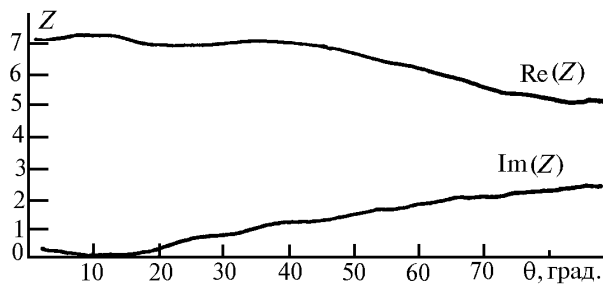


Рис. 4. Экспериментальная зависимость нормированного импеданса песчаной подстилающей поверхности в зависимости от угла падения излучения по данным [22]. Частота излучения 1000 Гц

Влияние пористой поверхности иллюстрируется рис. 5. Здесь приведены результаты экспериментальных измерений относительного уровня звукового давления над пористым дорожным (щебенка, $\Omega = 30\%$) и твердым асфальтовым покрытием. Следует отметить, что увеличение уровня звукового давления для пористой подстилающей поверхности обусловлено поверхностной волной, которая над пористой поверхностью усиливается [22].

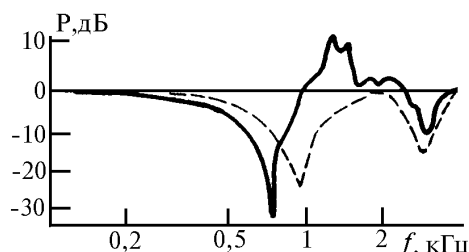


Рис. 5. Экспериментальная частотная зависимость относительного уровня звукового давления над пористой (сплошная линия) и твердой (штриховая) подстилающей поверхностями: $z_n = 0,6$ м, $z_n = 0,6$ м, $r = 4$ м

Приведем более простые модели, полученные на базе соотношений (25) – (29) в [16] и рекомендованные для прогностических расчетов при конкретных типах подстилающей поверхности земли.

1. Песок, твердый грунт без растительного покрова:

$$Z = 0,218 (\sigma/f)^{1/2} + (1 + i). \quad (30)$$

2. Травяное покрытие:

$$Z = 0,218 (\sigma/f)^{1/2} + i [0,218 (\sigma/f)^{1/2} + 9,74 (\alpha/f)], \quad (31)$$

где α – эффективная скорость уменьшения пористости Ω с ростом глубины. Предполагается экспоненциальное уменьшение пористости с увеличением глубины.

3. Лесной покров:

$$Z = 0,00082 \sigma d + i [38,99/(fd)], \quad (32)$$

где d – эффективная глубина слоя с жестким основанием.

Для модели (31) реактивная часть импеданса больше активной, т.е. $Y > X$, и более сильная частотная зависимость. В модели тонкого слоя (32) X не зависит от f , а $Y \approx 1/f$.

В заключение следует упомянуть 4-параметрическую модель Томассона [17], в которую наряду с параметрами σ и Ω дополнительно введены угол наклона пор, описывающий отклонения направления воздушной поры от ортогонального к поверхности раздела, и отношение формы поры, описывающее меру отклонения типичной формы поры от кругового цилиндра, для которого этот параметр равен 0,5. Однако данная модель не получила широкого распространения из-за сложности определения ее параметров.

Следует также отметить, что все рассмотренные типы поверхностей считались локально реагирующими, т.е. отражение звука происходило в плоскости падения лучей и нормали к поверхности, а импеданс предполагался не зависящим от угла падения лучей. Для поверхностей с низким удельным сопротивлением потоку, например для снега над рыхлым плодородным слоем ($\sigma \approx 30000$ рейлс), поверхность дает объемную реакцию. Результаты экспериментальных исследований таких типов подстилающей поверхности представлены в [18, 19]. Для объемно реагирующей подстилающей поверхности, как и в случае локально отражающей, коэффициент отражения сферической волны Q описывается формулой (11), где множитель граничных потерь $F(W)$ задается формулой (12), а численное расстояние аппроксимируется соотношением [19]

$$W = 2 i k_1 r_2 \kappa(k_1, k_2, \psi) (1/Z)^2 / [(1 - R_p)^2 \cos^2 \psi], \quad (33)$$

где

$$\kappa(k_1, k_2, \psi) = 1 - (k_1^2 / k_2^2) \cos^2 \psi; \quad (34)$$

R_p – коэффициент отражения плоской волны, задается формулой

$$R_p = \frac{Z \sin \psi - [k(k_1, k_2, \psi)]^{1/2}}{Z \sin \psi + [k(k_1, k_2, \psi)]^{1/2}}. \quad (35)$$

Предложенная модель адекватно описывает уровень звукового давления при распространении над объемно реагирующей подстилающей поверхностью.

Теоретически влияние рельефа подстилающей поверхности оценивается с помощью метода построения лучевых траекторий для конкретной геометрии подстилающей поверхности. При этом коэффициент отражения определяется формулой (11). Упрощенный метод оценки влияния прямоугольного барьера, находящегося между источником и приемником, предложен в [24]. Согласно данному методу уровень звукового давления, регистрируемый приемником, рассчитывается как сумма вкладов излучения источника, распространяющегося по трем самым коротким трассам, одна из которых проходит через вершину барьера, а другие – через его боковые стороны. Широкий барьер при проведении расчетов заменяется эквивалентным тонким барьером [25], располагающимся вдоль линии пересечения направлений от источника и приемника, проходящих через вершины соответствующих сторон барьера.

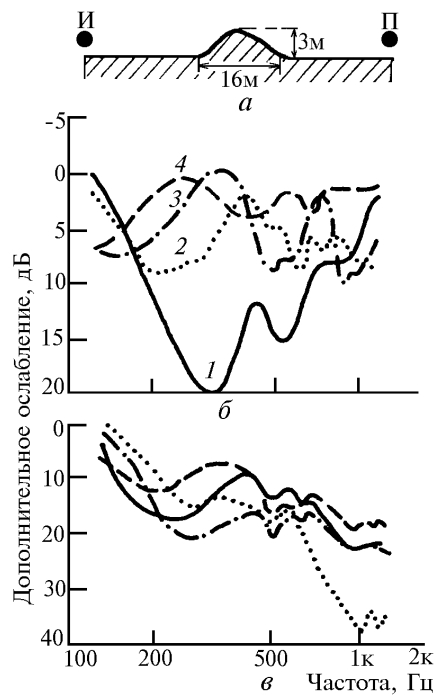


Рис. 6. Влияние рельефа подстилающей поверхности: $r = 50$ м, профиль поверхности с холмом (а); дополнительное ослабление при $z_n = z_n$ (б): 1 – 1 м, 2 – 2 м, 3 – 3 м, 4 – 4 м; дополнительное ослабление при $z_n = 0$ (в): 1 – $z_n = 0$ м, 2 – 1 м, 3 – 2 м, 4 – 3 м

Для численной оценки величины дополнительного ослабления отражателями конечных размеров (например, стен домов, барьеров) и полубесконечных экранов используются методы теории дифракции [26, 27]. Экспериментально влияние рельефа подстилающей поверхности исследовалось в [20, 25, 28]. В работе [20] был проведен модельный эксперимент, когда подстилающая поверхность – травяное покрытие с $\sigma \approx 300000$ рейлс – имела волнистую структуру, уклон или холм. Длина трассы измерения составляла 50 м. На рис. 6 представлены результаты измерений по трассе с холмом между приемником и источником, имеющим синусоидальный профиль. Виден дополнительный интерференционный минимум, когда источник располагается вблизи подстилающей поверхности. Также видно, что рельеф подстилающей поверхности существенно влияет на ослабление звуковой волны, обуславливая появление дополнительных интерференционных минимумов. Все эти факты следует учесть при прогнозе распространения звуковой волны.

1. Attenborough K. A. // *Appl. Acoust.* 1988. V. 24. P. 289.
2. Bohlender D. A., Babott F., Irwin P. J., Mathews T. // *J. Sound Vib.* 1986. V. 105. N 2. P. 283.
3. Бочкарев Н. Н., Красненко Н. П. Особенности приземного распространения звуковых волн. М., 1985. 82 с. Деп. в ВИНИТИ, рег. N 501-B-86.
4. Delany M. E., Bazley E. N. // *J. Sound Vib.* V. 13. 1970. P. 269.
5. Habault D. // *J. Sound Vib.* V. 79. 1981. P. 551.
6. Filippi P. J. T. // *J. Sound Vib.* V. 91. 1989. P. 65.
7. Thomasson S. T. I. // *Acustica.* V. 45. 1980. P. 122.
8. Nobile M., Hayek S. I. // *J. Acoust. Soc. Am.* V. 78. 1985. P. 1325.
9. Quartararo L. R. A Theoretical Investigation of Sound Propagation above a Half-space of extended reaction. MS Thesis, Pennsylvania State University, 1983.
10. Attenborough K., Hear N. W., Richards T. L., Sastry V. S. // *J. Sound Vib.* V. 84. 1982. P. 289.
11. Генералов А. В. // *Акустический журнал.* 1987. Т. 33. Вып. 6. С. 998.
12. Delany M. E., Bazley E. N. // *Appl. Acoust.* 1970. V. 3. P. 105.
13. Embleton T. F. W., Piercy J. E., Daigle G. A. // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1984. V. 74. P. 1239.
14. Parkin P. H., Scholes W. E. // *J. Sound Vib.* 1965. V. 2. P. 353.
15. Rasmussen K. B. // *J. Sound Vib.* 1981. V. 78. P. 247.
16. Attenborough K. // *Inter-Noise 84, Honolulu, USA, 1984.* P. 295.
17. Thomasson S. I. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. V. 61. P. 659.
18. Nicolas J., Berry J. L., Daigle G. A. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1985. V. 77. P. 67.
19. Berengier M. C. // *Inter-Noise 93, Leuven, Belgium, 1993.* P. 513.
20. Hutchins D. A., Jones H. W., Russel L. T. // *Acustica, 1985.* V. 58. P. 235.
21. Абрамов Н. Г., Богушевич А. Я., Карпов В. И., Красненко Н. П., Фомичев А. А. // *Оптика атмосферы и океана.* 1994. Т. 7. N 3. С. 403.
22. Verhaegen C., Lauriks W., Corps A. Improvement of the Spatial Hankel Transform Method to Determine the Impedance of Outdoor Ground Surfaces. // *Inter-Noise 93, Leuven, Belgium, 1993.* P. 519.
23. Verhaegen C., Lauriks W., Corps A. // *Proceedings of the Fifth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Open University, Milton Keynes, U.K. 1992.* P. 1.
24. ISO/DIS 9613-2, Attenuation of Sound during Propagation Outdoors. Part. 2: A General Method of Calculation. Draft International Standard ISO (1992).
25. Lam Y. W., Windle R. M. // In: *Inter-Noise 93, Leuven, Belgium, 1993.* P. 501.
26. Charles A. E., Allen-Booth D. M. The Influence of Finite Reflecting Surfaces upon Fan Noise Spectra: A Case Study // *Inter-Noise 93, Leuven, Belgium, 1993,* P. 1727.
27. Yamamoto K., Takagi K. // *Appl. Acoust.* 1992. N 37. P. 75.
28. Yamamoto K., Hotta R., Takagi K. // *Inter-Noise 93, Leuven, Belgium, 1993.* P. 1739.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
г. Томск

Поступила в редакцию
30 декабря 1994 г.

N. P. Krasnenko, L. G. Shamanaeva. Effect of the Underlying Surface on Near-ground Propagation of Acoustic Radiation.

A review of models of near-ground sound propagation through a homogeneous stationary atmosphere is presented. Existing models of acoustic impedance of the Earth's surface are analyzed.