

УДК 621.391.8

Метод определения интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии

Коваль С. А., Пашинцев В. П., Копытов В. В.,
Манаенко С. С., Белоконь Д. А.

Постановка задачи: известно, что в однолучевых (т.е. с одной модой) декаметровых радиолиниях возникают интерференционные замирания по причине рассеяния волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы. При этом интервал частотной корреляции замираний может изменяться в широких пределах: от 2 кГц до 20 кГц. В условиях диффузности (т.е. возрастания интенсивности неоднородностей) ионосферы он может быть меньше 2 кГц. Известна зависимость интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии от выбора рабочей частоты и степени диффузности ионосферы. Однако эта зависимость справедлива только в условиях сильной диффузности и дает завышенные результаты при нормальной (недиффузной) ионосфере. Кроме того, не изучена зависимость интервала частотной корреляции декаметровый радиолинии от дальности связи в условиях диффузности ионосферы. **Целью работы** является разработка метода определения зависимости интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии от выбора рабочей частоты, интенсивности ионосферных неоднородностей и заданной дальности связи. **Новизна** заключается в разработке метода установления зависимости интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии от рабочей частоты, интенсивности ионосферных неоднородностей и дальности связи, который позволяет получить достоверные результаты расчета в условиях не только диффузной, но и нормальной ионосферы. **Результат:** разработка метода осуществляется на основе комплексного применения двух моделей для описания распространения волны в одной и той же однолучевой декаметровый радиолинии: 1) многолучевой модели с учетом диффузности ионосферы; 2) радиофизической модели с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы методом параболического уравнения. **Практическая значимость:** разработанный метод позволяет рассчитать интервал частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии с различной дальностью связи при произвольной степени диффузности ионосферы и выборе различных рабочих частот относительно максимально применимой частоты. Показано, что при увеличении степени диффузности ионосферы и уменьшении дальности связи интервал частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии может сужаться с 10...28 кГц до 1...2,5 кГц. Обосновано, что зависимость интервала частотной корреляции в однолучевой декаметровый радиолинии от выбора рабочей частоты относительно максимально применимой частоты определяется степенью диффузности ионосферы: при нормальной ионосфере она является прямо пропорциональной, а при диффузной – обратно пропорциональной.

Ключевые слова: декаметровый радиолиния, ионосфера, диффузность, мелкомасштабные неоднородности, дифракция, флуктуации фазового фронта, замирания, интервал частотной корреляции.

Библиографическая ссылка на статью:

Коваль С. А., Пашинцев В. П., Копытов В. В., Манаенко С. С., Белоконь Д. А. Метод определения интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии // Системы управления, связи и безопасности. 2022. № 1. С. 67-103. DOI: 10.24412/2410-9916-2022-1-67-103

Reference for citation:

Koval S. A., Pashintsev V. P., Kopytov V. V., Manaenko S. S., Belokon D. A. Method for determining the fading frequency correlation interval in a single-beam decameter radio link. *Systems of Control, Communication and Security*, 2022, no. 1, pp. 67-103 (in Russian). DOI: 10.24 412/2410-9916-2022-1-67-103

Введение

В декаметровых (ДКМ) радиопереносах с одним дискретным лучом (модой) принимаемый сигнал практически всегда подвержен интерференционным замираниям (флуктуациям амплитуды и фазы) по причине рассеяния волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы и возникновения диффузной многолучевости с максимальным относительным временем запаздывания $\Delta\tau_i \approx 50 \dots 200$ мкс [1]. В этом случае интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиопереносе ограничивается значениями $F_k \approx 1/\Delta\tau_i = 20 \dots 5$ кГц. Эти значения соответствуют данным [2], согласно которым при спокойном состоянии среднеширотной ионосферы ширина полосы сигнала в однолучевой ДКМ радиопереносе должна ограничиваться значением 20 кГц. Однако согласно [3, 4] интервал частотной корреляции замираний однолучевой ДКМ радиопереноса существенно меньше и составляет $F_k \approx 2 \dots 3$ кГц.

Согласно [5] до настоящего времени практически не изучалась частотная зависимость корреляционной функции замираний в ДКМ радиопереносе, по которой определяется ширина интервала частотной корреляции замираний F_k . При этом предполагается, что вид частотной корреляционной функции (и следовательно ширина F_k) должен зависеть от отношения рабочей частоты f_0 к максимально применимой частоте (МПЧ) f_m .

Очевидно, что расширение интервала частотной корреляции F_k замираний в однолучевой ДКМ радиопереносе позволит увеличить ширину спектра передаваемых сигналов F_0 при выполнении условия $F_0 < F_k$ отсутствия частотно-селективных замираний и пропорционально повысить скорость передачи $c_T \sim F_0$ сигналов. При этом есть основания полагать, что расширение F_k можно обеспечить за счет понижения рабочей частоты f_0 относительно МПЧ f_m , поскольку по мере уменьшения отношения f_0/f_m снижается глубина общих замираний в однолучевой ДКМ радиопереносе [3, 6]. Однако аналитическая зависимость $F_k \sim 1/f_0$ для однолучевой ДКМ радиопереноса изучена недостаточно полно.

Известно [6, 7], что глубина общих замираний в однолучевой ДКМ радиопереносе возрастает по мере увеличения интенсивности мелкомасштабных неоднородностей ионосферы $\beta_{\text{и}}$ при ее возмущениях. Согласно [8] величина $\beta_{\text{и}}$ характеризует уровень (степень) диффузности ионосферы. Поэтому интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиопереносе должен сужаться по мере увеличения уровня диффузности ионосферы. Однако зависимость $F_k \sim 1/\beta_{\text{и}}$ изучена недостаточно полно.

Известны также работы, в которых получены аналитические выражения для оценки зависимости $F_k \sim 1/f_0\beta_{\text{и}}$ интервала частотной корреляции в однолучевой ДКМ радиопереносе с диффузным рассеянием от выбора рабочей частоты и уровня диффузности ионосферы в предположении плоского отражающего слоя ионосферы [9] и с учетом его сферичности [10]. Эти зависимости описываются выражениями вида

$$F_k = f_0 / \left(\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2} \right), \quad (1)$$

где f_0 – рабочая (несущая) частота ДКМ радиолинии [Гц]; $\sigma_\varphi = \psi(f_0, \beta_n, L_F)$ – среднеквадратическое отклонение (СКО) флуктуаций фазового фронта волны на выходе отражающего слоя F ионосферы [рад], зависящих от рабочей частоты f_0 волны, интенсивности β_n мелкомасштабных неоднородностей ионосферы и реального пути L_F распространения волны в слое F; $d_1^2 = \psi(f_0, L_\Sigma) \geq 1$ – дифракционный параметр, характеризующий нарастание дифракционных эффектов во фронте волны с частотой f_0 на пути ее распространения $L_\Sigma = L_F + L_{cb}$ в внутри ионосферы (L_F) и за ней в свободном пространстве L_{cb} до точки приема.

Однако анализ выражения (1) показывает, что при невозмущенной ионосфере, когда СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе отражающего слоя F ионосферы очень мало $\sigma_\varphi \rightarrow 0$, значение интервала частотной корреляции будет бесконечно большим $F_k \rightarrow \infty$, что не соответствует данным, полученным экспериментально [11]. При этом ни протяженность трассы (L_Σ), ни значение рабочей частоты (f_0) не будут оказывать влияние на результат.

Кроме того, полученные в [10] результаты расчета интервала частотной корреляции ДКМ радиолинии $F_k \approx 7...14$ кГц ограничены одним значением интенсивности ионосферных неоднородностей $\beta_n = 10^{-2}$ и дальности ДКМ связи $R = 3000$ км. При этом следует учесть, что от требований к дальности ДКМ связи R по земле существенно зависят реальный путь распространения волны в слое F ионосферы $L_F = \psi(R)$ и суммарный путь до точки приема $L_\Sigma = L_F + L_{cb} = \psi(R)$.

Выражение (1) и входящие в него составляющие ($\sigma_\varphi = \psi(f_0, \beta_n, L_F)$ и $d_1^2 = \psi(L_\Sigma, f_0)$) позволяют установить зависимость

$$\begin{aligned} F_k &= f_0 / \left(\sigma_\varphi(f_0, \beta_n, L_F) \sqrt{2 + d_1^2(f_0, L_\Sigma)} \right) = \\ &= f_0 / \left(\sigma_\varphi(f_0, \beta_n, R) \sqrt{2 + d_1^2(f_0, R)} \right) = \psi(f_0, \beta_n, R) \end{aligned} \quad (2)$$

интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии от выбора рабочей частоты (f_0), интенсивности ионосферных неоднородностей (β_n) и заданной дальности связи (R).

Целью статьи является разработка уточненного метода определения зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_n, R)$ интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолинии от выбора рабочей частоты (f_0), интенсивности ионосферных неоднородностей (β_n) и заданной дальности связи (R).

Достижение указанной цели предполагается осуществить в два этапа:

1) разработки многолучевой модели распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с учетом диффузности ионосферы для определения приближенной зависимости $F_k \approx \psi(f_0, \beta_n, R)$;

2) разработки радиофизической модели распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы для определения уточненной зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_n, R)$.

Многолучевая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом диффузности ионосферы

На рис. 1 представлена модель многолучевого распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом диффузности ионосферы.

Поясним с помощью этой модели процесс распространения волны между передатчиком (ПРД) и приемником (ПРМ) на расстояние R в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом диффузного рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы с целью определения зависимости $F_k \approx \psi(f_0, \sigma_\varphi, R)$.

В нормальной ионосфере с увеличением высоты h возрастает электронная концентрация (ЭК) $N(h)$ до высоты h_m , где ЭК достигает максимума $N(h_m) > N(h)$, а при $h > h_m$ происходит спад ЭК, т. е. $N(h) < N(h_m)$. В диффузной ионосфере (рис. 1) изменение ЭК описывается суммой $N(h, \rho) = \bar{N}(h) + \Delta N(h, \rho)$ среднего (фонового) значения $\bar{N}(h) = N(h)$ и мелкомасштабных флуктуаций ЭК $\Delta N(h, \rho)$ по высоте и горизонтальным координатам $\rho = (x, y)$ в неоднородностях ионосферы (с характерным размером $l_s \sim 10 \dots 1000$ м).

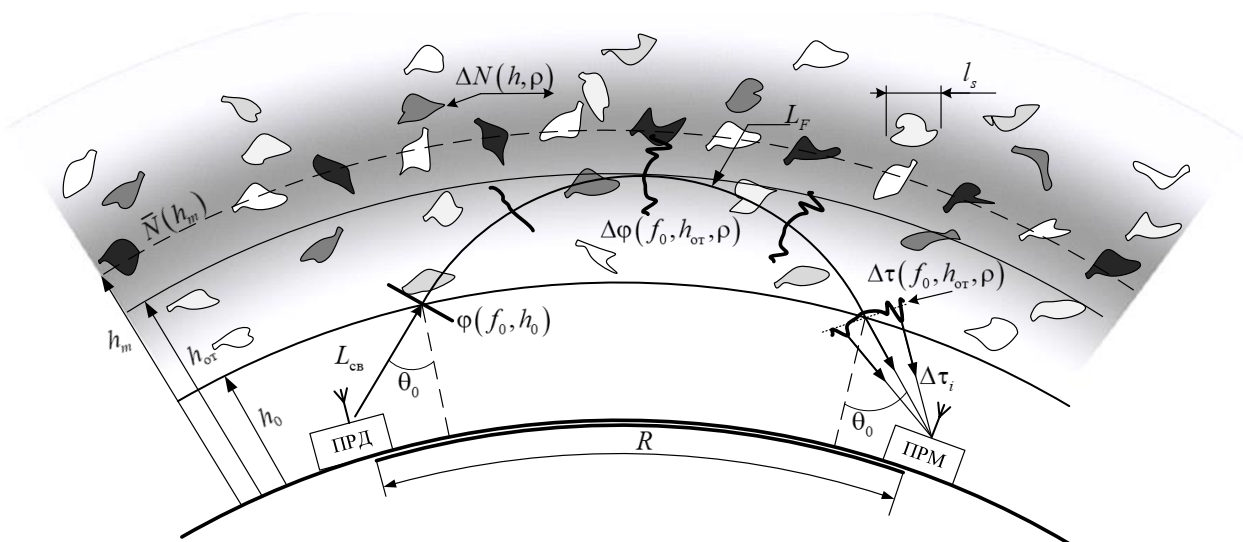


Рис. 1. Модель многолучевого распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом диффузности ионосферы

Величина СКО относительных флуктуаций ЭК $\Delta N(h, \rho) / \bar{N}(h)$ остается практически неизменной на любой высоте h ионосферы (включая высоту максимальной ионизации h_m) и характеризует интенсивность мелкомасштабных неоднородностей [3]:

$$\beta_{\text{и}} = \left(\overline{\Delta N(\rho, h)^2} \right)^{0.5} / \bar{N}(h) = \sigma_{\Delta N}(h) / \bar{N}(h) = \sigma_{\Delta N}(h_m) / \bar{N}(h_m) \approx \text{const.} \quad (3)$$

В статье [8] обосновано, что по величине интенсивности мелкомасштабных неоднородностей $\beta_{\text{и}}$ целесообразно оценивать уровень (степень) диффузности ионосферы. В нормальной (невозмущенной) ионосфере она мала ($\beta_{\text{и}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$), а в условиях возмущений ионосферы типа ее диффузности интенсивность мелкомасштабных неоднородностей может существенно возрасти (до $\beta_{\text{и}} = 10^{-2} \dots 10^{-1}$).

Рабочая частота (f_0) ДКМ волны, излучаемая ПРД, падает под углом θ_0 на нижнюю границу $h = h_0$ сферического отражающего слоя F ионосферы (рис. 1). Она связана с частотой эквивалентной вертикально направленной волны $f_{\text{в}} = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{\text{от}})}$ известным [3-6, 11] соотношением

$$f_0 = f_{\text{в}} K_s \sec \theta_0 = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{\text{от}})} K_s \sec \theta_0, \quad (4)$$

где $\bar{N}(h_{\text{от}})$ – среднее значение ЭК ионосферы на высоте отражения $h_{\text{от}}$ волны от ионосферы; $K_s \leq 1$ – коэффициент сферичности Земли и ионосферы. Значение МПЧ ($f_m \geq f_0$) определяется как

$$f_m = f_{\text{кр}} K_s \sec \theta_0 = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_m)} K_s \sec \theta_0, \quad (5)$$

где $f_{\text{кр}} = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_m)}$ – критическая частота ионосферы.

Фазовый фронт волны, прошедшей в свободном пространстве путь $L_{\text{св}}$ до нижней границы ионосферы h_0 , будет плоским $\varphi(f_0, h_0)$. В процессе распространения волны в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями ЭК $N(h, \rho) = \bar{N}(h) + \Delta N(h, \rho)$ фазовый фронт волны будет разворачиваться (в соответствии с изменением $\bar{N}(h)$) и искажаться (соответствии с изменением $\Delta N(h, \rho)$). На высоте отражения $h_{\text{от}}$ волны, где флуктуации ЭК достигают наибольшего значения $\Delta N(h_{\text{от}}, \rho) > \Delta N(h, \rho)$, пространственные искажения (флуктуации) фазового фронта волны $\Delta \varphi(f_0, h_{\text{от}}, \rho) \sim \Delta N(h_{\text{от}}, \rho) / f_0$ будут наибольшими.

Флуктуации фазы во фронте волны с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ нарастают на пути L_F до выхода из слоя F ионосферы и согласно зависимости

$$\Delta \varphi(f_0, h_{\text{от}}, \rho) = \omega_0 \Delta \tau(f_0, h_{\text{от}}, \rho) = 2\pi f_0 \Delta \tau(f_0, h_{\text{от}}, \rho) \sim \Delta N(h_{\text{от}}, \rho) L_F / f_0 \quad (6)$$

определяют относительные временные запаздывания различных участков выходной волны

$$\Delta \tau(f_0, h_{\text{от}}, \rho) = \Delta \varphi(f_0, h_{\text{от}}, \rho) / \omega_0 \sim \Delta N(h_{\text{от}}, \rho) L_F / f_0^2. \quad (7)$$

Дальнейшее распространение этой волны за ионосферой в свободном пространстве на расстояние L_{cb} можно описать в виде множества ($i=1...M$) лучей (на рис. 1 показаны три из них $i=1...3$), образованных элементарными участками (ρ_i) фронта выходной волны с временными сдвигами $\Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho_i)$, которые приходят в точку размещения ПРМ с соответствующими относительными фазовыми и временными запаздываниями:

$$\Delta\varphi_i = \Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho_i) \sim \Delta N(h_{от}, \rho_i) L_F / f_0 ; \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tau_i &= \Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho_i) = \Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho_i) / \omega_0 = \\ &= \Delta\varphi_i / \omega_0 \sim \Delta N(h_{от}, \rho_i) L_F / f_0^2 . \end{aligned} \quad (9)$$

В соответствии с (9) приближенное выражение для определения интервала частотной корреляции замираний однолучевой ДКМ радиолинии $F_k \approx \psi(f_0, L_\Sigma, \beta_n, l_s)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F_k &\approx 1/\Delta\tau_i = 1/\Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho_i) = \\ &= \omega_0 / \Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho_i) \sim f_0^2 / \Delta N(h_{от}, \rho_i) L_F . \end{aligned} \quad (10)$$

Более подходящими по сравнению с (8, 9) характеристиками описания диффузной многолучевости являются среднеквадратические отклонения (СКО) относительных флуктуаций фазы $\Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho)$ и времени запаздывания $\Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho)$ во фронте волны на выходе ионосферы:

$$\sigma_\varphi = \sqrt{\Delta\varphi^2(f_0, h_{от}, \rho)} \sim \sqrt{\Delta N^2(h_{от}, \rho) L_F / f_0} = \sigma_{\Delta N} L_F / f_0 , \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_\tau &= \sqrt{\Delta\tau^2(f_0, h_{от}, \rho)} = \sqrt{\Delta\varphi^2(f_0, h_{от}, \rho) / \omega_0} = \\ &= \sigma_\varphi / \omega_0 \sim \sigma_{\Delta N} L_F / f_0^2 . \end{aligned} \quad (12)$$

Диффузные лучи, приходящие в точку размещения ПРМ, будут иметь относительные фазовые $\Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho_i) = \Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho)$ и временные $\Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho_i) = \Delta\tau(f_0, h_{от}, \rho)$ запаздывания с такими же значениями СКО, как (11, 12): $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} L_F / f_0$ и $\sigma_\tau = \sigma_\varphi / \omega_0 \sim \sigma_{\Delta N} L_F / f_0^2$.

Поэтому приближенное выражение для определения интервала частотной корреляции замираний однолучевой ДКМ радиолинии имеет следующий вид:

$$F_k \approx 1/\sigma_\tau = f_0 / \sigma_\varphi \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N} L_F . \quad (13)$$

Анализ зависимости (13) показывает, что с увеличением рабочей частоты f_0 и приближением ее к МПЧ (f_m), интервал частотной корреляции $F_k \sim f_0^2$ замираний в однолучевой ДКМ РЛ с диффузной многолучевостью должен расширяться. Однако этот вывод противоречит экспериментальным данным [3], согласно которым по мере приближения рабочей частоты к МПЧ возрастает глубина общих замираний принимаемых сигналов. Последнее обуславливает сужение интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии с диффузной многолучевостью, что указывает на наличие обратно пропорциональной зависимости $F_k \sim 1/f_0$.

Такую же зависимость можно получить из выражения (10) $F_k \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N} L_F$ с учетом того, что ее составляющие f_0^2 и $\sigma_{\Delta N}$ выражаются из (4) и (3) следующим образом:

$$f_0^2 = 80,8 \bar{N}(h_{от}) K_s^2 \sec^2 \varphi_0 \sim \bar{N}(h_{от}); \sigma_{\Delta N}(h_{от}) = \beta_{и} \bar{N}(h_{от}).$$

Подстановка этих выражений в (12) и (13) позволяет записать их в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi} &\sim \sigma_{\Delta N}(h_{от}) L_F / f_0 \sim \beta_{и} \bar{N}(h_{от}) L_F / (\bar{N}(h_{от}))^{0,5} = \\ &= \beta_{и} (\bar{N}(h_{от}))^{0,5} L_F \sim \beta_{и} f_0 L_F, \end{aligned} \quad (14)$$

$$F_k \approx 1/\sigma_{\tau} = f_0 / \sigma_{\varphi} \sim f_0 / \beta_{и} f_0 L_F = 1/\beta_{и} L_F. \quad (15)$$

Анализ полученной зависимости (14) показывает, что в однолучевой ДКМ радиолинии с диффузной многолучевостью СКО относительных флуктуаций фазы $\Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho)$ во фронте волны на выходе ионосферы $\sigma_{\varphi} \sim \beta_{и} f_0 L_F$ уменьшается по мере уменьшения уровня диффузности ионосферы $\beta_{и}$ и понижения рабочей частоты f_0 относительно МПЧ.

Анализ полученной зависимости (15) показывает, что интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии с диффузной многолучевостью $F_k \approx 1/\sigma_{\tau} \sim 1/\beta_{и} L_F$ расширяется по мере уменьшения уровня диффузности ионосферы $\beta_{и}$ и не зависит непосредственно от выбора рабочей частоты f_0 . Однако величина F_k неявным образом зависит от выбора от рабочей частоты f_0 , поскольку последняя влияет на протяженность пути распространения волны в слое F ионосферы $L_F = \psi(f_0)$.

Следует обратить внимание, что согласно рис. 1 обеспечение требуемой дальности связи по земле R зависит от выбора рабочей частоты f_0 и угла падения волны θ_0 на нижнюю границу ионосферы: $R = \psi(f_0, \theta_0)$. Длина пути L_F распространения волны в слое F зависит от этих же параметров волны: $L_F = \psi(f_0, \theta_0)$. Угол падения волны на ионосферу обычно [11] определяется при заданных значениях рабочей частоты и дальности связи $\theta_0 = \psi(f_0, R)$. Поэтому длина пути распространения волны в слое F будет определяться сложной зависимостью от выбора рабочей частоты и требований к дальности связи:

$$L_F = \psi(f_0, \theta_0) = \psi(f_0, \theta_0(f_0, R)) = \psi(f_0, R). \quad (16)$$

В соответствии с качественными зависимостями (15) и (16) можно сделать вывод, что интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии с диффузной многолучевостью зависит от уровня диффузности ионосферы, выбора рабочей частоты и требований к дальности связи:

$$F_k(\beta_{и}, f_0, R) \sim 1/\beta_{и} L_F(f_0, R). \quad (17)$$

При этом, интервал F_k расширяется по мере уменьшения уровня диффузности ионосферы $\beta_{и}$ и связан сложной зависимостью с выбором рабочей частоты и требованиями к дальности связи. Определить ее на основе модели много-

лучевого распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом диффузности ионосферы (рис. 1) не представляется возможным.

Поэтому необходимо разработать радиофизическую модель распространения радиоволн в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы для определения уточненной зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_{и}, R)$.

Разработку этой радиофизической модели распространения ДКМ волны целесообразно осуществить в два этапа:

- 1) от передатчика до выхода неоднородной ионосферы;
- 2) за ионосферой в свободном пространстве до точки приема.

Радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии в неоднородной ионосфере

На рис. 2 представлена радиофизическая модель распространения волны между ПРД и ПРМ на расстояние R в однолучевой ДКМ радиолинии с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы с целью определения уточненной зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_{и}, R)$. Качественно она представлена в виде двух рисунков, соответствующих этапам её разработки. На рис. 2а приведена радиофизическая модель распространения ДКМ волны от ПРД до выхода из неоднородной ионосферы (линия CD), а на рис. 2б – за ионосферой в свободном пространстве до точки приема.

Пусть по ДКМ радиолинии передается комплексный сигнал $\dot{s}_t(t)$ на несущей частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$ с комплексной огибающей $\dot{S}_t(t)$, мощностью $P_t(t)$ и фазой $\Phi(t)$ вида [12]

$$\begin{aligned} \dot{s}_t(t) &= \dot{S}_t(t) \exp(j\omega_0 t) = \sqrt{P_t(t)} \exp(j\Phi_t(t)) \exp(j\omega_0 t) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(j\Omega t) \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\dot{S}_t(\Omega)$ – спектр комплексной огибающей передаваемого сигнала; $\Omega = \omega - \omega_0 = 2\pi(f - f_0) = 2\pi F$ – отклонение частоты спектральных составляющих сигнала относительно несущей ω_0 в пределах полосы спектра $\Omega_0 = 2\pi F_0 \ll \omega_0 = 2\pi f_0$.

Фронт излучаемой волны (18), падающий на нижнюю границу (h_0) отражающего слоя F ионосферы под углом θ_0 после прохождения пути $L_{св}$ в свободном пространстве, будет плоским (линия АВ на рис. 2а) с амплитудой

$$A_0 = S_t(t) \sqrt{K_{oc}(L_{св})} = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{св})}, \quad (19)$$

где $K_{oc} \sim W_{св}^2 = (c / 4\pi L_{св} f_0)^2$ – коэффициент ослабления волны с частотой f_0 по мощности, определяемый множителем ($W_{св}^2$) ослабления в свободном пространстве на пути на пути $L_{св}$, и начальной фазой, значение которой можно принять $\varphi_t = 0$.

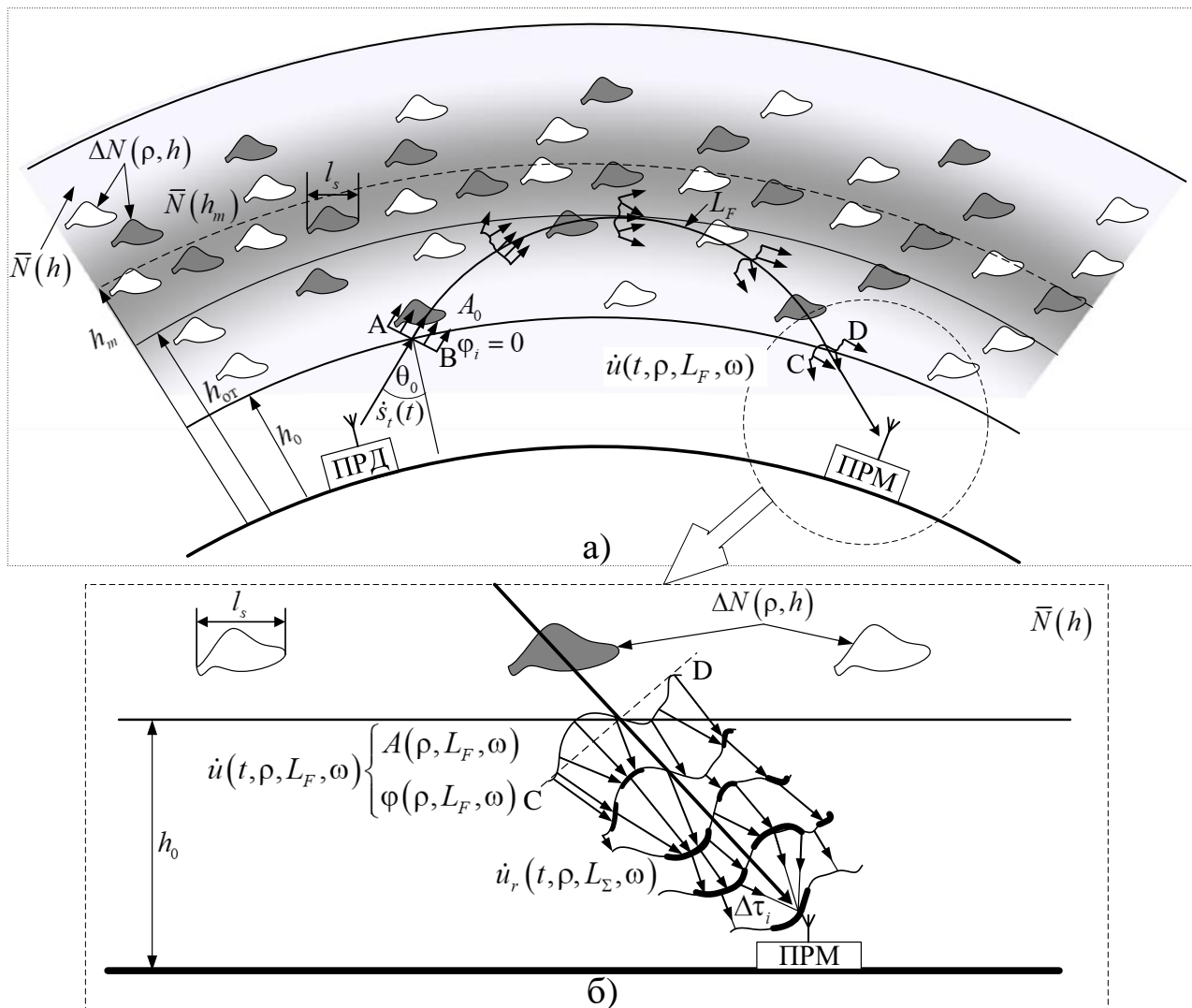


Рис. 2 – Радиофизическая модель распространения ДКМ волны в неоднородной ионосфере (а) и за ней до места приема (б)

В процессе распространения ДКМ волны в неоднородной ионосфере с ЭК $N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h)$ и отражения на высоте $h = h_{от}$ ее амплитудно-фазовый фронт будет искажаться в пространстве (ρ) вследствие дифракции на неоднородностях ионосферы (линия CD на рис. 2а).

Комплексное поле волны на произвольной частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ в пределах полосы спектра Ω_0 на выходе неоднородного отражающего слоя F после прохождения в нем реального пути L_F можно записать в виде [13]

$$\dot{u}(t, \rho, L_F, \omega) = A(\rho, L_F, \omega) \exp(j(\Phi_t(t) - \varphi(\rho, L_F, \omega))) \exp(j\omega_0 t). \quad (20)$$

Амплитудный фронт волны (20) на выходе неоднородного ионосферного слоя определяется на ее несущей частоте ω_0 как [13, 14, 15]

$$\begin{aligned} A(\rho, L_F, \omega) &\approx A(\rho, L_F, \omega_0) = A_0 \exp(\chi(\rho, L_F, \omega_0)) = \\ &= \sqrt{P_t K_{oc}(L_F)} \exp(\chi(\rho, L_F, \omega_0)), \end{aligned} \quad (21)$$

где амплитуда $A_0 = \sqrt{P_t K_{oc}(L_F)}$ поля выходной волны и ее коэффициент ослабления $K_{oc}(L_F) \sim W_{cb}^2(L_{cb} + L_F) W_{\Pi}^2(L_F)$ определяются множителями ослабления в свободном пространстве $W_{cb}^2(L_{cb} + L_F) = (c / 4\pi(L_{cb} + L_{cb})f_0)^2$ на пути $(L_{cb} + L_F)$ и поглощения в ионосфере $W_{\Pi}^2(L_F)$ на пути L_F без учета влияния неоднородностей ЭК (когда $\Delta N(\rho, h) = 0$). Последние будут влиять на флуктуации уровня $\chi(\rho, L_F, \omega_0) = \ln(A(\rho, L_F, \omega_0) / A_0) \leq 1$ в амплитудном фронте выходной волны относительно A_0 .

Фазовый фронт выходной волны (20) на произвольной частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ определяется как сумма [6, 14-16]

$$\varphi(\rho, L_F, \omega) = \bar{\varphi}(L_F, \omega) + \Delta\varphi(\rho, L_F, \omega) \quad (22)$$

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

Среднее значение фазы выходной волны, прошедшей в свободном пространстве путь L_{cb} и в отражающем F-слое ионосферы реальный путь L_F , складывается из двух составляющих [6]:

$$\bar{\varphi}(L_F) = \omega(L_{cbF} / c + \bar{\tau}_T) = (\omega_0 + \Omega)(L_{cb} + L_F) / c + (\omega_0 + \Omega)\bar{\tau}_T, \quad (23)$$

где $\omega(L_{cbF} / c + \bar{\tau}_T)$ – набег фазы в свободном пространстве на пути $L_{cbF} = L_{cb} + L_F$;

$$\bar{\tau}_T \approx 40,4 \bar{N}_T / cf_0^2, \quad (24)$$

– поправка на среднее значение группового времени запаздывания волны в ионосферном слое (коэффициент 40,4 в системе СИ имеет размерность $[m^3/c^2]$);

$$\bar{N}_T = \int_{L_F} \bar{N}(h) dl \quad (25)$$

– среднее значение полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы (или интегральной ЭК) вдоль траектории распространения ДКМ волны протяженностью L_F ; dl – элемент пути вдоль траектории распространения волны.

Согласно [6] среднее значение ПЭС ионосферы при распространении ДКМ волны в «трубке» сечением 1 м^2 вдоль реального пути L_F в ионосферном слое F с неоднородной по высоте (h) средней ЭК $\bar{N}(h)$ можно записать как

$$\bar{N}_T = \int_{L_F} \bar{N}(h) dl = L_F \bar{N}(L_F) = L_3 \bar{N}(h_{от}), \quad (26)$$

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

В соответствии с (26) среднее значение фазы выходной волны (23), прошедшей в отражающем F-слое ионосферы реальный путь L_F , описывается выражением

$$\bar{\varphi}(L_F) = (\omega_0 + \Omega)(L_{св} + L_F)/c + 40,4(\omega_0 + \Omega)L_3 \bar{N}(h_{от})/cf_0^2, \quad (23a)$$

где $L_3 < L_F$ – эквивалентный однородный путь распространения ДКМ волны в отражающем слое F ионосферы.

По определению [6] эквивалентный однородный путь L_3 распространения ДКМ волны в отражающем слое F ионосферы соответствует длине воображаемой криволинейной траектории распространения волны в «трубке» от входа до выхода отражающего слоя F ионосферы с неизменной (однородной) по высоте (h) средней ЭК $\bar{N}(h) = const$, соответствующей ее наибольшему значению на высоте $h = h_{от}$ отражения волны $\bar{N}(h_{от})$. Поэтому протяженность эквивалентного однородного пути L_3 распространения ДКМ волны меньше реального пути в слое F ионосферы L_F , но больше протяженности фазового пути L_ϕ , т.е. выполняется соотношение $L_F > L_3 > L_\phi$.

Определение эквивалентного однородного пути L_3 распространения ДКМ волны в отражающем сферическом слое F ионосферы осуществляется на основе предварительного расчета группового, реального и фазового путей по достаточно громоздким формулам [6, 10, 15]. Для решения многих практических задач достаточная точность расчетов обеспечивается, если пренебречь поправкой на сферичность ионосферы и учитывать только сферичность Земли [9]. В этом случае можно считать $K_s \approx 1$ и формулы (4, 5) принимают вид закона секанса:

$$f_0 \approx f_B \sec \theta_0 = (80,8 \bar{N}(h_{от}))^{0,5} \sec \theta_0; \quad (27)$$

$$f_m \approx f_{кр} \sec \theta_0 = (80,8 \bar{N}(h_m))^{0,5} \sec \theta_0, \quad (28)$$

где 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 [4, 11]

$$\sec \theta_0 = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\sin(R/2R_3)}{1 + (h_d(f_B)/R_3) - \cos(R/2R_3)} \right)^2}. \quad (29)$$

Действующая высота отражения волны от ионосферы в (29) рассчитывается по известному [4] выражению

$$h_d(f_B) = h_0 + \frac{z_m}{2} \frac{f_B}{f_{кр}} \ln \frac{1 + (f_B/f_{кр})}{1 - (f_B/f_{кр})} = h_0 + \frac{z_m}{2} \frac{f_0}{f_m} \ln \frac{1 + (f_0/f_m)}{1 - (f_0/f_m)}. \quad (30)$$

На основе (27-30) определяется протяженность эквивалентного пути распространения ДКМ волны в ионосфере согласно выражению [9, 17]

$$L_3 = (h_d(f_B) - h_0) \left(1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right) \times \sqrt{\sec^2 \theta_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right)}. \quad (31)$$

Анализ выражений (27-31) показывает, что по заданной дальности связи R и измеренному или рассчитанному значению $f_{кр} = (80,8 \bar{N}(h_m))^{0,5} = f_m / \sec \theta_0$ определяется нужный угол падения ДКМ волны $\theta_0 = \psi(R, f_{кр})$ на ионосферу и рассчитывается МПЧ $f_m = \psi(R, \theta_0)$. Ниже её (обычно на 10%) выбирается рабочая частота $f_0 = (80,8 \bar{N}(h_{от}))^{0,5} \approx 0,9 f_m = \psi(R, \theta_0)$. На основе этих данных определяется зависимость (30) эквивалентного пути распространения ДКМ волны в ионосфере $L_3 = \psi(f_0, \theta_0) = \psi(f_0, \theta_0(f_0, R)) = \psi(f_0, R)$.

При неизменной ЭК ионосферы ($\bar{N}(h_m)$ и $\bar{N}(h_{от})$) и значениях $f_{кр} = (80,8 \bar{N}(h_m))^{0,5} = f_m / \sec \theta_0$ и $f_B = (80,8 \bar{N}(h_{от}))^{0,5} = f_0 / \sec \theta_0$ по мере уменьшения дальности связи R уменьшается нужный угол падения ДКМ волны $\theta_0 = \psi(R, f_{кр})$ и эквивалентный путь распространения ДКМ волны в ионосфере $L_3 = \psi(f_0, \theta_0) = \psi(f_0, \theta_0(f_0, R)) = \psi(f_0, R)$.

Флуктуации фазового фронта волны $\Delta\varphi(\rho, L_F)$ на выходе неоднородной ионосферы (22) 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 [6]

$$\Delta\varphi(\rho, L_F, \omega) = \omega \Delta\tau_r(\rho) \approx 40,4(\omega_0 + \Omega) \Delta N_T(\rho, L_F) / cf_0^2, \quad (32)$$

где $\Delta\tau_r(\rho) \approx 40,4 \Delta N_T(\rho, L_F) / cf_0^2$ - флуктуации группового времени запаздывания волны в неоднородном ионосферном слое, а

$$\Delta N_T(\rho, L_F) = \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl \quad (33)$$

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

В соответствии с (26) выражение (33) можно записать через эквивалентный путь L_3 волны в ионосфере как [6]

$$\Delta N_T(\rho, L_F) = \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl = \int_{L_3} \Delta N(\rho, h = h_{от}) dl = \Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3). \quad (34)$$

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

ми 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 $\Delta N_T(\rho, L_F) = \Delta N_T(\rho, h_{от}, L_3) \sim L_3 \Delta N(\rho, h = h_{от})$. В соответствии с последним, флуктуации фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы (32) определяются рабочей частотой f_0 и мелкомасштабными флуктуациями ЭК на высоте отражения $\Delta N(\rho, h = h_{от})$ вдоль эквивалентного пути L_3 распространения волны в F слое:

$$\Delta\varphi(\rho, L_F) = \Delta\varphi(\rho, L_3) \sim (80,8\pi/cf_0) L_3 \Delta N(\rho, h_{от}). \quad (35)$$

В соответствии с [14, 15], при гауссовом спектре флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h)$ в ионосфере, дисперсия мелкомасштабных флуктуаций ПЭС при распространении ДКМ волны описывается выражениями вида

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = L_3 A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} L_3 l_s \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) = \sqrt{\pi} L_3 l_s (\beta_{и} \bar{N}(h_{от}))^2, \quad (36)$$

где интегральная корреляционная функция мелкомасштабных неоднородностей ЭК определяется как

$$A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) = \sqrt{\pi} l_s (\beta_{и} \bar{N}(h_{от}))^2. \quad (37)$$

В соответствии с выражениями (35-37) дисперсия флуктуаций фазового фронта ДКМ волны $\Delta\varphi(\rho, L_F)$ на выходе неоднородной ионосферы определяется как

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi}^2 &= \sqrt{\Delta\varphi^2(\rho, L_F)} \approx (80,8\pi/cf_0)^2 \sigma_{\Delta N_T}^2 = (80,8\pi/cf_0)^2 L_3 A_{\Delta N}(0) = \\ &= \sqrt{\pi} (80,8\pi/cf_0)^2 L_3 l_s \sigma_{\Delta N}^2(h_{от}) = \sqrt{\pi} (80,8\pi/cf_0)^2 L_3 l_s (\beta_{и} \bar{N}(h_{от}))^2. \end{aligned} \quad (38)$$

Отсюда следует зависимость СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны с рабочей частотой f_0 на выходе неоднородной ионосферы от среднего значения ЭК на высоте отражения волны $\bar{N}(h_{от})$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi} &= \sqrt{\Delta\varphi^2(\rho, L_F)} \approx (80,8\pi/cf_0) \sigma_{\Delta N}(h_{от}) (\sqrt{\pi} L_3 l_s)^{0,5} = \\ &= (80,8\pi/cf_0) \beta_{и} \bar{N}(h_{от}) (\sqrt{\pi} L_3 l_s)^{0,5}. \end{aligned} \quad (39)$$

С учетом того, что рабочая частота ДКМ волны (27) $f_0 \sim (80,8 \bar{N}(h_{от}))^{0,5}$ определяется средним значением ЭК на высоте отражения $\bar{N}(h_{от})$, выражение (39) $\sigma_{\varphi} \sim \beta_{и} \bar{N}(h_{от}) / f_0$ для СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе отражающего слоя F ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями можно записать в более удобном для анализа виде

$$\sigma_{\varphi} \approx f_0 \pi \beta_{и} (\sqrt{\pi} L_3 l_s)^{0,5} / c \sec^2 \theta_0. \quad (40)$$

Сравнительный анализ полученного выражения (40) с качественной зависимостью (14) $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n L_F$ СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе ионосферы от выбора рабочей частоты, уровня диффузности ионосферы и протяженности пути распространения волны в ионосфере указывает на их соответствие с точностью до коэффициента $\pi(\sqrt{\pi l_s})^{0.5} / c \sec^2 \theta_0$ и замены множителя L_F на $(L_3)^{0.5}$.

Анализ полученной зависимости (40) показывает, что в однолучевой ДКМ радиолинии с диффузной многолучевостью СКО относительных флуктуаций фазы $\Delta\varphi(f_0, h_{от}, \rho)$ во фронте волны на выходе ионосферы $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n \sqrt{L_3} / \sec^2 \theta_0$ уменьшается по мере уменьшения уровня диффузности ионосферы β_n и понижения рабочей частоты f_0 относительно МПЧ (28). Кроме того, уменьшение $\sigma_\varphi \sim (\sec^2 \theta_0)^{-1}$ обеспечивается при увеличении угла $\theta_0 = \psi(R)$ падения волны на нижнюю границу отражающего слоя ионосферы при заданной дальности R связи (29).

В меньшей степени уменьшение $\sigma_\varphi \sim (L_3 l_s)^{0.5}$ зависит от масштаба неоднородностей l_s и протяженности эквивалентного пути L_3 в неоднородной ионосфере. Последний согласно (31) $L_3 = \psi(f_0, \theta_0(f_0, R))$ уменьшается по мере уменьшения дальности связи R .

Таким образом, радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии на участке от ПРД до выхода из ионосферы (линия CD на рис. 2а) с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях описывается выражением (20) для комплексного поля волны на выходе неоднородного отражающего слоя F ионосферы. Влияние мелкомасштабных неоднородностей ЭК ионосферы $\Delta N(\rho, h)$ проявляется в появлении флуктуаций уровня (21) $\chi(\rho, L_F)$ в амплитудном фронте и флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы (35) $\Delta\varphi(\rho, L_3) \sim \Delta N(\rho, h_{от}) L_3 / f_0$. Величина СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе отражающего слоя F ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями (40) $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n (L_3)^{0.5}$ прямо пропорционально зависит от рабочей частоты f_0 , уровня диффузности β_n и протяженности эквивалентного пути распространения волны $L_3 = \psi(f_0, R)$.

Радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии за неоднородной ионосферой до точки приема

На рис. 2б представлена радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии за неоднородной ионосферой в свободном пространстве (линией CD) на расстояние $L_{св}$ до точки приема. Поясним с помощью

этой модели процесс распространения ДКМ волны с учетом дифракционных эффектов в свободном пространстве, суть которых состоит в следующем.

Наличие флуктуаций (искажений) амплитудного (21) $A(\rho, L_F)$ и фазового (35) $\Delta\varphi(\rho, L_F)$ 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 происходит перераспределение фазы и амплитуды вдоль фронта волны (это иллюстрируются на рис. 2б 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 после прохождения пути от ПРД до входа приемной антенны ($L_\Sigma = L_{cb} + L_F + L_{cb} = L_{cbF} + L_{cb}$), будет описываться выражением, аналогичным (20) [6]

$$\dot{u}(t, \rho, L_\Sigma, \omega) = A(\rho, L_\Sigma, \omega) \exp(j(\Phi_i(t) - \varphi(\rho, L_\Sigma, \omega))) \exp(j\omega_0 t). \quad (41)$$

Амплитуда во фронте проходящей волны $A(\rho, L_\Sigma, \omega)$ описывается аналогично (21) при замене L_F на L_Σ :

$$\begin{aligned} A(\rho, L_\Sigma, \omega) &\approx A(\rho, L_\Sigma, \omega_0) = A_0 \exp(\chi(\rho, L_\Sigma, \omega_0)) = \\ &= \sqrt{P_t K_{oc}(L_\Sigma, \omega_0)} \exp(\chi(\rho, L_\Sigma, \omega_0)), \end{aligned} \quad (42)$$

где амплитуда $A_0 = \sqrt{P_t K_{oc}(L_\Sigma)}$ поля выходной волны и ее коэффициент ослабления $K_{oc}(L_\Sigma) \sim W_{cb}^2(L_\Sigma) W_{\Pi}^2(L_F)$ определяются множителями ослабления в свободном пространстве $W_{cb}^2(L_\Sigma) = (c / 4\pi(L_{cbF} + L_{cb})f_0)^2$ на пути $L_\Sigma = L_{cbF} + L_{cb}$ и поглощения в ионосфере $W_{\Pi}^2(L_F)$ на пути L_F без учета влияния неоднородностей ЭК (когда $\Delta N(\rho, h) = 0$). Последние будут влиять на флуктуации уровня $\chi(\rho, L_F) = \ln(A(\rho, L_F) / A_0) \leq 1$ в амплитудном фронте выходной волны относительно A_0 .

Фазовый фронт проходящей волны (41) описывается аналогично (22) при замене L_F на L_Σ и с учетом (23) может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, L_\Sigma, \omega) &= \bar{\varphi}(L_\Sigma, \omega) + \Delta\varphi(\rho, L_F, \omega) = \omega(L_\Sigma / c + \bar{\tau}_r) + \omega\Delta\tau_r(\rho) = \\ &= (\omega_0 + \Omega)\tau_{cp} + (\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho), \end{aligned} \quad (43)$$

где $\tau_{cp} = L_\Sigma / c + \bar{\tau}_r$ – среднее время распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии, а поправка на среднее значение группового времени запаздывания проходящей волны в ионосфере и флуктуации этого времени определяются согласно (24) $\bar{\tau}_r \approx 40,4 \bar{N}_T / cf_0^2$ и (32) $\Delta\tau_r(\rho) \approx 40,4 \Delta N_T(\rho, L_F) / cf_0^2$.

С учетом выражений (42, 43) и (18) комплексное поле ДКМ волны на входе приемной антенны (41) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{u}(t, \rho, L_{\Sigma}, \omega) &= \sqrt{P_t(t)} K_{oc}(L_{\Sigma}) \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega_0)) \times \\ &\exp(j(\Phi_t(t) - \bar{\varphi}(L_{\Sigma}, \omega) - \Delta\varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega))) \exp(j\omega_0 t) = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega_0) - j\omega\Delta\tau(\rho, L_{\Sigma})) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t') = \\ &= \dot{U}(\rho, L_{\Sigma}, \omega) \exp(j\omega_0 t'), \end{aligned} \quad (44)$$

где $t' = t - \tau_{cp}$;

$$\dot{U}(\rho, L_{\Sigma}, \omega) = \sqrt{K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega_0) - j\omega\Delta\tau(\rho, L_{\Sigma})) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi}$$

– комплексная амплитуда поля ДКМ волны на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega_0$ в точке приема (ρ, L_{Σ}) .

Формально средняя интенсивность поля волны на входе приемной антенны (44) описывается выражением общего вида [13, 18]

$$\begin{aligned} \bar{I}(t, \rho) &\equiv \langle I(t, \rho) \rangle = \langle \dot{U}(\rho_1, L_{\Sigma}, \omega_1) \dot{U}^*(\rho_2, L_{\Sigma}, \omega_2) \rangle = \\ &= K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \langle \exp(\chi(\rho_1, L_{\Sigma}, \omega_1) - j\omega_1\Delta\tau(\rho_1, L_{\Sigma})) \times \\ &\times \exp(\chi(\rho_2, L_{\Sigma}, \omega_2) + j\omega_2\Delta\tau(\rho_2, L_{\Sigma})) \rangle \exp(j(\Omega_1 - \Omega_2)t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ &= K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) \exp(j(\Omega_1 - \Omega_2)t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}, \end{aligned} \quad (45)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) &= \langle \exp(\chi(\rho_1, L_{\Sigma}, \omega_1) - j\omega_1\Delta\tau(\rho_1, L_{\Sigma})) \times \\ &\times \exp(\chi(\rho_2, L_{\Sigma}, \omega_2) + j\omega_2\Delta\tau(\rho_2, L_{\Sigma})) \rangle \end{aligned} \quad (46)$$

– двухчастотная двухпозиционная функция взаимной когерентности поля волны. Она характеризует корреляцию полей двух монохроматических волн с частотами $\omega_1 = \omega_0 + \Omega_1$ и $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_2$, разнесенными на интервал $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2 = \Delta\Omega$, в двух точках пространства (ρ_1, L_{Σ}) и (ρ_2, L_{Σ}) , разнесенных на расстояние $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны на расстоянии L_{Σ} от ПРД.

При транссионосферном распространении радиоволн функция (46) находится с помощью метода параболического уравнения [13] и описывается выражением вида [19]

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) &= \exp\left(-\frac{k_p^4 A_N(0) L_{\Sigma} (1 + B^2)}{4(1 - B^2)^2 k_0^2}\right) \times \\ &\times \exp\left(\frac{j\pi^2 k_p^4}{k_0 B} \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 (L - L_{\Sigma}) B}{k_0 (1 - B^2)}\right) - \right. \end{aligned}$$

$$-\exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right)\frac{\Phi_N(\kappa_{\perp},0)J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho)}{\kappa_{\perp}}d\kappa_{\perp}=\Gamma(\Delta\Omega,\Delta\rho), \quad (47)$$

где $B = (\omega_1 - \omega_2) / 2\omega_0 = \Delta\Omega / 2\omega_0$; $\omega_1 = \omega_0 + \Omega_1 = \omega_0 + 0,5\Delta\Omega$; $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_2 = \omega_0 - 0,5\Delta\Omega$; $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$; $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi f_0 / c$; $k_p = \omega_p / c = 2\pi f_p / c = 2\pi(80,8\bar{N})^{1/2} / c$ – волновое число, соответствующее плазменной частоте $f_p = (80,8\bar{N})^{1/2}$; $A_N(0) = A_{\Delta N}(0) / \bar{N}$ – интегральная корреляционная функция относительных флуктуаций ЭК при $\Delta\rho = 0$; $A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2$ – интегральная корреляционная функция флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы (37); L_s – эквивалентный путь прохождения волны в неоднородной ионосфере; $L = L_s + L_{cb}$ – путь, пройденный волной от входа в ионосферу до точки приема; $J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $\Phi_N(\kappa_{\perp},0) = \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp},0) / (\bar{N})^2$, где

$$\Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp},0) = \sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 (8\pi\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-\kappa_{\perp}^2 l_s^2 / 4) \quad (48)$$

– гауссов спектр неоднородностей флуктуаций ЭК в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы.

В частном случае рассмотрения одной точки приема, когда $\rho_1 = \rho_2 = \Delta\rho = 0$ и $J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho) = 1$, выражение (47) сводится к виду двухчастотной однопозиционной функции взаимной когерентности поля волны на входе приемной антенны

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1 = 0, \rho_2 = 0) &= \Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho = 0) = \exp\left(-\frac{k_p^4 A_N(0) L_s (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 k_0^2}\right) \times \\ &\times \exp\left(\frac{j\pi^2 k_p^4}{k_0 B} \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 (L-L_s) B}{k_0(1-B^2)}\right) - \right. \\ &\left. - \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right)\right) \frac{\Phi_N(\kappa_{\perp},0)}{\kappa_{\perp}} d\kappa_{\perp}. \end{aligned} \quad (49)$$

Первый сомножитель (49) с учетом выражения (38) для дисперсии σ_{φ}^2 флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы преобразуется с виду

$$\begin{aligned} &\exp\left(-\frac{k_p^4 A_N(0) L_s (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 k_0^2}\right) = \\ &= \exp\left(-\frac{(2\pi(80,8\bar{N})^{1/2} / c)^4 A_{\Delta N}(0) L_s (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 (2\pi f_0 / c)^2 (\bar{N})^2}\right) = \end{aligned}$$

$$= \exp\left(-\left(\frac{80,8\pi}{cf_0}\right)^2 A_{\Delta N}(0)L_3 \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right) = \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right). \quad (50)$$

Второй сомножитель (49) с учетом выражения (48) принимает вид

$$\exp\left(\frac{j\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4}{8k_0 B(\bar{N})^2} \int_0^\infty \left(\exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3)B}{k_0(1-B^2)}\right) - \exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right)\right) (\kappa_\perp)^{-1} \exp\left(-\kappa_\perp^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_\perp\right). \quad (51)$$

В случае применения узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (когда $B = (\Delta\Omega / \omega_0) \ll 1$) на односкачковых трассах протяженностью не более 3000 км экспоненциальные функции под интегралом (51) будут на порядок меньше единицы. Тогда их можно разложить в ряд ($e^x = 1 + x/1! + x^2/2! + \dots$) и ограничиться двумя первыми членами:

$$\exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3)B}{k_0(1-B^2)}\right) \approx \exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3)B}{k_0}\right) \approx 1 + \frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3)B}{k_0}; \quad (52)$$

$$\exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right) \approx \exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 LB}{k_0}\right) \approx 1 + \frac{j\kappa_\perp^2 LB}{k_0}. \quad (53)$$

Тогда разность экспонент (52, 53) определяется как

$$\exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3)B}{k_0(1-B^2)}\right) - \exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right) \approx -j \frac{\kappa_\perp^2 BL_3}{k_0}. \quad (54)$$

Подстановка (54) в (52) позволяет записать второй сомножитель в виде

$$\exp\left(\frac{j\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4}{8k_0 B(\bar{N})^2} \int_0^\infty \left(-j \frac{\kappa_\perp^2 BL_3}{k_0}\right) (\kappa_\perp)^{-1} \exp\left(-\kappa_\perp^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_\perp\right) = \exp\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4 L_3}{8k_0^2 (\bar{N})^2} \int_0^\infty \kappa_\perp \exp\left(-\kappa_\perp^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_\perp\right). \quad (55)$$

Входящий в (55) интеграл является табличным [20, 21]:

$$\int_0^\infty x \exp(-\alpha^2 x^2) dx = 1/(2\alpha^2). \quad (56)$$

Согласно (56) будем иметь

$$\int_0^\infty \kappa_\perp \exp\left(-\kappa_\perp^2 \left(\frac{l_s^2}{4}\right)\right) d\kappa_\perp = 2/l_s^2. \quad (57)$$

Подстановка (57) в выражение (55) с учетом (38) позволяет выразить второй сомножитель (49) через дисперсию σ_φ^2 флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы как

$$\begin{aligned} \exp\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4 L_s}{8k_0^2 (\bar{N})^2} \cdot \frac{2}{l_s}\right) &= \exp\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s L_s (2\pi(80,8\bar{N})^{1/2}/c)^4}{4(2\pi f_0/c)^2 (\bar{N})^2}\right) = \\ &= \exp(\sqrt{\pi}(80,8\pi f_0/c)^2 \sigma_{\Delta N}^2 l_s L_s) = \exp(\sigma_\varphi^2). \end{aligned} \quad (58)$$

В соответствии с полученными выражениями для первого (50) и второго (58) сомножителей выражение (49) для двухчастотной однопозиционной функции взаимной когерентности поля волны на входе приемной антенны принимает вид

$$\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho = 0) = \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \cdot \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right) \exp(\sigma_\varphi^2). \quad (59)$$

С учетом соотношения $B = (\Delta\Omega / 2\omega_0) \ll 1$ двухчастотную однопозиционную функцию взаимной когерентности поля принимаемой волны при трансферном распространении (59) можно записать в наиболее компактном виде:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\Omega) &= \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \cdot \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right) \exp(\sigma_\varphi^2) \approx \exp(-\sigma_\varphi^2(1+B^2)) \exp(\sigma_\varphi^2) = \\ &= \exp(-\sigma_\varphi^2 B^2) = \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0}\right)^2\right), \end{aligned} \quad (60)$$

где σ_φ^2 – дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы.

Напомним, что она описывается выражением (38) $\sigma_\varphi^2 = \sqrt{\pi}(80,8\pi/c)^2 l_s L_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2$ и преобразуется к наиболее удобному для анализа выражению (40) для определения СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе из ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями $\sigma_\varphi \approx f_0 \pi \beta_n (\sqrt{\pi} L_s l_s)^{0.5} / c \sec^2 \theta_0$. Поэтому можно считать, что для одномодовой ДКМ радиолнии двухчастотная однопозиционная функция взаимной когерентности поля принимаемой волны описывается выражением (60), если дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы описывается зависимостью (40) $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n (L_s)^{0.5} / \sec^2 \theta_0$.

Входящий в (38, 40) эквивалентный однородный путь распространения волны в ионосфере L_s для одномодовой ДКМ радиолнии определяется согласно выражению (31).

Полученная двухчастотная однопозиционная функция (60) когерентности поля принимаемой ДКМ волны характеризует корреляцию комплексной амплитуды $\dot{U}_r(t, \rho)$ поля, создаваемого волнами на частотах $\omega_1 = \omega_0 + \Omega_1 = \omega_0 + 0,5\Delta\Omega$ и $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_2 = \omega_0 - 0,5\Delta\Omega$, отстоящими друг от друга на интервал $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2$, но без учета нарастания дифракционных эффектов на участке от входа фронта волны в ионосферу до точки приема.

С учетом нарастания дифракционных эффектов внутри неоднородного ионосферного слоя и за ним выражение (60) принимает известный вид [19]

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) &= \exp\left(-\frac{(\omega_1 - \omega_2)^2 \sigma_\varphi^2 (2 + d_1^2)}{4\omega_0^2}\right) = \\ &= \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) = \Gamma(\Delta\Omega). \end{aligned} \quad (61)$$

Выражение (61) отличается от (60) наличием сомножителя $(2 + d_1^2)$ к σ_φ^2 . Здесь параметр, характеризующий нарастание дифракционных эффектов в одномодовой ДКМ радиолнии определяется как [22]

$$d_1^2 = \frac{3L^2 - 3L L_s + L_s^2}{6(2\pi f_0/c)^2} \cdot 32l_s^{-4}, \quad (62)$$

где $L = L_s + L_{св}$ – сумма эквивалентного однородного пути распространения в неоднородной ионосфере L_s и пути распространения волны в свободном пространстве $L_{св}$ от точки выхода из ионосферы до точки приема.

Известно [14], что двухчастотная однопозиционная функция когерентности поля принимаемой волны $\Gamma(\Delta\Omega)$ в общем случае включает в себя регулярную Γ_p и флуктуационную $\Gamma_{фл}(\Delta\Omega)$ составляющие. Поэтому выражение (61) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\Omega) &= \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) = \Gamma_p + \Gamma_{фл}(\Delta\Omega) = \\ &= \exp(-\sigma_\varphi^2) + \left(\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)\right), \end{aligned} \quad (63)$$

где $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$.

В частном случае $\Delta\Omega = 0$ флуктуационная составляющая двухчастотной однопозиционной функции когерентности поля (63) определяется как

$$\Gamma_{фл}(\Delta\Omega = 0) = \Gamma_{фл}(0) = (1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)). \quad (64)$$

С учетом (64) флуктуационную составляющую двухчастотной однопозиционной функции когерентности поля принимаемой волны (63) $\Gamma_{фл}(\Delta\Omega)$ можно выразить через нормированное (к $\Gamma_{фл}(0)$) значение

$$\Gamma_{фл}(\Delta\Omega) = (1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) \frac{\left(\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)\right)}{1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)} =$$

$$= \Gamma_{\text{фл}}(0)\Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega), \quad (65)$$

Согласно (65) нормированная двухчастотная однопозиционная функция когерентности поля (63) определяется как

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega) &= \frac{\Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega)}{\Gamma_{\text{фл}}(0)} = \\ &= \frac{\left(\exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_{\text{ф}}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0} \right)^2 \right] - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) \right)}{1 - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2)}. \end{aligned} \quad (66)$$

В соответствии с (64-66) выражение (63) для двухчастотной однопозиционной функции когерентности поля принимаемой ДКМ волны принимает вид

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\Omega) &= \Gamma_{\text{р}} + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = \Gamma_{\text{р}} + \Gamma_{\text{фл}}(0)\Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega) = \\ &= \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) + (1 - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2)) \times \\ &\times \frac{\left(\exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_{\text{ф}}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0} \right)^2 \right] - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) \right)}{1 - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2)}. \end{aligned} \quad (67)$$

Заметим, что при значительных флуктуациях фазового фронта волны на выходе из ионосферы, когда выполняются соотношения $\sigma_{\text{ф}}^2 \gg 1$ и $\Delta\Omega\sigma_{\text{ф}}\sqrt{2+d_1^2}/2\omega_0 > 1$, значение $\Gamma_{\text{р}} = \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) \approx 0$, $\Gamma_{\text{фл}}(0) = 1 - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) \approx 1$ и выражение (67) сводится к приближенной формуле

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta\Omega) &= \Gamma_{\text{р}} + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) \approx \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = \Gamma_{\text{фл}}(0) \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_{\text{ф}}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0} \right)^2 \right] = \\ &= \Gamma_{\text{фл}}(0)\Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega) \approx \Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega), \end{aligned} \quad (68)$$

где нормированная двухчастотная однопозиционная функция когерентности поля описывается приближенным выражением

$$\Gamma_{\text{н}}(\Delta\Omega) = \frac{\Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega)}{\Gamma_{\text{фл}}(0)} \approx \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_{\text{ф}}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (69)$$

Сравнение формулы (69) с традиционным представлением нормированной двухчастотной корреляционной функцией канала связи с замираниями [23]

$$K_{\text{н}}(\Delta\Omega) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_{\text{к}}} \right)^2 \right] \quad (70)$$

указывает на их тождественность. Поэтому нормированная двухчастотная корреляционная функция ДКМ канала связи описывается приближенным выражением вида

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right) = \Gamma_H(\Delta\Omega) = \frac{\Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega)}{\Gamma_{\text{фл}}(0)} \approx \approx \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0/\sigma_\phi(2+d_1^2)^{0,5}}\right)^2\right), \quad (71)$$

где $\Delta\Omega_k = 2\Omega_k$ – полное (удвоенное) значение интервала частотной корреляции (полосы когерентности) однолучевого ДКМ канала связи [рад/с]

$$\Delta\Omega_k = 2\Omega_k = 2\omega_0 / \sigma_\phi (2 + d_1^2)^{1/2}. \quad (72)$$

В соответствии с выражением (71) нормированную двухчастотную корреляционную функцию ДКМ канала с учетом взаимосвязи круговой и линейной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\Delta\Omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\pi(f_2 - f_1) = 2\pi\Delta F$,

$\Omega = |\omega_i - \omega_0| = 0,5\Delta\Omega = \pi F$ можно записать в виде

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta F}{2f_0/\sigma_\phi(2+d_1^2)^{0,5}}\right)^2\right) = = \exp\left(-\left(\frac{\Delta F}{\Delta F_k}\right)^2\right) = \exp\left(-\left(\frac{F}{F_k}\right)^2\right), \quad (73)$$

где $\Delta F_k = 2F_k$ – полное (удвоенное) значение интервала частотной корреляции F_k замираний в однолучевом ДКМ канале связи [Гц].

Точное выражение (справедливое при любом значении σ_ϕ^2) для нормированной двухчастотной корреляционной функции ДКМ канала связи описывается выражением (67)

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right) = \Gamma_H(\Delta\Omega) = \frac{\Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega)}{\Gamma_{\text{фл}}(0)} = = \frac{\left(\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\phi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_\phi^2)\right)}{1 - \exp(-\sigma_\phi^2)}. \quad (74)$$

Решение задачи определения точного выражения для $\Delta\Omega_k$ можно получить на уровне $1/e$ нормированной функции $K_H(\Delta\Omega)$, для чего необходимо решить уравнение $K_H(\Delta\Omega = \Delta\Omega_k) = \exp(-1)$. Подстановка в левую часть этого уравнения выражения (74) дает

$$K_{\text{н}}(\Delta\Omega_{\text{к}}) = \frac{\left(\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega_{\text{к}}\sigma_{\varphi}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) \right)}{1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)} = \exp(-1). \quad (75)$$

Уравнение (75) можно преобразовать к виду

$$\exp\left(1 - \left(\frac{\Delta\Omega_{\text{к}}\sigma_{\varphi}\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(1 - \sigma_{\varphi}^2) = 1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2).$$

Путем математических преобразований этого выражения, получим:

$$\Delta\Omega_{\text{к}}\sigma_{\varphi}\sqrt{2+d_1^2} = 2\omega_0\sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + \exp(1 - \sigma_{\varphi}^2))}.$$

В результате получаем следующую зависимость интервала частотной корреляции $\Delta\Omega_{\text{к}}$ (для круговой частоты):

$$\Delta\Omega_{\text{к}} = \frac{2\omega_0\sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + \exp(1 - \sigma_{\varphi}^2))}}{\sigma_{\varphi}\sqrt{2+d_1^2}}. \quad (76)$$

Полученная зависимость (76) интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии через выражения (40) и (62) для $\sigma_{\varphi} \sim f_0\beta_{\text{и}}(L_3l_s)^{0,5} / \text{sec}^2\theta_0$ и $d_1^2 \sim L_3^2/f_0^2 l_s^4$ устанавливает взаимосвязь $\Delta\Omega_{\text{к}} = \psi(\omega_0, L_{\Sigma}, \beta_{\text{и}})$ с круговой рабочей частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$, уровнем диффузности ионосферы ($\beta_{\text{и}}$) и дифракционным параметром d_1^2 , зависящим, в свою очередь от рабочей частоты, характерного масштаба неоднородностей и протяженности трассы.

Выражение (76), с учетом взаимосвязи круговой и линейной частоты, позволяет получить искомую $F_{\text{к}} = \psi(f_0, \beta_{\text{и}}, R)$ зависимость интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии от выбора рабочей частоты f_0 , уровня диффузности ионосферы $\beta_{\text{и}}$ и дальности связи R в следующем виде:

$$F_{\text{к}} = \frac{f_0\sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + \exp(1 - \sigma_{\varphi}^2))}}{\sigma_{\varphi}\sqrt{2+d_1^2}}, \quad (77)$$

где СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе из ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями описывается выражением (40) $\sigma_{\varphi} \sim f_0\beta_{\text{и}}(L_3l_s)^{0,5} / \text{sec}^2\theta_0$, дифракционный параметр – выражением (62) $d_1^2 \sim L_3^2/f_0^2 l_s^4$, а эквивалентный однородный путь волны в ионосфере $L_3 = \psi(f_0, \theta_0(f_0, R))$ определяется согласно выражениям (27-31).

Достоверность полученного выражения (77) подтверждается тем, что в частном случае $\sigma_{\varphi} \gg 1$ значения $\exp(-\sigma_{\varphi}^2) \rightarrow 0$, $\exp(1 - \sigma_{\varphi}^2) \rightarrow 0$ и (77) сводится к известному [9, 10] виду (1):

$$F_{\kappa} = \frac{f_0 \sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + \exp(1 - \sigma_{\varphi}^2))}}{\sigma_{\varphi} \sqrt{2 + d_1^2}} = \frac{f_0}{\sigma_{\varphi} \sqrt{2 + d_1^2}}. \quad (78)$$

Сравнительный анализ полученного выражения (77) с известным (1) показывает, что при любых значениях σ_{φ} и d_1^2 для соответствующих интервалов частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии $F_{\kappa(77)} \leq F_{\kappa(1)}$.

Обсуждение результатов

На рис. 3а-3в представлены графики зависимости $F_{\kappa} = \psi(R, \beta_{\text{и}}, f_0)$ интервалов частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии с различной дальностью связи ($R=600$ км, 2000 км и 3000 км) от уровня (степени) диффузности ионосферы ($\beta_{\text{и}}=10^{-3} \dots 10^{-1}$) при выборе различных рабочих частот относительно МПЧ ($f_{01} = 0,6f_m$ и $f_{02} = 0,8f_m$).

На этих графиках сплошные линии соответствуют зависимостям $F_{\kappa(77)} = \psi(R, \beta_{\text{и}}, f_0)$, рассчитанным согласно выражениям (77), (40) и (62) с учетом (27-31) при типовых параметрах слоя F2 ионосферы: высота нижней границы $h_0=250$ км, полутолщина $z_m=100$ км, критическая частота в точке отражения $f_{\text{кр}}=7$ МГц, интенсивность неоднородностей $\beta_{\text{и}}=10^{-3} \dots 10^{-1}$, характерный масштаб неоднородностей $l_s=200$ м. Пунктирные линии соответствуют зависимостям $F_{\kappa(1)} = \psi(R, \beta_{\text{и}}, f_0)$, рассчитанным согласно (1), (40), (62) с учетом (27-31) при таких же параметрах слоя F2 ионосферы. При $f_{\text{кр}}=7$ МГц максимально применимые частоты (28) $f_m \approx f_{\text{кр}} \sec \theta_0$ для дальностей связи 600 , 2000 и 3000 км будут равны $f_{m\ 600} \approx 8$ МГц, $f_{m\ 2000} \approx 15,1$ МГц и $f_{m\ 3000} \approx 18$ МГц.

Анализ графиков показывает, что в условиях возмущений (диффузности) ионосферы, когда степень диффузности может возрасти с величины $\beta_{\text{и}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$, характерной для нормальной ионосферы [4, 5], до $\beta_{\text{и}} \approx 10^{-2} \dots 10^{-1}$, интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии может сужаться до значений $F_{\kappa}=1 \dots 3$ кГц и слабо зависит от выбора рабочей частоты f_0 . При этом результаты расчета интервала частотной корреляции замираний согласно полученной (77) $F_{\kappa(77)} = \psi(R, \beta_{\text{и}}, f_0)$ зависимости (сплошные линии) и известной (1) $F_{\kappa(1)} = \psi(R, \beta_{\text{и}}, f_0)$ зависимости (пунктир) совпадают.

При нормальной ионосфере (когда $\beta_{\text{и}} \approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$) значения интервалов частотной корреляции замираний по полученной зависимости (77) $F_{\kappa(77)}=9 \dots 28$ кГц соответствуют результатам ($5 \dots 20$ кГц), полученным на практике [1-4]. При этом расчет интервалов частотной корреляции замираний по известной формуле (1) дает сильно завышенные результаты: $F_{\kappa(1)} \approx 110 \dots 130$ кГц при малых дальностях связи $R = 600$ км (рис. 3а) и $F_{\kappa(1)} \approx 250 \dots 300$ кГц при больших дальностях связи $R = 2000$ км (рис. 3б) и $R = 3000$ км (рис. 3в).

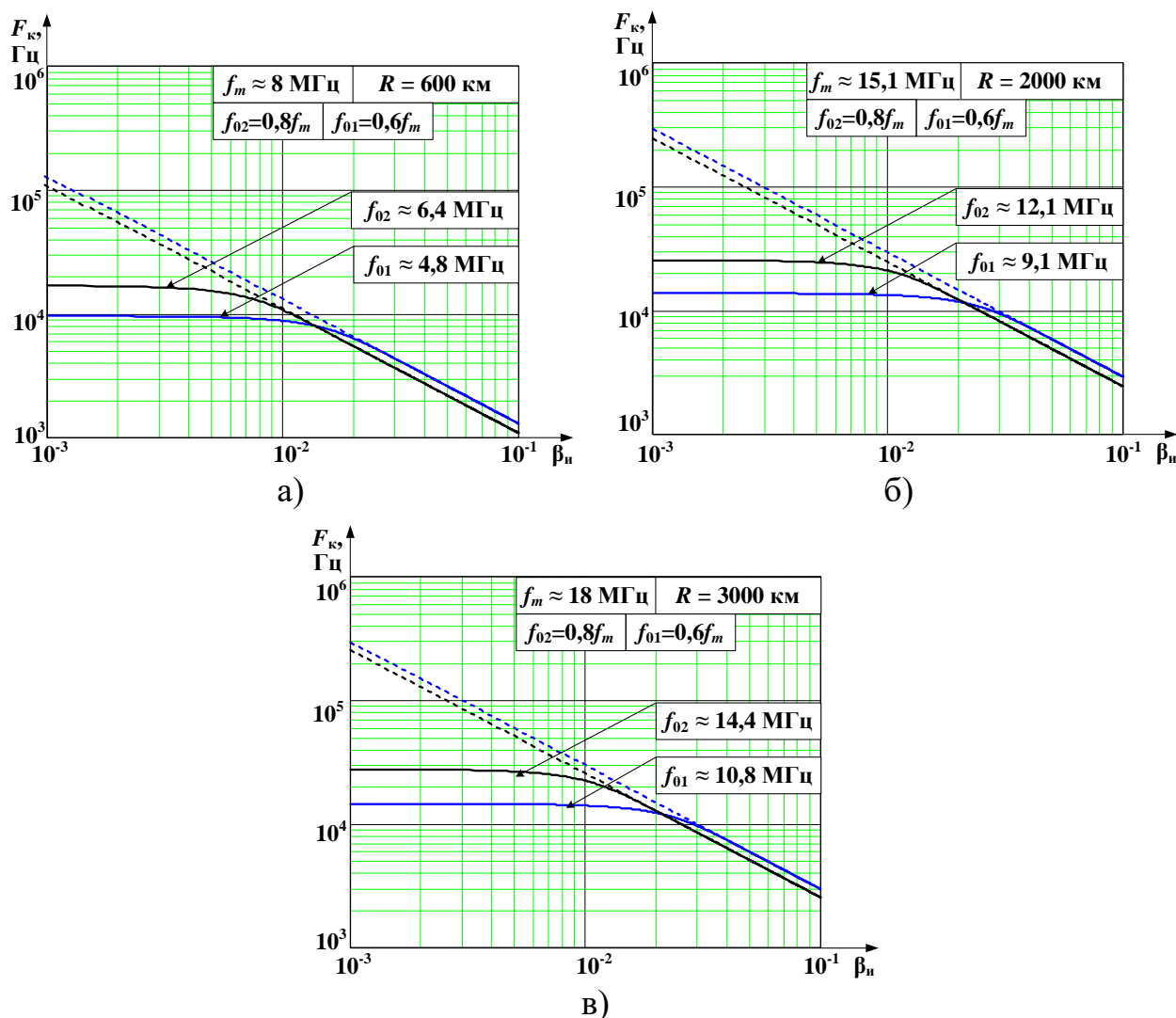


Рис. 3. Зависимости интервала частотной корреляции замираний в од-
норучевой ДКМ радиолинии от степени диффузности ионосферы и вы-
бора рабочей частоты при различных дальностях связи:
а) 600 км; б) 2000 км; в) 3000 км

Анализ рис. 3 показывает, что зависимость интервала частотной корреляции F_k в одноручевой ДКМ радиолинии от выбора рабочей частоты (f_0) относительно МПЧ (f_m) неоднозначна и определяется степенью диффузности ионосферы β_n .

Согласно (4, 5) и (27, 28) рабочая частота выражается через МПЧ как

$$\begin{aligned} f_0 &\approx f_B \sec \varphi_0 = \left(80,8 \bar{N}(h_{от})\right)^{0,5} \sec \theta_0 =, \\ &= K_0 f_m \approx K_0 f_{кр} \sec \theta_0 = K_0 \left(80,8 \bar{N}(h_m)\right)^{0,5} \sec \theta_0, \end{aligned} \quad (79)$$

где

$$K_0 = f_0 / f_m = f_B / f_{кр} = \left(\bar{N}(h_{от}) / \bar{N}(h_m)\right)^{0,5} \leq 1$$

– отношение рабочей частоты к МПЧ.

Анализ зависимостей $F_k = \psi(f_0, \beta_n)$ на рис. 3а – 3в показывает, что при нормальной ионосфере ($\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) интервал частотной корреляции замираний связан с рабочей частотой f_0 прямо пропорциональной зависимостью $F_k \sim f_0 = K_0 f_m$, а при диффузной ионосфере (т.е. $\beta_n = 10^{-2} \dots 10^{-1}$) – обратно пропорциональной зависимостью $F_k \sim 1/f_0 = 1/K_0 f_m$. Эти закономерности объясняются следующими соображениями.

В условиях диффузности ионосферы (когда $\beta_n = 10^{-2} \dots 10^{-1}$) СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ выходной волны (40) $\sigma_\varphi \approx f_0 \pi \beta_n (\sqrt{\pi} l_s L_s)^{0.5} / c \sec^2 \theta_0$ принимает значение $\sigma_\varphi \gg 1$ и интервал частотной корреляции описывается известными выражениями (1, 78), $F_k \approx f_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}$. При больших значениях дифракционного коэффициента (62) $d_1^2 \gg 2$ выражение (78) сводится к виду

$$F_k \approx \frac{f_0}{\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} \approx \frac{1}{(\sqrt{\pi} l_s L_s)^{0.5} (\pi \beta_n / c \sec^2 \theta_0) \sqrt{d_1^2}}. \quad (80)$$

Дифракционный параметр (62) d_1^2 с учетом $L = L_s + L_{cb}$ принимает вид

$$d_1^2 = \frac{3L^2 - 3LL_s + L_s^2}{6(2\pi f_0/c)^2} \cdot 32l_s^4 = \frac{16((L_{cb} + L_s)^2 - (L_{cb} + L_s)L_s + 0,33L_s^2)}{(2\pi f_0/c)^2 l_s^4}.$$

При допущении о примерном равенстве $L_{cb} \approx L_s$ эквивалентного пути волны в ионосфере и пути за ней в свободном пространстве это выражение сводится к виду

$$d_1^2 \approx \frac{16((2L_s)^2 - (2L_s)L_s + 0,33L_s^2)}{(2\pi f_0/c)^2 l_s^4} = \frac{4(2,33L_s^2)c^2}{(\pi f_0)^2 l_s^4} \approx \left(\frac{3cL_s}{\pi f_0 l_s^2} \right)^2. \quad (81)$$

Подстановка (81) в (80) дает

$$F_k \approx \frac{c \sec^2 \theta_0}{(\sqrt{\pi} l_s L_s)^{0.5} \pi \beta_n \sqrt{d_1^2}} \approx \frac{f_0 l_s^{1.5} \sec^2 \theta_0}{3\beta_n (\sqrt{\pi} L_s)^{0.5} L_s}. \quad (82)$$

Анализ выражений (29-31) показывает, что эквивалентный однородный путь ДКМ волны в ионосфере связан прямо пропорциональной зависимостью с рабочей частотой: $L_s \sim f_0$. Поэтому частотная зависимость (82) будет иметь вид

$$F_k \sim \frac{l_s^{1.5} \sec^2 \theta_0}{3\beta_n (\sqrt{\pi})^{0.5} f_0^{0.5}} = \frac{l_s^{1.5} \sec^2 \theta_0}{3\beta_n (\sqrt{\pi})^{0.5} (K_0 f_m)^{0.5}}. \quad (83)$$

Таким образом, при сильной диффузности ионосферы $\beta_n = 10^{-2} \dots 10^{-1}$ и значениях $\sigma_\varphi \gg 1$ интервал частотной корреляции замираний (77) в однолучевой ДКМ радиолинии связан с рабочей частотой обратно пропорциональной зависимостью (83) $F_k \sim 1/f_0^{0.5} = 1/(K_0 f_m)^{0.5}$. Например, согласно рис. 3а при сильной степени диффузности ионосферы $\beta_n = 10^{-1}$ на частоте $f_{01} = K_{01} f_m =$

$= 0,6 f_m \approx 4,8$ МГц обеспечивается $F_k \approx 2 \cdot 10^3$ Гц = 2 кГц, а при выборе частоты ближе к МПЧ $f_{02} = K_{02} f_m = 0,8 f_m \approx 6,4$ МГц интервал частотной корреляции замираний сужается до $F_k \approx 10^3 = 1$ кГц.

В условиях нормальной ионосферы, когда $\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$, интервал частотной корреляции описывается полученным выражением (77). Входящий в подкоренное выражение (77) логарифм можно записать в следующем виде:

$$\ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2)) = \ln(\exp(1 - \sigma_\varphi^2) + 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)). \quad (84)$$

Обозначим $x = \exp(1 - \sigma_\varphi^2)$ и $a = 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)$. Тогда можно воспользоваться разложением логарифмической функции в ряд [20]

$$\ln(x + a) = \ln x + 2 \left(\frac{a}{2x + a} + \frac{a^3}{3(2x + a)^3} + \dots \right), \quad (85)$$

при $a^2 < (2x + a)^2$. В результате разложения (84) в ряд (85) и ограничении его двумя первыми членами, получим

$$\begin{aligned} \ln(\exp(1 - \sigma_\varphi^2) + 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) &\approx \\ &\approx (1 - \sigma_\varphi^2) + \frac{2(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))}{2\exp(1 - \sigma_\varphi^2) + 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)}. \end{aligned} \quad (86)$$

Второе слагаемое (86) при $\sigma_\varphi < 0,5$ с учетом разложения [20] $\exp(-y) \approx 1 - y$, согласно которому $1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) \approx 1 - (1 - \sigma_\varphi^2) = \sigma_\varphi^2$, сводится к виду

$$\frac{2(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))}{2\exp(1 - \sigma_\varphi^2) + 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)} \approx \frac{2\sigma_\varphi^2}{2\exp(1) + \sigma_\varphi^2}. \quad (87)$$

В соответствии с (87) выражение (86) принимает вид, согласно которому при $\sigma_\varphi < 0,5$ последним слагаемым можно пренебречь:

$$\ln(\exp(1 - \sigma_\varphi^2) + 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) \approx 1 - \sigma_\varphi^2 + \frac{\sigma_\varphi^2}{\exp(1) + 0,5\sigma_\varphi^2} \approx 1 - \sigma_\varphi^2. \quad (88)$$

Подстановка (88) в выражение (77) позволяет записать его как

$$\begin{aligned} F_k &= \frac{f_0 \sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))}}{\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} \approx \\ &\approx \frac{f_0 \sqrt{1 - (1 - \sigma_\varphi^2)}}{\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} = \frac{f_0}{\sqrt{2 + d_1^2}}. \end{aligned} \quad (89)$$

Если дифракционный параметр определяется согласно (81) и его величина $d_1^2 \gg 2$, выражение (89) сводится к виду

$$F_{\kappa} \approx \frac{f_0}{\sqrt{2+d_1^2}} \approx \frac{f_0}{\sqrt{d_1^2}} = \frac{\pi f_0^2 l_s^2}{3cL_s} = \frac{\pi K_0^2 f_m^2 l_s^2}{3cL_s}. \quad (90)$$

Если принять, что эквивалентный однородный путь ДКМ волны в ионосфере связан прямо пропорциональной зависимостью с рабочей частотой $L_s \sim f_0$, то согласно (90) $F_{\kappa} \sim f_0 l_s^2 = K_0 f_m l_s^2$.

Таким образом, при нормальной ионосфере ($\beta_{\text{и}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) и значениях $\sigma_{\phi} < 0,5$ интервал частотной корреляции замираний (77) в однолучевой ДКМ радиолинии связан с рабочей частотой прямо пропорциональной зависимостью (90) $F_{\kappa} \sim f_0 = K_0 f_m$. Например, согласно рис. 3а при $\beta_{\text{и}} = 10^{-3}$ на частоте $f_{01} = 0,6 f_m \approx 4,8$ МГц обеспечивается $F_{\kappa} \approx 10^4$ Гц = 10 кГц, а при выборе частоты ближе к МПЧ $f_{02} = 0,8 f_m \approx 6,4$ МГц интервал частотной корреляции замираний возрастает до $F_{\kappa} \approx 1,8 \cdot 10^3 = 18$ кГц.

Анализ приведенных на рис. 3а-3в графиков зависимости интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии от дальности связи (600 км; 2000 км; 3000 км) показывает, что при одинаковых отношениях рабочей частоты к МПЧ ($f_{01} = 0,6 f_m$ и $f_{01} = 0,8 f_m$) и степени диффузности ионосферы ($\beta_{\text{и}} = 10^{-3} \dots 10^{-1}$) на длинных трассах значение F_{κ} будет больше, чем на коротких. Например, согласно рис. 3в при дальности связи 3000 км в нормальной ионосфере ($\beta_{\text{и}} = 10^{-3}$) на частоте $f_{01} = 0,6 f_m \approx 10,8$ МГц обеспечивается $F_{\kappa} \approx 1,4 \cdot 10^4$ Гц = 14 кГц (тогда как согласно рис. 3а на дальности 600 км величина $F_{\kappa} \approx 10^4$ Гц = 10 кГц), а при выборе частоты ближе к МПЧ $f_{02} = 0,8 f_m \approx 14,4$ МГц интервал частотной корреляции замираний возрастает до $F_{\kappa} \approx 2,8 \cdot 10^4 = 28$ кГц (на дальности 600 км $F_{\kappa} \approx 1,8 \cdot 10^3 = 18$ кГц). При сильной степени диффузности ионосферы $\beta_{\text{и}} = 10^{-1}$ на частоте $f_{01} = K_{01} f_m = 0,6 f_m \approx 10,8$ МГц обеспечивается $F_{\kappa} \approx 3 \cdot 10^3$ Гц = 3 кГц (на дальности 600 км $F_{\kappa} \approx 2 \cdot 10^3 = 2$ кГц), а при выборе частоты ближе к МПЧ $f_{02} = K_{02} f_m = 0,8 f_m \approx 14,4$ МГц интервал частотной корреляции замираний сужается до $F_{\kappa} \approx 2,5 \cdot 10^3 = 2,5$ кГц (на дальности 600 км $F_{\kappa} \approx 10^3 = 1$ кГц).

Расширение интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии при нормальной ионосфере ($\beta_{\text{и}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) и увеличении дальности связи (с 600 км до 3000 км) объясняется зависимостью (90) $F_{\kappa} \sim f_0 l_s^2 = K_0 f_m l_s^2$. Согласно этой зависимости применение на больших дальностях более высоких МПЧ (например, на дальности 3000 км МПЧ $f_m \approx 18$ МГц, тогда как на дальности 600 км – $f_m \approx 8$ МГц) и рабочих частот $f_0 = K_0 f_m$ приводит к возрастанию F_{κ} . Расширение интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии при диффузной ионосфере ($\beta_{\text{и}} = 10^{-2} \dots 10^{-1}$) и увеличении дальности связи (с 600 км до 3000 км) объясняет-

ся зависимостью (83), которую можно представить в виде $F_k \sim \sec^2 \theta_0 / (K_0 f_m)^{0.5} = \sec^{1.5} \theta_0 / (K_0 f_{кр})^{0.5}$. Согласно последней увеличение дальности связи при неизменной критической частоте $f_{кр}$ приводит к возрастанию угла θ_0 и интервала F_k .

Заключение

В статье разработан метод определения зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_n, R)$ интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолонии от выбора рабочей частоты (f_0), интенсивности ионосферных неоднородностей (β_n) и заданной дальности связи (R) в виде выражения (77). Показано, что полученное выражение (77) в частном случае (78) сводится к известной формуле (1), что свидетельствует о его достоверности.

Разработка метода осуществлена в два этапа на основе построения:

1) многолучевой модели распространения радиоволн в ДКМ радиолонии с учетом диффузности ионосферы (рис. 1) для определения приближенной зависимости $F_k \approx \psi(f_0, \beta_n, R)$;

2) радиофизической модели распространения радиоволн в ДКМ радиолонии с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы (рис. 2) для определения уточненной зависимости $F_k = \psi(f_0, \beta_n, R)$.

В результате разработки модели многолучевого распространения волны в однолучевой ДКМ радиолонии с учетом диффузности ионосферы (рис. 1) получена приближенная зависимость (17) $F_k(\beta_n, f_0, R) \sim 1/\beta_n L_F(f_0, R)$. Она показывает, что интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолонии уменьшается по мере увеличения степени диффузности β_n и протяженности пути распространения волны в слое F ионосферы $L_F(f_0, R)$, который связан сложной зависимостью с выбором рабочей частоты и требованиями к дальности связи.

Разработка радиофизической модели распространения ДКМ волны (рис. 2) осуществлена в два этапа: 1) от передатчика до выхода неоднородной ионосферы (рис. 2а); 2) за ионосферой в свободном пространстве до точки приема (рис. 2б).

Радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолонии на участке от ПРД до выхода из ионосферы с учетом дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях (рис. 2а) описывается выражением (20) для комплексного поля волны на выходе неоднородного отражающего слоя F ионосферы. Влияние мелкомасштабных неоднородностей ЭК ионосферы проявляется в появлении флуктуаций уровня (21) в амплитудном фронте и флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе неоднородной ионосферы (35). Величина СКО флуктуаций фазы во фронте ДКМ волны на выходе отражающего слоя F ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями (40) $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n (L_3)^{0.5}$ прямо пропорционально зависит от выбора рабочей частоты f_0 ,

уровня диффузности β_n и протяженности эквивалентного однородного пути распространения волны (29-31) $L_s = \psi(f_0, R)$.

Радиофизическая модель распространения волны в однолучевой ДКМ радиолинии за неоднородной ионосферой в свободном пространстве на расстояние до точки приема (рис. 2б) описывается выражением (45) для средней интенсивности поля волны на входе приемной антенны, которая определяется двухчастотной однопозиционной функцией взаимной когерентности этой волны (49) $\dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2)$, характеризуемой интервалом частотной корреляции замираний F_k . Искомая зависимость $F_k = \psi(f_0, \beta_n, R)$ интервала частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии от выбора рабочей частоты (f_0), интенсивности ионосферных неоднородностей (β_n) и заданной дальности связи (R) получена в виде функции (77) $F_k = \psi(f_0, \sigma_\phi, d_1^2)$ от СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе из ионосферы (40) $\sigma_\phi \sim f_0 \beta_n (L_s l_s)^{0.5} / \text{sec}^2 \theta_0$ и дифракционного параметра (62) $d_1^2 \sim L_s^2 / f_0^2 l_s^4$, зависящих от эквивалентного пути волны в ионосфере (29-31) $L_s = \psi(f_0, R)$.

Анализ графиков (рис. 3а-3в) зависимости $F_k = \psi(R, \beta_n, f_0)$ интервалов частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии с различной дальностью связи ($R=600$ км, 2000 км и 3000 км) от степени диффузности ионосферы ($\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-1}$) при выборе различных рабочих частот относительно МПЧ ($f_{01} = 0,6 f_m$ и $f_{02} = 0,8 f_m$) позволил сделать следующие выводы:

1. При увеличении степени диффузности ионосферы с нормальных значений $\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$ до $\beta_n = 10^{-1}$ интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии сужается с $F_k = 10 \dots 28$ кГц до $F_k = 1 \dots 2,5$ кГц. Эти значения соответствуют экспериментальным данным, согласно которым в однолучевой ДКМ радиолинии интервал частотной корреляции замираний может составлять от $2 \dots 3$ кГц до 20 кГц.

2. При увеличении дальности связи с 600 км до 3000 км интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии при нормальной ($\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) и диффузной ($\beta_n = 10^{-2} \dots 10^{-1}$) ионосфере расширяется со значений $F_k = 18 \dots 2$ кГц до $F_k = 28 \dots 3$ кГц.

3. Зависимость интервала частотной корреляции F_k в однолучевой ДКМ радиолинии от выбора рабочей частоты (f_0) относительно МПЧ (f_m) неоднозначна и определяется степенью диффузности ионосферы β_n . При нормальной ионосфере ($\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$) интервал частотной корреляции замираний в однолучевой ДКМ радиолинии связан с рабочей частотой прямо пропорциональной зависимостью (90) $F_k \sim f_0 = K_0 f_m$. При сильной диффузности ионосферы $\beta_n = 10^{-2} \dots 10^{-1}$ он связан с рабочей частотой обратно пропорциональной зависимостью (83) $F_k \sim 1/f_0^{0.5} = 1/(K_0 f_m)^{0.5}$.

Полученные результаты могут быть использованы для проектирования радиолиний декаметрового диапазона различной протяженности с возможностью использования сигналов с переменной шириной спектра для обеспечения максимальной пропускной способности (скорости передачи) в текущий момент времени на основе зондирования параметров $(\bar{N}(h_m), \beta_n)$ ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями методами вертикального [24] или GPS-мониторинга [25].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках выполнения проекта № 22-21-00768 (<https://rscf.ru/project/22-21-00768>).

Литература

1. Стейн С., Джонс Дж. Принципы современной теории связи и их применение к передаче дискретных сообщений. Пер с англ. – М.: Связь, 1971. – 376 с.
2. Фабрицио Джузеппе А. Высокочастотный загоризонтный радар: основополагающие принципы, обработка сигналов и практическое применение. – М: ТЕХНОСФЕРА, 2018. – 936 с.
3. Черенкова Е. Л., Чернышов О. В. Распространение радиоволн. – М.: Радио и связь, 1984. – 272 с.
4. Калинин А. И., Черенкова Е. Л. Распространение радиоволн и работа радиолиний. – М.: Связь, 1971. – 440 с.
5. Чернов Ю. А. Специальные вопросы распространения радиоволн в сетях связи и радиовещания. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2018. – 688 с.
6. Пашинцев В. П., Колосов Л. В., Тишкин С. А., Антонов В. В. Применение теории фазового экрана для разработки модели односкачкового декаметрового канала связи // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 1. С. 21-26.
7. Пашинцев В. П., Тишкин С. А., Иванников А. И., Солчатов М. Э. Определение оптимальной рабочей и наименьшей применимой частоты декаметровой радиолинии с учетом глубины быстрых замираний // Электросвязь. 2001. № 12. С. 16-19.
8. 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. 38-42.
9. Пашинцев В. П., Тишкин С. А., Иванников А. И., Боровлев И. И. Расчет параметра глубины замираний в однолучевой декаметровой радиолинии // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 2001. № 12. С. 57-65.
10. 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. DOI: 10.24411/2410-9916-2020-10203.

11. Девис К. Радиоволны в ионосфере. Пер с англ. – М.: Мир, 1973. – 502 с.

12. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Том 3. – М.: Сов. радио, 1977. – 664 с.

13. Рытов С. М., Кравцов Ю. Н., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 464 с.

14. Маслов О. Н., Пашинцев В. П. Модели трансionoсферных радиоканалов и помехоустойчивость систем космической связи. Приложение к журналу «Инфокоммуникационные технологии». Выпуск 4. – Самара: ПГАТИ, 2006. – 357 с.

15. 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. 2021. №2. – URL: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.6> (дата обращения 12.01.2022).

16. Pashintsev V. P., Koval S. A., Chipiga A. F., Skorik A. D. Analytical method for determining the interval of spatial correlation of fading in a single-beam decameter radio line // Telecommunications and Radio Engineering (English translation of *Elektrosvyaz and Radiotekhnika*). 2021. Vol. 80. №. 2, P. 89-104.

17. Пашинцев В. П., Тишкин С. А., Смирнов А. А., Боровлев И. И. Эквивалентный путь распространения декаметровой волны в сферическислоистой ионосфере // Журнал радиоэлектроники. 2001. № 8. – URL: <http://jre.cplire.ru/jre/aug01/1/text.html> (дата обращения 12.01.2022).

18. Yeh K. H., Liu C. H. Radio Wave Scintillations in the Ionosphere // Proceedings of the IEEE. 1982. Vol. 70. №. 4. P. 5-45.

19. Liu C. H., Wernik A. W. A characterization of transionoсpheric fading communication channel // IEEE Transactions on Communications. 1975. Vol. 23. P. 773–776.

20. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1983. – 176 с.

21. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Том 2. – М.: Мир, 1981. – 317 с.

22. Пашинцев В. П., Коваль С. А., Кабанович С. Г., Ванюшин В. М. Уточненное выражение расчета интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровый радиолнии // Доклады всероссийской конференции "Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий" ("РЭУС-2021") – Москва, 2021. – С. 102-107.

23. Немировский А. С. Борьба с замираниями при передаче аналоговых сигналов. – М.: Радио и связь, 1984. – 208 с.

24. Пашинцев В. П., Коваль С. А., Галушко Ю. И., Сенокосова А. В., Грибанов Е. В. Способ определения величины интенсивности неоднородностей

ионосферы по данным вертикального зондирования // Патент на изобретение RU 2403592 С1, опубл. 10.11.2010, бюл. № 31.

25. Пашинцев В. П., Смирнов В. М., Чипига А. Ф., Цимбал В. А., Шевченко В. А., Смирнова Е. В., Стрекозов В. И., Коваль С. А., Ляхов А. В., Песков М. В., Киселев Д. П. Способ определения высотного профиля электронной концентрации неоднородной ионосферы // Патент на изобретение RU 2626404 С1, опубл. 27.07.2017, бюл. № 21.

References

1. Stein S., Jones J. *Modern Communication Principles*. McGraw-Hill Telecommunications, 1967. 382 p.

2. Fabrizio G. A. *High frequency over the horizon radar: Fundamental principles, signal processing, and practical application*. New York, McGraw-Hill Publ., 2013. 944 p.

3. Cherenkova E. L., Chernyshov O. V. *Rasprostranenie radiovoln*. [Distribution of radio waves]. Moscow, Radio i svyaz Publ., 1984. 272 p. (in Russian).

4. Kalinin A. I., Cherenkova L. E. *Rasprostranenie radiovoln i rabota radiolinij* [Distribution of radio waves and work of radio lines]. Moscow, Svyaz Publ., 1971. 439 p. (in Russian).

5. Chernov Yu. A. *Spetsialnyye voprosy rasprostraneniya radiovoln v setyakh s vyazi i radioveshchaniya*. [Special questions of propagation of radio waves in communication and broadcasting networks]. Moscow, Tekhnosfera Publ., 2018. 688 p. (in Russian).

6. Pashintsev V. P., Kolosov L. V., Tishkin S. A., Antonov V. V. Application of the phase-screen theory for developing a model of a one-hop decameter communication link. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 1996, vol. 41, no. 1, pp. 16-21.

7. Pashintsev V. P., Tishkin S. A., Ivannikov A. I., Solchatov M. E. Opredelenie optimal'noi rabochei i naimen'shei primenimoi chastoty dekametrovoi radiolinii s uchetom glubiny bystrykh zamiraniy [Definition of the optimum worker and the smallest applicable frequency of the decameter radio line taking into account depth of fast fading]. *Electrosvyaz*, 2001, no. 12, pp. 16-19 (in Russian).

8. Pashintsev V. P., Omelchuk A. V., Koval S. A., Galushko Yu. I. Metod opredeleniya velichiny intensivnosti neodnorodnostey po dannym ionosfernogo zondirovaniya [Method of irregularity intensity value determination according to ionosphere sounding]. *Dual technology*, 2009, no. 1, pp. 38-42 (in Russian).

9. Pashintsev V. P., Tishkin S. A., Ivannikov A. I., Borovlev I. I. Calculating the Fading Depth Parameter in Single-Beam Decameter Radio Link. *Radioelectronics and Communications Systems*, 2001, vol. 44, no. 12, pp. 57-65.

10. Pashintsev V. P., Skorik A. D., Koval S. A., Alekseev D. V., Senokosov M. A. Algoritm rascheta intervala chastotnoy korrelyatsii korotkovolnovoy radiolinii s uchetom sferichnosti i melkomasshtabnykh neodnorodnostey ionosfery [Algorithm of calculation of an interval of frequency

correlation of the short-wave radio line taking into account sphericity and small-scale not uniformity of an ionosphere]. *Systems of Control, Communication and Security*, 2020, no. 2, pp. 49-72 (in Russian). DOI: 10.24411/2410-9916-2020-10203.

11. Davies K. *Ionospheric radio waves*. Blaisdell Publishing Co., 1969. 477 p.

12. Van Trees H. L. *Detection, Estimation, and Modulation Theory, Part III-Radar-Sonar Signal Processing and Gaussian Signals in Noise*. Wiley-Interscience Publ., 1971. 626 p.

13. Rytov S. M., Kravtsov Yu. N., Tatarskiy V. I. *Vvedeniye v statisticheskuyu radiofiziku. Chast 2*. [Introduction to Statistical Radiophysics. Part II]. Moscow, Nauka Publ., 1978. 464 p. (in Russian).

14. Maslov O. N., Pashintsev V. P. *Modeli transionosfernykh radiokanalov i pomekhoustojchivost' sistem kosmicheskoy svyazi* [Models of transionospheric radio channels and noise stability of systems of space communication]. Samara, Volga region state academy of telecommunications and informatics Publ., 2006. 357 p. (in Russian).

15. Pashintsev V. P., Koval S. A., Potyagov D. A., Skorik A. D., Senokosov M. A. Utochnennyy metod opredeleniya intervala prostranstvennoy korrelyatsii zamiraniy v odnoluchevoy dekametrovoy radiolinii [Refined method for determining the spatial correlation interval of the fading in a single-beam decameter radio link]. *Zhurnal Radioelektroniki*. 2021. no. 2. Available at: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.6> (accessed 12 January 2022) (in Russian).

16. Pashintsev V. P., Koval S. A., Chipiga A. F., Skorik A. D. Analytical method for determining the interval of spatial correlation of fading in a single-beam decameter radio line. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2021. vol. 80. no 2. pp. 89-104.

17. Pashintsev V. P., Tishkin S. A., Smirnov A. A., Borovlev I. I. Ekvivalentniy put' rasprostraneniya dekametrovoyo volny v sfericheskisloistoy ionosphere [Equivalent way of distribution of a decameter wave in a spherically layered ionosphere]. *Journal of radio electronics*, 2001, no. 8. Available at: <http://jre.cplire.ru/jre/aug01/1/text.html> (accessed 12 January 2022) (in Russian).

18. Yeh K. C., Liu C. H. Radio wave scintillations in the ionosphere. *Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers*. 1982. vol.70. no.4. pp.324-360.

19. Liu C. H., Wernik A. W. A characterization of transionospheric fading communication channel. *IEEE Transactions on Communications*. 1975. vol. 23. pp. 773–776.

20. Dwight H. B., *Tables of integrals and other mathematical data*. New York, Macmillan Co. Publ, 1961. 336 p.

21. Isimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. New York, Academic Publ, 1978. 317 p.

22. Pashintsev V. P., Koval S. A., Kabanovich S. G., Vanyushin V. M. Utochnennoye vyrazheniye rascheta intervala chastotnoy korrelyatsii zamiraniy v odnoluchevoy dekametrovoy radiolinii [Refined expression for calculating the interval of frequency correlation of fades in a single-beam high-wave radio line].

Doklady vserossiyskoy konferentsii "Radioelektronnyye ustroystva i sistemy dlya infokommunikatsionnykh tekhnologiy" ("REUS-2021") [Proceedings of all-russian conference "The radio-electronic devices and systems for the infocommunication technologies" ("REDS-2021")]. Moscow, 2021, pp. 102-107 (in Russian).

23. Nemirovskiy A. S. *Bor'ba s zamiraniyami pri peredache analogovykh signalov* [Dealing with fading in analog transmission]. Moscow, Radio i svyaz Publ., 1984. 208 p. (in Russian).

24. Pashintsev V. P., Koval S. A., Galushko Yu. I., Senokosova A. V., Gribanov E. V. *Sposob opredeleniya velichiny intensivnosti neodnorodnostey ionosfery po dannym vertikalnogo zondirovaniya* [Method for determining the intensity of ionospheric inhomogeneities according to vertical sounding data]. Patent Russia, no. 2403592. 2010.

25. Pashintsev V. P., Smirnov V. M., Chipiga A. F., Tsimbal V. A., Shevchenko V. A., Smirnova E. V., Strekozov V. I., Koval S. A., Lyakhov A. V., Peskov M. V., Kiselev D. P. *Sposob opredeleniya vysotnogo profilya elektronnoy kontsentratsii neodnorodnoy ionosfery* [Method for determining the altitude profile of the electron density of the inhomogeneous ionosphere]. Patent Russia, no. 2626404. 2017.

Статья поступила 7 февраля 2022 г.

Информация об авторах

Коваль Станислав Андреевич – кандидат технических наук. Докторант. Военная академия связи имени Маршала Советского Союза С. М. Буденного. Область научных интересов: мониторинг параметров ионосферы в интересах декаметрового связи. E-mail: _bober_@mail.ru

Адрес: 194064, Россия, г. Санкт-Петербург, Тихорецкий пр., д. 3.

Пашицев Владимир Петрович – доктор технических наук, профессор. Профессор кафедры «Информационная безопасность автоматизированных систем». Северо-Кавказский федеральный университет. Область научных интересов: влияние возмущений ионосферы на показатели качества систем спутниковой связи и навигации. E-mail: pasintsevp@mail.ru

Адрес: 355017, Россия, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1.

Копытов Владимир Вячеславович – доктор технических наук, профессор. Профессор кафедры организации и технологии защиты информации. Северо-Кавказский федеральный университет. Область научных интересов: нелинейная динамика в задачах обработки и передачи информации. E-mail: vkopytov@ncfu.ru

Адрес: 355017, Россия, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1.

Манаенко Сергей Сергеевич – кандидат технических наук. Доцент кафедры радиосвязи. Военная академия связи имени Маршала Советского Союза С. М. Буденного. Область научных интересов: повышение помехоустойчивости систем связи с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты. E-mail: manaenkoss@mail.ru

Адрес: 194064, Россия, г. Санкт-Петербург, Тихорецкий пр., д. 3.

Белоконь Дмитрий Александрович – соискатель ученой степени кандидата технических наук. Аспирант кафедры «Информационная безопасность автоматизированных систем». Северо-Кавказский федеральный университет. Область научных интересов: повышение надежности декаметровый связи в условиях диффузной многолучевости. E-mail: ahoi8@yandex.ru

Адрес: 355017, Россия, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1.

Method for determining the fading frequency correlation interval in a single-beam decameter radio link

S. A. Koval, V. P. Pashintsev, V. V. Kopytov,
S. S. Manaenko, D. A. Belokon

Problem statement: it is known that in single-beam (i.e., with one mode) decameter radio lines, interference fading occurs due to wave scattering on small-scale irregularities in the ionosphere. In this case, the fading frequency correlation interval can vary over a wide range: from 2 kHz to 20 kHz. Under conditions of diffuseness (i.e., an increase in the intensity of inhomogeneities) of the ionosphere, it can be less than 2 kHz. The dependence of the frequency correlation interval of fading in a single-beam decameter radio link on the choice of operating frequency and the degree of diffuseness of the ionosphere is known. However, this dependence is valid only under conditions of strong diffuseness and gives overestimated results for a normal (non-diffuse) ionosphere. In addition, the dependence of the frequency correlation interval of a decameter radio link on the communication range under diffuse ionospheric conditions has not been studied. **The purpose of work** is development of an method for determining the dependence of the frequency correlation interval of fading in a single-beam decameter radio link on the choice of operating frequency, intensity of ionospheric inhomogeneities, and a given communication range. **The novelty** is to develop a method for establishing the dependence of the frequency correlation interval of fading in a single-beam decameter radio link on the operating frequency, the intensity of ionospheric irregularities and the communication range, which allows obtaining reliable calculation results in conditions of not only diffuse, but also normal ionosphere. **Result:** the development of the method is carried out on the basis of the complex application of two models for describing the propagation of a wave in the same single-beam decameter radio line: 1) a multibeam model taking into account the diffuseness of the ionosphere; 2) radiophysical model taking into account wave diffraction on small-scale irregularities of the ionosphere by the parabolic equation method. **Practical importance:** the developed method makes it possible to calculate the frequency correlation interval of fading in a single-beam decameter radio link with different communication ranges for an arbitrary degree of diffuseness of the ionosphere and the choice of different operating frequencies relative to the maximum applicable frequency. It is shown that with an increase in the degree of diffuseness of the ionosphere and a decrease in the communication range, the frequency correlation interval of fading in a single-beam decameter radio link can narrow from 10...28 kHz to 1...2.5 kHz. It is substantiated that the dependence of the frequency correlation interval in a single-beam decameter radio link on the choice of operating frequency relative to the maximum applicable frequency depends on the degree of diffuseness of the ionosphere: with a normal ionosphere, it is directly proportional, and with a diffuse one, it is inversely proportional.

Keywords: decameter radio line, ionosphere, diffuseness, small-scale irregularities, diffraction, phase front fluctuations, fading, frequency correlation interval.

Information about Authors

Stanislav Andreevich Koval – Ph.D. of Engineering Sciences. Doctoral Candidate. Military Communications Academy named after the Marshal of the Soviet Union S. M. Budenny. Field of research: monitoring of ionosphere parameters for decimeter radio. E-mail: _bober_@mail.ru

Address: Russia, 194064, St. Petersburg, Tikhoretsky avenue, 3.

Vladimir Petrovich Pashintsev – Dr. habil. of Engineering Sciences, Full Professor. Professor of at the Department of Information Security of Automated Systems. North Caucasus Federal University. Field of research: the influence of ionospheric disturbances on the quality indicators of satellite communication and navigation systems. E-mail: pasintsevp@mail.ru

Address: Russia, 355017, Stavropol, Pushkina street, 1.

Vladimir Vyacheslavovich Kopytov – Dr. habil. of Engineering Sciences, Full Professor. Professor of at the Department of Organization and Technology of Information Protection. North Caucasus Federal University. Field of research: nonlinear dynamics in problems of information processing and transmission. E-mail: vkopytov@ncfu.ru

Address: Russia, 355017, Stavropol, Pushkina street, 1.

Sergei Sergeevich Manaenko – Ph.D. of Engineering Sciences. Associate Professor at the Department of Radio Communication. Military Communications Academy named after the Marshal of the Soviet Union S. M. Budenny. Field of research: improving the noise immunity of communication systems with pseudo-random tuning of the operating frequency. E-mail: manaenkoss@mail.ru

Address: Russia, 194064, St. Petersburg, Tikhoretsky avenue, 3.

Dmitry Aleksandrovich Belokon – Doctoral student. Postgraduate student of the Department of Information Security of Automated Systems. North Caucasus Federal University. Field of research: improving the reliability of decameter communication in conditions of diffuse multipath. E-mail: ahoi8@yandex.ru

Address: Russia, 355017, Stavropol, Pushkina street, 1.