

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.6>

УДК 621.396.1

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕРВАЛА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЗАМИРАНИЙ В ОДНОЛУЧЕВОЙ ДЕКАМЕТРОВОЙ РАДИОЛИНИИ

В. П. Пашинцев¹, С. А. Коваль², Д. А. Потягов², А. Д. Скорик³, М. А. Сенокосов¹

¹ Северо-Кавказский федеральный университет, 355017, Ставрополь, ул. Пушкина, 1

² Военная академия связи имени Маршала Советского Союза С. М. Буденного,
194064, Санкт-Петербург, Тихорецкий проспект, 3

³ Российский институт мощного радиостроения,
199178, Санкт-Петербург, ул. 11 линия В.О., 66

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2021 г., после доработки – 10 февраля 2021 г.

Аннотация. Разработан уточненный метод определения интервала пространственной корреляции замираний в декаметровый радиолнии с одним дискретным лучом (модой), которые обусловлены дифракцией волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы. Получена уточненная зависимость интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолнии от параметров мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, эквивалентной протяженности радиолнии и выбора рабочей частоты сигнала через величину среднеквадратического отклонения флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы. Показано, что в условиях возмущений (диффузности) ионосферы, а также приближении рабочей частоты радиолнии к максимально применимой частоте, когда флуктуации фазового фронта волны на выходе ионосферы превышают 1,25 радиан, известное упрощенное выражение для оценки интервала пространственной корреляции замираний может применяться в однолучевой декаметровый радиолнии с погрешностью не более 5%.

Ключевые слова: декаметровый радиолния, диффузность, мелкомасштабные неоднородности ионосферы, флуктуации фазового фронта, дифракция, замирания, нормированная пространственная корреляционная функция, интервал пространственной корреляции.

Abstract. In this article a refined method has been developed for determining the spatial correlation interval for fading in a decameter radio link with one discrete beam (mode), which are caused by wave diffraction on small-scale ionospheric irregularities. A refined dependence of the spatial correlation interval of fading in a single-beam decameter radio line on the parameters of small-scale ionospheric irregularities, the equivalent length of the radio line and the choice of the operating signal frequency through the value of the root-mean-square deviation of fluctuations of the wave phase front at the output of the inhomogeneous ionosphere is obtained. It is shown that under conditions of disturbances (diffuseness) of the ionosphere, as well as the approach of the operating frequency of the radio line to the maximum applicable frequency, when fluctuations of the phase front of the wave at the output of the ionosphere exceed 1.25 radians, the well-known simplified expression for estimating the interval of spatial correlation of fading can be used in a single-beam decameter radio links with an error of no more than 5%.

Key words: decameter radio link, diffuseness, small-scale ionospheric irregularities, fluctuations of the phase front, diffraction, fading, normalized spatial correlation function, spatial correlation interval.

Введение

Известно, что в декаметровых (ДКМ) радиоприемах с одной траекторией (лучом) распространения волны в точку приема возникают интерференционные замирания сигналов, обусловленные рассеянием (дифракцией) волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы, которые подчиняющиеся законам распределения Рэлея или Райса [1, 2].

Наличие замираний обуславливает существенное ухудшение помехоустойчивости приема сигналов в ДКМ радиоприеме. Наиболее широко известным [2-8] способом борьбы с замираниями и повышения помехоустойчивости приема сигналов является применение пространственно-разнесенного приема сигналов. Наибольшая помехоустойчивость достигается при выполнении условия $\Delta\rho \gg \Delta\rho_k$ некоррелированности замираний на выходах антенн, разнесенных в пространстве на расстояние $\Delta\rho$,

где $\Delta\rho_k$ - интервал пространственной корреляции замираний [4].

Отношение $\Delta\rho/\Delta\rho_k$ определяет величину коэффициента пространственной корреляции (или нормированной пространственной корреляционной функции) замираний в канале (радиолинии) связи [6, 7] $K_H(\Delta\rho) = \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right) \leq 1$. При выполнении условия некоррелированности $\Delta\rho \gg \Delta\rho_k$ значение $K_H(\Delta\rho) = \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right) \approx 0$. При малом разnose антенн и выполнении условия полной коррелированности замираний на их выходах $\Delta\rho \ll \Delta\rho_k$ значение $K_H(\Delta\rho) = \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right) \approx 1$. В последнем случае помехоустойчивость пространственно-разнесенного приема сигналов существенно ухудшается по сравнению со случаем некоррелированных замираний и энергетический проигрыш может достигать несколько десятков децибел [5].

Очевидно, что решение задачи обеспечения требуемой помехоустойчивости пространственно-разнесенного приема сигналов в ДКМ радиолинии должно базироваться на определении интервала пространственной корреляции замираний. $\Delta\rho_k$.

В настоящее время величина интервала пространственной корреляции замираний $\Delta\rho_k$ определяется экспериментальным путем неоднозначно [3, 4, 6, 7]. Она варьируется в пределах от $\Delta\rho_k = (10 \dots 25)\lambda_0$ [3] до $\Delta\rho_k = (10 \dots 100)\lambda_0$ [4], что затрудняет проектирование антенных систем для приема сигналов с заданной длиной волны $\lambda_0 = c/f_0$. На практике для систем ДКМ связи обычно выбирать величину разноса $\Delta\rho_k = 10\lambda_0$ [3, 7] или $\Delta\rho_k \approx 200$ м [4, 8].

Согласно [7] в ДКМ радиолинии интервал пространственной корреляции замираний $\Delta\rho_k$ зависит от размеров (l) неоднородностей в ионосфере, протяженности радиолинии (L), несущей (рабочей) частоты (f_0) сигналов, направления разнесения. Однако аналитическая зависимость $\Delta\rho_k = \psi(l, L, f_0)$ в [1-7] для однолучевой ДКМ радиолинии отсутствует.

Для решения этой задачи следует учесть, что зависимость $\Delta\rho_k = \psi(l, L, f_0)$ интервала пространственной корреляции замираний от размеров неоднородностей в ионосфере, длины радиолинии и несущей частоты волны получена в [9] для радиолинии (канала) космической связи в условиях возмущений ионосферы с образованием мелкомасштабных неоднородностей. Эта зависимость найдена на основе определения: 1) нормированной пространственной корреляционной функции в традиционном [7] виде $K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$; 2) аналитической зависимости $\Delta\rho_k \sim 1/\sigma_\varphi$ интервала пространственной корреляции замираний принимаемых сигналов от среднеквадратического отклонения (СКО) флуктуаций $\sigma_\varphi = \psi(l, L, f_0)$ фазового фронта волны на выходе из неоднородной ионосферы.

Однако полученное в [9] выражение для нормированной пространственной корреляционной функции $K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$ является приближенным (упрощенным) и требует уточнения. Кроме того, для радиолиний ДКМ и космической связи зависимость $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi) = \psi(l, L, f_0)$ должна иметь разный характер, поскольку с повышением несущей частоты f_0 глубина замираний в радиолинии космической связи уменьшается [7, 9], а в однолучевой радиолинии ДКМ связи – возрастает [10].

Уточнение полученного в [9] выражения $K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$ для нормированной пространственной корреляционной функции замираний необходимо по следующим причинам.

В соответствии с обратно пропорциональной зависимостью $\Delta\rho_k \sim 1/\sigma_\varphi$ при малых значениях СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы ($\sigma_\varphi \rightarrow 0$) интервал пространственной корреляции замираний возрастает до бесконечности ($\Delta\rho_k \rightarrow \infty$). Это противоречит результатам измерений [11], согласно которым при $\sigma_\varphi < 1$ рад интервал корреляции замираний ($\Delta\rho_k$) равен радиусу корреляции неоднородностей ионосферы

(несколько сотен метров). С другой стороны, результаты измерений [11] показывают, что при $\sigma_\varphi > 1$ рад величина $\Delta\rho_k$ будет меньше радиуса корреляции ионосферных неоднородностей, что указывает на справедливость обратно пропорциональной зависимости $\Delta\rho_k \sim 1/\sigma_\varphi$ при больших значениях СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы. При этом согласно [12] величина СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны σ_φ в условиях ее распространения через нормальную среднеширотную ионосферу может быть на порядок меньше, чем при распространении радиоволн через приполярную или экваториальную ионосферу.

Поэтому можно предположить, что известная зависимость $K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$, где $\Delta\rho_k \sim 1/\sigma_\varphi$, будет справедлива только при больших значениях СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны ($\sigma_\varphi > 1$ рад), а при малых ее значениях ($\sigma_\varphi < 1$ рад) применение этой зависимости приводит к существенным погрешностям вычисления $K_H(\Delta\rho)$. Отсюда следует необходимость уточнения зависимости $K_H(\Delta\rho) = \psi(\sigma_\varphi)$ так, чтобы она была справедливой для случая как больших ($\sigma_\varphi > 1$), так и малых ($\sigma_\varphi < 1$) значений СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны. Кроме того, представляется целесообразным более точно определить граничное значение величины σ_φ , при котором справедливо применение известной зависимости $K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$.

Следует заметить, что в [8] для однолучевой ДКМ радиолинии получена сложная зависимость $K_H(\Delta\rho) = \psi(\sigma_\varphi)$ коэффициента пространственной корреляции замираний от флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы. Однако при этом величина σ_φ для заданной дальности ДКМ связи определяется экспериментально и поэтому в [8] искомая зависимость $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi) = \psi(l, L, f_0)$ не устанавливается.

Уточненное выражение для нормированной пространственной корреляционной функции позволит более точно определить значения $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi) = \psi(l, L, f_0)$ интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой декаметровой радиолинии при текущем состоянии ионосферы и выбранных параметрах радиотрассы и сигнала.

Целью статьи является разработка уточненного метода определения зависимости $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi) = \psi(l, L, f_0)$ интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой декаметровой радиолинии от параметров ионосферных неоднородностей, протяженности радиолинии и рабочей частоты сигнала, а также определение границ применимости упрощенного выражения для оценки нормированной пространственной корреляционной функции замираний $K_n(\Delta\rho) \approx \exp(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2)$.

1. Анализ распространения ДКМ волны в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями

Для достижения поставленной цели проанализируем сначала процесс распространения (рис. 1 а) монохроматической волны с рабочей частотой f_0 в однолучевой ДКМ радиолинии от входа до выхода отражающего F-слоя ионосферы с учетом влияния мелкомасштабных ($10 \dots 10^3$ м) неоднородностей ионосферы.

Пусть передатчик (ПРД) излучает комплексный монохроматический сигнал с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$, амплитудой $S_t = \sqrt{P_t}$, мощностью P_t и начальной фазой φ_t :

$$\dot{s}_t(t) = S_t \exp(j(\omega_0 t - \varphi_t)) = \sqrt{P_t} \exp(j(\omega_0 t - \varphi_t)). \quad (1)$$

Ионосферный отражающий слой F характеризуется следующими параметрами [3, 7-9, 13-16]:

1) изменением по высоте h среднего значения электронной концентрации (ЭК) $\bar{N}(h)$, эл/м³, от нижней границы слоя h_0 до высоты максимума

ионизации h_m ионосферы с критической частотой $f_{кр} = (80,8\bar{N}(h_m))^{0,5}$, Гц;

2) пространственными флуктуациями ЭК $\Delta N(x, y, h) = \Delta N(\rho, h)$ в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы относительно среднего (фонового) значения $\bar{N}(h)$, характеризующиеся средним (характерным) размером $l = l_s \sim 10...10^3$ м, среднеквадратическим отклонением $\sigma_{\Delta N}(h) = (\overline{\Delta N^2(\rho, h)})^{0,5}$, эл/м³, и интенсивностью неоднородностей (практически одинаковой на любой высоте h ионосферы):

$$\beta_n = \sigma_{\Delta N}(h) / \bar{N}(h) \approx const(h). \quad (2)$$

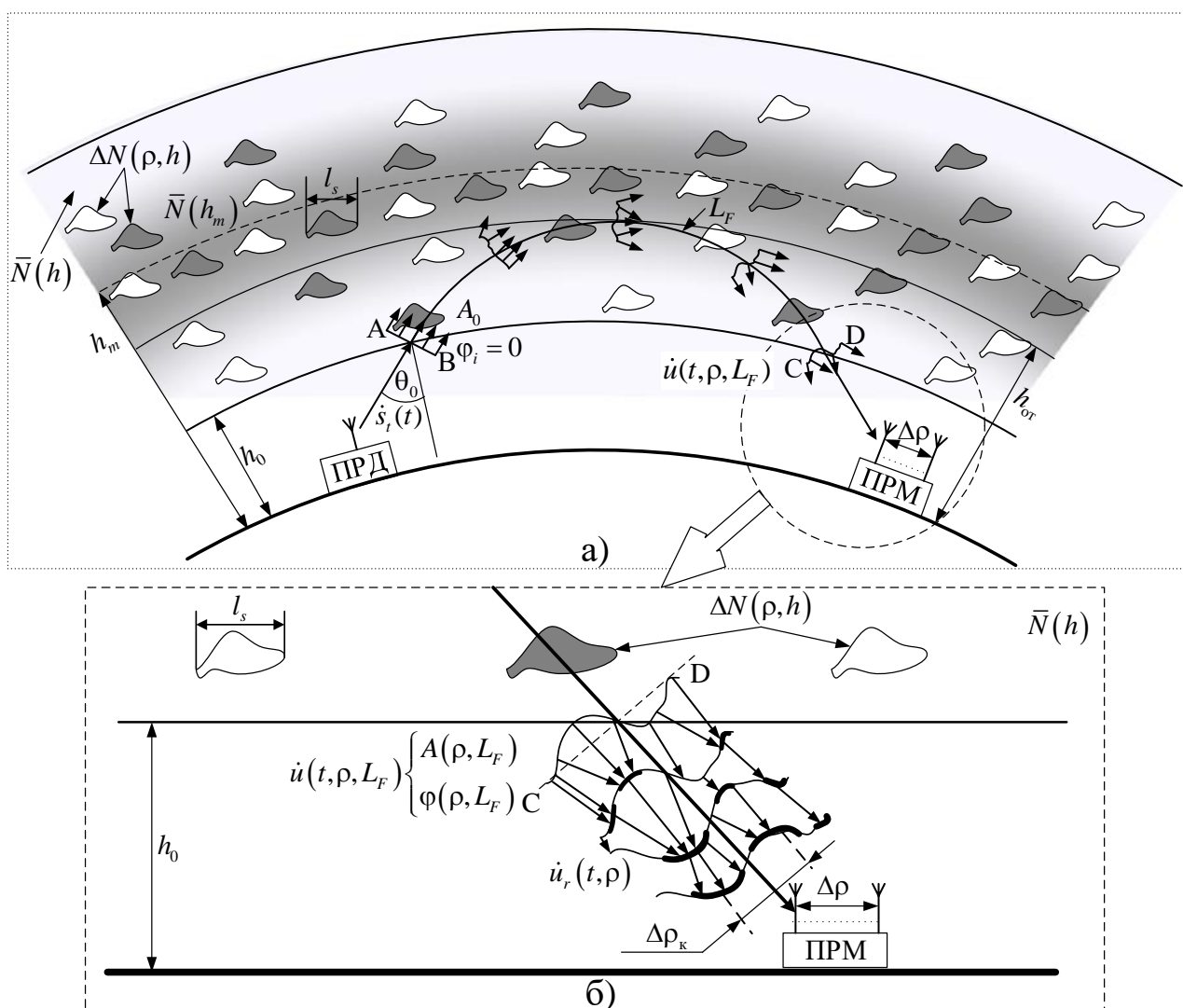


Рис.1. Искажения амплитудно-фазового фронта при распространении ДКМ волны в неоднородной ионосфере (а) и за ней до места приема (б).

Падающий на нижнюю границу (h_0) отражающего слоя F ионосферы под углом θ_0 фронт излучаемой волны (1) будет плоским (линия АВ на рис. 1 а) с амплитудой $A_0 = S_t \sqrt{K_{oc}} = \sqrt{P_t K_{oc}}$, где K_{oc} - коэффициент ослабления волны по мощности, и начальной фазой, значение которой можно принять $\varphi_t = 0$.

В процессе распространения ДКМ волны в неоднородной ионосфере с электронной концентрацией $N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h)$ и отражения на высоте $h = h_{от}$ ее амплитудно-фазовый фронт будет искажаться в пространстве (ρ) вследствие дифракционных эффектов (линия CD на рис. 1 а).

Комплексное поле выходной волны, прошедшей в неоднородном отражающем слое F ионосферы реальным путем $L = L_F$, можно записать в виде [9, 13-15]

$$\dot{u}(t, \rho, L_F) = A(\rho, L_F) \exp(j(\omega_0 t - \varphi(\rho, L_F))). \quad (3)$$

Амплитудный фронт волны (3) на выходе неоднородного ионосферного слоя

$$A(\rho, L_F) = A_0 \exp(\chi(\rho, L_F)) = \sqrt{P_t K_{oc}} \exp(\chi(\rho, L_F)) \quad (4)$$

определяется амплитудой $A_0 = \sqrt{P_t K_{oc}}$ поля волны в ионосфере без учета неоднородностей ЭК (когда $\Delta N(\rho, h) = 0$), и флуктуациями уровня $\chi(\rho, L_F) = \ln(A(\rho, L_F)/A_0)$ в амплитудном фронте волны относительно A_0 .

Фазовый фронт выходной волны (3) определяется как сумма

$$\varphi(\rho, L_F) = \bar{\varphi}(L_F) + \Delta\varphi(\rho, L_F) \quad (5)$$

среднего значения набега фазы $\bar{\varphi}(L_F)$ волны в ионосфере, определяемого изменением по высоте среднего значения ЭК $\bar{N}(h)$, и флуктуаций фазового фронта $\Delta\varphi(\rho, L_F)$, определяемых неоднородностями ЭК $\Delta N(\rho, h)$.

Среднее значение фазы волны, прошедшей в отражающем F-слое ионосферы реальным путем L_F , складывается из двух составляющих [9, 13-15]:

$$\bar{\varphi}(L_F) = k_0 L_F + \bar{\varphi} = k_0 L_F - g\pi \int_{L_F} \bar{N}(h) dl / cf_0 \approx \omega_0 L_F / c - 80,8\pi \bar{N}_T / cf_0, \quad (6)$$

где $k_0 L_F$ - набег фазы в свободном пространстве на пути L_F ;
 $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi f_0 / c = 2\pi / \lambda_0$ - волновое число;

$$\bar{\varphi} = -g\pi \int_{L_F} \bar{N}(h) dl / cf_0 \approx -80,8\pi \bar{N}_T / cf_0, \quad (7)$$

- поправка к среднему значению фазы во фронте выходной волны. Здесь коэффициент g в системе СИ имеет размерность $[m^3/c^2]$ и значение $80,3...80,8$ (в дальнейшем будем считать, что $g \approx 80,8$); dl - элемент пути вдоль траектории распространения волны в слое F ионосферы;

$$\bar{N}_T = \int_{L_F} \bar{N}(h) dl \quad (8)$$

- среднее значение полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы (иначе - ее интегральной электронной концентрации) вдоль траектории распространения волны протяженностью L_F .

Флуктуации фазового фронта волны $\Delta\varphi(\rho, L_F)$ на выходе неоднородной ионосферы определяются рабочей частотой f_0 и мелкомасштабными ($l = (x, y, h) = (\rho, h) \sim 10...10^3$ м) флуктуациями ЭК $\Delta N(\rho, h)$ на реальном пути L_F вдоль траектории распространения волны в F слое [14, 16]

$$\Delta\varphi(\rho, L_F) = -(\lambda_0 r_e) \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl \approx -(80,8\pi / cf_0) \Delta N_T(\rho, L_F), \quad (9)$$

где r_e - классический радиус электрона; $\lambda_0 r_e = g\pi / cf_0 \approx 80,8\pi / cf_0$;

$$\Delta N_T(\rho, L_F) = \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl \quad (10)$$

- флуктуации ПЭС, обусловленные мелкомасштабными неоднородностями ЭК $\Delta N(\rho, h)$ вдоль траектории распространения волны в ионосфере протяженностью L_F .

Чтобы количественно охарактеризовать мелкомасштабные флуктуации ПЭС $\Delta N_T(\rho, L_F)$, важно отметить, что математический аппарат описания

пространственных неоднородностей ЭК ионосферы $\Delta N(\rho, h)$ в настоящее время хорошо развит только в рамках следующих допущений [11, 16-18]: $\Delta N(\rho, h) = \Delta N(r)$ представляет собой статистически однородное (т.е. стационарное по пространству r) и изотропное случайное поле со стандартным СКО и нулевым математическим ожиданием.

Следовательно, корреляционная функция, дисперсия и математическое ожидание флуктуаций ЭК $\Delta N(r)$ описываются выражениями вида [17]:

$$B_{\Delta N}(\Delta r) = B_{\Delta N}(r_1 - r_2) = \overline{\Delta N(r_1) \Delta N(r_1 - \Delta r)}; \quad (11)$$

$$\sigma_{\Delta N}^2 = B_{\Delta N}(0) = \overline{\Delta N(r_1)^2} = \text{const}; \quad \overline{\Delta N(r)} = 0 \quad (12), (13)$$

Наиболее простой и широко используемой для расчетов является гауссовская корреляционная функция флуктуаций ЭК $\Delta N(r)$ вида [11, 17, 18]

$$B_{\Delta N}(\Delta r) = \sigma_{\Delta N}^2 \exp\left(-(\Delta r / l_s)^2\right). \quad (14)$$

Поскольку интенсивность мелкомасштабных неоднородностей ЭК ионосферы (2) $\beta_n = \sigma_{\Delta N}(h) / \bar{N}(h)$ практически одинакова на любой высоте h , то наибольшее значение СКО флуктуаций ЭК будет иметь место на высоте $h = h_{\text{от}}$, где происходит отражение волны:

$$\sigma_{\Delta N}(h_{\text{от}}) = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, h_{\text{от}})}\right)^{0,5} = \beta_n \bar{N}(h_{\text{от}}) > \sigma_{\Delta N}(h) = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, h)}\right)^{0,5} = \beta_n \bar{N}(h). \quad (15)$$

Согласно (15) наибольший вклад в величину флуктуаций ПЭС (10) $\Delta N_T(\rho, L_F)$ вдоль реального пути L_F распространения ДКМ волны в ионосфере будут вносить флуктуации ЭК на высоте отражения $\Delta N(\rho, h = h_{\text{от}})$, где среднее значение ЭК будет наибольшим: $\bar{N}(h_{\text{от}}) > \bar{N}(h)$. Поэтому в дальнейшем целесообразно заменить рассмотрение реального пути L_F распространения волны в ионосфере с неоднородной по высоте средней ЭК $\bar{N}(h)$ на меньший по протяженности эквивалентный путь $L_s < L_F$ в ионосфере с более высокой однородной средней ЭК $\bar{N}(h_{\text{от}}) > \bar{N}(h)$.

Эквивалентный однородный путь L_3 определяется из формулы (8) для полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы ($\overline{N_T}$) в «трубке» сечением 1 м^2 вдоль реального пути L_F в ионосферном слое F с неоднородной по высоте (h) средней электронной концентрацией $\overline{N}(h)$ согласно выражению [14, 19]

$$N_T = \int_{L_F} \overline{N}(h) dl = L_F \overline{N}(L_F) = L_3 \overline{N}(h_{от}), \quad (16)$$

где $\overline{N}(L_F)$ – усредненное вдоль реального пути L_F (т.е. однородное) значение средней электронной концентрации в «трубке»; L_3 – эквивалентная протяженность «трубки» ($L_3 < L_F$) с однородной средней электронной концентрацией, соответствующей высоте отражения $\overline{N}(h_{от}) > \overline{N}(L_F)$.

В соответствии с (16) выражение (10) можно записать через эквивалентный путь L_3 волны в ионосфере как [14]

$$\Delta N_T(\rho, L_F) = \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl = \int_{L_3} \Delta N(\rho, h = h_{от}) dl = \Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3). \quad (17)$$

Здесь $\Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3) \sim L_3 \Delta N(\rho, h = h_{от})$ имеет физический смысл флуктуаций ПЭС ионосферы при распространении ДКМ волны в «трубке» сечением 1 м^2 со статистически однородно размещенными внутри него неоднородностями с наибольшими флуктуациями ЭК, соответствующими высоте отражения волны $\Delta N(\rho, h_{от}) > \Delta N(\rho, h)$. При этом длина «трубки» соответствует эквивалентному пути L_3 распространения ДКМ волны, протяженность которого меньше реального пути $L_3 < L_F$ настолько, что выполняется равенство

$$\Delta N_T(\rho, L_F) = \Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3) \sim L_3 \Delta N(\rho, h = h_{от}). \quad (18)$$

Корреляционная функция флуктуаций ПЭС (19) $\Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3)$ вдоль двух траекторий распространения ДКМ волны, разнесенных на расстояние $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$, выражается через корреляционную функцию флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h_{от})$ как [16]

$$B_{\Delta N_T}(\Delta\rho) = \overline{\Delta N_T(\rho_1, h_{от}, L_3) \Delta N_T(\rho_2, h_{от}, L_3)} = L_3 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\Delta\rho, h_{от}) dh_{от} = L_3 A_{\Delta N}(\Delta\rho), \quad (19)$$

где $B_{\Delta N}(\Delta\rho, h_{от}) = \overline{\Delta N(\rho_1, h_{от}) \Delta N(\rho_2, h_{от})}$; $A_{\Delta N}(\rho)$ – интегральная корреляционная функция неоднородностей ЭК. Поскольку эквивалентный путь волны в ионосфере (L_3) значительно превышает радиус корреляции (l_s) неоднородностей по пространству ρ , то пределы интегрирования в (19) расширены от $-\infty$ до $+\infty$.

Определим корреляционную функцию флуктуаций ПЭС (19) при гауссовской корреляционной функции флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h_{от})$, которая имеет вид, аналогичный (14):

$$B_{\Delta N}(\rho, h_{от}) = \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) \exp(-(\Delta\rho^2 + h_{от}^2) / l_s^2), \quad (20)$$

Подстановка (20) в выражение (19) дает

$$B_{\Delta N_T}(\Delta\rho) = L_3 \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) \exp(-(\Delta\rho / l_s)^2) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(h_{от} / l_s)^2) dh_{от}. \quad (21)$$

Тогда, используя табличный интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-p^2 x^2 \pm qx) dx = \sqrt{\pi/p^2} \exp(q^2 / 4p^2), \text{ для } p > 0,$$

выражение (21) для корреляционной функции мелкомасштабных флуктуаций ПЭС при распространении ДКМ волны сводится к виду

$$B_{\Delta N_T}(\Delta\rho) = L_3 A_{\Delta N}(\Delta\rho) = \sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) L_3 l_s \exp(-(\Delta\rho / l_s)^2), \quad (22)$$

где интегральная корреляционная функция мелкомасштабных неоднородностей ЭК описывается выражением

$$A_{\Delta N}(\Delta\rho) = \sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) l_s \exp(-(\Delta\rho / l_s)^2). \quad (23)$$

Из (22, 23) при $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 = 0$ с учетом (15) получим выражение для дисперсии мелкомасштабных флуктуаций ПЭС при распространении ДКМ волны в виде

$$B_{\Delta N_T}(0) = \sigma_{\Delta N_T}^2 = L_3 A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} L_3 l_s \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) = \sqrt{\pi} L_3 l_s (\beta_{и} \bar{N}(h_{от}))^2, \quad (24)$$

где интегральная корреляционная функция мелкомасштабных неоднородностей ЭК описывается выражением

$$A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) l_s = \sqrt{\pi} l_s \left(\beta_n \overline{N}(h_{от}) \right)^2. \quad (25)$$

В соответствии с выражением (9) СКО флуктуаций фазового фронта волны $\Delta\varphi(\rho, L_F)$ на выходе неоднородной ионосферы определяется как

$$\sigma_\varphi = (\lambda_0 r_e) \sigma_{\Delta N_T} = (g\pi/cf_0) \sigma_{\Delta N_T} \approx (80,8\pi/cf_0) \sigma_{\Delta N_T}. \quad (26)$$

Подстановка в (26) выражения (24) позволяет записать его в виде зависимости СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы от среднего значения ЭК $\overline{N}(h_{от})$ на высоте отражения волны:

$$\sigma_\varphi \approx (80,8\pi/cf_0) \beta_n \overline{N}(h_{от}) \left(\sqrt{\pi} L_s l_s \right)^{0,5}. \quad (27)$$

Напомним [3, 7, 14], что в ДКМ радиолинии среднее значение ЭК на высоте отражения $\overline{N}(h_{от})$ определяет частоту вертикально направленной отраженной волны f_B и выбор рабочей (несущей) частоты f_0 волны, падающей под углом θ_0 на нижнюю границу $h = h_0$ сферического отражающего слоя F ионосферы (рис. 1 а)

$$f_0 = f_B K_s \sec \theta_0 = \left(80,8 \overline{N}(h_{от}) \right)^{0,5} K_s \sec \theta_0, \quad (28)$$

где $K_s \leq 1$ — коэффициент сферичности Земли и ионосферы. Выразим отсюда $\overline{N}(h_{от})$ через f_0 и подставим его в (27). В результате выражение для СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе сферического отражающего слоя F ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями принимает наиболее наглядный вид

$$\sigma_\varphi \approx f_0 \pi \beta_n \left(\sqrt{\pi} L_s l_s \right)^{0,5} / c K_s^2 \sec^2 \theta_0. \quad (29)$$

Это выражение отличается от известного [14, 19, 20] наличием множителя $\sqrt{\pi} \approx 1,8$ вместо 2.

Анализ выражения (29) показывает, что по мере увеличения рабочей

частоты f_0 однолучевой ДКМ радиолинии (28) и приближения ее к максимально применимой частоте (МПЧ)

$$f_m = f_{кр} K_s \sec \theta_0 = \left(80,8 \overline{N(h_m)}\right)^{0,5} K_s \sec \theta_0,$$

где $f_{кр} = \left(80,8 \overline{N(h_m)}\right)^{0,5}$ - критическая частота ионосферы, происходит пропорциональный рост СКО флуктуаций фазы $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n (L_3 l_s)^{0,5} / K_s^2 \sec^2 \theta_0$ во фронте ДКМ волны на выходе ионосферы. Кроме того, величина σ_φ возрастает прямо пропорционально увеличению интенсивности неоднородностей β_n . Последняя характеризует степень диффузности ионосферы [21] и может принимать значения $\beta_n = 0,003 \dots 0,01$ при среднеширотной ионосфере, $\beta_n = 0,1$ - для приполярной ионосферы и $\beta_n = 0,2$ - для низких широт [12]. Отсюда следует, что величина СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны $\sigma_\varphi \sim \beta_n$ при ее распространении через нормальную среднеширотную ионосферу может быть 1-2 порядка меньше, чем при распространении радиоволн через приполярную или низкоширотную (экваториальную) ионосферу. В меньшей степени возрастание $\sigma_\varphi \sim (L_3 l_s)^{0,5}$ зависит от протяженности эквивалентного пути L_3 в неоднородной ионосфере и характерного масштаба неоднородностей l_s . Кроме того, на рост $\sigma_\varphi \sim (K_s^2 \sec^2 \theta_0)^{-1}$ существенно влияет уменьшение угла θ_0 падения волны на нижнюю границу сферического отражающего слоя ионосферы (при заданной дальности связи) и сферичность ионосферы (уменьшение коэффициента $K_s < 1$).

Таким образом, на основе анализа распространения ДКМ волны в неоднородной ионосфере (рис. 1 а) получена уточненная аналитическая зависимость (29) $\sigma_\varphi = \psi(\beta_n, l_s, L_3, K_s, f_0)$ СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе отражающего слоя F от параметров мелкомасштабных неоднородностей (их интенсивности β_n и характерного масштаба l_s),

эквивалентной протяженности радиолинии (L_s), ее геометрических параметров (θ_0, K_s) и выбора рабочей частоты (f_0). Эта зависимость является основой для получения искомой зависимости интервала пространственной корреляции замираний ($\Delta\rho_k$) от указанных выше параметров через величину $\sigma_\varphi = \psi(\beta_n, l_s, L_s, K_s, f_0)$.

2. Пространственная корреляционная функция однолучевой декаметровый радиолинии

Известно [11], что при СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы $\sigma_\varphi < 1$ радиан дифракционная картина на поверхности Земли такова, что радиус (интервал) корреляции фаз равен радиусу корреляции флуктуаций электронной концентрации ионосферы. При увеличении флуктуации фаз $\sigma_\varphi > 1$ радиус корреляции фаз, наблюдаемый на поверхности Земли, будет уменьшаться по сравнению с радиусом корреляции флуктуаций электронной концентрации, определяемым характерным масштабом неоднородностей электронной концентрации ионосферы $l_s = 200 \dots 500$ м [7, 8, 11, 22].

В [9] получено выражение для нормированной пространственной корреляционной функции канала космической связи в традиционном [7] виде

$$K_n(\Delta\rho) = \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right), \quad (30)$$

где интервал пространственной корреляции определяется характерным масштабом l_s неоднородностей ионосферы и СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы σ_φ как

$$\Delta\rho_k \approx l_s / \sigma_\varphi. \quad (31)$$

Здесь σ_φ описывается выражением

$$\sigma_\varphi \approx 80,8\pi^{5/4} (l_s L_s)^{1/2} \beta_n \overline{N}(h_m) / cf_0, \quad (32)$$

аналогичным по виду (27). Согласно (32) дисперсия флуктуаций фазового фронта выходной волны в канале космической связи возрастет при понижении несущей частоты: $\sigma_\varphi^2 \sim l_s L_s (\beta_n / f_0)^2$.

Выражения (30, 31) получены в [9] с некоторыми приближениями и позволяют с достаточной для инженерных расчетов точностью получить значение нормированной пространственной корреляционной функции $K_n(\Delta\rho)$ канала космической связи в зависимости от интервала пространственной корреляции $\Delta\rho_k$.

В однолучевой ДКМ радиолинии (канале) связи при нормальном (невозмущенном) состоянии ионосферы СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы невелико и составляет $\sigma_\varphi = 0,1 \dots 1,2$ рад [22]. Следовательно, при $l_s = 200 \dots 500$ м интервал пространственной корреляции согласно формулы (31) должен находиться в пределах $\Delta\rho_k \approx l_s / \sigma_\varphi = 170 \dots 5000$ м, что не соответствует известным [22] значениям (200...500 метров). Таким образом, оценка пространственной корреляционной функции и интервала пространственной корреляции ДКМ канала связи с помощью выражений (30) и (31) будет иметь существенную погрешность (особенно при малых значениях $\sigma_\varphi \sim 0,1$ рад, когда $\Delta\rho_k \approx l_s / \sigma_\varphi = (200 \dots 500) / 0,1 = 2000 \dots 5000$ м).

Поэтому для ДКМ канала связи необходимо более точно описать распространение ДКМ волны за ионосферным слоем и пространственную корреляционную функцию $K_n(\Delta\rho)$ канала, характеризуемую интервалом пространственной корреляции $\Delta\rho_k$ замираний.

Процесс распространения ДКМ волны за неоднородным ионосферным слоем до места размещения приемника (ПРМ) сопровождается дифракционными эффектами в свободном пространстве (см. рис.1 б), суть которых состоит в следующем.

Наличие флуктуаций (искажений) амплитудного $A(\rho, L_s)$ и фазового $\Delta\varphi(\rho, L_s)$ фронта волны на выходе неоднородного слоя приводит к тому, что за ионосферой различные участки (ρ_i) данного фронта будут распространяться перпендикулярно поверхности ρ_i по различным направлениям. В результате их интерференции возникают области с повышенной и пониженной плотностью поля, т.е. происходит перераспределение амплитуды вдоль фронта волны (это

иллюстрируются на рис. 1 б в виде случайной толщины линии волнового фронта). По мере удаления от ионосферного слоя амплитудные флуктуации фронта волны будут нарастать, и в точке приема они проявятся как замирания.

С учетом появления амплитудных и фазовых флуктуаций комплексное поле волны, приходящей в место размещения антенн приемника, будет описываться выражением, аналогичным (3-5) [9, 15]

$$\begin{aligned} \dot{i}_r(t, \rho) &= A_r(\rho) \exp(j(\omega_0 t - \varphi_r(\rho))) = \\ &= A_0 \exp(\chi_r(\rho)) \exp(-j\Delta\varphi_r(\rho)) \exp(j(\omega_0 t - \bar{\varphi}_r(\rho))), \end{aligned} \quad (33)$$

где

$$A_r(\rho) = A_0 \exp(\chi_r(\rho)) = \sqrt{P_t K_{oc}} \exp(\chi_r(\rho)); \quad \varphi_r(\rho) = \bar{\varphi}_r + \Delta\varphi_r(\rho)$$

- амплитудный и фазовый фронт приходящей (принимаемой) волны.

Выражение (33) можно записать в виде явной зависимости от флуктуаций уровня $\chi_r(\rho) = \ln(A_r(\rho)/A_0)$ и фазы $\Delta\varphi_r(\rho)$ во фронте принимаемой волны как

$$\begin{aligned} \dot{i}_r(t, \rho) &= A_0 \exp(\chi_r(\rho)) \exp(-j\Delta\varphi_r(\rho)) \times \\ &\times \exp(j(\omega_0(t - \bar{t}_r))) = \dot{U}_r(\rho) \exp(j(\omega_0(t - \bar{t}_r))), \end{aligned} \quad (34)$$

где $\bar{t}_r = \bar{\varphi}_r(\rho)/\omega_0$ - среднее время распространения волны в место приема без учета ее искажений из-за неоднородностей ионосферы;

$$\dot{U}_r(\rho) = A_0 \exp(\chi_r(\rho)) \exp(-j\Delta\varphi_r(\rho)) \quad (35)$$

- комплексная амплитуда поля приходящей к приемной антенне волны $\dot{i}_r(t, \rho)$, учитывающая искажения ее амплитудно-фазового фронта.

В соответствии с (34) пространственная функция когерентности комплексной амплитуды $\dot{U}_r(\rho)$ поля приходящей к приемной антенне волны описывается выражением общего вида [14, 16]

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = \overline{\dot{U}_r(\rho_1) \dot{U}_r^*(\rho_2)} = A_0^2 \overline{\exp(\chi_r(\rho_1) - j\Delta\varphi_r(\rho_1)) \exp(\chi_r(\rho_2) + j\Delta\varphi_r(\rho_2))}. \quad (36)$$

Функция $\Gamma(\rho_1, \rho_2)$ характеризует корреляцию комплексной амплитуды $\dot{U}_r(t, \rho)$ поля волны в двух точках пространства с координатами ρ_1 и ρ_2 , расположенных на линии, перпендикулярной направлению распространения радиоволны.

Известно [16] общее выражение для пространственной функции когерентности поля приходящей к приемной антенне волны $\Gamma(\rho_1, \rho_2)$, полученное методом параболического уравнения для случая распространения монохроматической волны через неоднородный ионосферный слой. Если протяженность эквивалентного пути в этом слое равна L_s , то в соответствии с (4, 9, 18) выражение (36) принимает вид [16]

$$\begin{aligned} \Gamma(\rho_1, \rho_2) &= A_0^2 \exp\left(-(\lambda_0 r_e)^2 \left(B_{\Delta N_T}(0) - B_{\Delta N_T}(\Delta\rho)\right)\right) = \\ &= A_0^2 \exp\left(-(\lambda_0 r_e)^2 L_s \left(A_{\Delta N}(0) - A_{\Delta N}(\Delta\rho)\right)\right) = A_0^2 \exp\left(-0,5D_\varphi(\Delta\rho)\right), \end{aligned} \quad (37)$$

где $D_\varphi(\Delta\rho)$ – структурная функция флуктуаций фазового фронта выходной волны, $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, а корреляционные функции $B_{\Delta N_T}(\Delta\rho)$ и $A_{\Delta N}(\Delta\rho)$ определяются согласно (22) и (23).

В [13, 16] приведены выражения для взаимосвязи флуктуаций фазового фронта $\Delta\varphi(\rho)$ выходной волны (9) с флуктуациями ее оптического пути $\Delta\phi(\rho)$, а также для структурной функции флуктуаций этого пути $D_{\Delta\phi}(\Delta\rho)$:

$$\Delta\varphi(\rho) = k_0 \Delta\phi(\rho) = -(\lambda_0 r_e) \Delta N_T(\rho) = -(80,8\pi/cf_0) \Delta N_T(\rho); \quad (38)$$

$$D_{\Delta\phi}(\Delta\rho) = 2(\lambda_0 r_e / k_0)^2 L_s \left(A_{\Delta N}(0) - A_{\Delta N}(\Delta\rho)\right). \quad (39)$$

В соответствии с (38, 39) выражение для структурной функции флуктуаций фазового фронта выходной волны будет иметь вид

$$\begin{aligned} D_\varphi(\Delta\rho) &= k_0^2 D_{\Delta\phi}(\Delta\rho) = 2(\lambda_0 r_e)^2 L_s \left(A_{\Delta N}(0) - A_{\Delta N}(\Delta\rho)\right) = \\ &= 2(80,8\pi/cf_0)^2 L_s \left(A_{\Delta N}(0) - A_{\Delta N}(\Delta\rho)\right). \end{aligned} \quad (40)$$

Подстановка (40) в выражение (37) с учетом выражения (25) и (23) для $A_{\Delta N}(0)$ и $A_{\Delta N}(\Delta\rho)$ позволяет определить пространственную функцию

когерентности комплексной амплитуды поля волны в месте приема при ее трансionoсферном распространении в однолучевой ДКМ радиолинии в виде

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = A_0^2 \exp\{-0,5D_\varphi(\Delta\rho)\} = A_0^2 \exp\left(-\left(80,8\pi / c f_0\right)^2 L_3 \sqrt{\pi} l_s \left(\beta_{\text{и}} \bar{N}(h_{\text{от}})\right)^2\right) \times \\ \times \exp\left(\left(80,8\pi / c f_0\right)^2 L_3 \sqrt{\pi} l_s \left(\beta_{\text{и}} \bar{N}(h_{\text{от}})\right)^2 \exp\left(-(\Delta\rho / l_s)^2\right)\right). \quad (41)$$

Эту функцию можно записать через выражение (27, 29) для СКО флуктуаций фазового фронта (σ_φ) ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы как

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) \exp\left(\sigma_\varphi^2 \exp\left(-(\Delta\rho / l_s)^2\right)\right) = A_0^2 \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(1 - \exp\left(-(\Delta\rho / l_s)^2\right)\right)\right), \quad (42)$$

где $\sigma_\varphi \approx (80,8\pi / c f_0) \beta_{\text{и}} \bar{N}(h_{\text{от}}) \left(\sqrt{\pi} L_3 l_s\right)^{0,5} = f_0 \pi \beta_{\text{и}} \left(\sqrt{\pi} L_3 l_s\right)^{0,5} / c K_s^2 \sec^2 \theta_0$.

Поскольку функция когерентности (42) характеризует распределение случайных изменений интенсивности поля волны в плоскости приема, то ее можно представить в виде суммы регулярной и флуктуационной составляющих:

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\rho) = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) + \\ + A_0^2 \left(\exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(1 - \exp\left(-(\Delta\rho / l_s)^2\right)\right)\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2) \right). \quad (43)$$

В частном случае $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 = 0$ выражение (43) сводится к известному виду [14] для средней интенсивности поля волны в точке приема

$$\Gamma(\rho_1 = \rho_2) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\rho = 0) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}} = \\ = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) + A_0^2 \left(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)\right) = A_0^2 = P_t K_{\text{ос}}. \quad (44)$$

Согласно (44) при отсутствии пространственного разнеса антенн функция $\Gamma(\rho_1 = \rho_2)$ характеризует коэффициент ослабления $K_{\text{ос}}$ мощности излучаемой волны P_t при ее распространении в свободном пространстве вдоль траектории реального пути L_F (с учетом дополнительного поглощения в ионосфере) до точки размещения приемной антенны.

Представим выражение (43) для $\Gamma(\rho_1, \rho_2)$ в виде, аналогичном (44):

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\rho) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}} \cdot K_{\text{н}}(\Delta\rho) =$$

$$= P_t K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + P_t K_{oc} (1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) \cdot \frac{\exp(-\sigma_\varphi^2 (1 - \exp(-\Delta \rho^2 / l_s^2))) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)}, \Gamma$$

де дисперсия флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы определяется согласно (29) как

$$\sigma_\varphi^2 \approx \sqrt{\pi} L_3 l_s (f_0 \pi \beta_{и} / c K_s^2 \sec^2 \theta_0)^2. \quad (45)$$

Здесь

$$K_n(\Delta \rho) = \frac{\Gamma_{\text{фл}}(\Delta \rho)}{\Gamma_{\text{фл}}} = \frac{\exp(-\sigma_\varphi^2 (1 - \exp(-\Delta \rho^2 / l_s^2))) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)} \leq 1 \quad (46)$$

- нормированное (к величине $\Gamma_{\text{фл}}$) значение флуктуационной составляющей $\Gamma_{\text{фл}}(\Delta \rho)$ пространственной функции когерентности комплексной амплитуды поля волны в месте приема при ее трансionoсферном распространении в однолучевой ДКМ радиолинии. По своему физическому смыслу $\Gamma_{\text{фл}}(\Delta \rho) / \Gamma_{\text{фл}}$ соответствует коэффициенту $K_n(\Delta \rho)$ пространственной корреляции (или нормированной пространственной корреляционной функции) замираний волны (сигнала) в двух точках (ρ_1 и ρ_2) приема ДКМ радиолинии, разнесенных на интервал $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$.

Достоверность полученного выражения (46) подтверждается следующим.

В частном случае применения приемных антенн с относительно небольшим интервалом разноса $\Delta \rho \ll l_s$ значение $\exp(-\Delta \rho^2 / l_s^2) \approx 1 - \Delta \rho^2 / l_s^2$.

Поэтому выражение (46) сводится к виду

$$K_n(\Delta \rho) \approx \frac{\exp(-\sigma_\varphi^2 \Delta \rho^2 / l_s^2) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)}. \quad (47)$$

Числитель (47) при $\Delta \rho \ll l_s$ можно записать в приближенном виде как

$$\exp\left(-\frac{\sigma_\varphi^2 \Delta \rho^2}{l_s^2}\right) \left(1 - \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(1 - \frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) \approx \exp\left(-\frac{\sigma_\varphi^2 \Delta \rho^2}{l_s^2}\right) \left(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)\right).$$

Подстановка этого выражения в числитель (47) позволяет записать его в известном [7, 9] виде (30)

$$K_H(\Delta\rho) \approx \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \Delta\rho^2 / l_s^2\right) = \exp\left(-\Delta\rho^2 / \Delta\rho_k^2\right),$$

где $\Delta\rho_k \approx l_s / \sigma_\varphi$ - интервал пространственной корреляции замираний.

Таким образом, на основе анализа дифракционных эффектов при распространении ДКМ волны за ионосферой до места приема (рис. 1 б) получены выражения (46) и (45), которые позволяют установить уточненную аналитическую зависимость

$$K_H(\Delta\rho) = \psi(\Delta\rho, l_s, \sigma_\varphi) = \psi(\Delta\rho, \beta_H, l_s, L_s, f_0) \quad (48)$$

нормированной пространственной корреляционной функции замираний в ДКМ радиолнии от расстояния разноса $\Delta\rho$, характерного размера мелкомасштабных ионосферных неоднородностей l_s и дисперсии флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы $\sigma_\varphi = \psi(\beta_H, l_s, L_s, f_0)$, зависящей от параметров мелкомасштабных неоднородностей (β_H, l_s) , эквивалентной протяженности ДКМ радиолнии (L_s) и выбора рабочей частоты (f_0).

3. Анализ уточненной пространственной корреляционной функции однолучевой декаметровей радиолнии

В отличие от упрощенной формулы (30), полученная уточненная зависимость (48) $K_H(\Delta\rho) = \psi(\Delta\rho, l_s, \sigma_\varphi) = \psi(\Delta\rho, \beta_H, l_s, L_s, f_0)$ для нормированной пространственной корреляционной функции ДКМ радиолнии не позволяет определить аналитическим путем искомую зависимость $\Delta\rho_k = \psi(\beta_H, l_s, L_s, f_0)$ интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолнии от параметров ионосферных неоднородностей (β_H, l_s) , протяженности радиолнии (L_s) и выбора рабочей частоты (f_0) сигнала.

Однако значение $\Delta\rho_k$ может быть найдено графоаналитическим методом по функциональной зависимости (46) $K_H(\Delta\rho)$ на уровне $K_H = 1/e \approx 0,37$. Одновременно при проведении расчетов $\Delta\rho_k$ определим границы применимости упрощенных выражений (30) и (31) для однолучевой ДКМ

радиолинии (канала) связи.

Произведем расчет $K_n(\Delta\rho)$ по известной (30) и полученной (46) формулам для пространственной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии с параметрами, приведенными в [20]: дальность связи $R = 2000$ км, критическая частота отражения вертикально направленной волны от ионосферы $f_{кр} = (80,8\overline{N}(h_m))^{0,5} = 7$ МГц, высота нижней границы отражающего слоя ионосферы $h_0 = 250$ км, полутолщина отражающего слоя $z_m = h_m - h_0 = 100$ км, и характерный масштаб неоднородностей $l_s = 500$ м.

Величина σ_φ будет в обоих случаях рассчитываться по формуле (29, 45) с учетом слабого влияния сферичности ионосферы ($K_s \approx 1$):

$$\sigma_\varphi \approx f_0(h_d)\pi\beta_n \left(\sqrt{\pi}L_s l_s\right)^{0,5} / c \sec^2 \theta_0, \quad (49)$$

где рабочая частота определяется согласно (28) как

$$f_0 \approx f_b \sec \theta_0 = \left(80,8\overline{N}(h_{от})\right)^{0,5} \sec \theta_0. \quad (50)$$

Угол падения волны на плоскую ионосферу с учетом сферичности Земли (с радиусом $R_3 = 6370$ км) определяется по заданной дальности R связи и результатам измерений действующей высоты $h_d(f_b)$ отражения волны с частотой f_b из выражений [7, 20, 23]:

$$\sec \theta_0 = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\sin(R/2R_3)}{1 + (h_d(f_b)/R_3) - \cos(R/2R_3)}\right)^2}; \quad (51)$$

Действующая высота отражения волны от ионосферы рассчитывается в соответствии с известным [7, 23] выражением:

$$h_d(f_b) = h_0 + \frac{z_m}{2} \frac{f_b}{f_{кр}} \ln \frac{1 + (f_b/f_{кр})}{1 - (f_b/f_{кр})}. \quad (52)$$

Значение эквивалентного пути распространения волны в ионосфере L_s , входящее в выражение (49) определяется согласно выражению [19, 24]

$$L_3 = (h_d(f_B) - h_0) \left(1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right) \sqrt{\sec^2 \theta_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right)}. \quad (53)$$

Результаты расчета $K_H(\Delta\rho)$ по выражениям (30) и (46), проведенные на основе (49-53) для различных условий распространения радиоволн, представлены в таблицах 1 и 2 при интенсивности неоднородностей $\beta_H = 5 \cdot 10^{-3}$ (характерной для невозмущенной среднеширотной ионосферы) и $\beta_H = 5 \cdot 10^{-2}$ (характерной для возмущенной (диффузной) приполярной ионосферы), что соответствует значениям, приведенным в [12].

Таблица 1. Результаты расчета при $\beta_H = 5 \cdot 10^{-3}$

f_B , МГц	$\frac{f_B}{f_{кр}}$	θ_0 , град	f_0 , МГц	σ_ϕ , рад	$K_H(\Delta\rho)$ по (46)	$K_H(\Delta\rho)$ по (30)	$K_H(\Delta\rho)$ по (46)	$K_H(\Delta\rho)$ по (30)	$K_H(\Delta\rho)$ по (46)	$K_H(\Delta\rho)$ по (30)
					при $\Delta\rho=100$ м		при $\Delta\rho=200$ м		при $\Delta\rho=500$ м	
1,4	0,2	71,5	4,4	0,09	0,961	1	0,852	0,999	0,367	0,991
2,1	0,3	71,3	6,5	0,22	0,96	0,998	0,849	0,993	0,362	0,955
2,8	0,4	70,9	8,5	0,39	0,958	0,994	0,842	0,976	0,35	0,857
3,5	0,5	70,3	10,4	0,64	0,953	0,984	0,826	0,937	0,322	0,668
4,2	0,6	69,6	12,1	0,96	0,941	0,964	0,789	0,863	0,267	0,399
4,9	0,7	68,6	13,5	1,39	0,915	0,926	0,71	0,735	0,176	0,146
5,6	0,8	67,3	14,5	1,98	0,855	0,855	0,552	0,535	0,066	0,02
6,3	0,9	65,1	15,0	2,89	0,721	0,717	0,292	0,264	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$

Расчет нормированной пространственной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии связи $K_H(\Delta\rho)$ производился по трем значениям

разноса антенн $\Delta\rho$, выбранных для таблицы 1: $\Delta\rho = 100, 200$ и 500 м, для таблицы 2: $\Delta\rho = 10, 20$ и 50 м.

Таблица 2. Результаты расчета при $\beta_n = 5 \cdot 10^{-2}$

f_b , МГц	$\frac{f_b}{f_{кр}}$	θ_0 , град	f_0 , МГц	σ_φ , рад	$K_n(\Delta\rho)$ по	$K_n(\Delta\rho)$ по	$K_n(\Delta\rho)$ по	$K_n(\Delta\rho)$ по	$K_n(\Delta\rho)$ по	$K_n(\Delta\rho)$ по
					(46)	(30)	(46)	(30)	(46)	(30)
					при $\Delta\rho = 10$ м		при $\Delta\rho = 20$ м		при $\Delta\rho = 50$ м	
1,4	0,2	71,5	4,4	0,94	0,999	1	0,998	0,999	0,985	0,991
2,1	0,3	71,3	6,5	2,15	0,998	0,998	0,993	0,993	0,954	0,955
2,8	0,4	70,9	8,5	3,93	0,994	0,994	0,976	0,976	0,857	0,857
3,5	0,5	70,3	10,4	6,35	0,984	0,984	0,937	0,937	0,669	0,668
4,2	0,6	69,6	12,1	9,58	0,964	0,964	0,863	0,863	0,401	0,399
4,9	0,7	68,6	13,5	13,87	0,926	0,926	0,735	0,735	0,146	0,147
5,6	0,8	67,3	14,5	19,78	0,855	0,855	0,535	0,535	0,02	0,02
6,3	0,9	65,1	15,0	28,86	0,717	0,717	0,264	0,264	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$

На рис. 2-4 приведены графики зависимости $K_n(\Delta\rho)$, построенные по выражениям (30) и (46) для условий нормальной (невозмущенной) ионосферы (когда интенсивности неоднородностей $\beta_n = 5 \cdot 10^{-3}$), при различных значениях рабочих частот: $f_0 = 4,4$ МГц (при $f_b = 1,4$ МГц), $f_0 = 10,4$ МГц (при $f_b = 3,5$ МГц) и $f_0 = 14,5$ МГц (при $f_b = 5,6$ МГц).

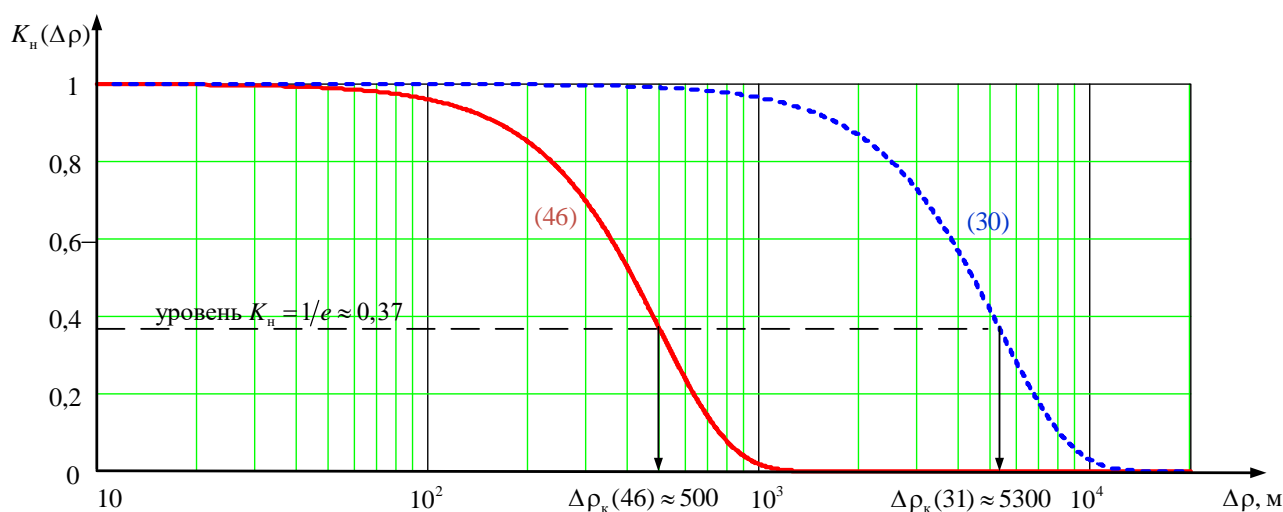


Рис. 2. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии (K_n) от пространственного разноса ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0 = 4,4$ МГц, невозмущенной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-3}$) и $\sigma_\varphi = 0,09$ рад.

Анализ графиков зависимостей, приведенных на рис. 2, показывает, что в условиях нормальной (невозмущенной) ионосферы ($\beta_{и} = 5 \cdot 10^{-3}$) интервал пространственной корреляции замираний, определенный согласно известному выражению (31) при выборе рабочей частоты $f_0 = 4,4$ МГц и очень малых значениях СКО флуктуаций фазы $\sigma_{\varphi} = 0,09$ рад, составляет $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к}(31) = 5300$ м, т.е. оказывается существенно завышенным по сравнению со значением интервала пространственной корреляции, определённого графически в соответствии с полученной уточненной зависимостью (46) $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к}(46) = 500$ м.

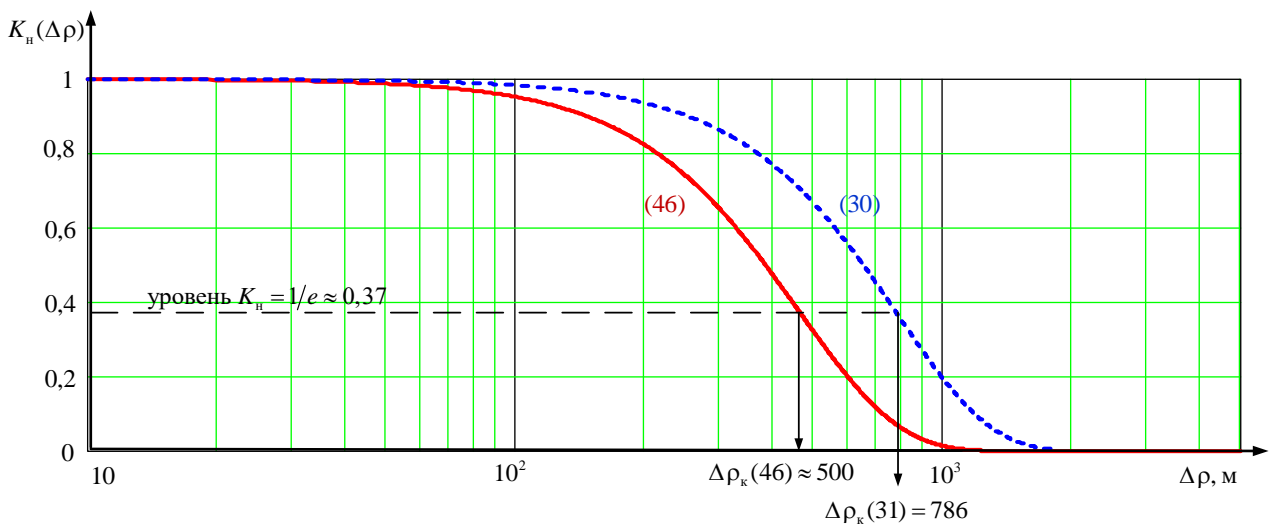


Рис. 3. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии (K_n) от пространственного разнosa ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0 = 10,4$ МГц, невозмущенной ионосфере ($\beta_{и} = 5 \cdot 10^{-3}$) и $\sigma_{\varphi} = 0,64$ рад.

Анализ графиков зависимостей на рис. 3 показывает, что в нормальной ионосфере ($\beta_{и} = 5 \cdot 10^{-3}$) интервал пространственной корреляции замираний, определенный согласно (31) при выборе рабочей частоты $f_0 = 10,4$ МГц и относительно малых значениях СКО флуктуаций фазы $\sigma_{\varphi} = 0,64$ рад, равен $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к}(31) = 786$ м, т.е. оказывается несколько завышенным по сравнению со значением интервала пространственной корреляции, определённого графически в соответствии с зависимостью (46) $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к}(46) = 500$ м.

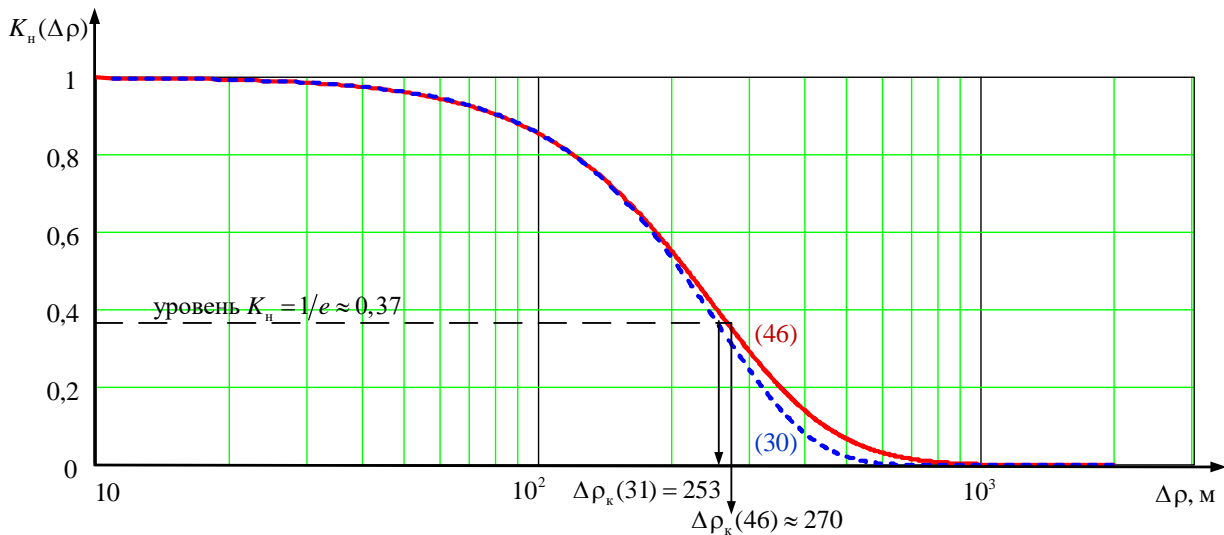


Рис. 4. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии (K_n) от пространственного разноса ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0=14,5$ МГц, невозмущенной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-3}$) и $\sigma_\varphi=1,98$ рад.

Анализ графиков зависимостей на рис. 4 показывает, что в нормальной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-3}$) интервал пространственной корреляции замираний, определенный согласно (31) при выборе рабочей частоты $f_0=14,5$ МГц и больших значениях $\sigma_\varphi = 1,98$ рад, равен $\Delta\rho_k=\Delta\rho_k(31)=253$ м, т.е. совпадает с точностью до 5% со значением интервала пространственной корреляции, определённого графически в соответствии с зависимостью (46) $\Delta\rho_k=\Delta\rho_k(46)=270$ м.

Достоверность полученных результатов расчета интервала пространственной корреляции, определённого по графикам рис. 2-4 в соответствии с уточненной зависимостью (46) $\Delta\rho_k=\Delta\rho_k(46)$ подтверждается экспериментальными данными [11]. Согласно последним, если частота волны такова, что $\sigma_\varphi < 1$ рад, то дифракционная картина на поверхности Земли такова, что интервал пространственной корреляции ($\Delta\rho_k$) замираний равен характерному размеру флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы (l_s). В соответствии с рис. 2 и 3 при $l_s=500$ м и значениях $\sigma_\varphi=0,09$ рад и 0,64 рад величина $\Delta\rho_k(46)=l_s=500$ м (тогда как расчеты по упрощенной формуле (31) дают завышенный результат, например $\Delta\rho_k(31)=5300\text{м} \gg l_s=500$ м. Согласно [11], если частота волны такова,

что $\sigma_\varphi > 1$ рад, то интервал пространственной корреляции ($\Delta\rho_k$) замираний будет меньше характерного размера неоднородностей ионосферы (l_s). В соответствии с рис. 4 при $\sigma_\varphi = 1,98$ рад значение $\Delta\rho_k(46) = 270$ м $< l_s = 500$ м.

На рис. 5-7 приведены графики зависимости $K_n(\Delta\rho)$, построенные по выражениям (30) и (46) при характерном масштабе неоднородностей $l_s = 500$ м и интенсивности неоднородностей $\beta_n = 5 \cdot 10^{-2}$, характерной для диффузной ионосферы в области полярных широт.

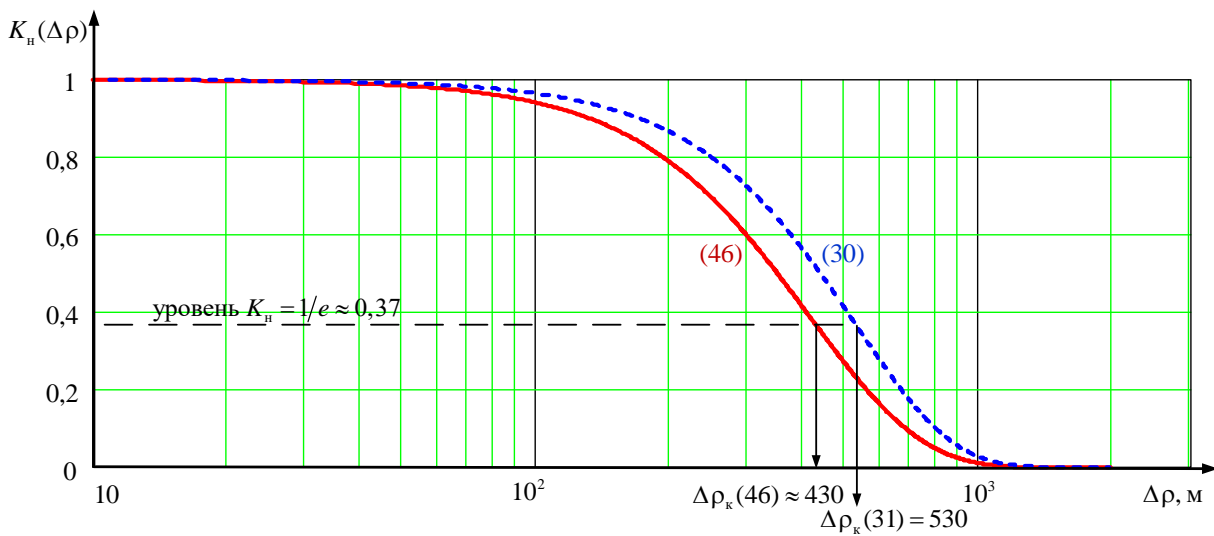


Рис. 5. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии связи (K_n) от пространственного разнosa ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0 = 4,4$ МГц, диффузной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-2}$) и $\sigma_\varphi = 0,94$ рад.

Анализ графиков зависимостей на рис. 5-7 показывает, что их характер аналогичен зависимостям рис. 2-4. Согласно рис. 5 при невысокой рабочей частоте $f_0 = 4,4$ МГц и значении СКО флуктуаций фазы $\sigma_\varphi = 0,94$ рад (т.е. меньше 1 рад) интервал пространственной корреляции $\Delta\rho_k = \Delta\rho_k(31) = 530$ м несколько завышен по сравнению и интервалом пространственной корреляции, определённого графически по зависимости (46). $\Delta\rho_k = \Delta\rho_k(31) = 430$ м.

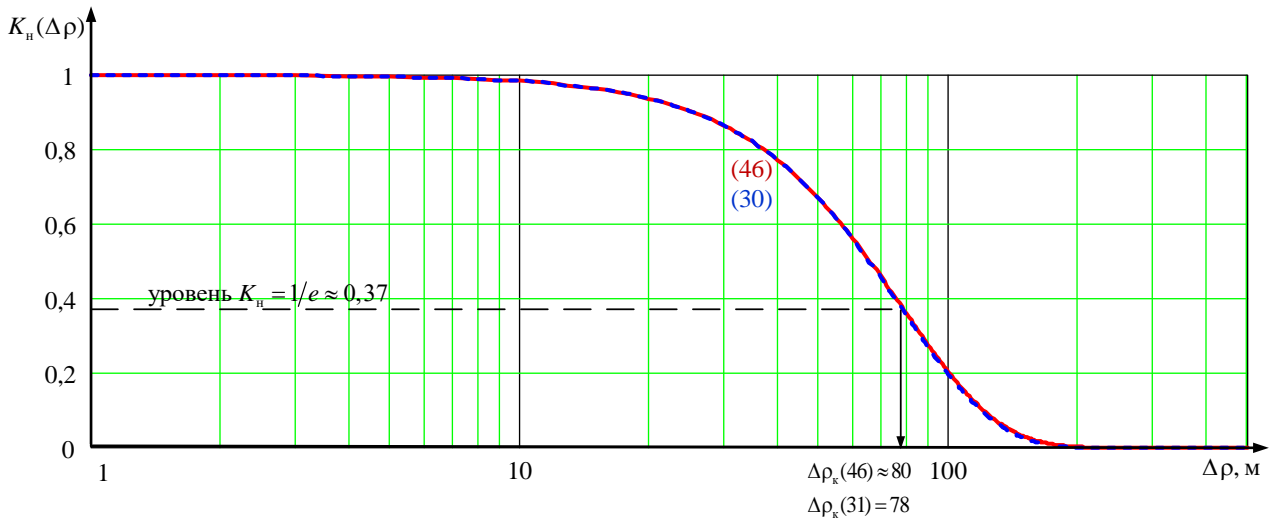


Рис. 6. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии K_n от пространственного разнosa ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0=10,4$ МГц, диффузной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-2}$) и $\sigma_\varphi=6,35$ рад.

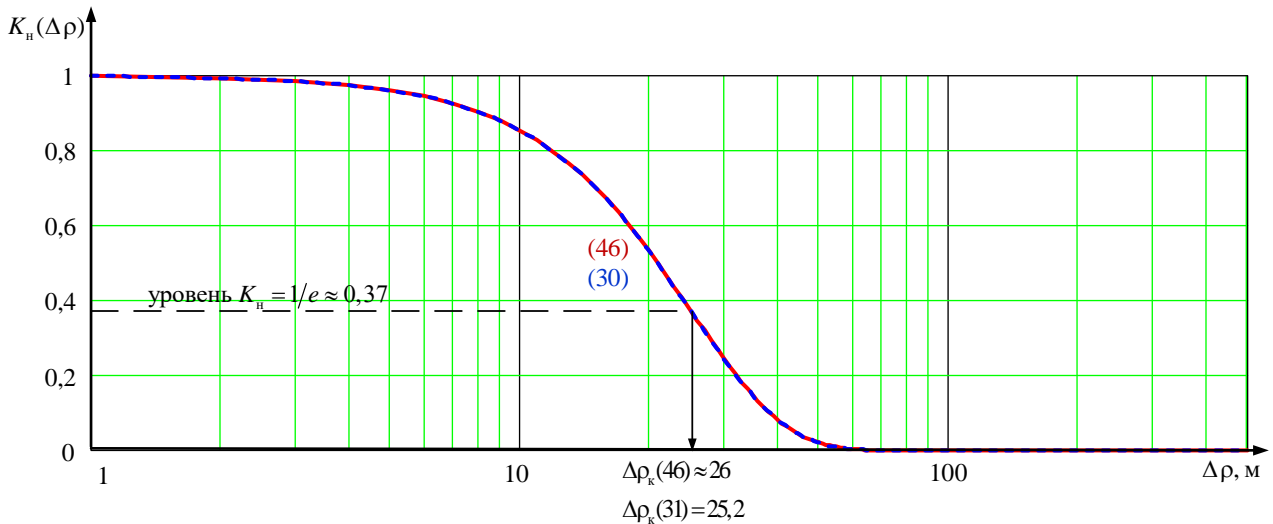


Рис. 7. Зависимости нормированной корреляционной функции однолучевой ДКМ радиолинии (K_n) от пространственного разнosa ($\Delta\rho$) при рабочей частоте $f_0=14,5$ МГц, диффузной ионосфере ($\beta_n = 5 \cdot 10^{-2}$) и $\sigma_\varphi=19,78$ рад.

Согласно рис. 6 и 7 при увеличении рабочей частоты до $f_0=10,4$ МГц и $f_0=14,5$ МГц и увеличении СКО флуктуаций фазы до $\sigma_\varphi=6,65$ рад и $\sigma_\varphi=19,78$ рад и (т.е. больше 1 рад) интервал пространственной корреляции, определенные согласно известному выражению (31), практически совпадают с интервалами пространственной корреляции, определёнными графически в соответствии с полученной зависимостью (46) с погрешностью менее 5%.

Проанализируем границы применимости упрощенного выражения (31) для оценки интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии.

Таблица 3. Зависимость интервала пространственной корреляции замираний от СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы

σ_φ , рад	0,1	0,5	1	1,25	1,5	2	3	4	5	10
$\Delta\rho_k$ (46), м	495	480	425	381	340	263	172	127	101	50,3
$\Delta\rho_k$ (31), м	5000	1000	500	400	334	250	166	125	100	50

В таблице 3 приведены значения $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi)$ интервала пространственной корреляции замираний в зависимости от СКО флуктуаций фазового фронта σ_φ волны на выходе ионосферы, полученные по аналитической формуле (31) и графическим путем согласно зависимости (46) $K_H(\Delta\rho) = \psi(\Delta\rho, l_s, \sigma_\varphi)$ при характерном масштабе неоднородностей $l_s = 500$ м.

Аналогичным образом можно построить таблицу зависимости интервалов пространственной корреляции замираний от СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы с меньшим характерным масштабом неоднородностей $l_s = 200$ м.

На рис.8 сплошными линиями показаны зависимости $\Delta\rho_k = \Delta\rho_k(46) = \psi(\sigma_\varphi)$, полученные по графикам согласно выражению (46) для различных характерных масштабов неоднородностей ионосферы ($l_s = 500$ м и $l_s = 200$ м), пунктирными линиями – согласно выражению (31) $\Delta\rho_k = \Delta\rho_k(31) \approx l_s / \sigma_\varphi$ для $l_s = 500$ м и $l_s = 200$ м.

Анализ графиков (рис. 8) показывает, что в условиях возмущения (типа диффузности) ионосферы, а также приближении рабочей частоты радиолинии f_0 к максимально применимой частоте, когда $\sigma_\varphi > 1,25$ рад, известное выражение (31) может применяться и для оценки интервала пространственной корреляции однолучевой ДКМ радиолинии с относительной погрешностью

$$\Delta = 100\% (\Delta\rho_k(31) - \Delta\rho_k(46)) / \Delta\rho_k(46) \leq 5\%.$$

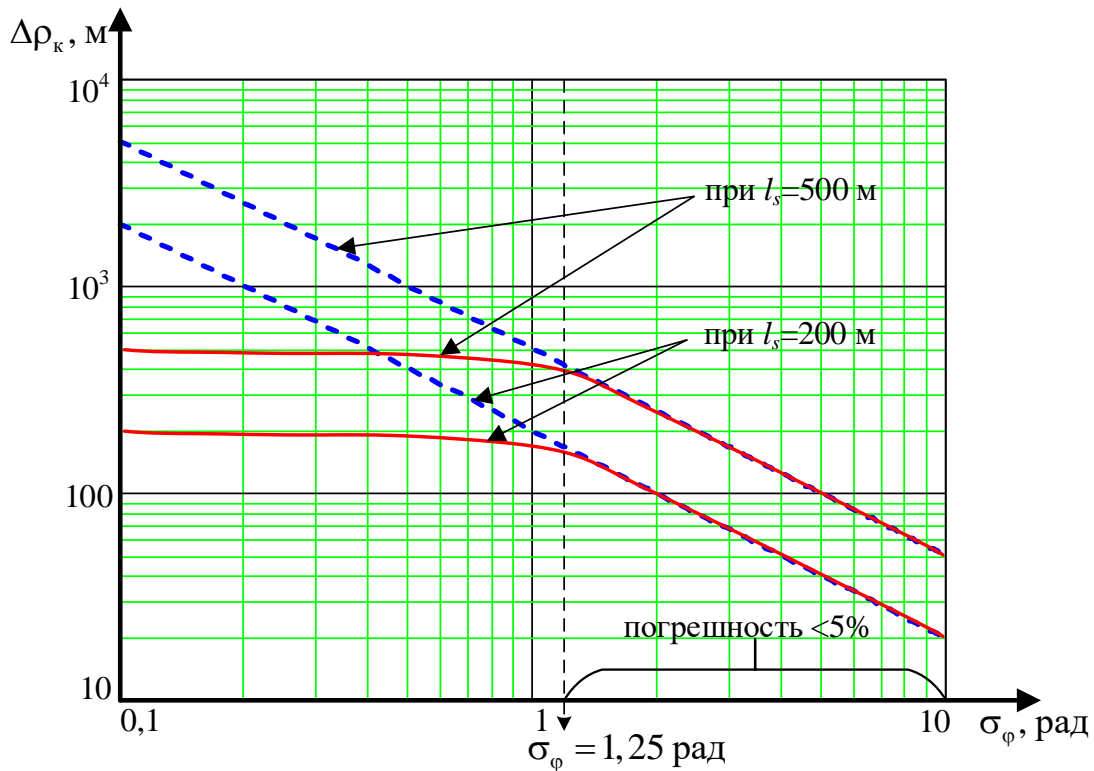


Рис. 8. Зависимости интервала пространственной корреляции замираний от СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы при характерном масштабе неоднородностей $l_s = 500$ и $l_s = 200$ м.

Следует отметить, что вывод о возможности применения упрощенного выражения (31) для оценки интервала пространственной корреляции однолучевой ДКМ радиолинии с относительной погрешностью не более 5% остается справедливым для любых характерных размеров мелкомасштабных неоднородностей ионосферы в интервале $l_s = 200...500$ м.

Заключение

На основе анализа распространения ДКМ волны в неоднородной ионосфере (рис. 1) получена уточненная аналитическая зависимость (29) $\sigma_\varphi = \psi(\beta_n, l_s, L_s, K_s, f_0)$ СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе отражающего слоя F от параметров мелкомасштабных неоднородностей (их интенсивности β_n и характерного масштаба l_s), эквивалентной протяженности радиолинии (L_s), ее геометрических параметров (θ_0, K_s) и выбора рабочей

частоты (f_0).

Эта зависимость является основой для определения уточненной аналитической зависимости (46) $K_n(\Delta\rho) = \psi(\Delta\rho, l_s, \sigma_\varphi)$ нормированной корреляционной функции замираний ДКМ волны в двух точках приема, разнесенных на расстояние $\Delta\rho$, от характерного размера мелкомасштабных ионосферных неоднородностей l_s и СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы (29) $\sigma_\varphi = \psi(\beta_n, l_s, L_s, K_s, f_0)$.

В свою очередь полученная зависимость (46) является основой определения графическим путем (рис. 2-7) искомой уточненной зависимости $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi) = \psi(\beta_n, l_s, L_s, f_0)$ интервала пространственной корреляции замираний от указанных выше параметров через величину $\sigma_\varphi = \psi(\beta_n, l_s, L_s, f_0)$ в однолучевой декаметровой радиолинии от параметров ионосферных неоднородностей (β_n, l_s), эквивалентной протяженности радиолинии (L_s) и выбора рабочей частоты (f_0) сигнала.

Кроме того, показано (рис. 8), что в условиях возмущений (типа диффузности) ионосферы (например, в области полярных или экваториальных широт), а также приближения рабочей частоты радиолинии f_0 к максимально применимой частоте, когда $\sigma_\varphi > 1,25$ рад, известное выражение (31) может применяться и для оценки интервала пространственной корреляции однолучевой ДКМ радиолинии с погрешностью не более 5%. Однако стоит учесть, что в средних широтах могут тоже наблюдаться возмущения типа F-рассеяния, или диффузности ионосферы [25], когда интенсивность неоднородностей β_n может существенно возрастать, целесообразно при отсутствии сведений о значениях σ_φ использовать более общую формулу (46), которая позволяет получить корректные результаты при любых значениях σ_φ .

В качестве дальнейших научных и практических направлений развития стоит отметить автоматизацию определения интервала пространственной

корреляции по данным мониторинга ионосферы и учет полученных данных при адаптации систем декаметрового радиосвязи, использующих разнесенный по пространству прием сигналов.

Литература

1. Sarwate V.V. *Electromagnetic Fields and Waves*. Bohem Press. 1993. 457 p.
2. Yau K.S.B., Coleman C.J., Cervera M.A. Investigation on fading of high frequency radio signals propagating in the ionosphere – results from a Jindalee radar experiment. *10th IET International Conference on Ionospheric Radio Systems and Techniques (IRST 2006)*.
3. Грудинская Г.П. *Распространение радиоволн*. Москва, Высшая школа. 1975. 280 с.
4. Stein S., Jones J. *Modern Communication Principles*. McGraw-Hill Telecommunications. 1967. 382 p.
5. Андронов И.С., Финк Л.М. *Передача дискретных сообщений по параллельным каналам*. Москва, Советское радио. 1971. 408 с.
6. Буга Н.Н. *Основы теории связи и передачи данных. Часть 2*. Ленинград, ЛВИКА. 1970. 707 с.
7. Калинин А.И., Черенкова Е.Л. *Распространение радиоволн и работа радиолиний*. Москва, Связь. 1971. 440 с.
8. Чернов Ю.А. *Специальные вопросы распространения радиоволн в сетях связи и радиовещания*. Москва, ТЕХНОСФЕРА. 2018. 688 с.
9. Пашинцев В.П., Солчатов М.Э., Гахов Р.П., Еремин А.М. Модель пространственно-временного канала космической связи. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2003. Т.6. №5. С.63-69.
10. Серков В.П., Слюсарев П.В. *Теория электромагнитного поля и распространение радиоволн. Часть 2. Распространение радиоволн*. Ленинград, ВАС. 1973. 255 с.
11. Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. *Распространение радиоволн при космической связи*. Москва, Связь. 1969. 155 с.

12. Рыжкина Т.Е., Федорова Л.В. Исследование статистических и спектральных характеристик трансатмосферных радиосигналов УКВ-СВЧ диапазона. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2001. №2. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/feb01/3/text.html> (дата обращения 29.01.2021).
13. Маслов О.Н., Пашинцев В.П. *Модели трансионосферных радиоканалов и помехоустойчивость систем космической связи*. Самара, ПГАТИ. 2006. 357 с.
14. Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Антонов В.В. Применение теории фазового экрана для разработки модели однокачкового декаметрового канала связи. *Радиотехника и электроника*. 1996. Т.41. №1. С.21-26.
15. Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Смирнов А.А. Влияние ионосферы на обнаружение сигналов в системах космической связи. *Радиотехника и электроника*. 1999. Т.44. №2. С.143-150.
16. Yeh K.C., Liu C.H. Radio wave scintillations in the ionosphere. *Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers*. 1982. Т.70. №4. С.324-360.
17. Рытов С.М. Кравцов Ю.Н., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Часть 2*. Москва, Наука. 1978. 464 с.
18. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2*. Москва, Мир. 1981. 317 с.
19. Пашинцев В.П., Скорик А.Д., Коваль С.А., Алексеев Д.В., Сенокосов М.А. Алгоритм расчета интервала частотной корреляции коротковолновой радиолинии с учетом сферичности и мелкомасштабных неоднородностей ионосферы. *Системы управления, связи и безопасности*. 2020. №2. С.49-72. <https://doi.org/10.24411/2410-9916-2020-10203>
20. Пашинцев В.П., Тишкин С.А., Иванников А.И., Боровлев И.И. Расчет параметра глубины замираний в однолучевой декаметровой радиолинии. *Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника*. 2001. Т.44. №12. С.57-65.

21. Пашинцев В.П., Омельчук А.В., Коваль С.А., Галушко Ю.И. Метод определения величины интенсивности неоднородностей по данным ионосферного зондирования. *Двойные технологии*. 2009. №1. С.38-41.
22. Кириллов Н.Е. Помехоустойчивая передача сигналов по линейным каналам со случайно изменяющимися параметрами. Москва, Советское радио. 1971. 256 с.
23. Дэвис К. *Радиоволны в ионосфере*. Москва, Мир. 1973. 502 с.
24. Пашинцев В. П., Тишкин С. А., Смирнов А. А., Боровлев И. И. Эквивалентный путь распространения декаметровый волны в сферическислоистой ионосфере. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2001. №8. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/aug01/1/text.html> (дата обращения 29.01.2021).
25. Хмельницкий Е.А. *Оценка реальной помехозащищенности приема сигналов в КВ диапазоне*. Москва, Связь. 1975. 232 с.

Для цитирования:

Пашинцев В.П., Коваль С.А., Потягов Д.А., Скорик А.Д., Сенокосов М.А. Уточненный метод определения интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолнии. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.6>