АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 3, с. 339–346

УДК 534.231+551.501.724

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРНОЙ ПОСТОЯННОЙ АКУСТИЧЕСКОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ В ЗОНЕ ТЕНИ

© 1996 г. А. Я. Богушевич, Н. П. Красненко

Институт оптики атмосферы Сибирского отделения РАН

634055 Томск, пр. Академический, 1

Поступила в редакцию 10.01.95 г.

Предлагается новый метод определения структурной постоянной флуктуаций акустического показателя преломления C_n^2 в пограничном слое атмосферы, основанный на измерениях звукового давления в зоне рефракционной тени. В работе описываются алгоритм расчета звуковых давлений в указанной зоне, методика измерений C_n^2 и экспериментальные результаты ее применения в натурных условиях.

ВВЕДЕНИЕ

В акустическом зондировании атмосферы применяются методы определения структурных постоянных флуктуаций температуры C_T^2 и скорости ветра C_v^2, основанные на измерениях мощности рассеянного сигнала [1–7]. При получении информации о C_T^2 и C_v^2 здесь учитывается пропорциональность указанной мощности сечению рассеяния звука на турбулентных неоднородностях среды. Последняя величина без учета вклада флуктуаций влажности воздуха, пренебрежимо малого для континентальной атмосферы, описывается соотношением [8]

$$\sigma(\theta) = 0.055\lambda^{-1/3}\sin^{-11/3}\left(\frac{\theta}{2}\right)\times \times\left[\frac{C_v^2}{c^2}\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)+0.13\frac{C_T^2}{T^2}\right], \quad (1)$$

где θ – угол рассеяния, λ – длина волны, c и T – средние значения адиабатической скорости звука и абсолютной температуры воздуха. Для разделения вкладов C_T^2 и C_v^2 в мощность сигнала акустического локатора используется тот факт, что $\sigma(180°) \sim C_T^2$.

Также известно [9, 10], что звук, излучаемый в приземном слое атмосферы против ветра или в случае $\partial T/\partial z < 0$ без ветра, распространяется вдоль лучевых траекторий, загибающихся вверх. При этом начиная с некоторого расстояния от источника возникает рефракционная зона акустической тени (рис. 1). Можно предположить, что если в этой зоне удается зарегистрировать излучаемый сигнал, то его появление обусловлено только рассеянием звука из более высоких слоев атмосферы. Поскольку функция $\sigma(\theta)$ имеет максимум при $\theta \longrightarrow 0$, то в указанном случае энергетические характеристики сигнала будут определяться звуковыми волнами, рассеянными только под малыми углами θ. Однако при $\theta = 0$ выражение в квадратных скобках (1) совпадает с формулой для структурной постоянной флуктуаций акустического показателя преломления C_n^2 (см., например, [8, 10]). По этой причине мощность

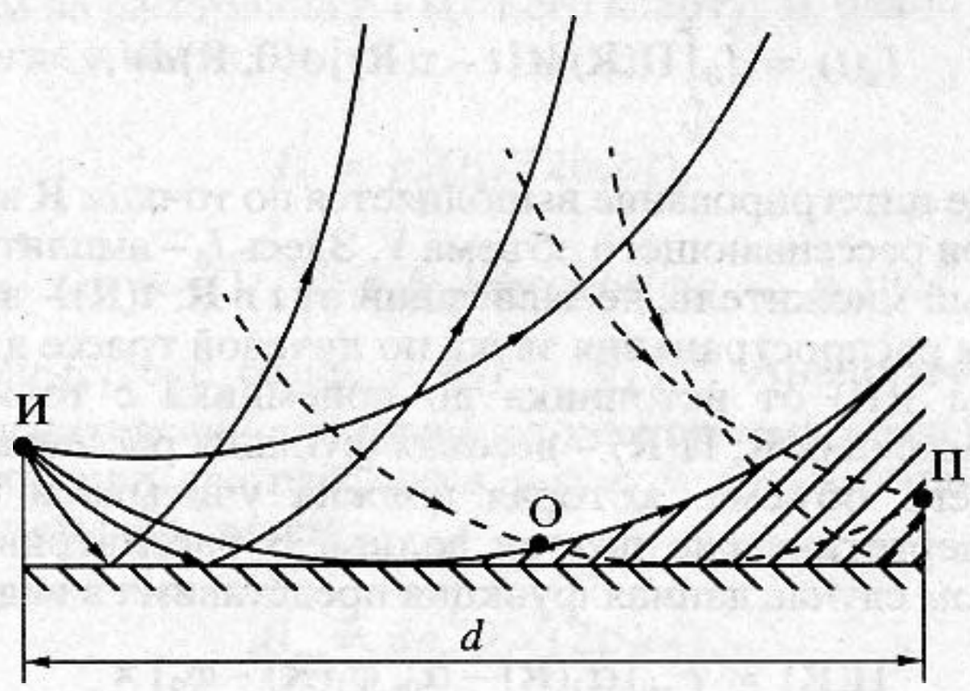

Рис. 1. Лучевая картина распространения звука в зону рефракционной тени (заштрихованная область): И – источник звука, П – пункт наблюдения, сплошные лини – лучи прямого распространения, штриховые – рассеянные лучи.

звукового сигнала в зоне тени окажется пропорциональной некоторой величине $\overline{C}_n^2$, являющейся усредненной по рассеивающему объему характеристикой C_n^2.

Учитывая вышесказанное, по аналогии с методами определения C_T^2 и C_v^2 в акустических локаторах, нами предлагается использовать измерения звуковых давлений в зоне тени для оценивания $\overline{C}_n^2$. В данной работе описываются методика проведения таких измерений и экспериментальные результаты ее применения в натурных условиях. Физические величины в различных соотношениях здесь приводятся в системе единиц СИ.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ЗВУКОВЫХ ДАВЛЕНИЙ В ЗОНЕ ТЕНИ

Принципиальным элементом, необходимым для определения C_n^2 по предлагаемой методике, является возможность теоретически оценивать звуковые давления в зоне тени. С этой целью нами использовался один из модулей программного комплекса "Акустика открытых пространств" [11], который для заданного набора частот f_i слышимого диапазона выдает величины звуковых давлений при введенных значениях характеристик основных метеоэлементов атмосферы, источника звука и подстилающей поверхности. Алгоритм расчета основывается на теории однократного рассеяния звука в атмосфере [8, 10, 12] и уравнениях геометрической акустики движущихся сред [9, 10].

Хорошо известно [12], что среднюю интенсивность рассеянного поля при излучении импульса, описываемого временной функцией $M(t)$, можно оценить в борновском приближении как

$$I_п(t) = I_0\int_V \Pi(\mathbf{R})M[t-\tau(\mathbf{R})]\sigma(\theta,\mathbf{R})dV, \qquad (2)$$

где интегрирование выполняется по точкам $\mathbf{R}$ внутри рассеивающего объема V. Здесь I_0 – амплитудный множитель, не зависящий от t и $\mathbf{R}$; $\tau(\mathbf{R})$ – время распространения звука по лучевой трассе длины $s(\mathbf{R})$ от источника до приемника с точкой рассеяния $\mathbf{R}$; $\Pi(\mathbf{R})$ – весовая функция рассеивающего объема, которая должна учитывать все энергетические потери волны. В рассматриваемом случае данная функция представима в виде

$$\Pi(\mathbf{R}) = F_{дн}[\alpha_1(\mathbf{R})-\alpha_0, \varphi_1(\mathbf{R})-\varphi_0]\times \\ \times F_ф(\mathbf{R})F_з(\mathbf{R})\exp[-\alpha_\Sigma s(\mathbf{R})], \qquad (3)$$

где $F_{дн}$ – функция направленности источника, зависящая от разностей углов выхода прямого луча α_1 и φ_1, нацеленного на точку $\mathbf{R}$, и углов ориентации ее максимума α_0 и φ_0; $F_ф$ – множитель, учитывающий сферическое и рефракционное ослабление волны, обусловленное лучевой расходимостью звукового пучка; $F_з$ – множитель, учитывающий приземное ослабление звука при интерференции основной волны и отраженной от земли [13]; α_Σ – суммарный коэффициент классического, молекулярного и турбулентного ослабления звука [7].

Каждой j-ой точке рассеяния $\mathbf{R}_j$, являющейся узлом численного интегрирования в (2), соответствует одна или более пар лучей, содержащих прямой "1" и рассеянный "2" лучи (см. рис. 1). Поэтому в наших расчетах в качестве переменных интегрирования в (2) были выбраны вертикальный α_1 и азимутальный φ_1 углы выхода прямого луча, а также вертикальный угол α_2 прихода рассеянного луча. В этом случае рефракционная задача сводилась к определению азимутального угла φ_2 и вертикальной координаты z_j точки $\mathbf{R}_j$ при заданных α_1, φ_1 и α_2 из системы уравнений

$$x_{1j}+x_{2j} = d; \quad y_{1j}+y_{2j} = 0, \qquad (4)$$

где x_{1j} и y_{1j} – проекции прямого луча от источника до $\mathbf{R}_j$ на оси $\mathbf{x}$ и $\mathbf{y}$ соответственно, x_{2j} и y_{2j} – то же самое для рассеянного луча от $\mathbf{R}_j$ до точки приема, удаленной от источника на расстояние d вдоль оси $\mathbf{x}$. Величины указанных проекций в зависимости от местоположения точки $\mathbf{R}_j$ могли иметь как положительные, так и отрицательные значения, и рассчитывались из уравнения звукового луча для стратифицированной движущейся среды [10]. В последнем предполагалось, что вертикальная компонента скорости ветра $v_z = 0$, и поэтому оно имело вид:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \int_{z_<}^{z_>}\frac{K\mathbf{v}/c+\mathbf{a}}{q}dz, \qquad (5)$$

где $\mathbf{r}(x, y)$ – горизонтальные координаты искомой точки луча, $z_<$ и $z_>$ – высоты нижней и верхней точек луча, $K(z) = [\omega - \mathbf{a}\cdot\mathbf{v}(z)]/c(z)$ – волновое число в движущейся среде, $q(z) = \sqrt{K^2(z)-a^2}$ – его вертикальная компонента, $c(z) \approx 20.067\sqrt{T(z)}$, $\mathbf{v}(z)$ – профиль вектора горизонтальной скорости ветра, $a = k_0\cos\alpha/[1 + v_0/c_0\cos\alpha\cos(\varphi_v - \varphi)]$, $k_0 = \omega/c_0$, $\omega = 2\pi f$. Индексом "0" здесь обозначены значения различных параметров в начальной точке луча $\mathbf{R}_0$. Угол α определялся в вертикальной плоскости как угол между нормалью к фазовому фронту волны $\mathbf{n}$ в $\mathbf{R}_0$ и горизонтом. Углы φ и φ_v описывают азимутальные направления $\mathbf{n}$ и $\mathbf{v}_0$ соответственно. Величина $\mathbf{a}$ является горизонтальной компонентой волнового вектора $\mathbf{K} = \mathbf{n}K$: в каждой точке луча она сохраняет постоянное значение. Учитывая вид уравнения (5), аналитическое решение указанной рефракционной задачи при

произвольных $T(z)$ и $\mathbf{v}(z)$ получить не удается. Поэтому в программе она решается численно, используя метод дихотомии [14]. После того как найдено значение z_j, не составляет труда вычислить из (5) другие координаты точки $\mathbf{R}_j$.

В геометрической акустике закон сохранения звуковой энергии приводит к соотношению [10]

$$IdS = \text{const}, \tag{6}$$

где dS – площадь поперечного сечения бесконечно узкой лучевой трубки. Используя его, покажем как можно учесть в (2) фактор фокусировки волны $F_{\text{ф}}(\mathbf{R}_j)$. Рассмотрим рис. 2, где схематично, только в вертикальной плоскости, показано образование элементарного рассеивающего объема dV при пересечении двух бесконечно узких лучевых трубок: первая из них относится к прямой волне, вторая – к рассеянной. На малом расстоянии от источника R_0, на котором влияние рефракции еще пренебрежимо, площадь сечения первой трубки равна $dS_1(\mathbf{R}_0) = R_0^1 d\alpha_1 d\varphi_1$. При этом, если ввести в качестве стандартной характеристики источника интенсивность звука I_0, создаваемую им на расстоянии $R_0 = 1$ м от апертуры антенны, то из (6) имеем

$$I(\mathbf{R}_j) = I_0 d\alpha_1 d\varphi_1 / dS_1(\mathbf{R}_j). \tag{7}$$

Поскольку из рис. 2 следует, что $dS_1(\mathbf{R}_j) \approx \approx l_1 \sin\xi_j s_{1j} d\varphi_1$, где s_{1j} длина трубки от источника до $\mathbf{R}_j$, ξ_j – угол пересечения прямого и рассеянного лучей в точке $\mathbf{R}_j$, то (7) также можно записать в виде:

$$I(\mathbf{R}_j) \approx I_0 d\alpha_1 / (l_1 s_{1j} \sin\xi_j). \tag{8}$$

Аналогичное соотношение имеет место и для второй лучевой трубки:

$$dI_{\text{п}} \approx I'(\mathbf{R}_j) d\alpha_2 / (l_2 s_{2j} \sin\xi_j), \tag{9}$$

где $I'(\mathbf{R}_j) = I(\mathbf{R}_j)\sigma(\theta_j, \mathbf{R}_j)dV$ – интенсивность звука, рассеянного в элементарном объеме dV под углом θ_j. Подставляя (8) в (9) и вспоминая (2) и (3), получаем

$$F_{\text{ф}j} \approx d\alpha_1 d\alpha_2 / (s_{1j} s_{2j} l_1 l_2 \sin^2\xi_j). \tag{10}$$

Основные сложности при использовании (10) возникают с вычислением величин l_1 и l_2, определяющих рефракционную фокусировку лучевых трубок. Однако из рис. 2 также следует, что $dV \approx \approx l_1 l_2 s_{1j} d\varphi_1 \sin\xi_j$. При этом оказывается, что произведение

$$F_{\text{ф}j} dV \approx d\alpha_1 d\varphi_1 d\alpha_2 / (s_{2j} \sin\xi_j) \tag{11}$$

от l_1 и l_2 не зависит.

Таким образом, выбор в (2) в качестве переменных численного интегрирования лучевых параметров α_1, φ_1 и α_2 приводит к такому неравномерному распределению в пространстве узлов

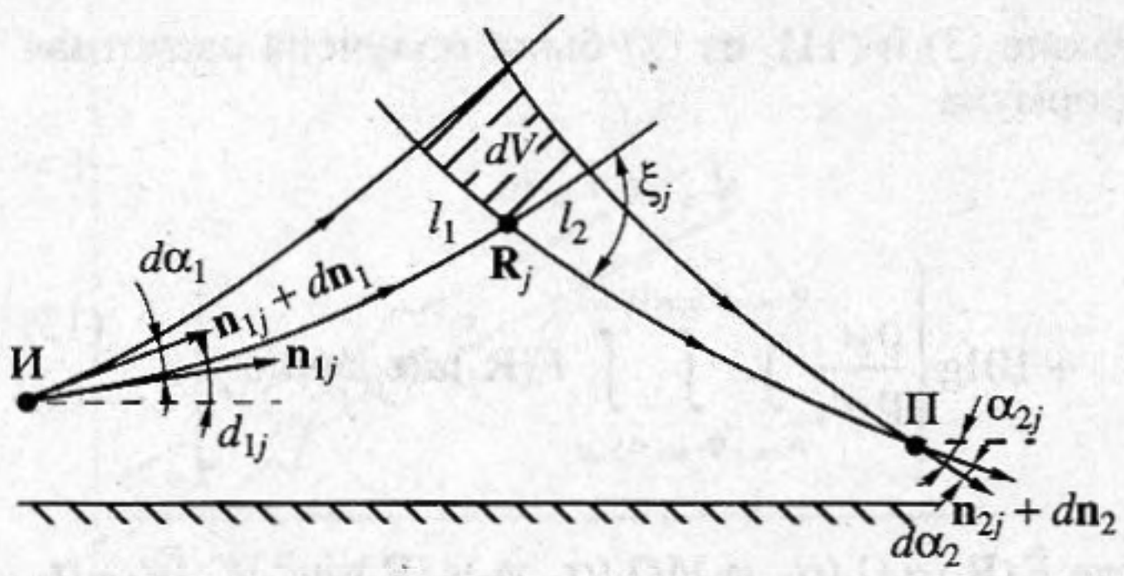

Рис. 2. К вычислению фактора фокусировки и элементарного рассеивающего объема.

интегрирования $\mathbf{R}_j$, при котором величина элементарного рассеивающего объема изменяется почти обратно пропорционально фактору фокусировки. Этот замечательный факт существенно (в несколько раз) уменьшает время, требуемое для вычисления данного интеграла. Отметим, что соотношение (11) не учитывает кривизну звуковых лучей в азимутальной плоскости. Однако в слоистой среде при малых α_1 и α_2 она существенно менее значима по сравнению с кривизной лучей в вертикальной плоскости. Поэтому погрешность вычисления звукового давления, допускаемая вследствие использования (11), мала.

Измеряемой величиной в эксперименте является звуковое давление. Поэтому в приведенных выше формулах необходимо исключить интенсивность I, учитывая соотношение [10]

$$I = p^2(1 + \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)U/(2\rho c^2), \tag{12}$$

где p – звуковое давление (в паскалях), $U = |c\mathbf{n} + \mathbf{v}|$ – групповая скорость звука, ρ – плотность воздуха.

Пусть звуковое давление, создаваемое источником на расстоянии в 1 м от его апертуры, равно p_0. Тогда в силу (12)

$$I_0 = p_0^2 Q_1 / (2\rho_1 c_1^2),$$

где $Q_1 = [1 + v_1/c_1 \cos\alpha_1 \cos(\varphi_v - \varphi_1)][c_1^2 + + 2v_1/c_1 \cos\alpha_1 \cos(\varphi_v - \varphi_1) + v_1^2]^{1/2}$. Аналогично, для интенсивности звука в точке приема, создаваемой при его рассеянии в одном элементарном объеме dV, имеем

$$dI_{\text{п}} = dp_{\text{п}}^2 Q_2 / (2\rho_2 c_2^2),$$

где выражение для Q_2 записывается идентично Q_1. В первом случае здесь подставляются значения параметров среды c, $\mathbf{v}$ и ρ в начальной точке прямого луча, во-втором – в конечной точке рассеянного. Учитывая последние два соотношения, а

также (3) и (11), из (2) была получена расчетная формула

$$L_п = L_0 + \\ + 10\lg\left\{\frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1}\int\limits_{\alpha_{1min}}^{\alpha_{1max}}\int\limits_{\varphi_{1min}}^{\varphi_{1max}}\int\limits_{\alpha_{2min}}^{\alpha_{2max}}\hat{F}(\mathbf{R}_j)d\alpha_1 d\varphi_1 d\alpha_2\right\}, \quad (13)$$

где $\hat{F}(\mathbf{R}_j) \approx Q_1(\alpha_1, \varphi_1)/[Q_2(\alpha_2, \varphi_2)s_2(\mathbf{R}_j)\sin\xi_j]F_{дн}(\alpha_1 - \alpha_0, \varphi_1 - \varphi_0)M[\tau_и/2 + \tau_{min} - \tau(\mathbf{R}_j)]F_з(\mathbf{R}_j)\exp[-\alpha_\Sigma s(\mathbf{R}_j)]$.

Данная формула позволяет численно оценивать пиковое значение звукового давления (в децибеллах). С этой целью в функции $M(\cdot)$ дополнительно учитывается время распространения звука τ_{min} вдоль лучей с вертикальными углами выхода α_{1min} и α_{2min} при $\varphi_1 = 0$, для которых потери звуковой энергии минимальны. Здесь время $t = \tau_и/2 + \tau_{min}$, отсчитываемое с начала излучения импульса длительности $\tau_и$, соответствует моменту регистрации максимума амплитуды рассеянного сигнала. Описанная выше рефракционная задача относительно φ_2 и координат $\mathbf{R}_j$ решается в (13) для каждого сочетания значений α_1, φ_1 и α_2, используемого при численном интегрировании. Отдельной задачей, не рассмотренной здесь, является вычисление с учетом рефракции значений углов ξ и θ в точке $\mathbf{R}_j$ при заданных α_1, φ_1, α_2 и профилях $T(z)$ и $\mathbf{v}(z)$. Методика численного ее решения из точных уравнений геометрической акустики изложена нами в [15]. Значения α_{1min} и α_{2min} задавались в (13) из условия касания прямого и рассеянного лучей поверхности земли в случае $\varphi_1 = 0$ (см. рис. 1); α_{1max}, φ_{1min} и φ_{1max} – с учетом диаграммы направленности $F_{дн}$ по уровню 0.1 от максимума; α_{2max} – из условия $\theta < 90°$ (в атмосфере интенсивность звука, рассеянного под углами $90° \le \theta \le 180°$, значительно меньше, чем интенсивность звука, рассеянного в переднюю полусферу). Учет отраженных от земли лучей с углами выхода $\alpha_1 < \alpha_{1min}$ и $\alpha_2 < \alpha_{2min}$ выполняется в (13) при вычислении множителя приземного ослабления $F_з(\mathbf{R}_j)$. При тестировании программы было достигнуто, что ее вычислительная погрешность составляла не более 0.5 дБ.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ C_n^2

Пусть в зоне акустической тени было измерено среднее значение звукового давления, равное $L_э$. Из этой величины можно вычислить квадрат звукового давления в паскалях

$$p_э^2 = (2\times 10^{-5}\times 10^{L_э/20})^2. \quad (14)$$

Учитывая (1), (2) и (12), будем считать, что значение $p_э^2$ пропорционально усредненной по рассеивающему объему с весом $П(\mathbf{R})M(\mathbf{R})$ структурной постоянной показателя преломления C_n^2. Если в процессе измерений $L_э$ также контролировались профили $T(z)$ и $\mathbf{v}(z)$, значения атмосферного давления и относительной влажности на уровне земли, то алгоритм (13) позволит вычислить ожидаемое в данном эксперименте звуковое давление $L_п$ в той же точке приема для некоторого произвольного значения C_n^2, например, равного C_{n0}^2. При этом величина $p_п^2$, определяемая из $L_п$ аналогично $p_э^2$ в (14), окажется пропорциональной величине C_{n0}^2. Поскольку коэффициент пропорциональности между p^2 и C_n^2 в обоих случаях одинаков, то можно составить равенство $p_э^2/p_п^2 = C_n^2/C_{n0}^2$, из которого с учетом (14) получаем

$$C_n^2 = C_{n0}^2 \times 10^{(L_э - L_п)/10}. \quad (15)$$

Функция $П(\mathbf{R})$ имеет максимум в точке пересечения нижних лучей с углами выхода (α_{1min}, $\varphi_1 = 0$) и (α_{2min}, $\varphi_2 = 0$), обозначенной на рис. 1 через 0, и при увеличении высоты точек рассеяния $\mathbf{R}$ резко убывает. Поэтому с учетом (13) представляется целесообразным относить измеренное значение C_n^2 именно к этой точке. Ее координаты при изменении частоты излучаемого звука не меняются, поскольку поведение звуковых лучей в атмосфере определяется только их угловыми параметрами и профилями $c(z)$ и $\mathbf{v}(z)$. В то же время в весовой функции рассеивающего объема $П(\mathbf{R})$ от частоты зависят $F_{дн}$, $F_з$ и α_Σ. Поэтому при использовании различных частот f_i пространственный масштаб усреднения измеренных значений C_n^2 оказывается не одинаковым. При выполнении программы координаты границ рассеивающего объема также выводятся.

ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

При проведении экспериментальных исследований использовалась акустическая излучающая система мощностью 1.8 кВт, включающая антенную решетку из $6 \times 4 = 24$ рупорных громкоговорителей и 6 усилителей мощности с единым микшерным пультом. Средний уровень излучаемого звука на расстоянии 1 м от источника составлял 138–147 дБ в диапазоне частот от 315 Гц до 4 кГц. Вдоль приземной трассы распространения звука на расстояниях d, равных 3575, 4135 и 4800 м, было организовано три пункта сбора данных о звуковом давлении, измеряемом операторами с помощью шумомеров через октавные фильтры. Антенна источника была приподнята над землей на высоту 5 м, а микрофоны шумомеров – 1 м.

Для контроля состояния атмосферы использовались двухуровневый измеритель метеопараметров атмосферы (ИМА) и станция радиозондирования "Марс". Последняя выдавала значения метеорологических параметров на высотах 0, 200, 400, 800 и 1200 м примерно через каждые 2 ч.

Акустический сигнал излучался сериями из 20 импульсов длительностью около 0.5 с с интервалами между ними в 2 с. Такая серия повторялась для каждой из 10 частот f_i от 315 Гц до 2.5 кГц через терцию. На этом заканчивался один цикл измерений длительностью около 25 мин. Всего было проведено 19 циклов измерений, соответствующих случаю попадания операторов в зону акустической тени. В каждом из них были определены средние по 20 измерениям звуковые давления $L_э(f_i)$ на всех контролируемых частотах и при различных удалениях операторов d, а также их дисперсии и доверительные интервалы (с доверительной вероятностью, равной 0.95).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численные результаты применения алгоритмов (13) и (15) при обработке полученных в эксперименте данных приведены в табл. 1 и 2. Для определения C_n^2 по описанной методике здесь использовалась константа C_{n0}^2, равная 10^{-6}. Табл. 1 дает представление о данных по C_n^2, получаемых из одного цикла измерений. Кроме абсолютных значений C_n^2 в ней также приводятся значения величин $\lg C_n^2$. Последние часто оказываются более удобной характеристикой флуктуаций акустического показателя преломления вследствие чрезвычайно широкого диапазона возможных в атмосфере значений C_n^2 (от 10^{-9} до 10^{-3}). Характерной особенностью экспериментальных величин C_n^2, в табл. 1 также обнаруживаемой, является отсутствие заметной зависимости их значений от частоты f_i при довольно значительном случайном разбросе. С учетом этого для общей характеристики каждого цикла измерений величин $C_n^2(f_i)$ и $\lg C_n^2(f_i)$ вычислялись их средние значения ($\langle\cdot\rangle$) и относительные среднеквадратичные отклонения ($\hat{\sigma}$). В табл. 2 приводятся данные о значениях $\langle\cdot\rangle$ и $\hat{\sigma}$ для всех циклов измерений, выполненных в эксперименте. Здесь средние значения C_n^2, измеренных при разных расстояниях между источником и точкой регистрации звука d, не совпадают между собой, хотя остаются одного порядка величины. При фиксированных метеорологических условиях увеличение d всегда приводит к возрастанию высоты центра рассеивающего объема (или точки 0 на рис. 1). Поэтому различия экспериментальных значений C_n^2 при разных d частично могут являться следствием наличия в атмосфере высотной зависимости $C_n^2(z)$.

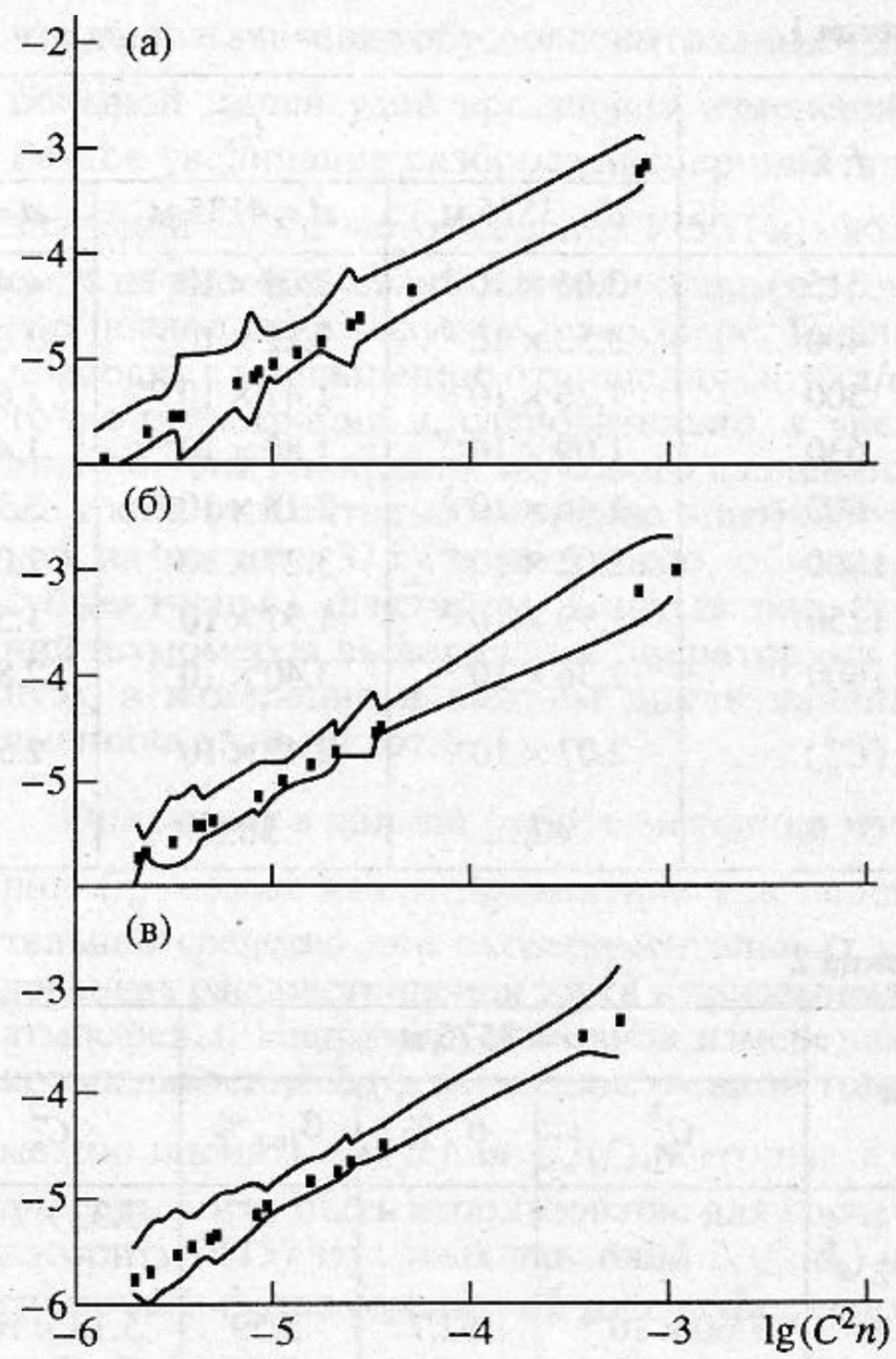

Рис. 3. Итоговые результаты по 19 циклам измерений C_n^2: а) – d = 3575 м, б) – d = 4135 м, в) – d = 4800 м.

Данные табл. 2 по результатам измерений $\lg C_n^2$ более наглядно представлены на рис. 3. По оси абсцисс здесь откладываются возможные значения $\lg C_n^2$, а по оси ординат – экспериментальные характеристики C_n^2. При этом разнос по вертикали сплошных линий на рис. 3 описывает интервал среднеквадратичного разброса значений $\lg C_n^2(f_i)$, измеренных в одном цикле, как функцию от $\lg C_n^2$. Точками здесь отмечены средние значения $\langle \lg C_n^2(f_i)\rangle$ для каждого выполненного цикла измерений.

Для оценки зависимости разброса экспериментальных значений C_n^2 от частоты излучаемого

Таблица 1

f, Гц	C_n^2			$\lg(C_n^2)$		
	$d = 3575$ м	$d = 4135$ м	$d = 4800$ м	3575 м	4135 м	4800 м
315	3.06×10^{-5}	3.06×10^{-5}	4.44×10^{-5}	–4.51	–4.51	–4.35
400	3.53×10^{-5}	2.22×10^{-5}	3.08×10^{-5}	–4.45	–4.65	–4.51
500	1.26×10^{-5}	1.47×10^{-5}	1.66×10^{-5}	–4.90	–4.83	–4.78
630	1.09×10^{-5}	1.80×10^{-5}	1.40×10^{-5}	–4.96	–4.75	–4.85
800	1.46×10^{-5}	2.18×10^{-5}	3.37×10^{-5}	–4.84	–4.66	–4.47
1000	2.02×10^{-5}	3.27×10^{-5}	2.03×10^{-5}	–4.69	–4.49	–4.69
1250	1.79×10^{-5}	1.97×10^{-5}	1.51×10^{-5}	–4.75	–4.71	–4.82
1600	2.36×10^{-5}	3.40×10^{-5}	2.84×10^{-5}	–4.63	–4.47	–4.55
$\langle C_n^2 \rangle$	2.07×10^{-5}	2.42×10^{-5}	2.54×10^{-5}	–4.72	–4.63	–4.63
$\hat{\sigma}$, %	42.0	30.0	42.3	3.84	2.85	3.97

Таблица 2

n	$d = 3575$ м			$d = 4135$ м			$d = 4800$ м		
	C_n^2	$\hat{\sigma}$, %	$\hat{\sigma}_{\lg}$, %	C_n^2	$\hat{\sigma}$, %	$\hat{\sigma}_{\lg}$, %	C_n^2	$\hat{\sigma}$, %	$\hat{\sigma}_{\lg}$, %
1				3.33×10^{-6}	45.8	3.50	3.39×10^{-6}	67.8	5.80
2							1.50×10^{-6}	54.5	3.76
3	7.60×10^{-6}	62.7	5.59	5.18×10^{-6}	49.7	3.90	4.26×10^{-6}	55.4	4.60
4	1.17×10^{-5}	110.4	7.63	4.43×10^{-6}	41.8	3.49			
5	1.55×10^{-5}	151.1	10.41	2.14×10^{-6}	19.7	1.52	5.34×10^{-6}	62.7	4.53
6	6.58×10^{-6}	104.7	8.42	5.16×10^{-6}	63.8	5.74	3.91×10^{-6}	83.7	6.70
7	1.41×10^{-5}	43.2	3.83	2.25×10^{-5}	51.2	4.59	3.61×10^{-5}	29.4	3.10
8	2.07×10^{-5}	42.0	3.84	2.42×10^{-5}	30.0	2.85	2.54×10^{-5}	42.3	3.97
9	4.42×10^{-6}	55.1	5.28	9.43×10^{-6}	52.3	4.41	6.94×10^{-6}	60.9	6.05
10	1.39×10^{-6}	58.1	3.82	2.27×10^{-6}	61.9	4.32	2.13×10^{-6}	38.7	4.03
11	2.29×10^{-6}	61.1	4.20	3.37×10^{-6}	73.0	5.72	3.95×10^{-6}	69.0	6.21
12	5.79×10^{-5}	61.8	5.81	3.54×10^{-5}	25.6	2.82	1.62×10^{-5}	44.5	3.75
13	3.61×10^{-5}	96.7	9.62	1.62×10^{-5}	51.3	3.77	2.48×10^{-5}	28.7	2.71
14	1.05×10^{-5}	49.0	3.85	8.64×10^{-6}	43.4	4.25	8.58×10^{-6}	43.0	3.93
15	1.12×10^{-5}	61.2	4.48	1.11×10^{-5}	33.0	2.94	9.35×10^{-6}	28.8	2.56
16	3.09×10^{-5}	50.9	6.05	4.12×10^{-5}	69.0	6.64	2.45×10^{-5}	41.8	3.75
17	8.05×10^{-4}	58.2	8.82	9.97×10^{-4}	103.1	12.19	4.09×10^{-4}	58.4	6.66
18	8.04×10^{-4}	47.8	6.21	1.28×10^{-3}	69.7	9.68	8.19×10^{-4}	95.8	13.92
19	4.28×10^{-4}	82.5	8.85				3.38×10^{-4}	94.0	9.10
$\langle \cdot \rangle$		70.4	6.28		52.0	4.57		55.5	5.29

звука f_i были выполнены расчеты величин $|C_n^2(f_i) - \langle C_n^2(f_i)\rangle|/\langle C_n^2(f_i)\rangle 100\%$, а затем их средних значений по 19 циклам измерений. Результаты расчетов отражены на рис. 4. Оказалось, что данная характеристика качества измерения C_n^2 в широком диапазоне частот от 400 до 1250 Гц практически не зависит от f_i и составляет 40–60%. Такое значение относительного среднеквадратичного разброса экспериментальных значений C_n^2 не кажется большим, если учесть, что аналогичная характеристика для измерений C_T^2 акустическим локатором примерно равна 50%. При этом считается,

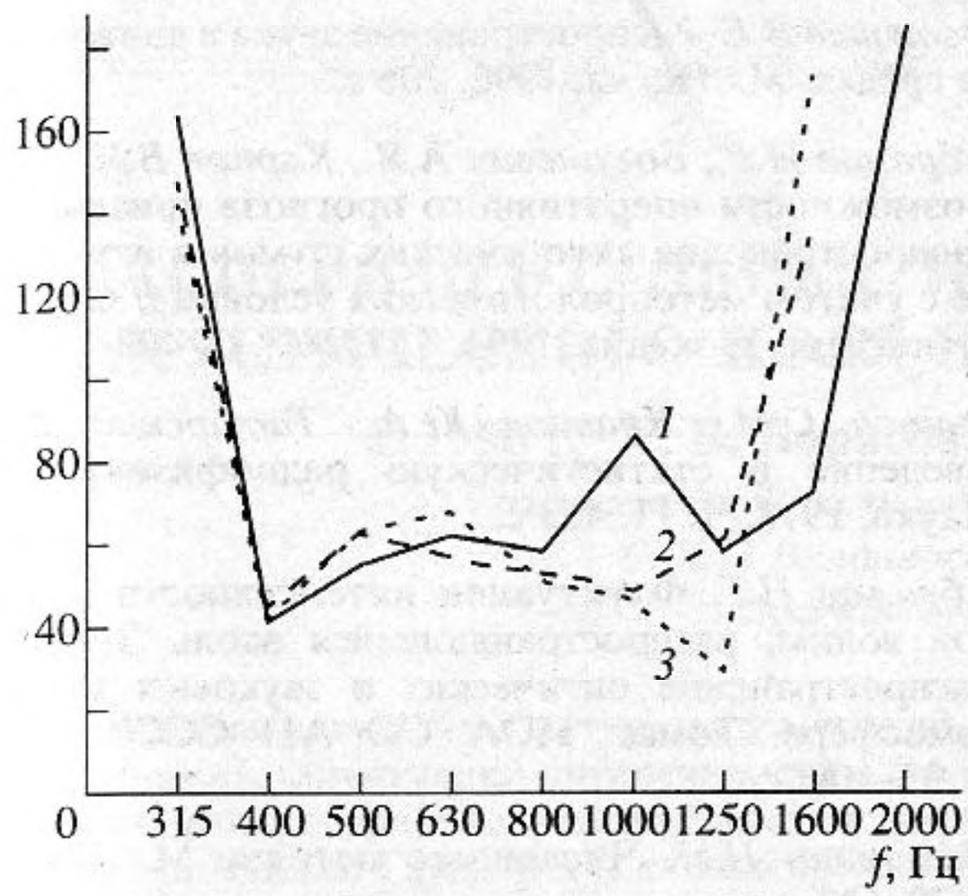

Рис. 4. Средние значения относительного среднеквадратичного разброса экспериментальных значений C_n^2 в процентах в зависимости от частоты излучаемого звука f. *1* – d = 3575 м, *2* – d = 4135 м, *3* – d = 4800 м.

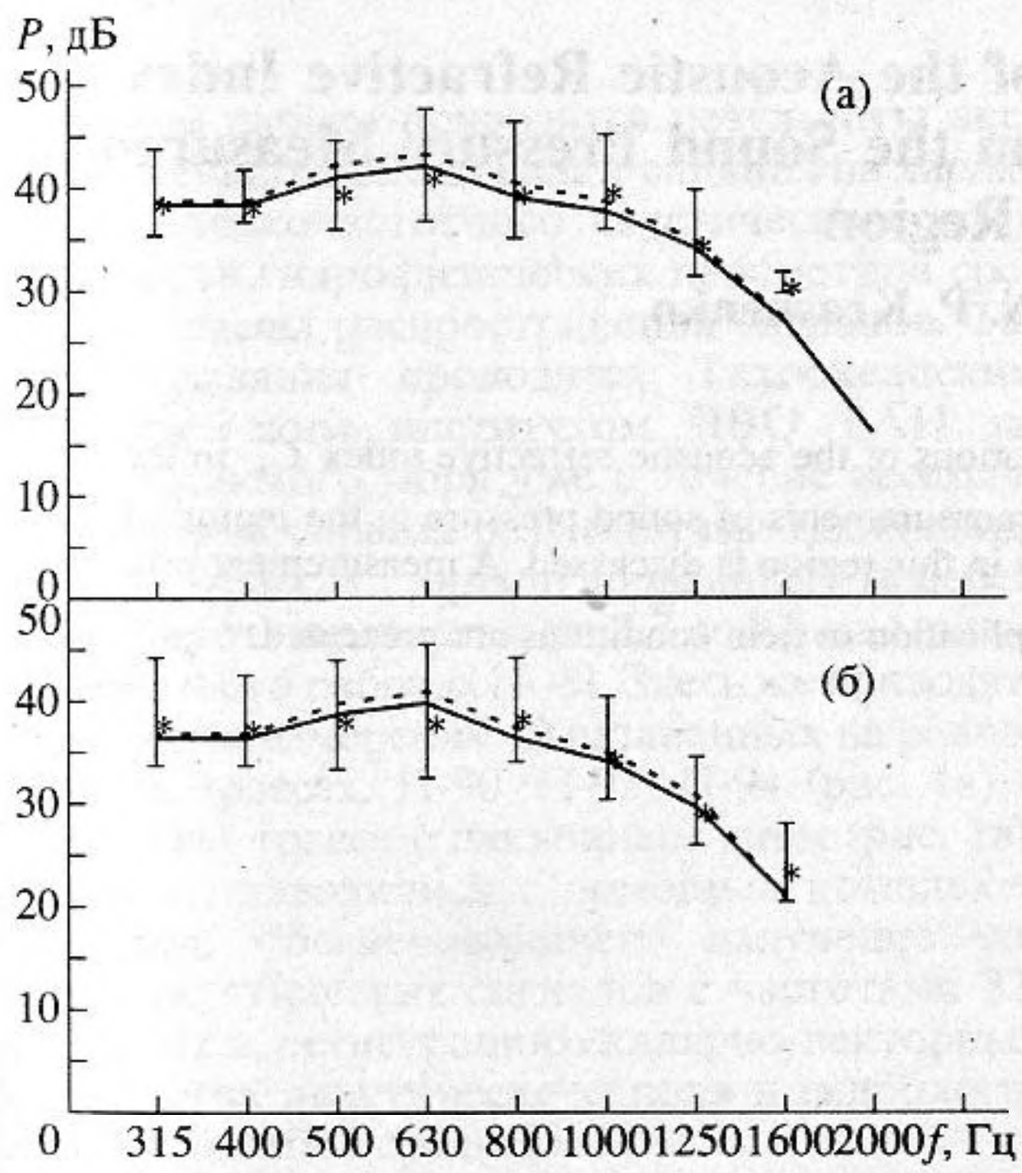

Рис. 5. Звуковые давления в зоне рефракционной тени в зависимости от частоты излучаемого звука f при расстояниях d между источником и приемником, равных 4135 м (а) и 4800 м (б). Звездочки – измеренные значения звукового давления $L_э(f)$; *I* – их доверительные интервалы; штриховая линия – теоретический прогноз звуковых давлений $L_п(f)$ на основе значения C_n^2, полученного при измерениях на частоте 630 Гц и d = = 3575 м; сплошная линия – то же самое на основе значения $\langle C_n^2 \rangle$, полученного усреднением результатов измерений C_n^2 при d = 3575 м на всех частотах f_i.

что данное значение обусловлено главным образом большой амплитудой временных изменений C_T^2. Резкое увеличение разброса экспериментальных значений C_n^2 на частотах выше 1250 Гц, наблюдаемое на рис. 4, вызвано более сильным в этом случае поглощением звука в атмосфере. Последнее приводит к уменьшению отношения сигнал/шум в точке регистрации и, следовательно, к увеличению ошибок измерения звукового давления. В то же время относительно большие ошибки измерений на частоте 315 Гц, возможно, обусловлены субъективным фактором. Считывание показаний шумомеров выполнялось операторами вручную, а измерения в каждом цикле начинались именно с этой частоты.

Описанная в данной работе методика измерений C_n^2 может найти применение как вспомогательное средство при экспериментальных исследованиях распространения звука в приземном слое атмосферы. Например, выполнив измерения звуковых давлений $L_э(f_i, \mathbf{d}_0)$ в единственной точке $\mathbf{d}_0$, можно оценить значения $C_n^2(f_i)$, которые в свою очередь могут быть использованы для расчета по алгоритму (13) звуковых давлений $L_п(f_i, \mathbf{d}_k)$ в других точках $\mathbf{d}_k$, находящихся в зоне рефракционной тени. Более того, поскольку C_n^2 не зависит от f_i, измерения $L_э$ в точке $\mathbf{d}_0$ можно выполнить для единственной частоты f_0, а прогноз звуковых давлений в точках $\mathbf{d}_k$ выполнять для других частот. Эти утверждения были проверены нами экспериментально, используя данные по различным циклам измерений. При этом вначале определялись значения C_n^2 из результатов измерений $L_э$ при d = = 3575 м, затем используя их, вычислялись величины $L_п$ при d = 4135 м и d = 4800 м. Последние сравнивались с экспериментальными значениями $L_э$ на тех же дальностях. Пример сравнения прогнозируемых $L_п$ и экспериментальных $L_э$ значений звукового давления для одного цикла измерений приведен на рис. 5. Из него следует, что такие прогнозы по звуковому давлению обладают высокой точностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Coulman C.E.* Vertical profiles of small-scale temperature structure in the atmosphere // Boundary Layer Meteorology. 1973. V. 4. P. 169–177.

2. *Asomakopoulos D.N., Cole R.S., Crease B.A.* A quantitative comparison between acoustic sounder returns and the direct measurement of atmospheric temperature fluctuations // Boundary Layer Meteorology. 1976. V. 10. P. 137–147.

3. *Caughey S.J., Crease B.A., Asimakopoulos D.N., Cole R.S.* Quantitative bistatic acoustic sounding of the atmospheric boundary layer // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1978. V. 104. P. 147–161.

4. *Caughey S.J., Crease B.A., Cole R.S., Asimakopoulos D.N., Mousley T.J.* Quantitative interpretation of acoustic echoes from the planetary boundary layer // The Radio and Electronic Engineer. 1980. V. 50. № 11/12. P. 598–610.

5. *Герасюк Н.Е., Каллистратова М.А., Карюкин Г.А. и др.* Акустический локатор для исследования атмосферной турбулентности // Изв. АН. ССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 1. С. 98–102.

6. *Гурьянов А.Э., Зубковский С.Л., Каллистратова М.А. и др.* О надежности определения структурной характеристики температуры в атмосфере методом акустического зондирования // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 2. С. 146–152.

7. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 166 с.

8. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.

9. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.

10. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 206 с.

11. *Абрамов Н.Г., Богушевич А.Я., Карпов В.И. и др.* Возможности оперативного прогноза приземного распространения акустических шумов в атмосфере с учетом метеорологических условий // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 403–413.

12. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1978. Ч. 11. 463 с.

13. *Абрамов Н.Г.* Флуктуации интенсивности звуковой волны, распространяющейся вдоль Земли // Распространение оптических и звуковых волн в атмосфере. Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. С. 97–100.

14. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

15. *Богушевич А.Я., Красненко Н.П.* Влияние рефракции на параметры геометрии акустического зондирования атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 9. С. 1258–1274.

Evaluation of the Structural Constant of the Acoustic Refractive Index in the Atmospheric Boundary Layer from the Sound Pressure Measured in the Shadow Region

A. Ya. Bogushevich and N. P. Krasnenko

A new method to determine the structural constant of fluctuations of the acoustic refractive index C_n^2 in the boundary atmospheric layer is suggested. It is based on the measurements of sound pressure in the region of reflection shadow. An algorithm to calculate sound pressures in this region is discussed. A measurement procedure for C_n^2 is described and experimental results of its application in field conditions are presented.