УДК 551.510.535

ОЦЕНКИ ФЛУКТУАЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В E-СЛОЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

И. Г. Мерзон, Т. Н. Харитонова

Рассмотрена задача об определении статистических характеристик сигнала, рассеянного турбулентными неоднородностями E-слоя для случая, когда флуктуации скорости рассеивателей имеют нормальное распределение. При решении задачи были сделаны следующие допущения.

1) Считалось, что флуктуации диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(\boldsymbol{r}', t)$ слабые и $\varepsilon_1(\boldsymbol{r}', t)$ можно записать в виде $\varepsilon(\boldsymbol{r}', t) = \varepsilon_1(\boldsymbol{r}', t) + 1$, причем $|\overline{\varepsilon_1}| \ll 1$.

2) Использовалось квазистационарное приближение уравнений Максвелла. Предполагалась стационарность турбулентности, статистическая независимость флуктуаций скорости рассеивателей и флуктуаций ε_1, а также статистическая независимость различных компонент скорости.

3) Предполагалось, что L_0 — радиус корреляции флуктуаций ε_1— удовлетворяет условию $L_0 \ll L$, где L — горизонтальный размер рассеивающего объема.

4) Диаграмма направленности приемно-передающей антенны задавалась в виде $f(\boldsymbol{r}') = \exp[-(x'^2+y'^2)/L^2]$, где $L = \gamma_0 r$, γ_0— полуширина диаграммы направленности, r — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

5) Считалось, что величина рассеивающего объема $V \ll \lambda r^2$, а горизонтальные размеры антенны $d \ll r$.

Задача решалась методом теории возмущений в приближении однократного рассеяния. При решении использовалось выражение для комплексной амплитуды рассеянного поля E_s в зоне френелевской дифракции, аналогичное полученному в [1] с той лишь разницей и отличающееся от последнего лишь потому, что в нашем случае падающая на рассеивающий объем волна сферична. Получена временная корреляционная функция рассеянного поля

$$B_E(\tau) = \overline{E_s(t)\, E_s^*(t+\tau)} \qquad (\overline{E_s} = 0),$$
$$B_E(\tau) = \frac{k^4 A^2 \pi^{5/2}\,\Phi(2k)\,\gamma_0^2 H}{16 r^2[1+(1/2)\,\sigma_1^2\gamma_0^2\tau^2 k^2]} \exp\left[i\,2\overline{v}_3\tau k - 2\sigma_3^2\tau^2k^2 - \frac{\gamma_0^2\overline{v}_1^2\tau^2k^2}{4[1+(1/2)\,\sigma_1^2\gamma_0^2\tau^2k^2]}\right], \tag{1}$$

где σ_1^2 и σ_3^2 — дисперсии компонент скорости по осям x и z, $\overline{v_1}$ и $\overline{v_3}$ — компоненты средней скорости, k — модуль волнового вектора падающей волны, $\Phi(2k)$ — трехмерный спектр флуктуаций ε_1, $A^2 = \{[\boldsymbol{n}[\boldsymbol{a}\boldsymbol{n}]]\}^2$, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный из точки $\boldsymbol{r}$ в точку наблюдения, $\boldsymbol{a}$— амплитуда поля излучающего диполя, H — толщина рассеивающего слоя. Коэффициент корреляции рассеянного поля $R = |B_E(\tau)|/B_E(0)$ равен

$$R = \exp\{[-2\sigma_3^2k^2 - (1/4)\,\overline{v}_1^2\gamma_0^2k^2]\,\tau^2\} = \exp\left(-\frac{u^2\tau^2}{2k^2}\right), \tag{2}$$

где

$$u^2/2k^2 = \sigma_3^2 + (1/8\,\overline{v}_1^2\gamma_0^2$$

Плотность вероятности отклонения разности фаз $\psi = \varphi_2 - \varphi_1$ от среднего значения $\overline{\psi} = \gamma$

$$P(\zeta) = (2\pi - |\zeta|)\, f(\zeta),$$

где $\zeta = \psi - \gamma$, а

$$f(\zeta) = \frac{1-R^2}{4\pi^2}\left[\frac{1}{1-R^2\cos^2\zeta} + R\cos\zeta\,\frac{\pi/2+\arcsin(R\cos\zeta)}{(1-R^2\cos^2\zeta)^{3/2}}\right].$$

Была рассчитана также структурная функция

$$D_\zeta(\tau) = \overline{\{[\varphi(t+\tau) - \overline{\varphi(t+\tau)}] - [\varphi(t) - \overline{\varphi(t)}]\}^2} = \overline{\zeta^2} = \int_{-2\pi}^{2\pi} \zeta^2 P(\zeta)\, d\zeta,$$

зависимость которой от полученной величины R представлена на рис. 1. Найдена плотность вероятности производной фазы по времени — частоты f (*гц*):

$$P(f) = \frac{2\pi u^2}{[4\pi^2(f-f_0)^2 + 2u^2]^{3/2}} \qquad \left(f_0 = \frac{\gamma}{2\pi}\right) \tag{3}$$

и интегральный закон распределения $F(f)$:

$$F(f) = \frac{(f-f_0)\pi}{\sqrt{4\pi^2(f-f_0)^2 + 2u^2}} + \frac{1}{2}. \tag{4}$$

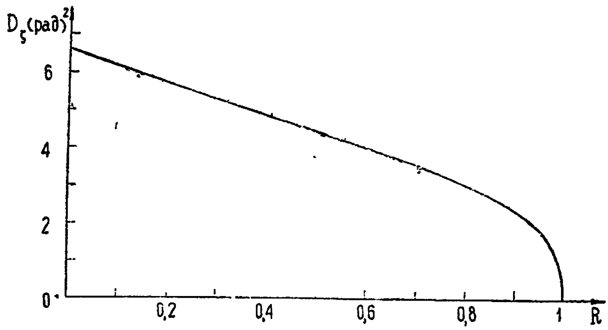

Рис. 1. Зависимость структурной функции разности фаз рассеянного поля от обобщенного коэффициента корреляции R.

Пользуясь экспериментально полученной в [3, 4] зависимостью $F(f)$ и формулой (4), определили параметр $u^2/2k^2 = \sigma_3^2 + (1/8)\,\overline{v}_1^2\,\gamma_0^2$, значения которого для одной из реализаций даны в табл. 1. Задавая интервал возможных значений средней скорости ветра $\overline{v}_1$, можно найти дисперсию вертикальной скорости σ_3^2 и ошибку в определении ее. Расчеты показали, что величина ошибки не превосходит 15%. Более точное значение σ_3^2 можно получить, если независимо, одним из многочисленных хорошо известных способов, производить измерение средней скорости ветра.

Таблица 1

Зависимость параметра $\frac{u^2}{2k^2} = \sigma_3^2 + \frac{1}{8}\,\overline{v}_1\,\gamma_0^2$ от частоты f

f (*гц*)	−0,75	−0,50	−0,25	+0,25	+0,50	+0,75
$\frac{u^2}{2k^2}$ ($м^2 \cdot сек^{-2}$)	6,47	7,50	6,72	9,29	6,76	6,22

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность за внимание к работе В. И. Татарскому и В. М. Бовшеверову.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
2. В. И. Бунимович, Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, изд. Сов. радио, М., 1961.
3. Ю. В. Гребенюк, А. И. Грачев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **12**, № 10, 1461 (1969).
4. А. И. Грачев, Ю. В. Гребенюк, Изв высш. уч. зав. — Радиофизика, **12**, № 10, 1467 (1969).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1969 г.