

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ РАДИОЛИНИЙ С ФАЗОВЫМИ ЗАМИРАНИЯМИ СИГНАЛОВ

© 2022 г. Л. Е. Назаров^{a, b, *}, В. В. Батанов^b

^aФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

^bАО “Информационные спутниковые системы” им. акад. М.Ф. Решетнёва”,
ул. Ленина, 52, Железногорск Красноярского края, 662972 Российская Федерация

*E-mail: levnaz2018@mail.ru

Поступила в редакцию 12.11.2021 г.

После доработки 12.11.2021 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

Приведены математические модели трансionoсферных радиолиний с фазовыми замираниями сигналов за счет влияния ионосферы Земли. Рассмотрен важный параметр радиолинии – время ее фазовой стационарности, связанное с статистическими характеристиками случайных временных и пространственных флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей. Получены оценки временной стационарности радиолиний для максимальной и средней скорости движения ионосферных неоднородностей рассматриваемых моделей радиолиний с параметрами стандартной среднеширотной ионосферы.

DOI: 10.31857/S0033849422110110

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Комплексные огибающие цифровых сигналов при распространении по трансionoсферным радиолиниям (спутниковым ионосферным радиолиниям) искажаются за счет влияния ионосферы Земли как неоднородной и дисперсионной среды, что снижает надежность передачи информации по отношению к распространению в свободном пространстве [1–8]. Одно из важных искажений обусловлено многолучевостью распространения сигналов за счет их отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях, которая порождает временные вариации фаз и амплитуд сигналов (фазовые и амплитудные замирания) [3, 4, 9–12].

Фазовые и амплитудные вариации представляют случайные процессы (в общем случае нестационарные), их характеристики связаны с характеристиками флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей [3]. Модели замираний фаз и амплитуд сигналов дают возможность оценить важный для приложений параметр рассматриваемых радиолиний – их временную стационарность, которая является необходимой при разработке спутниковых информационных систем, в частности, при выборе оптимальных или близких к оптимальным по метрическим характеристикам сигнальных конструкций и при разработке соответствующих вычислительных процедур их обработки при приеме [13].

Экспериментальные и теоретические исследования показывают значимость рассматриваемых искажений цифровых сигналов за счет влияния ионосферы Земли при уменьшении центральной частоты сигналов, в частности, для P - и L -частотных диапазонов, интенсивно используемых спутниковыми информационными системами и глобальными навигационными системами [3, 4, 13].

Созданию и развитию моделей рассматриваемых искажений сигналов посвящен ряд работ [2, 3, 9, 10, 13–15]. В работе [12] приведены описания математических моделей трансionoсферных радиолиний с амплитудными замираниями сигналов.

Актуальной является проблема обобщения этих моделей с учетом фазовых замираний, определяющих временную стационарность радиолиний и соответствующее предельное время когерентного накопления энергии сигналов при их приеме для обеспечения надежности передачи информации по рассматриваемым радиолиниям.

Базовая модель многолучевого распространения сигналов по ионосферным спутниковым радиолиниям, а также приближенное решение Рытова для волнового уравнения подробно описаны в работах [9, 12, 16]. Для логичного и более удобного изложения материалов данной статьи напомним основные результаты этих работ.

При распространении по трансionoсферной радиолинии на вход приемника поступает сигнал

$s'(t)$, содержащий регулярный сигнал $s(t)$ и случайную составляющую в виде его многолучевых компонент с различными амплитудами, временными задержками и начальными фазами за счет отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях [3, 15]

$$s'(t) = \operatorname{Re}[\dot{A}(t)\exp(j(2\pi ft + \varphi_c(t)))] \quad (1)$$

Здесь $f, \varphi_c(t)$ – центральная частота и фаза сигналов $s(t)$ соответственно; $\dot{A}(t) = A(t)\exp(j\varphi(t))$ – комплексная огибающая $s'(t)$; $A(t), \varphi(t)$ – амплитуда и фаза комплексной огибающей $s'(t)$ без учета $\varphi_c(t)$.

Вариации фазы $\varphi(t)$ за счет влияния земной ионосферы представляют случайный стационарный процесс на анализируемом интервале времени. Основные статистические характеристики радиолиний с фазовыми замираниями, важные при разработке информационных систем (в частности, время стационарности радиолинии $\tau_{\text{ст}}$), задаются отношением мощности регулярной и случайной сигнальных составляющих в составе сигнала $s'(t)$ (1) [12, 13]. Рассматриваемый параметр $\tau_{\text{ст}}$ определяет возможное время когерентного накопления при демодуляции и синхронизации сигналов, а также требования на характеристики систем фазовой автоподстройки частоты в составе информационных систем [1].

Параметр $\tau_{\text{ст}}$ в литературе задается рядом эмпирических выражений [13]. Альтернативу этому направлению составляют оценки рассматриваемого параметра, производимые с использованием вероятностного подхода.

Цель работы – рассмотреть статистические модели фазовых замираний сигналов при их распространении по трансionoсферным радиолиниям, а также методики оценивания параметра временной стационарности радиолиний с использованием этих моделей и вероятностного подхода, привести численные оценки этого параметра для радиолинии P - и L -частотных диапазонов.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЗАМИРАНИЙ

При создании и развитии моделей фазовых замираний сигналов при их распространении по трансionoсферным радиолиниям используют два подхода: 1) на основе эмпирических соотношений относительно плотности распределения фазы $p(\varphi)$ и 2) на основе аналитического описания распространения сигналов [3, 9, 12, 17, 18].

Модели замираний сигналов из первого класса связывают параметры эмпирических одномер-

ных плотностей распределения $p(\varphi)$ с индексом сцинтилляции [4]

$$S^2 = \frac{\langle A^4 \rangle - (\langle A^2 \rangle)^2}{(\langle A^2 \rangle)^2},$$

где $A = |\dot{A}(t)|$ – амплитуда сигналов; $\langle \rangle$ – операция усреднения по ансамблю сигналов либо по времени, если полагать случайный процесс A эргодическим.

Относительно значений индекса S замирания классифицируются как слабые для $S < 0.3$, средние для $0.3 < S < 0.6$ и сильные для $S > 0.6$ [4]. Известно соотношение, определяющее зависимость индекса S от частоты f для слабых и средних замираний $S \approx f^{-1.5}$ [4].

Отношение мощности регулярного сигнала $s(t)$ с амплитудой A_0 к средней мощности σ_0^2 многолучевых компонент в составе $s'(t)$ рассматривается как параметр сигнал/помеха $c = A_0^2/\sigma_0^2$. При этом для слабых, средних и отчасти сильных замираний параметры S и c связаны соотношением [11, 12]

$$c = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{1-S^2}}{1-\sqrt{1-S^2}} \quad (2)$$

Для слабых замираний справедливо приближение $c \approx 1/S^2$.

Для слабых и средних замираний эмпирическая плотность распределения фаз φ ($|\varphi| \leq \pi$) за счет влияния ионосферы задается нормальным законом с нулевым средним и дисперсией $\sigma^2 = S^2$ [4]

$$p(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3)$$

Модели фазовых замираний из второго класса основаны на использовании теории распространения радиоволн в случайно-неоднородных средах с пространственно-временными флуктуациями $\delta n(\vec{r}, t)$ относительного коэффициента преломления ионосферы $n(\vec{r}, t) = 1 + \delta n(\vec{r}, t)$, $\langle \delta n(\vec{r}, t) \rangle = 0$ [16]. Вследствие движения среды (ионосферных неоднородностей) со скоростью v (от 20–50 м/с до 300–500 м/с [2]) в разные моменты времени на распространение радиоволн влияют флуктуации $\delta n(\vec{r}, t)$, обуславливающие наличие случайных многолучевых компонент в составе $s'(t)$ в виде результирующего гауссовского процесса с амплитудой $A_{\delta n}$ с одномерной плотностью распределения Релея:

$$p(A_{\delta n}) = \frac{A_{\delta n}}{\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{A_{\delta n}^2}{2\sigma_0^2}\right).$$

Анализ распространения сигналов через рассматриваемые случайно-неоднородные среды

предполагает установление связи статистических характеристик функции $\delta n(\vec{r}, t)$ и сигналов (например, временной корреляционной функции или коэффициента корреляции фазы, время стационарности радиолинии $\tau_{ст}$) при заданной пространственной корреляционной функции $B_{\delta n}(\vec{r})$ для стационарного случая [18].

Метод установления этой связи основан на решении волнового уравнения в скалярном виде относительно напряженности электрического поля $E(\vec{r}, t)$ плоской волны, падающей нормально на ионосферный слой, полагая стационарность радиолинии на интервале времени анализа (условие “вмороженности” ионосферных неоднородностей) [16]

$$\nabla^2 E + \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 n(\vec{r})E = 0, \quad (4)$$

где c – скорость света в свободном пространстве.

При обосновании (4) используется предположение о малом изменении поляризации радиоволн (условие превышения размеров ионосферных неоднородностей длины волны $\lambda = c/f$) и о слабой рефракции радиоволн при распространении [17].

Известны приближенные решения уравнения (4) (борновское приближение, приближение Рытова) для слабых возмущений $\delta n(\vec{r}, t)$ [9, 18]. Выражение относительно флуктуации фазы $\delta(\varphi)$ монохроматических сигналов на входе приемника при использовании приближения Рытова имеет вид [16]

$$\delta(\varphi_i) = \frac{Lk^2}{2\pi} \int_V \frac{1}{z(L-z)} \sin\left(\frac{Lk(x^2 + y^2)}{2(L-z)}\right) \delta n(\vec{r}, t) dV. \quad (5)$$

Здесь Oz – ось распространения сигналов; L – расстояние радиолинии от передатчика до приемника;

интегрирование осуществляется по области V , существенной для $\delta n(\vec{r}, t)$, примыкающей к трассе распространения сигналов и определяемой первой зоной Френеля радиусом R_1 .

Оценку временной корреляционной функции $B_\varphi(\tau)$ для фазы φ определяют при выполнении упрощающего условия – полагается изотропность пространственного трехмерного спектра $F(K)$ для флуктуаций ионосферных неоднородностей $\delta n(\vec{r}, t)$ [3, 9, 17]. В этом случае корреляционная функция $B_\varphi(\tau)$ с учетом (5) имеет вид [17]

$$B_\varphi(\tau) = 2 \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} F(K) K J_0(Kv\tau) \times \left[1 + \cos\left(\frac{z(L-z)K^2}{kL}\right)\right] dz dK, \quad (6)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка.

Пространственный спектр $F(K)$ представляется аналитическим выражением в виде степенной функции [17, 19]

$$F(K) = \frac{0.066\sigma_n^2(\vec{r})}{L_m^{2/3}(K_m^2 + K^2)^{q/2}}. \quad (7)$$

Здесь q – показатель пространственного спектра флуктуаций $\delta n(\vec{r}, t)$ ($q = 3.2-4.4$); $K_m = 2\pi/L_m$; L_m – внешний масштаб неоднородностей ($L_m = 20-100$ км); $\sigma_n^2(\vec{r})$ – средняя мощность флуктуаций ионосферных неоднородностей $\delta n(\vec{r}, t)$.

Выражение для коэффициента корреляции $R_\varphi(\tau)$ с учетом $\langle \delta(\varphi) \rangle = 0$ имеет вид [17]

$$R_\varphi(\tau) = \frac{\int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_n^2(\vec{r}) K (K_m^2 + K^2)^{-q/2} J_0(Kv\tau) \left[1 + \cos\left(\frac{z(L-z)K^2}{kL}\right)\right] dz dK}{\int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_n^2(\vec{r}) K (K_m^2 + K^2)^{-q/2} \left[1 + \cos\left(\frac{z(L-z)K^2}{kL}\right)\right] dz dK}. \quad (8)$$

Известно, что коэффициент корреляции $R_\varphi(\tau)$ фазы φ гауссовского процесса имеет вид [20]

$$R_\varphi(\tau) = 24 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n(\tau)}{n^2}. \quad (9)$$

Коэффициенты $A_n(\tau)$ задаются выражением [20]

$$A_n(\tau) = \frac{1}{4\pi^2(1-R_0^2(\tau))} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} z_1 z_2 I_n\left(\frac{R_0(\tau)z_1 z_2}{1-R_0^2(\tau)}\right) \times \exp\left(-\frac{z_1^2 + z_2^2}{2(1-R_0^2(\tau))}\right) dz_1 dz_2, \quad (10)$$

где $R_0(\tau)$ – коэффициент корреляции квадратурных составляющих гауссовского процесса, который определяет двумерную плотность вероятности $p(\varphi_1, \varphi_2, \tau)$; $I_n(x)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода n -го порядка.

При $\tau \rightarrow 0$ ($R_0(\tau) \rightarrow 1$) справедливо условие $A_n(0) = 1/4\pi^2$ [20], с его учетом и с учетом тождества

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{6},$$

из (9) следует равенство $R_\varphi(0) = 1$.

Используя (9) и (10), можно вычислить значение $R_0(\tau)$, соответствующее значению $R_\varphi(\tau)$ и задаваемое выражением (8) для радиолинии с параметрами $\sigma_n^2(\bar{r})$, K_m , ν , k , L , q .

3. МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОЛИНИИ

Приведем описания методов оценивания временной стационарности $\tau_{ст}$ рассматриваемых радиолиний с фазовыми замираниями с использованием статистических моделей с параметром $R_\varphi(\tau)$.

Одномерная функция распределения для фазы $p_1(\varphi)$ комплексной огибающей суммы гармонического колебания с амплитудой A_0 и гауссовского шума с мощностью σ_0^2 задается выражением [20]

$$p_1(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{A_0^2}{2\sigma_0^2}\right) + \frac{A_0 \cos(\varphi)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \times F\left(\frac{A_0 \cos(\varphi)}{\sigma_0}\right) \exp\left(-\frac{A_0^2 \sin^2(\varphi)}{2\sigma_0^2}\right), \quad (11)$$

где

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-x^2/2) dx.$$

При условии $A_0/\sigma_0 > 3$ и $\sin(\varphi) \approx \varphi$ справедливо выражение

$$p_1(\varphi) \approx \frac{A_0}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{A_0^2 \varphi^2}{2\sigma_0^2}\right).$$

Учитывая соотношение (2) и его приближение для слабых замираний, определяющих связь параметра A_0^2/σ_0^2 и S^2 , выражение для $p_1(\varphi)$ можно привести к виду

$$p_1(\varphi) \approx \frac{1}{S\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2S^2}\right).$$

Это выражение при сделанных предположениях совпадает с приведенным выражением (3) относительно эмпирической одномерной плотности распределения фазы φ .

Коэффициент корреляции $R_0(\tau)$ входит в выражение двумерной плотности вероятности фазы $p(\varphi_1, \varphi_2, \tau)$ для суммы узкополосного случайного процесса и детерминированного сигнала в виде гармонического колебания с амплитудой A_0 [20]

$$p(\varphi_1, \varphi_2, \tau) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{rnm} \exp(j[(r+n)\varphi_1 + (m-r)\varphi_2]). \quad (12)$$

Здесь $|\varphi_1| \leq \pi$, $|\varphi_2| \leq \pi$; коэффициенты A_{rnm} задаются выражением

$$A_{rnm} = \frac{1}{4\pi^2(1-R_0^2(\tau))} \exp\left(-\frac{A_0^2}{\sigma_0^2(1+R_0(\tau))}\right) \times \int_0^\infty \int_0^\infty z_1 z_2 I_r\left(\frac{R_0(\tau) z_1 z_2}{1-R_0^2(\tau)}\right) \times I_n\left(\frac{A_0 z_1}{\sigma_0(1+R_0(\tau))}\right) I_m\left(\frac{A_0 z_2}{\sigma_0(1+R_0(\tau))}\right) \times \exp\left(-\frac{z_1^2 + z_2^2}{2(1-R_0^2(\tau))}\right) dz_1 dz_2. \quad (13)$$

Одномерная функция распределения $p_1(\varphi_1 - \varphi_2, \tau)$ разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi(t + \tau) - \varphi(t)$ получается путем интегрирования (12) [20]:

$$p_1(\Delta\varphi, \tau) = 2\pi \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{r,n,-n} \exp(j(r+n)\Delta\varphi). \quad (14)$$

Используя выражение для двумерной функции распределения $p(\varphi_1, \varphi_2, \tau)$ (12) или выражение для одномерной функции распределения для разности фаз $p_1(\Delta\varphi, \tau)$ (14), можно вычислить важные для приложений статистические характеристики радиолинии. В частности, можно оценить вероятность времени стационарности $Pr(\tau_{ст})$ радиолинии

$$Pr(\tau_{ст}) \approx \int_0^\infty d\varphi_1 \left[\int_{\varphi_1-\Delta}^{\varphi_1+\Delta} p(\varphi_1, \varphi_2, \tau) d\varphi_2 = \int_{-\Delta}^{\Delta} p_1(\varphi, \tau) d\varphi \right], \quad (15)$$

где Δ – параметр.

Коэффициент корреляции $R_0(\tau)$ ($R_\varphi(\tau)$) в составе плотностей распределения $p(\varphi_1, \varphi_2, \tau)$ и $p_1(\Delta\varphi, \tau)$ согласно (8) зависит от скорости движения ионосферных неоднородностей ν . С использованием соотношения (15) можно оценить минимальное время стационарности $\tau_{ст, \min}$, определяемое максимальной скоростью движения ионосферных неоднородностей перпендикулярной радиолинии пространства. Это значение временной стационарности задает требование на максимально возможное время когерентного накопления при приеме цифровых сигналов, при синхронизации систем цифровой связи, при когерентной обработке сигналов радиолокационных систем [1, 13].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента корреляции $R_\varphi(\tau)$ от $R_0(\tau)$, вычисленная с

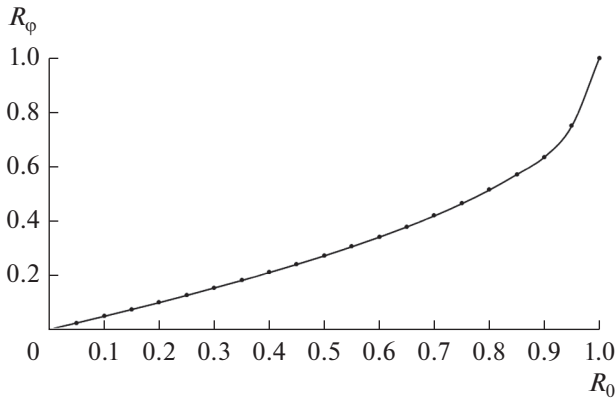


Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции $R_\phi(\tau)$ от $R_0(\tau)$.

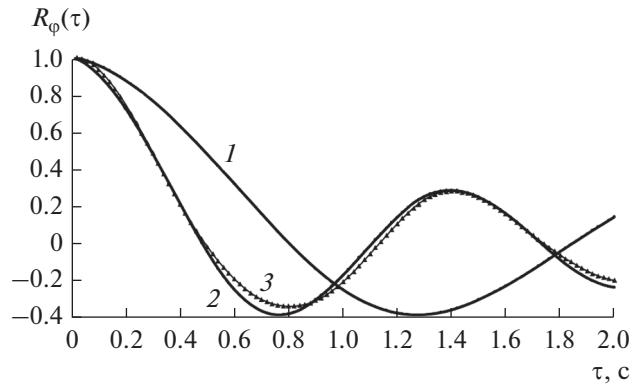


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции $R_A(\tau)$ от времени τ при различных значениях скорости v и длин волн λ : кривая 1 – $v = 300$ м/с, $\lambda = 0.75$ м; кривая 2 – $v = 500$ м/с, $\lambda = 0.75$ м; кривая 3 – $v = 500$ м/с, $\lambda = 0.20$ м.

использованием выражений (9), (10). Виден нелинейный характер приведенной зависимости.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента корреляции $R_\phi(\tau)$ от времени τ . Зависимости вычислены с помощью соотношения (8) для радиолинии P -частотного диапазона ($\lambda = 0.75$ м) с параметрами $L = 400$ км, $q = 4$, $L_m = 20$ км. При вычислении (8) использовалось приближение [12, 17]

$$\int_0^L \sigma_n^2(\vec{r}) \sin^2\left(\frac{z(L-z)K^2}{2kL}\right) dz \approx (l_2 - l_1) \sigma_n^2(z_{cp}) \sin^2\left(\frac{z_{cp}(L - z_{cp})K^2}{2kL}\right).$$

Здесь l_2, l_1 – границы ионосферного слоя ($l_2 = 350$ км, $l_1 = 250$ км); $z_{cp} = (l_2 - l_1)/2$ – среднее значение координаты ионосферного слоя; $\sigma_n^2(z_{cp})$ – значение средней мощности флуктуаций ионосферных неоднородностей $\delta n(\vec{r}, t)$ для z_{cp} (при анализе и оценивании характеристик радиолиний используются значения $\sigma_n(z_{cp}) = 10^9 - 1.4 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}$ [17, 19, 21, 22]).

Видно уменьшение требуемого времени смещения τ при увеличении скорости движения ионосферных неоднородностей v для значения $R_\phi(\tau) = 0.5$: от 0.48 с для скорости $v = 300$ м/с до 0.30 с для $v = 500$ м/с.

Кривая 3 на рис. 2 соответствует радиолинии L -частотного диапазона ($\lambda = 0.2$ м) и скорости $v = 300$ м/с. Видно, что эта кривая практически совпадает с кривой 2 для радиолинии P -частотного диапазона.

На рис. 3а и 3б приведены кривые, вычисленные с использованием соотношения (15) и определяющие верхние границы вероятности времени

стационарности $Pr(\tau)$ рассматриваемых радиолиний P -частотного диапазона для различных значений индекса сцинтилляции.

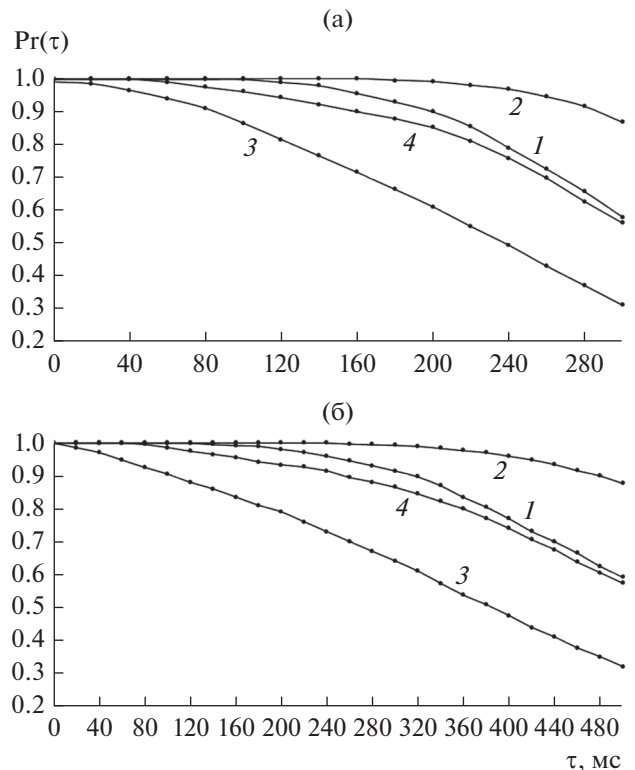


Рис. 3. Вероятности времени стационарности радиолиний P -частотного диапазона при скорости движения ионосферных неоднородностей $v = 500$ (а) и 300 м/с (б) и различных значениях индекса сцинтилляции и параметра Δ : $S = 0.3$ ($c = 10.4$) и $\Delta = 10^\circ$ (1) и 20° (2); $S = 0.6$ ($c = 2.0$) и $\Delta = 10^\circ$ (3) и 20° (4).

Анализ кривых на рис. 3а показывает, что вероятность минимального времени стационарности $\text{Pr}(\tau_{\text{ст, min}}) = 0.95$ для $S = 0.3$ достигается при $\tau_{\text{ст, min}} = 170$ мс для параметра $\Delta = 10^\circ$ и при $\tau_{\text{ст, min}} = 250$ мс для параметра $\Delta = 20^\circ$. При увеличении значения индекса сцинтилляции S (при уменьшении отношения сигнал/помеха c) минимальное время стационарности радиолинии уменьшается – вероятность $\text{Pr}(\tau_{\text{ст, min}}) = 0.95$ для значения $S = 0.6$ достигается при $\tau_{\text{ст, min}} = 50$ мс для $\Delta = 10^\circ$ и при $\tau_{\text{ст, min}} = 110$ мс для $\Delta = 20^\circ$.

При уменьшении скорости движения ионосферных неоднородностей относительно максимальной скорости $v = 500$ м/с время стационарности радиолиний увеличивается. Анализ кривых на рис. 3б показывает, что вероятность времени стационарности радиолиний $\text{Pr}(\tau) = 0.95$ для $S = 0.3$ достигается при $\tau_{\text{ст}} = 250$ мс для $\Delta = 10^\circ$ и при $\tau_{\text{ст}} = 420$ мс для $\Delta = 20^\circ$. Вероятность времени стационарности $\text{Pr}(\tau_{\text{ст}}) = 0.95$ для значений $S = 0.6$ достигается при $\tau_{\text{ст}} = 50$ мс для $\Delta = 10^\circ$ дБ и при $\tau_{\text{ст}} = 170$ мс для $\Delta = 20^\circ$.

Оценочные значения $\tau_{\text{ст}}$ для других критериев времени стационарности рассматриваемых радиолиний и других их параметров по отношению к приведенным выше могут быть вычислены с использованием данных методов.

Представляет интерес сравнения полученных оценок времени стационарности $\tau_{\text{ст}}$ с граничным значением $\tau_{\text{ст}} < 2R_1/v$, $R_1 = \sqrt{\lambda h}$ – радиус первой зоны Френеля от F -области ионосферы до приемного устройства ($h \approx 300$ км [19]). Обоснование выражения для данной верхней границы заключается в выполнении условия полного пересечения ионосферными неоднородностями этой зоны Френеля, определяющей основной вклад при формировании многолучевых компонент сигнала $s'(t)$. Для $v = 300$ м/с, P -частотного диапазона ($\lambda \approx 0.75$ м) имеем $\tau_{\text{ст}} < 3.16$ с, для частотного L -диапазона ($\lambda \approx 0.2$ м) $\tau_{\text{ст}} < 1.63$ с. Таким образом, по отношению к значениям $\tau_{\text{ст}}$, полученным с использованием вероятностного подхода, верхние граничные значения являются достаточно грубыми.

Приведенные оценочные значения времени стационарности вычислены без учета движения космических аппаратов, что справедливо для геостационарных спутниковых радиолиний. Для средне- и низкоорбитальных спутниковых радиолиний необходимо учитывать скорость ионосферных неоднородностей и скорость движения космических аппаратов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены модели транссионосферных радиолиний с фазовыми замираниями сигналов при распространении за счет влияния земной ионосферы. Основу моделей составляют эмпирические соотношения относительно плотности распределения фазы сигналов и аналитическое описание распространения сигналов в случайно-неоднородной среде, порождающей временные вариации фаз и амплитуд сигналов на входе приемных устройств за счет отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях. Аналитическое описание представляет приближенное решение Рытова относительно фазы для волнового уравнения без учета анизотропии за счет влияния магнитного поля Земли. Рассматривается временная стационарность радиолиний, связанная с статистическими характеристиками случайных временных и пространственных флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей.

Для моделей радиолиний с параметрами стандартной среднеширотной ионосферы получены оценки временной фазовой стационарности: для скорости движения ионосферных неоднородностей $v = 500$ м/с и коэффициента сцинтилляции $S = 0.6$ минимальное время стационарности не превышает 70 мс для параметра допустимых вариаций фазы $\Delta = \pm 10^\circ$ и не превышает 110 мс для параметра $\Delta = 20^\circ$ с вероятностью 0.95.

Оценочные значения характеристик рассматриваемых радиолиний за счет влияния ионосферы Земли задают требование на максимальное возможное время когерентного накопления при приеме цифровых сигналов, при синхронизации систем цифровой связи, при когерентной обработке сигналов радиолокационных систем.

Обобщение приведенных моделей фазовых замирания сигналов при распространении по транссионосферным анизотропным радиолиниям с учетом влияния магнитного поля Земли, является перспективным направлением исследований.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00525).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Спилкер Дж.* Цифровая спутниковая связь. М.: Связь, 1979.
2. *Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И.* Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969.

3. *Rino C.L.* The Theory of Scintillation with Applications in Remote Sensing. Hoboken: John Wiley & Sons, 2011.
4. Ionospheric propagation data and prediction methods required for the design of satellite services and systems. Recommendation ITU-R P.531-11. Electronic Publication, Geneva. 2012. 24 p.
5. *Назаров Л.Е., Батанов В.В.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 9. С. 866.
6. *Кутуза Б.Г., Мошков А.В., Пожидаев В.Н.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 889.
7. *Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 1. С. 3.
8. *Иванов Д.В., Иванов В.А., Михеева Н.Н. и др.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 11. С. 1167.
9. *Crane R.K.* // Proc. IEEE. 1977. V. 2. P. 180.
10. *Назаров Л.Е., Антонов Д.В., Батанов В.В. и др.* // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информ. технологии. 2019. Т. 11. № 1. С. 57.
11. *Назаров Л.Е., Смирнов В.М.* // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 4. С. 18.
12. *Батанов В.В., Назаров Л.Е.* // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2021. № 5. С. 15.
13. *Скляр Б.* Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: ИД "Вильямс", 2003.
14. *Zernov N.N., Gherm V.E.* // Radio Sci. 2015. V. 50. № 2. P. 153.
15. *Назаров Л.Е., Смирнов В.М.* // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 11. <http://jre.cplire.ru/jre/nov20/7/text.pdf>
16. *Priyadarshi S.* // Surveys in Geophys. 2015. V. 36. № 2. P. 295.
17. *Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., др.* Распространение радиоволн. М.: Ленанд, 2009.
18. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Т. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
19. *Crane R.K.* // J. Geophys. Research. 1976. V. 81. № 13. P. 2041.
20. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969. Кн. 1.
21. *Aol S., Buchert S., Jurua E.* // Earth, Planets, Space. 2020. V. 72. № 164. P. 2.
22. *Huang C.S., La Beaujardiere O., Roddy P. et al.* // J. Geophys. Research: Space Phys. 2014. V. 119. № 2. P. 1186.