

УДК 621.371.3:621.396.96

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

© 1999 г. В. П. Пашинцев, Л. В. Колосов, С. А. Тишкин, А. А. Смирнов

355028 г. Ставрополь-28, ул. Артема 2, Ставропольское ВВУ связи (СВВИУС)

Поступила в редакцию 29.05.96 г.

Предложен метод оценки зависимости вероятности правильного обнаружения широкополосных сигналов в системах космической связи от параметров, характеризующих дифракционные и дисперсионные эффекты при трансionoсферном распространении радиоволн.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1–3], что трансionoсферное распространение радиоволн в условиях возмущений ионосферы сопровождается проявлением дисперсионных и дифракционных эффектов. Первые обуславливают возникновение в принимаемых сигналах систем космической связи (СКС) дисперсионных искажений (ДИ), вторые – замираний общего (райсовского, рэлеевского) или частотно-селективного типа. Опасность возникновения частотно-селективных замираний (ЧСЗ) и ДИ наиболее реальна для СКС, использующих широкополосные сигналы (ШПС), поскольку полоса их спектра ($\Delta\Omega_0 = 2\pi\Delta F_0$) может превышать полную полосу когерентности трансionoсферного канала связи (КС), обусловленную дифракционными ($\Delta\Omega_{дф} = 2\pi\Delta F_{дф}$) и дисперсионными ($\Delta\Omega_{д} = 2\pi\Delta F_{д}$) эффектами. Известна [4] методика оценки влияния указанных эффектов при трансionoсферном распространении радиоволн (ТРРВ) на помехоустойчивость приема ШПС в СКС. Однако в широкополосных СКС этапу приема (различения) сигналов предшествует этап их поиска, включающий операцию некогерентного обнаружения ШПС [5]. Кроме того, в [4] недостаточно строго обоснован выбор выражения для определения $\Delta\Omega_{д}$, а выражение для $\Delta\Omega_{дф}$ получено на основе метода фазового экрана (ФЭ), который имеет узкую область применимости, поскольку не учитывает проявление дифракционных эффектов внутри неоднородного ионосферного слоя. Поэтому целесообразно дальнейшее развитие разработанного в [4] подхода в направлении учета дифракционных эффектов при ТРРВ на основе метода параболического уравнения (МПУ) и использования полученных результатов для оценки характеристики обнаружения ШПС в СКС.

Цель данной работы заключается в обосновании метода оценки влияния дифракционных и дисперсионных эффектов при ТРРВ на вероят-

ность правильного обнаружения P_D ШПС некогерентным приемником СКС.

1. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ И ДИСПЕРСИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Качественно проанализировать одновременное проявление дифракционных и дисперсионных эффектов можно на основе рассмотрения (рис. 1) геометрии простейшей задачи вертикального ($\alpha = 90^\circ$) ТРРВ.

Для описания модели ионосферы учтем следующие обстоятельства [1–4, 6–9].

1. Распределение электронной концентрации (ЭК) в ионосфере является совокупностью изменения по высоте z ее среднего значения $\bar{N}(z)$ и пространственных флуктуаций $\Delta N(\rho, z)$ в неоднородностях:

$$\begin{aligned} N(\rho, z) &= \bar{N}(z) + \Delta N(\rho, z) = \\ &= \bar{N}(z)[1 + \Delta N(\rho, z)/\bar{N}(z)]. \end{aligned} \quad (1)$$

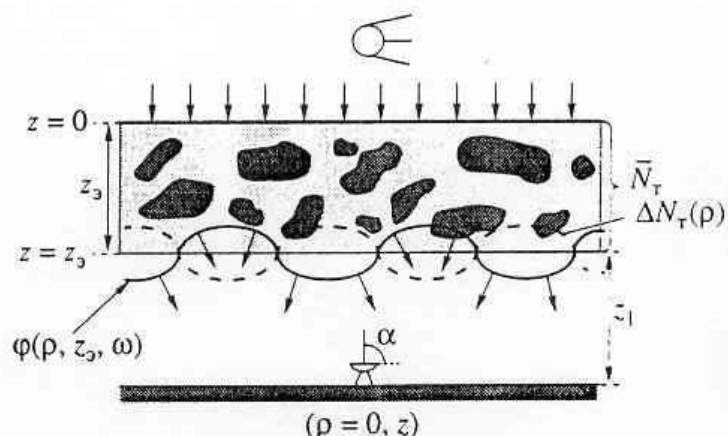


Рис. 1. Геометрия задачи вертикального ($\alpha = 90^\circ$) трансionoсферного распространения радиоволн.

2. Среднеквадратическое отклонение (СКО) относительного значения $\Delta N(\rho, z)/\bar{N}(z)$, называемое интенсивностью неоднородностей β , примерно постоянно на любой высоте z ионосферы:

$$\beta = [\overline{[\Delta N(\rho, z)]^2}]^{1/2} / \bar{N}(z) = \sigma_{\Delta N}(z) / \bar{N}(z) = \sigma_{\Delta N} / \bar{N}_m = \text{const}, \quad (2)$$

где $\bar{N}_m = \bar{N}(z_m)$ – максимальная средняя ЭК на высоте $z = z_m$ слоя F ; $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ – СКО флуктуаций ЭК на высоте z_m . Для нормальной (невозмущенной) ионосферы $\bar{N}_m = 5 \times 10^{11} \dots 5 \times 10^{12}$ эл/м³, $\beta = 10^{-3} \dots 10^{-2}$ [6].

3. Среднее значение интегральной ЭК вдоль вертикального пути РРВ через всю толщу z_m ионосферы определяется как

$$\bar{N}_T = \int_{z_m} \bar{N}(z) dz = \bar{N}_m z_3, \quad (3)$$

где z_3 – эквивалентная толщина однородного ионосферного слоя со средней ЭК, равной N_m ($z_3 = 5 \times 10^5$ м).

4. Флуктуации интегральной ЭК в ионосферном слое определяются как

$$\Delta N_T(\rho) = \int_0^{z_3} \Delta N(\rho, z) dz. \quad (4)$$

Поскольку полагаем, что $\Delta N(\rho, z)/\bar{N}(z)$ представляет собой гауссовское случайное поле со стандартным СКО (2) и нулевым средним значением, то $\Delta N_T(\rho)$ характеризуется $\overline{\Delta N_T(\rho)} = 0$ и корреляционной функцией

$$B_{\Delta N_T}(\rho) = z_3 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, z) dz = z_3 A_{\Delta N}(\rho), \quad (5)$$

где $A_{\Delta N}(\rho)$ – интегральная корреляционная функция.

Комплексную огибающую передаваемого в КС сигнала

$$s(t) = \sqrt{2} \text{Re} \{ \dot{S}(t) \exp(j\omega_0 t) \}$$

с несущей частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ представим в виде [5, 10, 11]

$$\begin{aligned} \dot{S}(t) &= \sqrt{P(t)} \exp[j\Theta(t)] = \sqrt{E} \dot{U}(t) = \\ &= \sqrt{E} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp(j\Omega t) d\Omega / 2\pi, \end{aligned} \quad (6)$$

где $P(t)$, $S(t) = \sqrt{P(t)}$, $\Theta(t)$ и E – мощность, амплитуда, фаза и энергия передаваемого сигнала; $\dot{S}(\Omega) = \dot{S}(\omega - \omega_0)$ – спектр его нормированной комплексной огибающей $\dot{U}(t)$; $\omega = \omega_0 + \Omega$ – спектральные составляющие сигнала в пределах ширины его спектра $\Delta\Omega_0 \ll \omega_0$.

Амплитудно-фазовый фронт волны, падающей на границу ($z = 0$) ионосферного слоя, полагаем плоским (рис. 1). На выходе слоя ($z = z_3$) амплитудный фронт волны в приближении ФЭ считаем неискаженным по сравнению с падающим [3, 4, 6–9]:

$$A(\rho, z_3, \omega) = A_0 = [P(t) K_{oc}]^{1/2}, \quad (7)$$

где K_{oc} – коэффициент ослабления мощности волны в свободном пространстве. Фазовый же фронт волны на выходе ионосферного слоя может исказиться вследствие его существенной зависимости от относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon(\rho, z)$ неоднородной ионосферы [3, 6, 8]:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega) &= \frac{\omega}{c} \int_0^{z_3} [\epsilon(\rho, z)]^{1/2} dz = \\ &= \frac{\omega}{c} \int_0^{z_3} \left[1 - \frac{e^2 N(\rho, z)}{m_e \epsilon_0 \omega^2} \right]^{1/2} dz, \end{aligned}$$

где c – скорость света в вакууме; e и m_e – заряд и масса электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Данное выражение при выполнении условий

$$\Delta\Omega_0 \ll \omega_0; \quad f_0 \gg [g \bar{N}(z)]^{1/2}; \quad \bar{N}(z) \gg \Delta N(\rho, z) \quad (8)$$

где коэффициент $g = e^2 / 4\pi^2 m_e \epsilon_0$ имеет (в системе СИ) численное значение, равное 80.8, и размерность [м³/с²] описывается в соответствии с (1)–(4) тремя членами ряда Тейлора [4, 8]:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega) &= \omega_0 [z_3/c + \bar{\tau}_\phi + \Delta\tau_\phi(\rho)] + \\ &+ \Omega [z_3/c + \bar{\tau}_\phi + \Delta\tau_\phi(\rho)] + \Delta\Phi_1(\Omega), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$;

$$\bar{\tau}_\phi = -g \bar{N}_T / 2c f_0^2 = -\bar{\tau}_r; \quad (10)$$

$$\Delta\tau_\phi(\rho) = -g \Delta N_T(\rho) / 2c f_0^2 = -\Delta\tau_r(\rho)$$

– поправка на среднее значение фазового времени запаздывания волны и флуктуации этого времени на входе ионосферного слоя, равные по величине и противоположные по знаку соответ-

вующим характеристикам группового времени запаздывания: $\bar{\tau}_{\phi} = -\bar{\tau}_r$, $\Delta\tau_{\phi}(\rho) = -\Delta\tau_r(\rho)$;

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{\Delta}(\Omega) &= -g\bar{N}_r(2\pi\Omega)^2/2cf_0^3 = \\ &= -g\pi\bar{N}_r(f-f_0)^2/cf_0^3 \end{aligned} \quad (11)$$

– нелинейный (по частоте) фазовый сдвиг выходной волны на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ по сравнению с ω_0 вследствие дисперсионности ионосферы.

Последнее слагаемое первого члена ряда (9):

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\rho, z_3, \omega_0) &= \omega_0\Delta\tau_{\phi}(\rho) = -\omega_0\Delta\tau_r(\rho) = \\ &= -g\pi\Delta N_r(\rho)/cf_0 \end{aligned} \quad (12)$$

отражает флуктуации (искажения) фазового фронта волны с частотой ω_0 (относительно среднего значения $\bar{\varphi} = \omega_0\bar{\tau}_{\phi} = -\omega_0\bar{\tau}_r$) на выходе неоднородной ионосферы. В соответствии с (5) флуктуации характеризуются нулевым средним значением и дисперсией [3]

$$\sigma_{\varphi}^2 = (g\pi/cf_0)^2 z_3 A_{\Delta V}(0). \quad (13)$$

Последнее слагаемое второго члена ряда (9) $\Omega\Delta\tau_{\phi}(\rho) = -\Omega\Delta\tau_r(\rho)$ иллюстрирует отличие флуктуаций фазового фронта выходной волны на частоте ω по сравнению с (12).

Наличие флуктуаций в фазовом фронте волны $\varphi(\rho, z_3, \omega)$ обуславливает при ее дальнейшем распространении на пути $z - z_3 = z_1 = 10^5$ м проявление дифракционных эффектов (рис. 1). Они вызывают случайное перераспределение амплитуды во фронте волны, что и является причиной замираний сигнала в точке приема ($\rho = 0, z$).

Используя выражения (7) и (9) с учетом детерминированного характера дисперсионного слагаемого (11), можно рассчитать статистические характеристики флуктуаций поля принимаемой волны методом ФЭ [3, 4, 7–9]. Однако применение этого метода ограничено приближением (7), которое справедливо при $\sigma_{\varphi}^2 \ll 1$ [3]. В общем случае необходимо учитывать проявление дифракционных эффектов не только за ионосферным слоем, но и внутри его. При этом $A(\rho, z_3, \omega) \neq A_0$ и комплексное поле волны на выходе ионосферы описывается качественным выражением общего вида:

$$\begin{aligned} \dot{u}(\rho, z_3, \omega) &= A(\rho, z_3, \omega) \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega)] = \\ &= A_0 \exp[\chi(\rho, z_3, \omega)] \exp\{-j[\omega_0\Delta\tau_r(\rho) + \\ &+ \Omega\Delta\tau_r(\rho) + \Delta\Phi_{\Delta}(\Omega)]\} \exp[-j\omega(z_3/c + \bar{\tau}_r)], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\chi(\rho, z_3, \omega) = \ln[A(\rho, z_3, \omega)/A_0]$$

– флуктуации уровня в амплитудном фронте волны.

Анализ выражения (14) показывает, что его компоненты $\chi(\rho, z_3, \omega)$ и $(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho)$ отражают проявление дифракционных, а $\Delta\Phi_{\Delta}(\Omega)$ – дисперсионных эффектов при ТРРВ.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА СВЯЗИ

Для достижения поставленной цели необходимо установить взаимосвязь параметров, характеризующих проявление дифракционных и дисперсионных эффектов при ТРРВ с передаточными функциями (ПФ) трансionoсферного КС и их статистическими характеристиками (СХПФ). Решение этой задачи возможно на базе комплексного использования методов построения многолучевых моделей КС [10–12] в приложении к ТРРВ для определения средней мощности \bar{P}_r принимаемого в СКС сигнала и МПУ для определения средней интенсивности \bar{I}_r поля принимаемой волны.

Сначала рассмотрим частный случай (6) передачи в СКС монохроматического сигнала [10]

$$s = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\sqrt{P} \exp(j\Theta) \exp(j\omega_0 t)\}. \quad (15)$$

Принимаемый сигнал s_r можно представить (рис. 1) как результат суммирования в точке приема ($\rho = 0, z$) множества ($m = 1, \dots, M$) лучей, образуемых элементарными участками (ρ_m) на поверхности амплитудно-фазового фронта выходной волны (14), определяемой при $\omega = \omega_0$ ($\Omega = 0$). Тогда выражение для s_r можно получить в виде [10, 11]

$$s_r = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\sqrt{P} \dot{b} \exp(j\Theta) \exp[j\omega_0(t - \tau_{cp})]\}, \quad (16)$$

где \dot{b} – комплексная ПФ трансionoсферного КС с общими замираниями, определяемая выражением [8, 11]

$$\dot{b} = \sum_{m=1}^M K(\rho_m) \exp[-j\omega_0\Delta\tau_r(\rho_m)], \quad (17)$$

где $K(\rho_m) = \sqrt{K_{oc}} \exp[\chi(\rho_m, z_3, \omega_0)]$ – аналог коэффициента передачи КС по m -му лучу; $\Delta\tau_r(\rho_m)$ – аналог отклонения времени распространения m -го луча от среднего значения $\tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r$.

Обычно считают [10, 11], что \dot{b} является гауссовской случайной величиной, модуль которой $|\dot{b}|$ имеет в общем случае райсовское распределе-

ние вероятностей. Его СХ описываются выражением

$$\overline{|b|^2} = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2,$$

где α_p^2 и $2\sigma_b^2$ – мощность регулярной и флуктуационной составляющих $|b|$. Тогда в соответствии с (16) выражения для мощности \bar{P}_r и ее регулярной и флуктуационной составляющих определяются как

$$\begin{aligned} \bar{P}_r &= \overline{|b|^2} P = P_p + P_\phi = \alpha_p^2 P + 2\sigma_b^2 P = \\ &= K_{oc} P = A_0^2. \end{aligned} \quad (18)$$

В частном случае рэлеевских замираний $\alpha_p^2 = 0$ и $\bar{P}_r = 2\sigma_b^2 P = K_{oc} P = A_0^2$.

Аналогично при передаче в СКС модулированного сигнала (6) на основе (14) можно получить выражение для комплексной огибающей принимаемого сигнала:

$$\begin{aligned} \hat{S}_r(t) &= \sqrt{E} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\Omega) \hat{K}_1(\Omega) \hat{K}(\omega) \times \\ &\times \exp[j\Omega(t - \tau_{cp})] d\Omega / 2\pi, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\hat{K}_1(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_1(\Omega)]$ – комплексная ПФ транссионферного КС с учетом ДИ; $\hat{K}(\omega)$ – комплексная ПФ этого КС с учетом ЧСЗ, которая определяется как [8, 11]

$$\begin{aligned} \hat{K}(\omega) &= \hat{K}(\omega_0 + \Omega) = \\ &= \sum_{m=1}^M K(\rho_m, \omega) \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_m)], \end{aligned} \quad (20)$$

где $K(\rho_m, \omega) = \sqrt{K_{oc}} \exp[\chi(\rho_m, z_3, \omega)]$. Ее СХ описываются двухчастотной корреляционной функцией вида [10]:

$$K(\Delta\Omega) = \overline{\hat{K}(\omega_1) \hat{K}^*(\omega_2)} = 2\sigma_b^2 K_n(\Delta\Omega), \quad (21)$$

где $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2$; $K_n(\Delta\Omega)$ – нормированная двухчастотная корреляционная функция $K(\Delta\Omega)$. В частном случае КС с рэлеевскими замираниями, когда $K_n(\Delta\Omega) = 1$, имеем $K(\Delta\Omega) = 2\sigma_b^2 = K_{oc}$. Тогда в соответствии с (19), (21) выражение

для $\bar{P}_r(t)$ в транссионферном КС с ЧСЗ и ДИ определяется как

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= K_{oc} E \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_n(\Omega_1) \hat{S}_n^*(\Omega_2) K_n(\Delta\Omega) \times \\ &\times \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}, \end{aligned} \quad (22)$$

где $\hat{S}_n(\Omega_i) = \hat{S}(\Omega_i) \hat{K}_n(\Omega_i)$ – спектр нормированной комплексной огибающей передаваемого сигнала с учетом его ДИ; $t' = t - \tau_{cp}$.

Входящие в (18) и (22) СХПФ (α_p^2 , $2\sigma_b^2$ и $K_n(\Delta\Omega)$) определяют глубину общих замираний и степень ЧСЗ в транссионферном КС. Однако они позволяют лишь качественно показать наличие взаимосвязей с проявлением дифракционных эффектов при ТРРВ согласно выражениям (17) и (20). Для установления количественных взаимосвязей воспользуемся результатами МПУ [3, 13].

При передаче монохроматического сигнала (15) интенсивность регулярной составляющей поля волны в точке приема ($\rho = 0$, z) определяется МПУ как [3]

$$\begin{aligned} I_p(z) &= A_0^2 \exp[-(g\pi/c f_0)^2 z_3 A_{\Delta N}(0)] = \\ &= A_0^2 \exp[-\sigma_\phi^2], \end{aligned} \quad (23)$$

где σ_ϕ^2 – дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферного слоя. Согласно (5), выражение для σ_ϕ^2 при гауссовской корреляционной функции

$$B_{\Delta N}(\rho, z) = B_{\Delta N}(r) = \sigma_{\Delta N}^2 \exp[-(r/l_s)^2] \quad (24)$$

можно представить в виде [2, 9], более удобном для анализа и расчета:

$$\begin{aligned} \sigma_\phi^2 &= \pi^{1/2} k_0^2 z_3 l_s \sigma_\epsilon^2 / 4 = \\ &= \pi^{1/2} (g\pi/c)^2 z_3 l_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2 [\text{рад}^2], \end{aligned} \quad (25)$$

где $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; l_s – характерный масштаб ионосферных неоднородностей (200...400 м); $\sigma_\epsilon^2 = (g\sigma_{\Delta N}/f_0^2)^2$ – дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости ионосферных неоднородностей.

Заметим, что входящее в (23) выражение для σ_ϕ^2 соответствует выражению (13), полученному методом ФЭ. Однако область применимости метода ФЭ узка и ограничена значениями $\sigma_\phi \ll 1$, а

МПУ справедлив при $\sigma_\varphi \gg 1$ и его применение ограничено следующими условиями [3, 9]:

$$\begin{aligned} z_2 \gg l_s \gg \lambda_0; \quad \sigma_\varepsilon^2 z_2 / l_s \ll 1; \\ \sigma_\varepsilon^2 k_0^2 z_2 l_s \ll \sqrt{2} \exp(k_0^2 l_s^2 / 4); \\ \sigma_\varepsilon^2 k_0 l_s \ll 1. \end{aligned} \quad (26)$$

В соответствии с (23) выражения для интенсивности \bar{I}_r и ее составляющих имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{I}_r = I_p(z) + I_\varphi(z) = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) + \\ + A_0^2 [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = A_0^2 = K_{oc} P. \end{aligned} \quad (27)$$

При передаче модулированного сигнала (6) известное [3] выражение для $\bar{I}_r(t)$ при ТРРВ можно записать в виде [4]

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S'_1(\Omega_1) S_1^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \times \\ \times \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] d\Omega_1 d\Omega_2, \end{aligned} \quad (28)$$

где $S'_1(\Omega_i) = \sqrt{E} S_1(\omega_i) = \sqrt{E} S(\Omega_i) \exp[-j\Delta\Phi_\Delta(\Omega_i)]$; $t' = t - z/c - \bar{t}_r$; $\Delta\Phi_\Delta(\Omega_i)$ и \bar{t}_r определяются согласно (11) и (10), а двухчастотная однопозиционная функция когерентности определяется МПУ в виде [13]

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = K_{oc} \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_{\Delta\Phi})^2]. \quad (29)$$

Здесь

$$\Delta\Omega_{\Delta\Phi} = 2\pi\Delta F_{\Delta\Phi} = 2\omega_0/[\sigma_\varphi(2 + d_1^2)^{1/2}], \quad (30)$$

где

$$d_1^2 = (3z^2 - 2zz_2 + z_2^2)/6k_0^2 a^4;$$

$$1/a^4 = \int_0^\infty \kappa^5 \Phi_{\Delta N}(\kappa) d\kappa / \int_0^\infty \kappa \Phi_{\Delta N}(\kappa) d\kappa.$$

Учитывая, что трехмерная спектральная плотность флуктуаций ЭК ионосферы $\Phi_{\Delta N}(\kappa) = \Phi_{\Delta N}(2\pi/r)$ связана преобразованием Фурье с функцией $B_{\Delta N}(r)$, при гауссовском виде последней коэффициент d_1^2 в (30) определяем как

$$d_1^2 = [(3z^2 - 2zz_2 + z_2^2)c^2/6\omega_0^2]/(8/l_s^4). \quad (31)$$

Анализ тождественности выражений (18) и (27), а также (22) и (28) позволяет установить следующие взаимосвязи:

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2), \quad 2\sigma_b^2 = K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)], \quad (32)$$

$$\begin{aligned} K_n(\Delta\Omega) = \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_{\Delta\Phi})^2] = \\ = \exp\{-[\Delta\Omega\sigma_\varphi(2 + d_1^2)^{1/2}/2\omega_0]^2\}, \end{aligned} \quad (33)$$

где σ_φ^2 и d_1^2 определяются согласно (25) и (31).

Входящую в (22) и (28) передаточную функцию $K_\Delta(\omega_i) = \exp[-j\Delta\Phi_\Delta(\Omega_i)]$ целесообразно выразить через полосу когерентности Ω_Δ транссионосферного КС, обусловленную дисперсионными эффектами при ТРРВ, или полное (удвоенное) значение этой полосы ($\Delta\Omega_\Delta = 2\pi\Delta F_\Delta = 2\Omega_\Delta$). Для того чтобы Ω_Δ не зависела от вида модуляции сигнала, выберем для нее такое отклонение $|\omega - \omega_0|$, при котором $|\Delta\Phi_\Delta(\Omega)| = 1$ рад [14]. Тогда, согласно (11),

$$\begin{aligned} K_\Delta(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_\Delta(\Omega)] = \\ = \exp[j(\Omega/\Omega_\Delta)^2] = \exp[j(2\Omega/\Delta\Omega_\Delta)^2], \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$\Delta\Omega_\Delta = 2\pi\Delta F_\Delta = 2[c\omega_0^3/2g\pi^2\bar{N}_T]^{1/2}. \quad (35)$$

Полученные выражения (32) и (33) определяют искомую взаимосвязь СХПФ транссионосферного КС с параметрами σ_φ^2 (25) и $\Delta\Omega_{\Delta\Phi}$ (30), (31), характеризующими дифракционные эффекты, а выражение (34) – взаимосвязь ПФ данного КС с параметром $\Delta\Omega_\Delta$ (35), характеризующим дисперсионные эффекты при ТРРВ.

3. ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ И ДИСПЕРСИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ОБНАРУЖЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Известно [12] выражение для оценки P_D некогерентной схемой обработки сигналов с райсовскими замираниями, которую через Q -функцию Маркума можно записать в виде

$$P_D = Q(q_1, q_{1n}), \quad (36)$$

где

$$q_1 = \{(2\bar{E}_r/N_0)[\gamma^2/(1 + \gamma^2 + \bar{E}_r/N_0)]\}^{1/2},$$

$$q_{1n} = \{(2\gamma_n/N_0)[(1 + \gamma^2)/(1 + \gamma^2 + \bar{E}_r/N_0)]\}^{1/2}.$$

Здесь N_0 – спектральная плотность гауссовского шума; $\gamma^2 = \alpha_p^2/2\sigma_b^2$; γ_n – напряжение оптимального порога, определяемое заданной вероятностью

ложной тревоги P_F ; \bar{E}_r – средняя энергия принимаемого сигнала с райсовскими замираниями, которая равна его энергии E_r при отсутствии замираний и определяется в соответствии с 18) как

$$\bar{E}_r = |\bar{h}|^2 E = \alpha_p^2 E + 2\sigma_b^2 E = K_{oc} E = E_r. \quad (37)$$

В частных случаях отсутствия замираний ($2\sigma_b^2 = 0, \gamma^2 = \infty$) и рэлеевских замираний ($\alpha_p^2 = 0, \gamma^2 = 0$) выражение (36) согласно (37) имеет известный [10] вид:

$$P_D = Q(q, q_n); \quad q = (2E_r/N_0)^{1/2}; \quad (38)$$

$$q_n = (2\gamma_n/N_0)^{1/2} = (-2 \ln P_F)^{1/2},$$

$$P_D = Q(0, q_{1n}) = \quad (39)$$

$$= \exp[-\gamma_n/(N_0 + \bar{E}_r)] = P_F^{1/(1+\Delta)},$$

где $\Delta = \bar{E}_r/N_0$. В общем случае некогерентного обнаружения сигнала (19) с ДИ и ЧСЗ отношение Δ определяется выражением

$$\Delta = 2\sigma_b^2 E \eta_d \eta_q / N_0 = \bar{E}_r \eta_d \eta_q / N_0, \quad (40)$$

где

$$\eta_d = \left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 \exp[-j\Delta\Phi_1(\Omega)] \times \right. \quad (41)$$

$$\left. \times d\Omega/2\pi \right| / \left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 d\Omega/2\pi \right|^2 \leq 1,$$

$$\eta_q = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau \leq 1 \quad (42)$$

– коэффициенты энергетических потерь при некогерентной обработке сигнала, подверженного ДИ и ЧСЗ соответственно;

$$|\dot{\psi}(\tau)| = |\dot{\psi}(-\tau)| = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(t-\tau) \dot{U}^*(t) dt \right| \leq 1$$

– нормированная автокорреляционная функция (АКФ) передаваемого сигнала (6); $\sigma_n(\tau)$ – нормированная функция рассеяния КС, связанная с $K_n(\Delta\Omega)$ преобразованием Фурье.

Конкретизируем выражения (36) и (41), (42) для случая трансионосферного КС и передачи ШПС с полосой спектра $\pm\Delta F_0/2$. Согласно выражениям (32) и (33), коэффициент γ^2 , характеризующий в (36) глубину общих замираний, и

функция $\sigma_n(\tau)$ для трансионосферного КС определяются как

$$\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 = [\exp(\sigma_\phi^2) - 1]^{-1}, \quad (43)$$

$$\sigma_n(\tau) = (\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau 1})^{-1} \exp[-\tau^2/2\sigma_{\tau 1}^2], \quad (44)$$

где

$$\sigma_{\tau 1} = \sqrt{2}\sigma_\phi(2+d_1^2)^{1/2}/\omega_0 = 2^{3/2}/\Delta\Omega_{\text{дф}}.$$

Для ШПС с длительностью элемента T_s обычно [2, 5, 10] принимают треугольной внутри интервала $\pm T_s = \pm 2/\Delta F_0$; $|\dot{\psi}(\tau)| = 1 - |\tau|\Delta F_0/2$. Тогда подстановка этого выражения и (44) и (42) дает

$$\eta_q = \text{erf}(\pi\Delta F_{\text{дф}}/\Delta F_0) [1 + (2\pi^2)^{-1} (\Delta F_0/\Delta F_{\text{дф}})^2]^{-1} - \pi^{-3/2} (\Delta F_0/\Delta F_{\text{дф}}) \{2 - \exp[-\pi^2 (\Delta F_{\text{дф}}/\Delta F_0)^2]\}, \quad (45)$$

где $\text{erf}(x)$ – интеграл вероятности, а $\Delta F_{\text{дф}}$ определяется согласно (30), (31).

Следуя методике [1], выражение (41) в худшем случае передачи ШПС с равномерным спектром внутри полосы $\pm\Delta F_0/2$ можно получить с учетом (34) в виде

$$\eta_d = \pi C^2(y)/2y = \quad (46)$$

$$= \pi C^2[(\Delta F_0/\Delta F_x)^2]/2(\Delta F_0/\Delta F_x)^2,$$

где $C(y)$ – интеграл Френеля, а ΔF_x определяется согласно (35).

Объединяя приведенные выше частные результаты (36)–(40), искомое выражение для оценки влияния параметров, характеризующих дифракционные ($\sigma_\phi, \Delta F_{\text{дф}}$) и дисперсионные (ΔF_x) эффекты при ТРРВ на вероятность правильного обнаружения ШПС некогерентным приемником СКС можно записать в обобщенном виде:

$$P_D = Q(q_2, q_{2n}), \quad (47)$$

где

$$q_2 = \{(2\bar{E}_r \eta_d \eta_q / N_0) [\gamma^2 / (1 + \gamma^2 + \bar{E}_r \eta_d \eta_q / N_0)]\}^{1/2},$$

$$q_{2n} = \{(2\gamma_n / N_0) [(1 + \gamma^2) / (1 + \gamma^2 + \bar{E}_r \eta_d \eta_q / N_0)]\}^{1/2},$$

а коэффициенты γ^2, η_q и η_d определяются выражениями (43), (45) и (46).

Значения этих коэффициентов зависят от частотных параметров, используемых в СКС ШПС ($0.8 \leq f_0 \leq 40$ ГГц, $1 \leq \Delta F_0 \leq 20$ МГц), геометрических параметров ТРРВ ($z_s = 5 \times 10^5$ м, $z = 6 \times 10^5$ м) и физических параметров (состояния) ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m, l_s = 200 \dots 400$ м).

Заметим, что в общем случае наклонного ТРРВ ($10^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$) входящие в (47) выражения остаются справедливыми при замене z_s и z на эк-

Таблица

№	\bar{N}_m , эл/м ³	β	$\sigma_{\Delta V}$, эл/м ³	σ_φ , рад	$\Delta F_{\text{дф}}$, МГц	$\Delta F_{\text{д}}$, МГц	γ^2	$\eta_{\text{ч}}$	$\eta_{\text{д}}$
1	10^{12}	5×10^{-3}	5×10^9	0.098	12600	68.8	105	1	1
2	2.5×10^{12}	8×10^{-3}	2×10^{10}	0.39	3150	43.5	6.08	1	1
3	5×10^{12}	10^{-2}	5×10^{10}	0.976	1260	30.8	0.63	1	1
4	5×10^{13}	0.5	2.5×10^{13}	487.785	2.52	9.72	0	0.28	0.8

Примечание $f_0 = 1$ ГГц, $\Delta F_0 = 10$ МГц, $z'_0 = 5 \times 10^5 \text{ cosec } \alpha$, $z' = 6 \times 10^5 \text{ cosec } \alpha$, $\alpha = 30^\circ$, $l_s = 300$ м.

вивалентные пути РРВ в ионосферном слое и до точки приема:

$$z'_0 = z_0 / \sin \alpha = z_0 \text{ cosec } \alpha; \quad z' = z \text{ cosec } \alpha. \quad (48)$$

Последние при $\alpha = 10^\circ$ могут возрасти в 5.6 раза. Однако наибольшие изменения значений γ^2 , $\eta_{\text{ч}}$ и $\eta_{\text{д}}$ обусловлены вариациями состояния ($\bar{N}_m = 5 \times 10^{11} \dots 5 \times 10^{12}$ эл/м³, $\beta = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) нормальной ионосферы (НИ) и ее возмущениями (ВИ), при которых \bar{N}_m может возрасти на порядок и более, а β — до 0.1...1 [1–3].

В табл. 1 для типовых параметров ШПС и геометрии ТРРВ представлены результаты расчета указанных коэффициентов и определяющих их параметров σ_φ^2 (25), $\Delta F_{\text{дф}}$ (30), (31) и $\Delta F_{\text{д}}$ (35) при четырех состояниях ионосферы. Отметим, что значения указанных параметров находятся в пределах области применимости МПУ (26) и условия (8) получения выражений (11) и (35). В соответствии с данными табл. 1 и выражением (47) на рис. 2 представлены кривые зависимости P_D от $\bar{E}_r/N_0 = E_r/N_0$ при $P_F = 10^{-6}$.

Анализируя рис. 2, можно сделать следующие выводы:

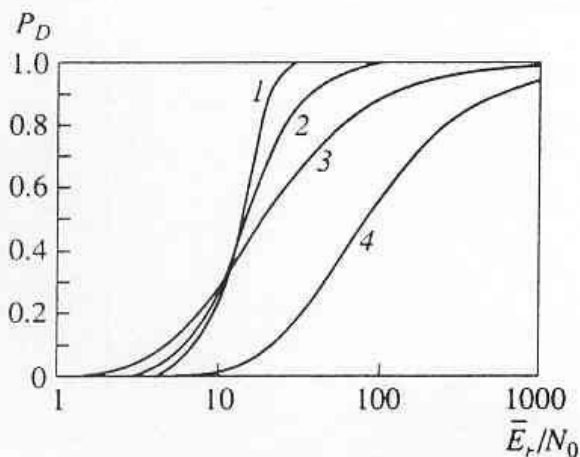


Рис. 2. Зависимость вероятности правильного обнаружения ШПС в СКС при различных состояниях ионосферы от \bar{E}_r/N_0 .

1) при типовых параметрах ШПС ($f_0 = 1$ ГГц, $\Delta F_0 = 10$ МГц), геометрии ТРРВ ($\alpha = 30^\circ$) и обеспечиваемого в СКС отношения сигнал/шум ($E_r/N_0 = 20$) требуемая оценка $P_D = 0.9$ достигается только при среднем (кривая 1) состоянии НИ;

2) при ухудшенном (кривая 2) состоянии НИ возможно проявление дифракционных эффектов при ТРРВ и возникновение райсовских замираний ($0 < \gamma^2 \leq 100$), при которых $0.5 \leq P_D \leq 0.9$;

3) при наихудшем (кривая 3) состоянии НИ возможны рэлеевские замирания ($\gamma^2 = 0$), при которых $P_D = 0.5$;

4) при сильных ВИ (кривая 4) и передаче ШПС могут выполняться условия возникновения ЧСЗ ($\Delta F_0 > \Delta F_{\text{дф}}$) и ДИ ($\Delta F_0 > \Delta F_{\text{д}}$), при которых $\eta_{\text{ч}} < \eta_{\text{д}} < 1$ и $P_D \ll 0.5$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тепляков И.М. // Радиотехника. 1984. № 11. С. 8.
2. Непн Д.Л. // ТИИЭР. 1983. Т. 71. № 6. С. 5.
3. Гундзе Е., Чжаохань Лю // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 4. С. 5.
4. Пашинцев В.П., Сапожников А.Д., Вититлов Л.Л. // Радиотехника. 1991. № 11. С. 80.
5. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.
6. Долуханов М.П. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. М.: Связь, 1971.
7. Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969.
8. Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Антонов В.В. // РЭ. 1996. Т. 41. № 1. С. 21.
9. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. М.: Связь, 1978.
10. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Сов. радио, 1972. Т. 1. 1977. Т. 3.
11. Кловский Д.Д. Передача дискретных сообщений по радиоканалам. М.: Связь, 1969.
12. Кловский Д.Д., Соифер В.А. Обработка пространственно-временных сигналов (в каналах передачи информации). М.: Связь, 1976.
13. Liu C.H., Wernik A.W., Yeh K.C. // IEEE Trans. 1974. V. AP-22. 17. P. 624.
14. Bedrosian E. // IEEE Trans. 1970. V. COM-18. № 2. P. 102.