

Яркостная температура (12) складывается из ослабленного излучения поверхности в направлении $\theta=0$, к которому добавляется рассеянное в направлении $\theta=0$, а также в направлении $\theta=\pi$ и затем зеркально отраженное излучение поверхности, которое интегрируется по всем углам. По формуле (12) может быть рассчитано излучение полупространства, рассеянное дискретными неоднородностями, если в качестве $\sigma_{E, H}(n)$ берется суммарное сечение рассеяния частиц в единичном объеме.

Интересно отметить, что если слой содержит только крупномасштабные неоднородности ϵ_1 , то из (10), (11) следуют предельные соотношения

$$\langle S_z^{(1)} \rangle = - \langle S_z^{(2)} \rangle = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^2 L}{4(2\pi)^2} (1 - |R|^2) \int_{-\infty}^{\infty} d^2x_{\perp} \Phi_{\pm}(x_{\perp}, 0), \quad (13)$$

т. е. крупномасштабные неоднородности ($k_0 l \gg 1$) передающей среды не влияют на тепловое излучение поверхности.

Этот факт подтверждается расчетами приращений яркостной температуры относительно $T_{\text{я}}^0 = T_0(1 - |R|^2)$ в зависимости от $(k_0 l)^2$, результаты которых представлены на рис. 1.

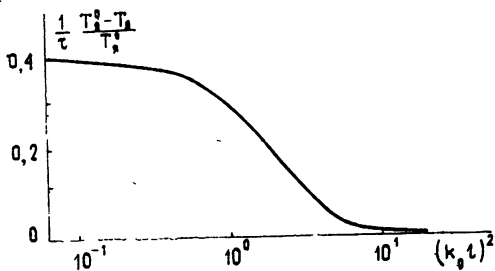


Рис. 1.

Проведенные расчеты показывают, что рассеяние может внести заметный вклад в наблюдаемую яркостную температуру полупространства, если $k_0 l < 1$ и при этом не слишком мала оптическая толщина передающей среды. Такая ситуация возможна, например, при дистанционных наблюдениях земной поверхности сквозь дождливую атмосферу в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, облачную или запыленную атмосферу в оптическом диапазоне и др. При этом уже для $\tau > 0,01$ поправка к яркостной температуре может составить несколько градусов и должна учитываться при интерпретации экспериментальных данных наряду с поправками, рассмотренными в [1-4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С., Калинин В. И., Матвеев Р. Т.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1973, 9, № 12, с. 1247.
2. Tsang L., Kong J. A.— Radio Sci., 1975, 10, № 12, p. 1025.
3. Кравцов Ю. А., Мировская Е. А., Попов А. Е., Троицкий И. А., Эткин В. С.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 7, с. 733.
4. Докучаев В. П., Кротиков В. Д.— Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 937.
5. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике.— М.: Наука, 1967.
6. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности.— М.: АН СССР, 1961.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 апреля 1982 г.,
после доработки
29 октября 1982 г

УДК 621.371.332.1 : 551 : 510 : 535

О СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Е. Д. Терещенко, Б. З. Худукон, С. М. Черняков

Радиопросвечивание толщи ионосферы позволяет по изменениям в принимаемом на Земле сигнале со спутника судить о характеристиках неоднородностей электронной плотности в ионосфере. Обычная схема определения параметров неоднородностей — это сопоставление измеренных спектров (корреляционных функций) амплитуды

с теоретическими моделями [1]. Недостатком такого подхода является невозможность сравнения теоретических и измеряемых величин без задания явного аналитического выражения для спектра флуктуаций электронной плотности. Целесообразнее при одновременном выполнении как фазовых, так и амплитудных измерений проводить анализ экспериментальных данных и теоретических формул, используя первую функцию когерентности второго порядка [2].

Представим поле сферической монохроматической волны частоты ω , излученной спутником и прошедшей слой неоднородностей, в виде произведения поля в регулярной среде E_0 и функции, определяющей изменения в поле, обусловленные неоднородностями U

$$E(\rho, z_A) = E_0(\rho, z_A) U(\rho, z_A). \quad (1)$$

Ось Oz декартовой системы координат x, y, z направим вдоль направления распространения волны и обозначим $\rho = \{x, y\}$ — двумерный вектор в плоскости, перпендикулярной оси Oz . Вектор $\{\rho, z_A\}$ будет характеризовать точку приема на поверхности земли, $\{\rho_c, z_c\} = \{x_c, 0, z_c\}$ — точку излучения. Считая, что длина элемента орбиты, с которого принимается излучение, много меньше расстояния до спутника, в приближении малых углов рассеяния имеем [2]

$$\Psi_{UU^*} = \exp \left[-\frac{r_e^2}{k^2} D(\rho_c) \right], \quad (2)$$

$$D(\rho_c) = \int_{z_p}^{z_L} dx dz \Phi_N(x) \Big|_{x_z=0} \left[1 - \exp \left\{ i x \left[(\rho_{c1} - \rho_{c2}) \lambda \times \left(1 - \frac{z}{z_A} \right) + (\rho_1 - \rho_2) \frac{z}{z_A} \right] \right\} \right],$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, c — скорость света, $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, $\Phi_N(x)$ — спектральная плотность флуктуаций электронной плотности. Условие $z = z_p$ определяет верхнюю границу слоя неоднородностей, $z = z_L$ — нижнюю.

Формула (2) показывает, что корреляционная функция величины U определяется проинтегрированной по толщине слоя структурной функцией флуктуаций плотности $D(\rho_c)$. Вид спектра флуктуаций электронной плотности определяет характер изменения функции $D(\rho_c)$. Для степенной модели анизотропного спектра структурная функция флуктуаций плотности является монотонно возрастающей функцией, достигающей уровня насыщения, равного единице. При этом в начальной области изменения аргумента функции $D(\rho_c)$ при степенном спектре $\Phi_N(x)$ ведет себя как степенная функция [2].

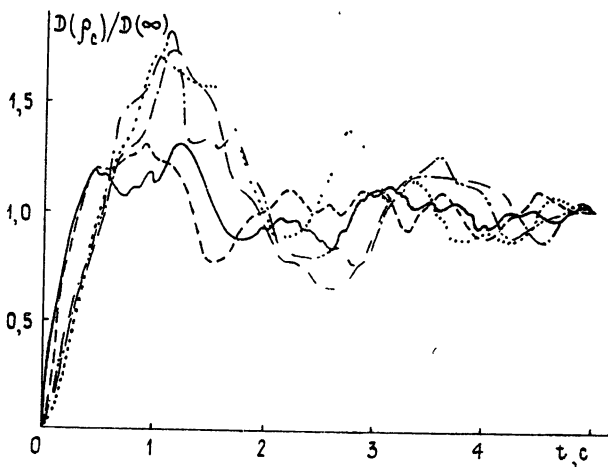


Рис. 1.

Измерения сигналов навигационных спутников Земли проводились вблизи г. Мурманска. Две когерентные частоты приблизительно 150 и 400 МГц, находящиеся в отношении 3/8, принимались двухканальным когерентным приемником. Канал 400 МГц когерентного приемника, содержащий систему фазовой автоподстройки частоты и цепь автоматического регулирования усиления выходного сигнала, использо-

вался в качестве фазового эталона для когерентного детектирования квадратурных компонент сигнала 150 МГц. Примененис фазового эталона позволяет исключить изменения фазы, обусловленные движением спутника и его вращением, оставляя лишь флуктуации, вызванные изменением электронной плотности вдоль траектории распространения волны. Квадратурная схема регистрации в двухканальном когерентном приемнике позволяла измерить для поля частотой 150 МГц вариации функции U в зависимости от места нахождения спутника. По квадратурным компонентам вычислялись амплитуда и фаза. Переменные амплитуда и фаза обрабатывались с целью получения величин, вызывающих мерцания относительно трендов, представляющих наименьшую среднисквадратичную оценку медленных изменений, обусловленных геометрией наблюдения и регулярной ионосферной рефракцией.

На рис. 1 приведены результаты измерения нормированной структурной функции $D(\rho_c)/D(\infty)$, соответствующие различным значениям дисперсии флуктуаций фазы сплошная кривая для $\sigma_\phi^2 = 0,11$, штриховая — $\sigma_\phi^2 = 0,18$, штрихпунктирная — $\sigma_\phi^2 = 0,52$, штрих с двумя пунктирами — $\sigma_\phi^2 = 0,8$ и пунктирная — $\sigma_\phi^2 = 1,12$. Скорость движения спутника велика, и временные изменения, приведенные на рис. 1, после замены t на $x = v_c(1 - z_F/z_A)t$, где $v_c \approx 7$ км/с — скорость спутника, будут представлять пространственные структурные функции. Кривые демонстрируют хорошее совпадение в области малых t со степенной моделью спектра флуктуаций плотности с показателем степени, изменяющимся от 2 до 4 по мере роста дисперсии фазы. Однако в области t порядка одной секунды или на масштабах приблизительно 2—3 км характерной особенностью структурной функции флуктуаций электронной плотности является наличие максимума, проявляющегося более явно при увеличении дисперсии фазы. Этот факт отражает, вероятно, существование в высокоширотной ионосфере механизма, эффективно возбуждающего неоднородности указанных выше размеров

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Крейн Р. К.— ТИИЭР, 1977, 65, № 5, с. 5.
- 2 Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II.— М: Наука, 1978.

Полярный геофизический институт
Кольского филиала АН СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1982 г.,
в окончательном варианте
31 августа 1982 г.

УДК 621.372.09

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ПЛОСКОМ НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ДВУКРАТНОГО ВЫРОЖДЕНИЯ

Т. И. Бичуцкая, В. В. Новиков

В работах [1, 2] было проведено исследование трансформации нормальных волн в плоском слабо нерегулярном волноводе с импедансными граничными условиями при наличии двукратного и трехкратного локального жорданового вырождения собственных значений. Представляет интерес провести аналогичное исследование в строгой постановке и выяснить, сохраняются ли в качественном отношении полученные в импедансном приближении результаты.

Рассмотрим задачу о взаимодействии нормальных волн в плоском слабо нерегулярном волноводном канале, ограниченном идеально проводящей плоскостью и заполненным неограниченной по высоте z неоднородной в поперечном и продольном направлениях изотропной средой с относительной комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_m(x, z) \equiv \epsilon(x, z)$. В дальнейшем будем считать волновод регулярным ($\partial\epsilon/\partial x = 0$) при $x < 0$ и слабо нерегулярным при $x > 0$

1. При построении решения мы используем метод поперечных сечений [3] и векторный подход [4, 5]. Краевая задача для ТМ-волн, вытекающая из уравнений Максвелла, формулируется в каноническом виде

$$L_x \mathbf{w} - iL_z \mathbf{w} = 0, \quad (1)$$

$$\mathbf{w} \rightarrow 0, \quad D_z \mathbf{w}^{(1)} \Big|_{z=0} = 0, \quad \mathbf{w} \rightarrow 0, \quad \begin{matrix} x \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty \end{matrix}$$

где для зависимости от времени $e^{-i\omega t}$