

УДК 621.371

## ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ «МЕРТВОЙ» ЗОНЫ

П. В. Блюх, В. Г. Галушко, А. А. Минаков, Ю. М. Ямпольский

По измерениям траекторных параметров сигналов в окрестности границы «мертвой» зоны с помощью остронаправленной антенны восстановлен модельный профиль электронной концентрации  $F$ -области ионосферы. Вычислены статистические характеристики флуктуаций интерференционной структуры прикаустического поля с учетом случайных неоднородностей электронной концентрации, оценена погрешность определения критической частоты ионосферного слоя. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных позволило определить параметры ионосферных неоднородностей.

В коротковолновом (КВ) диапазоне в окрестности границы «мертвой» зоны возникают сильные изменения уровня сигнала, которые очень чувствительны к состоянию ионосферы. Это обстоятельство затрудняет эксплуатацию КВ радиосистем вблизи МПЧ, но может быть полезным для решения задач диагностики ионосферы.

В работах [1, 2] приведены результаты экспериментального исследования волновых полей в окрестности границы «мертвой» зоны и показано, что путем сопоставления расчетных и экспериментальных данных можно определить основные параметры модельного профиля электронной концентрации. Эксперименты проводились на короткой однокачковой радиотрассе на нескольких частотах в диапазоне 10—15 МГц.

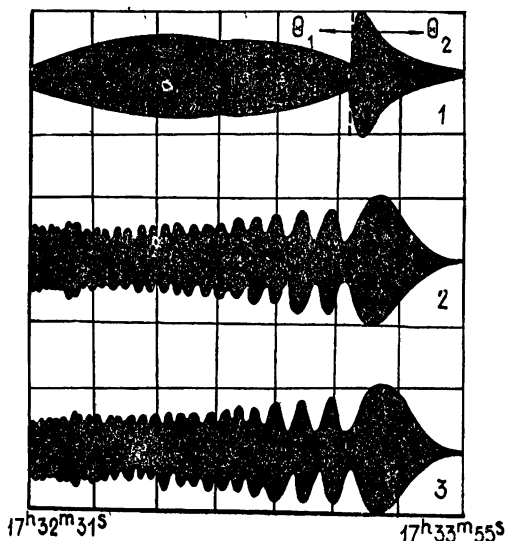


Рис. 1.

Отличительной особенностью приемной установки являлось использование в качестве пеленгатора остронаправленной антенной системы декаметрового радиотелескопа УТР-2 [3]. Непосредственно измерялись углы прихода радиоволн, их амплитуды и спектры [4]. Синхронная ре-

гистрация сигналов с двух взаимно ортогональных вибраторов позволяла анализировать поляризационную структуру поля. На рис. 1 приведена трехканальная запись сигналов станции РВМ, полученная на частоте  $f \approx 10$  МГц при прохождении каустики через приемный пункт. В каналах 2 и 3 (одиночные скрещенные вибраторы) отчетливо видны интерференционные замирания, обусловленные суперпозицией нижнего и верхнего (педерсеновского) лучей. В канале остронаправленной антенны (дорожка 1) эти замирания отсутствуют, что свидетельствует о выделении одного луча из двух — в данном случае нижнего. Плавное изменение амплитуды связано с вариацией угла прихода волны, в то время как ориентация диаграммы направленности не менялась до момента переключения (пунктирная линия на рисунке). Подобные записи позволяют легко определить угол прихода одного из лучей (по максимуму сигнала в канале остронаправленной антенны) и разность фазовых путей двух лучей (по количеству квазипериодов интерференционных замираний). Эти параметры в дальнейшем использовались для восстановления профиля электронной концентрации  $N(z)$ .

Рассматривалась параболическая модель ионосферного слоя с зависящими от времени высотой начала слоя  $z_0(t)$  и критической частотой  $f_{кр}(t)$ . Полутолщина слоя  $y_m$  считалась известной, так как, во-первых, она достаточно точно прогнозируется по геофизической обстановке, а, во-вторых, в средних широтах  $y_m$  практически не имеет суточного хода и примерно равна 100 км [3]. Следовательно, нужно получить систему двух уравнений, связывающих  $z_0$  и  $f_{кр}$  с измеряемыми в эксперименте параметрами — углом прихода нижнего луча  $\Theta_H$  и разностью фазовых путей нижнего и верхнего лучей  $\Delta\Psi = \Psi_H - \Psi_B$ :

$$\Delta\Psi[z_0(t_j), \kappa(t_j)] = \Delta\Psi(t_j), \quad (1)$$

$$\Theta_H[z_0(t_j), \kappa(t_j)] = \Theta_H(t_j),$$

где  $\kappa = f/f_{кр}$ , момент времени  $t_j$  соответствует  $j$ -му интерференционному минимуму. Расчет левых частей системы (1) выполнялся без учета горизонтальных градиентов в ионосфере и магнитного поля Земли с помощью известных выражений [6] для дистанции одного скачка луча

$$D = 2z_0 \operatorname{tg} \Theta + y_m \kappa \sin \Theta \ln \frac{1 + \kappa \cos \Theta}{1 - \kappa \cos \Theta} \quad (2)$$

и фазового пути волны (эйконала)

$$\Psi = \frac{2z_0}{\cos \Theta} + y_m \cos \Theta + \frac{y_m}{2} \left[ \kappa + \kappa \sin^2 \Theta - \frac{1}{\kappa} \right] \ln \frac{1 + \kappa \cos \Theta}{1 - \kappa \cos \Theta}. \quad (3)$$

При вычислении  $\Delta\Psi$  необходимо учитывать каустический сдвиг фазы, возникающий при касании лучом каустики [7].

Решение системы уравнений (1) находилось численно (см. рис. 2). На этом рисунке в координатах  $z_0, \kappa$  приведены изолинии углов прихода нижнего луча  $\Theta_H$  (кривые 1—5: 1— $\Theta_H = 60^\circ$ , 2— $\Theta_H = 56^\circ$ , 3— $\Theta_H = 55^\circ$ , 4— $\Theta_H = 54^\circ$ , 5— $\Theta_H = 50^\circ$ ) и разностей фазовых путей  $\Delta\Psi$  (кривые 6—9: 6— $\Delta\Psi = 900$  м, 7— $\Delta\Psi = 450$  м, 8— $\Delta\Psi = 30$  м, 9— $\Delta\Psi = 0$ ). Видно, что, зная  $\Theta_H$  и  $\Delta\Psi$  в моменты времени  $t_j$ , можно однозначно определить параметры ионосферного слоя  $z_0$  и  $f_{крj}$ . Многочисленные проверки восстановленных профилей  $N(z)$  свидетельствуют о правильности решения обратной задачи [1, 2], однако отмечалось, что в большинстве случаев структура поля в окрестности каустики искажалась из-за ионосферных неоднородностей. (Это проявлялось, например, в немонотонной зависимости от времени периодов интерференционных замираний.) Следовательно, ионосферные параметры определялись с некоторой погрешностью, величина которой будет оценена ниже.

Положение  $j$ -го интерференционного минимума  $t_j$  определяется из уравнения

$$\Delta\Psi(t) + \delta v(t) = \zeta_j, \quad (4)$$

где  $\Delta\Psi(t)$  — разность фазовых путей нижнего и верхнего лучей для невозмущенной ионосферы;  $\delta v(t) = \delta\Psi_{\text{н}} - \delta\Psi_{\text{в}}$  — случайная добавка из-за влияния неоднородностей;  $\zeta_j = (j-1/4)\lambda$  — разность фазовых путей, соответствующая  $j$ -му интерференционному минимуму;  $\lambda$  — длина волны. Отметим, что  $\Delta\Psi(t)$  за период анализа экспериментальной записи является монотонной функцией времени, так что уравнение  $\Delta\Psi(t) = \zeta_j$  имеет единственное решение. Мы ограничимся рассмотрением случая малых и достаточно плавных флуктуаций  $\delta v(t)$ , которые не приводят к появлению в (4) новых корней по сравнению с регулярной задачей, когда  $\delta v(t) = 0$ , а вызывают лишь смещение их относительно невозмущенных значений  $t_{0j}$ . Разложив (4) в ряд Тейлора в окрестности  $t_{0j}$  и ограничившись линейными членами по  $\delta t$ , при выполнении условия  $\delta v'(t_{0j})/\Delta\Psi'(t_{0j}) \ll 1$  получим поправку к решению уравнения (4) в виде

$$\delta t = -\delta v(t_{0j})/\Delta\Psi'(t_{0j}). \quad (5)$$

Если параметры ионосферного слоя  $z_0(t)$  и  $f_{\text{кр}}(t)$  также достаточно плавные функции времени, то погрешность их определения по описанной выше методике можно записать как

$$\delta z_{0j} = \pm z'_0(t_{0j})\sigma_{t_j}, \quad \delta f_{\text{кр}j} = \pm f'_{\text{кр}}(t_{0j})\sigma_{t_j}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{t_j}$  — стандарт флуктуаций положения  $j$ -го минимума, для вычисления которого необходимо рассчитать  $\Delta\Psi'(t_{0j})$  и структурную функцию флуктуаций эйконала

$$S^2(t_{0j}) = \langle \delta\Psi_{\text{н}}^2(t_{0j}) \rangle + \langle \delta\Psi_{\text{в}}^2(t_{0j}) \rangle - 2 \langle \delta\Psi_{\text{н}}(t_{0j}) \delta\Psi_{\text{в}}(t_{0j}) \rangle. \quad (7)$$

Здесь  $\delta\Psi_{\text{н}}(t_{0j})$ ,  $\delta\Psi_{\text{в}}(t_{0j})$  — флуктуации эйконалов в нижнем и верхнем лучах,  $\langle \rangle$  означает усреднение по ансамблю реализаций.

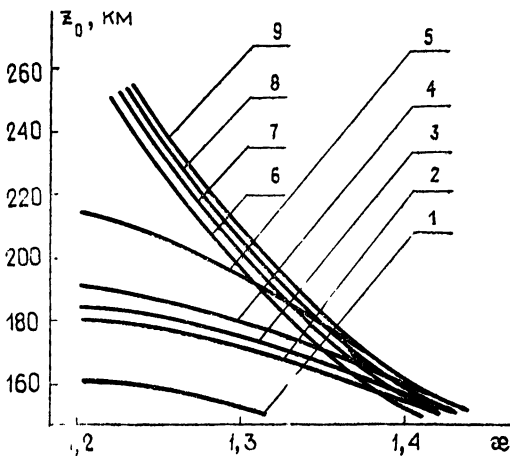


Рис. 2.

Представим профиль электронной концентрации ионосферы  $N(r, t)$  в виде суммы невозмущенного (регулярного) распределения  $N_0(z, t)$  и случайного возмущения  $\delta N(r, t)$  с нулевым средним и гауссовой функцией пространственной корреляции:

$$\langle \delta N(r_1) \delta N(r_2) \rangle = \langle \delta N^2 \rangle \exp\{- (r_1 - r_2)^2 / L^2\}, \quad (8)$$

где  $\langle \delta N^2 \rangle = \text{const}$  — дисперсия флуктуаций электронной концентрации,  $L$  — характерный размер ионосферных неоднородностей. Заметим, что  $N_0(z, t)$  и  $\delta N(r, t)$  медленно по сравнению со временем распространения сигнала изменяются во времени. Поэтому можно рассматривать стационарный случай, а  $t$  войдет в ответ как параметр. Согласно методу малых возмущений [7] для вычисления  $S^2(t_{0j})$  нужно рассчитать три интеграла вида

$$\langle \delta\Psi_l \delta\Psi_n \rangle = \frac{1}{4\kappa^4 \sin \Theta_l \sin \Theta_n} \int_{x_{\text{вх}}^{l,n}}^{x_{\text{вых}}^{l,n}} dx' dx'' \frac{\langle \delta N(r(x')) \delta N(r(x'')) \rangle}{N_m^2}, \quad (9)$$

где  $N_m$  — максимальная электронная концентрация ионосферного слоя;  $x_{\text{вх}}$  и  $x_{\text{вых}}$  — соответственно координаты точек входа и выхода лучей; индексы  $l$  и  $n$  нумеруют лучи, а интегрирование ведется вдоль невозмущенных траекторий. Уравнение луча  $z(x)$  легко получить из приведенных, например, в [7] зависимостей  $x(z)$ . Проведя несложные преобразования, запишем

$$z(x) = y_m \left[ 1 - \sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \Theta} \operatorname{ch} \left( \frac{x - x_{\text{п}}}{\kappa y_m \sin \Theta} \right) \right], \quad x_{\text{вх}} \leq x \leq x_{\text{вых}}. \quad (10)$$

Здесь  $x_{\text{п}} = D/2$  — горизонтальная координата точки поворота. Учитывая, что для плоскостной ионосферы лучи, проходящие в одну и ту же точку на поверхности Земли, имеют одинаковые горизонтальные координаты точек поворота, с учетом (10) и (7) выражение (9) после замены переменных  $\xi_l \eta' = x' - x_{\text{п}}$ ,  $\xi_n \eta'' = x'' - x_{\text{п}}$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle \delta\Psi_l \delta\Psi_n \rangle &= \frac{\xi_l \xi_n}{4\kappa^4 \sin \Theta_l \sin \Theta_n} \frac{\langle \delta N^2 \rangle}{N_m^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 d\eta' d\eta'' \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{(\xi_l \eta' - \xi_n \eta'')^2}{L^2} - \frac{y_m^2}{L^2} [\sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \Theta_l} \operatorname{ch}(g_l \eta') - \right. \\ &\quad \left. - [\sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \Theta_n} \operatorname{ch}(g_n \eta'')]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$g_{l,n} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \kappa \cos \Theta_{l,n}}{1 - \kappa \cos \Theta_{l,n}}, \quad \xi_{l,n} = y_m \kappa g_{l,n} \sin \Theta_{l,n}.$$

Рассчитаем дисперсию флуктуаций эйконала, положив  $\Theta_l = \Theta_n$ . Введя суммарные и разностные координаты  $\eta' - \eta'' = 2\rho'$  и  $\eta' + \eta'' = 2\rho''$ , из (11) получим

$$\begin{aligned} \langle \delta\Psi_l^2 \rangle &= \frac{1}{2} \left( \frac{y_m g_l}{\kappa} \right)^2 \frac{\langle \delta N^2 \rangle}{N_m^2} \int_{\rho'}^{\rho''} d\rho' d\rho'' \exp \left\{ -\left( \frac{2\kappa y_m \sin \Theta_l}{L} \right)^2 \rho'^2 - \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{2y_m}{L} \right)^2 (1 - \kappa^2 \cos^2 \Theta_l) \operatorname{sh}^2(g_l \rho') \operatorname{sh}^2(g_l \rho'') \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Область интегрирования  $\Sigma$  ограничена прямыми  $\rho' = |\rho''| - 1$  и  $\rho' = 1 - |\rho''|$ . При выполнении условия  $(2\kappa g_l y_m \sin \Theta_l)^2 \gg 1$ , т. е. если между точками входа и выхода луча укладывается большое число неоднородностей, полученный интеграл по переменной  $\rho'$  можно оценить методом Лапласа [8]. Тогда  $\langle \delta\Psi_l^2 \rangle$ , согласно [9], выражается в явном виде через эллиптический интеграл первого рода  $F(\varphi, k)$ :

$$\langle \delta\Psi_l^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi} y_m L}{2\kappa^3 \sin \Theta_l} \frac{\langle \delta N^2 \rangle}{N_m^2} F \left[ \arcsin(\kappa \cos \Theta_l), \frac{\sqrt{\kappa^2 - 1}}{\kappa \sin \Theta_l} \right]. \quad (13)$$

Используя (2), из (13) легко получить зависимость  $\langle \delta\Psi_l^2 \rangle$  от длины радиотрассы  $D$ . Для этого нужно из (2) при заданной  $D$  рассчитать

углы прихода нижнего  $\Theta_n$  и верхнего  $\Theta_v$  лучей. Подставляя значения  $\Theta_n$  и  $\Theta_v$  в (13), найдем искомую зависимость, которая ведет себя следующим образом. При  $D=D_{м.з}$  ( $D_{м.з}$  — радиус «мертвой» зоны) дисперсии эйконалов верхнего  $\langle \delta\Psi_v^2 \rangle$  и нижнего  $\langle \delta\Psi_n^2 \rangle$  лучей равны. По мере удаления от каустики  $\langle \delta\Psi_v^2 \rangle$  растет, а  $\langle \delta\Psi_n^2 \rangle$  убывает. Такое поведение связано с тем, что при увеличении дистанции путь верхнего луча в ионосфере возрастает, а нижнего — уменьшается.

Рассмотрим теперь вопрос об определении функции взаимной корреляции флуктуаций эйконалов двух лучей. Получить аналитическое выражение из (9) не удастся, поэтому расчеты выполнялись численно. Анализ этих зависимостей показывает, что с ростом дистанции корреляция падает, причем скорость спадания зависит от размера неоднородностей: чем меньше  $L$ , тем она больше. Это объясняется тем, что по мере увеличения дистанции наблюдается все большее различие траекторий верхнего и нижнего лучей.

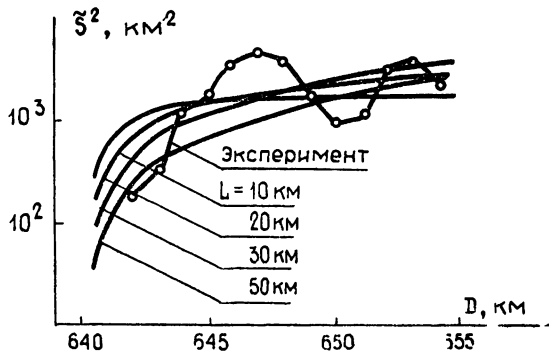


Рис. 3.

Проанализируем дистанционную зависимость структурной функции флуктуаций эйконала  $S^2(D)$ , что легко сделать с помощью полученных ранее соотношений. При  $D=D_{м.з}$  лучи сливаются, а следовательно,  $\langle \delta\Psi_n^2 \rangle = \langle \delta\Psi_v^2 \rangle = \langle \delta\Psi_n \delta\Psi_v \rangle$ , т. е. на границе «мертвой» зоны  $S^2(D) = 0$ . По мере удаления наблюдателя в радиоосвещенную область  $S^2(D)$  увеличивается, поскольку корреляция между  $\delta\Psi_v$  и  $\delta\Psi_n$  падает. На

рис. 3 в логарифмическом масштабе построены зависимости  $\tilde{S}^2(D) = S^2(D)N_m^2 / \langle \delta N^2 \rangle$  для разных  $L$ . Видно, что поведение  $\tilde{S}^2(D)$  согласуется с приведенными выше качественными рассуждениями, причем

скорость возрастания  $\tilde{S}^2(D)$  зависит от  $L$ . Отметим также, что при  $\langle \delta\Psi_n \delta\Psi_v \rangle \simeq 0$  структурная функция выходит на практически постоянный уровень, величина которого зависит от размера неоднородностей  $L$ : чем больше  $L$ , тем он выше. На этом же рисунке изображена экспериментальная зависимость  $\tilde{S}^2(D)$ , которая строилась следующим обра-

зом. Во-первых,  $\tilde{S}^2(D)$  для фиксированного положения границы «мертвой» зоны слабо зависит от регулярных параметров ионосферы. Во-вторых, в [1] показано, что интерференционная структура поля при изменении ионосферных характеристик в часы восхода — захода Солнца перемещается, почти не меняя своей формы, с постоянной скоростью. Поэтому в экспериментальных записях можно перейти от  $\Delta\Psi(t)$  к

$\Delta\Psi(D)$  и, следовательно, построить  $\tilde{S}^2(D)$  (представленная на рис. 3 зависимость построена по восьми реализациям; величина  $\langle \delta N^2 \rangle / N_m^2$  определялась методом наименьших квадратов и равна  $10^{-6}$ ). Такую

процедуру получения  $\tilde{S}^2(D)$  можно считать эквивалентной усреднению по ансамблю реализаций, хотя экспериментальные данные соответствовали разным дням и, конечно, условия проведения эксперимента (раз-

меры и интенсивность неоднородностей) менялись. Тем не менее прослеживается тенденция к росту  $\tilde{S}^2(D)$  с увеличением дистанции.

Чтобы воспользоваться формулой (5), нужно вычислить производную  $\Delta\Psi'$  разности эйконолов нижнего и верхнего лучей. Запишем производную по времени от  $\Psi$  в виде ( $\mathbf{r}$  — символический вектор параметров ионосферного слоя с компонентами  $y_m, z_0$  и  $f_{кр}$ )

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} \frac{d\theta}{dt},$$

где  $\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}$  — вектор с компонентами  $\frac{\partial}{\partial y_m}, \frac{\partial}{\partial z_0}, \frac{\partial}{\partial f_{кр}}$ .

Учитывая, что

$$\frac{\partial\Psi}{\partial\theta} = \sin\theta \frac{\partial D}{\partial\theta} \quad \text{и} \quad \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial D}{\partial\mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \bigg/ \frac{\partial D}{\partial\theta},$$

получим

$$\frac{d\Psi}{dt} = \left( \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}} - \sin\theta \frac{\partial D}{\partial\mathbf{r}} \right) \frac{d\mathbf{r}}{dt}.$$

Следовательно,

$$\Delta\Psi' = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \left[ \left( \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}} - \sin\theta \frac{\partial D}{\partial\mathbf{r}} \right) \bigg|_{\theta=\theta_H} - \left( \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}} - \sin\theta \frac{\partial D}{\partial\mathbf{r}} \right) \bigg|_{\theta=\theta_B} \right]. \quad (14)$$

Из [1] следует, что  $y'_m(t) = 0$  и  $z'_0(t) \simeq 0$ . Поэтому погрешность определения критической частоты из решения обратной задачи можно записать в виде (в этом случае  $\delta z_{0j} = 0$ )

$$\delta f_{крj} = \pm S_j \left\{ \left( \frac{\partial\Psi}{\partial f_{кр}} - \sin\theta \frac{\partial D}{\partial f_{кр}} \right) \bigg|_{\theta=\theta_H} - \left( \frac{\partial\Psi}{\partial f_{кр}} - \sin\theta \frac{\partial D}{\partial f_{кр}} \right) \bigg|_{\theta=\theta_B} \right\}^{-1}. \quad (15)$$

Значения всех входящих в (15) функций определяются ионосферными параметрами, соответствующими  $j$ -му невозмущенному интерференционному минимуму. Поэтому знание явной зависимости  $f_{кр}(t)$  не обязательно, а можно перейти к анализу  $\delta f_{крj}$  как функции номера минимума, которая иллюстрируется рис. 4. Здесь для первых двенадцати минимумов построены графики  $\sigma_{f_{кр}} = |\delta f_{кр}| N_m / \sqrt{\langle \delta N^2 \rangle}$  при различных значениях параметра  $L$ . Видно, что погрешность определения  $f_{кр}$  уменьшается с ростом номера минимума  $j$ , причем скорость спада  $\sigma_{f_{кр}}$  зависит от размера неоднородностей: чем меньше  $L$ , тем выше скорость. Кроме того, для первых минимумов  $\sigma_{f_{кр}}$  растет с уменьшением  $L$ , но по мере увеличения  $j$  эта закономерность нарушается, и при достаточно больших  $j$  наблюдается обратная зависимость. Оценки погрешности  $|\delta f_{кр}|$  для средних интенсивностей флуктуаций электронной концентрации в ионосфере  $\sqrt{\langle \delta N^2 \rangle} / N_m \simeq 10^{-3}$  дают величины порядка  $10^{-2} - 10^{-3}$  МГц или в относительных единицах  $|\delta f_{кр}| / f_{кр} \simeq 10^{-3} \div 10^{-4}$ . Таким образом, случайные неоднородности ионизации практически не влияют на точность определения критической частоты ионосферного слоя.

Полученные выше результаты позволяют определить некоторые статистические характеристики интерференционной структуры поля в окрестности границы «мертвой» зоны. Отметим, что при исследовании влияния случайных неоднородностей ионосферы обычно [10, 11] анализировалась только амплитуда сигнала. Мы же рассмотрим флуктуации положений минимумов и периодов замираний поля.

По аналогии с  $\sigma_{f_{крj}}^2$  легко получить выражение для дисперсии  $\sigma_{x_j}^2$  флуктуаций положения  $j$ -го интерференционного минимума относительно невозмущенного значения  $x_{0j}$ ,

$$\sigma_{x_j}^2 = \langle (\delta\Psi_{H_j} - \delta\Psi_{V_j})^2 \rangle / (\sin \Theta_{H_j} - \sin \Theta_{V_j})^2, \quad (16)$$

а используя результаты работы [12], можно определить и среднее положение  $j$ -го минимума:

$$\langle x_j \rangle = x_{0j} - \frac{S_j^2}{2} \frac{\left[ \cos \Theta / \left( \frac{\partial D}{\partial \Theta} \right) \Big|_{\Theta=\Theta_{H_j}} - \cos \Theta / \left( \frac{\partial D}{\partial \Theta} \right) \Big|_{\Theta=\Theta_{V_j}} \right]}{(\sin \Theta_{H_j} - \sin \Theta_{V_j})^3}. \quad (17)$$

Анализ выражений (16), (17) показывает, что  $\sigma_{x_j}^2$  и  $\Delta x_j = x_{0j} - \langle x_j \rangle$  уменьшаются с ростом номера минимума. Зависимость этих величин от  $L$  аналогична поведению  $|\delta f_{кр}|$ . Из (17) следует, что при наличии в ионосфере случайных неоднородностей в среднем происходит смещение интерференционных минимумов к границе «мертвой» зоны. Это приводит к некоторой систематической погрешности оценки параметров ионосферного слоя. Однако оказывается, что  $\sigma_{x_j} \gg \Delta x_j$ , и поэтому можно ожидать, что смещение средних положений минимумов практически не повлияет на точность определения критической частоты ионосферного слоя.

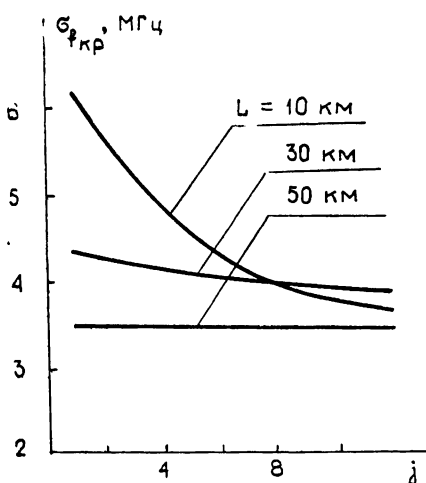


Рис. 4.

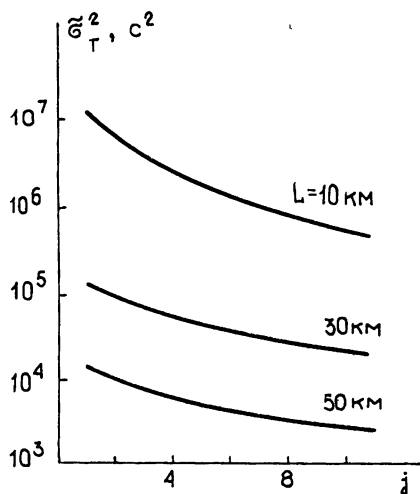


Рис. 5.

Определим дисперсию  $\sigma_{T_j}^2$  флуктуаций периодов замираний поля в окрестности границы «мертвой» зоны. Согласно (5)  $\sigma_{T_j}^2$  можно записать как

$$\sigma_{T_j}^2 = \frac{\langle \delta v_{j+1}^2 \rangle}{\Delta \Psi'_{j+1}{}^2} + \frac{\langle \delta v_j^2 \rangle}{\Delta \Psi'_j{}^2} - 2 \frac{\langle \delta v_{j+1} \delta v_j \rangle}{\Delta \Psi'_{j+1} \Delta \Psi'_j}. \quad (18)$$

Заметим, что первые два слагаемых в (18) представляют собой дисперсии флуктуаций положений  $(j+1)$ -го и  $j$ -го минимумов поля соответственно. Таким образом, для вычисления  $\sigma_{T_j}^2$  нужно рассчитать четыре коррелятора вида

$$K_{l,n} = \langle \delta \Psi_l(t_{0j}) \delta \Psi_n(t_{0,j+1}) \rangle. \quad (19)$$

На рис. 5 в логарифмическом масштабе приведены результаты расчета величины  $\tilde{\sigma}_T^2 = \sigma_{T_j}^2 N_m^2 / \langle \delta N^2 \rangle$ , выполненные численно для различных  $L$

в предположении, что статистические свойства неоднородностей в течение периода замираний не меняются, а в ионосферном слое от времени зависит только  $f_{кр}$ . Регулярные параметры ионосферы соответствуют определенным по изложенной в [1] методике для одного из дней наблюдений. Видно, что с увеличением номера периода  $j$   $\sigma_T^2$  уменьшается, причем тем быстрее, чем меньше  $L$ . Это объясняется тем, что по мере удаления каустики от точки наблюдения траектории лучей от минимума к минимуму изменяются все меньше. В конечном итоге верхние (или нижние) лучи, соответствующие  $j$ -му и  $(j+1)$ -му минимумам, проходят через одни и те же неоднородности, а следовательно,  $\tilde{\sigma}_T^2 \rightarrow 0$ . Понятно, что это происходит тем раньше, чем больше размер неоднородностей  $L$ .

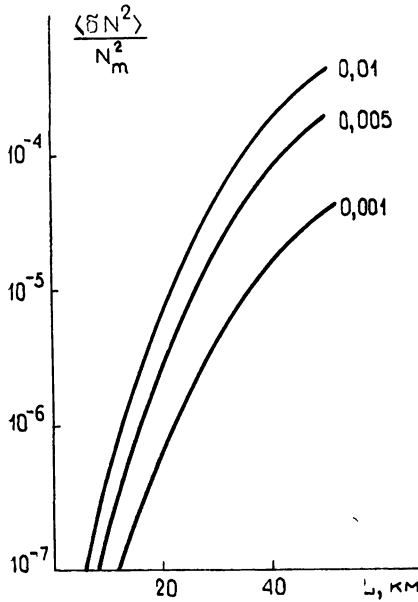


Рис. 6.

На рис. 6 в координатах  $\langle \delta N^2 \rangle / N_m^2$  (логарифмический масштаб),  $L$  приведены изолинии  $\sigma_T^2 / T_0^2$ . Нами выбран первый период, так как он имеет наибольшую дисперсию. Отметим, что проведенные в [13] исследования свидетельствуют о высокой пространственной корреляции прикаустического поля на разносах  $d \approx 2$  км. Это позволяет пренебречь влиянием неоднородностей с  $L < d$ . С другой стороны, при  $L$ , сравнимых с полутолщиной ионосферного слоя  $y_m$ , периоды замираний поля практически не будут флуктуировать. Поэтому мы ограничимся рассмотрением среднemasштабных ионосферных неоднородностей с размерами  $L \approx 10 \div 50$  км [14]. Представленные на рис. 6 данные позволяют оценить их интенсивность. Так, например, отклонение величины  $T_1$  от невозмущенного значения  $T_0$ , в среднем составляло 10%. Следовательно, для выбранного класса неоднородностей значение  $\sqrt{\langle \delta N^2 \rangle} / N_m$  примерно равно  $10^{-2} - 10^{-3}$ , что соответствует данным обзора [14] для спокойной среднеширотной  $F$ -области ионосферы.

Кроме такой возможности оценки величины  $\sqrt{\langle \delta N^2 \rangle} / N_m$  имеется и другой, более информативный подход к решению задачи определения параметров ионосферных неоднородностей. Для его пояснения обратимся к рис. 3, из которого следует, что для дистанции  $D$  порядка 650 км (она соответствует примерно десятому интерференционному минимуму) значение  $S^2 N_m^2 / \langle \delta N^2 \rangle$  слабо зависит от размера неоднородностей  $L$ . Следовательно, сопоставляя расчетные и экспериментальные



значения структурной функции  $\hat{S}^2$ , можно оценить величину  $\langle \delta N^2 \rangle / N_m^2$ , а затем, используя представленные на рис. 6 данные, определить и параметр  $L$ . Ошибка при этом не превышает единиц километров. Однако в наших экспериментах воспользоваться такой методикой не удавалось, поскольку, как уже отмечалось выше, нельзя было корректно набрать ансамбль реализаций. Оценки же, сделанные по экспериментальному графику, представленному на рис. 3, дают значения  $L \simeq 15$  км.

Таким образом, исследование прикаустических полей с помощью остронаправленной антенны позволило восстановить в модельном представлении регулярные параметры ионосферного слоя, оценить влияние случайных неоднородностей и определить их характеристики.

Авторы благодарны В. С. Белею за помощь в проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блюх П. В., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 194. Харьков, 1982.
2. Блюх П. В., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. — В сб.: Исследование условий распространения радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1983, с. 84.
3. Брауде С. Я., Мень А. В., Содин Л. Г. — В сб.: Антенны. — М.: Связь, 1978, вып. 26, с. 3.
4. Галушко В. Г., Рабинович Л. М., Ямпольский Ю. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 182. Харьков, 1981.
5. Ануфриева Т. А., Шапиро Б. С. В кн.: Ионосферные исследования. — М.: Наука, 1969, № 17, с. 58.
6. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. — М.: Мир, 1973. — 503 с.
7. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980. — 304 с.
8. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. — М.: Наука, 1973. — 736 с.
9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм и произведений. — М.: Физматгиз, 1962. — 1100 с.
10. Баранов В. А., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 10, с. 1500.
11. Еременко В. А., Копейкин В. В., Черкашин Ю. Н. — Геомагнетизм и астрономия, 1982, 22, № 6, с. 1025.
12. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. — М.: Сов. радио, 1961. — 558 с.
13. Галушко В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 12, с. 1491.
14. Лещинская Т. Ю. — В сб.: Распространение декаметровых радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1975, с. 200.

Радиоастрономический институт  
АН УССР

Поступила в редакцию  
25 июля 1986 г.

#### FLUCTUATIONS OF THE FIELD INTERFERENCE PATTERN NEAR THE SKIP DISTANCE

*P. V. Bliokh, V. G. Galushko, A. A. Minakov, Yu. M. Yampolsky*

A model electron density profile of the ionospheric  $F$ -region is restored from trajectory parameters of short wave radio signals measured by a highly directional antenna near the skip distance. With an account of random variations in the electron density, statistical parameters of the fluctuating wave pattern near the caustic surface are calculated and the error of the critical frequency estimate evaluated. By comparing the calculations with measured data, parameters of the ionospheric irregularities can be estimated.