

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.6.3>

УДК: 621.391.8

**СТРУКТУРНО-МНОГОЛУЧЕВОЙ ПОДХОД  
К РАЗРАБОТКЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ МОДЕЛИ  
ОДНОМОДОВОГО ДЕКАМЕТРОВОГО КАНАЛА СВЯЗИ  
С ДИФFUЗНОЙ МНОГОЛУЧЕВОСТЬЮ**

В.П. Пашинцев<sup>1</sup>, С.А. Коваль<sup>2</sup>, В.А. Цимбал<sup>3</sup>,  
В.Е. Тоискин<sup>3</sup>, М.А. Сенокосов<sup>1</sup>, А.Д. Скорик<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Северо-Кавказский федеральный университет  
355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1

<sup>2</sup> Военная академия связи имени Маршала Советского Союза С. М. Буденного  
194064, г. Санкт-Петербург, Тихорецкий проспект, д. 3

<sup>3</sup> Военная академия ракетных войск стратегического назначения  
(филиал в г. Серпухов, Московской области)  
142210, г. Серпухов, ул. Бригадная, д. 17

<sup>4</sup> Российский институт мощного радиостроения  
199178, г. Санкт-Петербург, ул. 11 линия В.О., д. 66

Статья поступила в редакцию 29 апреля 2022 г.

**Аннотация.** Разработан структурно-многолучевой подход к построению пространственно-временной модели одномодового декаметрового канала связи, позволяющей определить двухчастотную пространственную корреляционную функцию одномодового декаметрового канала связи и установить зависимости интервалов частотной и пространственной корреляции замираний от рабочей частоты, параметров диффузной ионосферы и геометрии радиолинии. Метод построения данной модели канала связи с использованием структурно-многолучевого подхода включает четыре этапа: 1) разработки многолучевой пространственно-временной модели декаметрового канала связи; 2) разработки радиофизической пространственно-временной модели распространения радиоволны в декаметровой радиолинии с учетом влияния неоднородностей (диффузности) ионосферы на основе метода плавных возмущений;

3) отождествления многолучевой и радиофизической моделей для определения двухчастотной пространственной корреляционной функции декаметрового канала связи; 4) определения зависимости интервалов частотной и пространственной корреляции замираний в одномодовом декаметровом канале связи от выбора рабочей частоты, параметров диффузной ионосферы и геометрии радиолинии.

**Ключевые слова:** декаметровый канал связи, ионосфера, мелкомасштабные неоднородности, диффузность, амплитудно-фазовый фронт, многолучевость, селективные замирания, интервалы частотной и пространственной корреляции.

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

**Автор для переписки:** Коваль Станислав Андреевич, [bober@mail.ru](mailto:bober@mail.ru)

## Введение

Известно [1-3], что распространение радиоволн в радиолиниях декаметровой (ДКМ) радиосвязи сопровождается эффектами многолучевости. При этом различают дискретную и диффузную многолучевость. Дискретная многолучевость образуется по причине прихода в точку приема некоторого конечного числа лучей по различным траекториям. Диффузная многолучевость может наблюдаться и при распространении одного дискретного луча (моды) по причине диффузного отражения (рассеяния) волны в ионосфере из-за наличия в ней мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации. Иногда замирания сигналов в ДКМ радиолинии объясняют эффектами дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы [2, 4-6]. Результатом их проявления являются флуктуации амплитудно-фазового фронта волны в плоскости приема, которые обуславливают замирания сигналов на входе приемника (т.е. на выходе приемной антенны). Для борьбы с замираниями в ДКМ радиолиниях широко используется прием сигналов на две или более антенн, разнесенных между собой на расстояние  $\Delta r$  [1, 7-9].

Мелкомасштабные неоднородности ионосферы характеризуются их интенсивностью  $\beta_n = \sigma_{\Delta N} / \bar{N}$ , т.е. среднеквадратическим отклонением (СКО) флуктуаций электронной концентрации ( $\Delta N$ ) относительно среднего значения ( $\bar{N}$ ). Обосновано [10], что по величине  $\beta_n$  целесообразно оценивать степень (уровень) диффузности ионосферы. В условиях роста диффузности ионосферы возрастают флуктуации углов прихода  $\Delta\theta_i \sim \beta_n$  множества ( $i$ ) рассеянных лучей в место приема, что обуславливает уменьшение интервала пространственной корреляции замираний  $\Delta\rho_k \sim 1 / \Delta\theta_i$  [7, 9, 11]. Если он меньше пространственного разнosa приемных антенн ( $\Delta\rho > \Delta\rho_k$ ), то возникают некоррелированные пространственно-селективные замирания сигналов в антеннах, которые обуславливают эффективное использование разнесенного приема и высокое качество ДКМ связи [7, 9].

Возрастание степени диффузности ионосферы  $\beta_n$  сопровождается ростом флуктуаций не только углов прихода  $\Delta\theta_i \sim \beta_n$  лучей в место приема, но и относительного времени их запаздывания  $\Delta\tau_i \sim \beta_n$ , что обуславливает сужение интервала частотной корреляции замираний  $\Delta F_k \sim 1 / \Delta\tau_i$  [7-9]. Если он становится меньше ширины спектра сигнала ( $\Delta F_k < \Delta F_0$ ), то возникают частотно-селективные замирания принимаемых сигналов, которые снижают качество их корреляционной обработки в системах ДКМ связи [7, 9, 12]. Однако, если использовать методы частотно-разнесенного приема сигналов на интервал  $\Delta F > \Delta F_k$ , то обеспечивается эффективное использование разнесенного приема и высокое качество ДКМ связи [7-9]. Очевидно, что эффективность функционирования систем ДКМ связи с применением смешанного пространственно-частотного разнесенного приема в условиях диффузности ионосферы (т.е. увеличения  $\beta_n$ ) определяется в первую очередь знанием зависимости интервалов частотной  $\Delta F_k \sim 1 / \beta_n$  и пространственной  $\Delta\rho_k \sim 1 / \beta_n$  корреляции замираний ДКМ волны в месте приема.

Поскольку возрастание диффузности ионосферы ( $\beta_n$ ) сопровождается одновременным уменьшением интервалов частотной  $\Delta F_k \sim 1/\beta_n$  и пространственной  $\Delta\rho_k \sim 1/\beta_n$  корреляции замираний ДКМ волны, то для их нахождения необходимо разработать метод определения двухчастотной пространственной корреляционной функции ДКМ канала связи  $K(\Delta F, \Delta\rho)$ . Для решения этой задачи необходимо разработать модель пространственно-временного ДКМ канала связи, позволяющего описать одновременно пространственно-селективные и частотно-селективные замирания.

Следует отметить, что при моделировании каналов связи с замираниями возможны два существенно разных подхода – структурно-физический (или просто структурный) и феноменологический [11-13]. Первый из них предполагает изучение реальных преобразований переданного сигнала в среде распространения с учетом ее физических свойств и отражение структуры этих преобразований с необходимой точностью в модели. К моделям этого типа относится описание пространственно-временных радиоканалов на основе уравнений Максвелла. Недостатками этих моделей являются их сложность и малоприспособленность для синтеза алгоритмов приема сигналов, поскольку структурно-физический подход не описывает среду распространения радиоволн в целом как фильтр с пространственно-частотными передаточными функциями.

Феноменологический подход описывает наблюдаемые явления (феномены) без объяснения причин их возникновения. Он базируется на представлении о канале связи как о «черном ящике», внутренняя структура которого не рассматривается, и поэтому не учитывает физических параметров, среды, обуславливающих возникновение многолучевого распространения волны и ее замираний в точке приема. Такой канал обычно рассматривают как некоторый фильтр с определенной передаточной функцией или импульсной переходной характеристикой. Корреляционные функции передаточных функций канала по частоте  $K(\Delta F)$  и пространству  $K(\Delta\rho)$  обычно определяются

экспериментальным путем и составляют основу для синтеза оптимальных алгоритмов и схем обработки сигналов.

В настоящее время для моделирования каналов связи с замираниями наибольшее распространение получил феноменологический подход, основанный на лучевых представлениях [11-13]. В рамках этого подхода можно установить влияние параметров входящих лучей (например,  $\Delta\tau_i$ ,  $\Delta\theta_i$ ) на передаточные функции канала по частоте и пространству и их корреляционные функции  $K(\Delta F)$  и  $K(\Delta\rho)$ . Однако установить зависимость корреляционных функций  $K(\Delta F)$  и  $K(\Delta\rho)$  от физических параметров среды распространения (например, интенсивности  $\beta_n$  неоднородностей ионосферы) невозможно.

Применение структурно - физического подхода при моделировании ДКМ канала связи ограничено рассмотрением случая прихода нескольких ( $i=2\dots3$ ) дискретных лучей [14, 15] без учета диффузной (т.е. непрерывной, рассеянной) многолучевости каждого из дискретных лучей. В рамках приближения геометрической оптики определяются траекторные и энергетические характеристики отдельных дискретных лучей путем решения расширенной системы характеристических уравнений и последующего расчета суммарного поля ДКМ волны в точке приема. При этом отсутствует учет уровня диффузности ( $\beta_n$ ) ионосферы и его влияния на флуктуации углов прихода  $\Delta\theta_i \sim \beta_n$  и времени запаздывания  $\Delta\tau_i \sim \beta_n$  рассеянных лучей в составе каждого дискретного луча.

Следует отметить, что в [4] разработана математическая модель однолучевого, или одномодового (т.е. при однократном отражении ДКМ волны от ионосферы) ДКМ канала связи на основе комплексного применения традиционных методов построения многолучевых моделей с рассеянием для описания замираний принимаемых сигналов в этом канале и радиофизического метода фазового экрана для описания дифракции волны на неоднородностях ионосферы и ее сцинтилляций в точке приема.

Анализ этой модели показывает, что основу ее построения составляет структурно-физический подход, поскольку методы статистической радиофизики

(в том числе и метод фазового экрана) учитывают влияние неоднородностей среды на флуктуации поля принимаемой волны на базе решения уравнения Гельмгольца, которое является частным случаем уравнений Максвелла [16]. Однако структурно-физический подход в [4] получил развитие в направлении устранения основного его недостатка: отсутствия описания среды распространения радиоволн в одномодовом ДКМ канале связи в целом как фильтра с пространственно-частотными передаточными функциями.

С этой целью радиофизический метод фазового экрана был использован в комплексе с феноменологическим многолучевым подходом. Поэтому разработанный в [4] подход по моделированию одномодового ДКМ канала связи с диффузной многолучевостью правильнее было бы назвать комплексным структурно-многолучевым подходом. В результате его разработки была получена аналитическая зависимость двухчастотной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega=2\pi\Delta F)$  такого ДКМ канала связи от частотных параметров передаваемых сигналов (рабочей (несущей) частоты  $\omega_0 = 2\pi f_0$  и ширины спектра  $\Delta\Omega_0 = 2\pi\Delta F_0$ ), геометрии радиолинии (определяемой углом падения  $\theta_0$  фронта ДКМ волны на ионосферу) и физических параметров ионосферы. К числу последних относятся среднее значение электронной концентрации на высоте  $h = h_m$  максимума ионизации  $\bar{N}(h_m)$ , интенсивность  $\beta_n$  мелкомасштабных неоднородностей ионосферы (степень диффузности) и их характерный размер  $l_s$ . На основе зависимости  $K(\Delta\Omega) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0\}$  получена аналитическая зависимость  $\Delta\Omega_k \sim 1/\beta_n f_0$  интервала частотной корреляции замираний ДКМ волны в месте приема от степени диффузности ионосферы ( $\beta_n$ ) и выбора рабочей частоты ( $f_0$ ).

Недостатком разработанной в [4] математической (точнее, структурно-многолучевой) модели является то, что она базируется на радиофизическом методе фазового экрана, тогда как более точные результаты определения зависимости  $K(\Delta\Omega) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0\}$  может обеспечить применение

метода плавных возмущений или метода параболического уравнения [16, 17]. Это обусловлено тем, что данные радиофизические методы учитывают влияние мелкомасштабных неоднородностей ионосферы на флуктуации (искажения) не только фазового фронта волны на выходе ионосферы, но и амплитудного фронта (вследствие эффектов дифракции волны внутри неоднородного слоя). Полученная на основе зависимости  $K(\Delta\Omega) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0\}$  аналитическая зависимость  $\Delta\Omega_k \sim 1/\beta_n f_0$  интервала частотной корреляции замираний ДКМ волны от степени диффузности ионосферы ( $\beta_n$ ) и выбора рабочей частоты ( $f_0$ ) не обеспечивает достоверности расчетов при нормальной ионосфере (поскольку при  $\beta_n \rightarrow 0$  дает  $\Delta\Omega_k \rightarrow \infty$ ).

Кроме того, разработанная в [4] на основе структурно-многолучевого подхода математическая модель относится к классу временных каналов связи и описывает ДКМ канал связи с общими и частотно-селективными замираниями (ЧСЗ), вызванными диффузной многолучевостью. Однако в ДКМ каналах связи одновременно с ЧСЗ могут возникать и пространственно-селективные замирания (ПСЗ).

Известен [18] метод построения пространственно-временной модели спутникового канала связи с ПСЗ на основе комплексного применения многолучевых моделей принимаемых сигналов и радиофизического метода параболического уравнения. Анализ этой модели показывает, что основу ее построения составляет структурно-физический (а точнее – структурно-многолучевой) подход. Эта модель была ограничена рассмотрением передачи монохроматического сигнала с несущей частотой  $f_0$ . В результате была получена аналитическая зависимость  $K(\Delta\rho) = \psi\{f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho\}$  нормированной пространственной (двухточечной) корреляционной функции такого канала связи от несущей частоты ( $f_0$ ), физических параметров неоднородной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) и пространственного параметра приемной антенны  $\Delta\rho$ . Полученная на основе зависимости

$K(\Delta\rho) = \psi\{f_0, \Delta\rho, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0\}$  аналитическая зависимость  $\Delta\rho_k \sim 1/\beta_n f_0$  интервала пространственной корреляции замираний ДКМ волны от степени диффузности ионосферы ( $\beta_n$ ) и выбора рабочей частоты ( $f_0$ ) не обеспечивает достоверности расчетов при нормальной ионосфере (поскольку при  $\beta_n \rightarrow 0$  дает  $\Delta\rho_k \rightarrow \infty$ ).

Для оценки качества приема сигналов в ДКМ каналах связи с диффузной многолучевостью и одновременным проявлением ЧСЗ и ПСЗ необходимо знать двухчастотную пространственную корреляционную функцию  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$ , где

$\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = \omega_1 - \omega_2$  – разнос частот;  $\Delta\rho = (\rho_1 - \rho_2)$  – пространственный разнос. Эта функция характеризует степень ЧСЗ и ПСЗ двух гармоник принимаемого сигнала с частотами  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega_1$  и  $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_2$  (в пределах ширины спектра  $\Delta\Omega_0 \geq \Delta\Omega = \omega_2 - \omega_1 = \Omega_2 - \Omega_1$ ) в двух точках  $\rho_1 = (x_1, y_1)$  и  $\rho_2 = (x_2, y_2)$  пространства.

Знание двухчастотной пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  позволит определить интервалы частотной  $\Delta\Omega_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  и пространственной  $\Delta\rho_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  корреляции замираний в ветвях разнесения при изменении статистических характеристик ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m)$ ) и выработать практические рекомендации по адаптации систем ДКМ радиосвязи с применением смешанного пространственно-частотного разнесенного приема в условиях диффузности ионосферы.

Таким образом, цель статьи состоит в разработке комплексного структурно-многолучевого подхода к построению пространственно-временной модели одномодового ДКМ канала связи с диффузной многолучевостью, позволяющей определить двухчастотную пространственную корреляционную функцию канала  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  и установить зависимости интервалов частотной ( $\Delta\Omega_k$ ) и пространственной ( $\Delta\rho_k$ ) корреляции замираний от выбора рабочей



частоты ( $f_0$ ), параметров диффузной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) и геометрии радиолинии ( $\theta_0$ ).

Для достижения поставленной цели необходимо решить задачу разработки пространственно-временной (ПВ) модели ДКМ канала связи на основе теоретического обобщения структурно-физического и многолучевого подхода [4] в направлении дополнительного учета пространственных характеристик распространения ДКМ волны и приемных антенн, а также обобщения ПВ модели [18] в направлении учета полосы когерентности (интервала частотной корреляции) канала и широкополосности сигналов.

Метод получения требуемых функциональных зависимостей для интервалов частотной  $\Delta\Omega_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  и пространственной  $\Delta\rho_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  корреляции замираний включает четыре этапа:

- 1) разработки многолучевой ПВ модели ДКМ канала связи;
- 2) разработки радиофизической ПВ модели распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с учетом влияния неоднородностей (диффузности) ионосферы с использованием метода плавных возмущений;
- 3) отождествления многолучевой и радиофизической моделей для определения нормированной двухчастотной пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  ДКМ канала связи;

- 4) определения зависимости интервалов частотной  $\Delta\Omega_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  и пространственной  $\Delta\rho_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  корреляции замираний в одномодовом ДКМ канале связи от выбора рабочей частоты ( $f_0$ ), параметров диффузной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) ионосферы и геометрии радиолинии ( $\theta_0$ ).

## 1. Многолучевая пространственно-временная модель декаметрового канала связи

Известно [8, 12], что построение ПВ модели каналов связи с замираниями обычно предполагает установление аналитической зависимости комплексного ПВ поля волны на входе приемной антенны  $\dot{u}(t, \rho)$  от передаваемого сигнала  $\dot{s}_i(t)$  и комплексной передаточной функцией канала связи по частоте и пространству  $\dot{K}(\omega, \rho)$ . Для полного задания модели ПВ канала связи необходимо определить статистические характеристики (СХ) передаточной функции  $\dot{K}(\omega, \rho)$ , в частности, нормированную двухчастотную пространственную функцию  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  канала связи.

Основным недостатком известных [8, 12] методов разработки многолучевых ПВ моделей каналов связи является то, что они не устанавливают зависимость  $\dot{K}(\omega, \rho)$  одновременно от относительного времени запаздывания  $\Delta\tau_i$  диффузных (рассеянных) лучей и от углов их прихода  $\Delta\theta_i$  к приемной антенне и не связывают значения  $\Delta\tau_i$  и  $\Delta\theta_i$  с параметрами передаваемых сигналов и неоднородностями среды распространения радиоволн. Согласно [13] основным препятствием на пути применения структурно-физического подхода для моделирования ДКМ каналов связи с диффузной (непрерывной) многолучевостью является невозможность определения СХ относительного времени запаздывания  $\Delta\tau_i$  диффузных лучей в точку приема и их зависимости от параметров среды, протяженности радиолинии и параметров антенн. По этой причине СХ указанной передаточной функции (в том числе  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$ ) обычно определяются экспериментально и не связываются с основными факторами распространения ДКМ волны: выбором рабочей (несущей) частоты  $f_0 = c/\lambda_0$  и ширины спектра  $\Delta\Omega$  сигнала, параметрами неоднородной ионосферы  $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ , приемной антенны  $\Delta\rho$  и геометрии радиолинии  $\theta_0$ .

В соответствии с существующим феноменологическим многолучевым подходом к построению ПВ моделей каналов [12], в дальнейшем будем считать, что на вход канала поступает комплексный передаваемый сигнал  $\dot{s}_i(t)$ , который имеет чисто временной характер, а на выходе ПВ канала формируется комплексное ПВ поле волны, поступающее на вход приемной антенны  $\dot{u}(t, \rho)$ .

Прежде чем приступить к разработке многолучевой модели ДКМ канала связи, проанализируем (рис. 1) изменение электронной концентрации в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями и механизм распространения амплитудно-фазового фронта ДКМ волны от передатчика (ПРД) до выхода из неоднородного ионосферного слоя F [4].

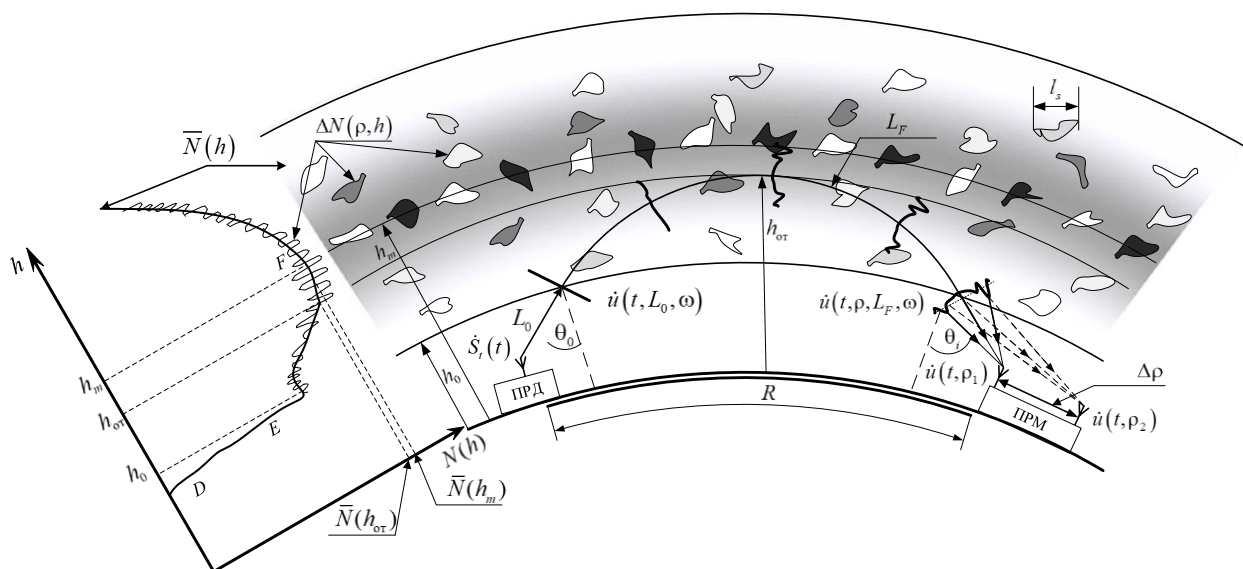


Рис. 1. Изменение электронной концентрации  $N(\rho, h)$  в неоднородной ионосфере и механизм распространения амплитудно-фазового фронта ДКМ волны

Известно [4], что изменение электронной концентрации (ЭК) в ионосфере (рис. 1) описывается изменением по высоте  $h$  ее среднего значения  $\bar{N}(h)$  и пространственных поперечных  $\rho = (x, y)$  флуктуаций ЭК  $\Delta N(\rho, h)$  в мелкомасштабных неоднородностях

$$N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h) = \bar{N}(h) \left( 1 + \Delta N(\rho, h) / \bar{N}(h) \right). \quad (1)$$

При этом интенсивность неоднородностей ионосферы, характеризующая среднеквадратическое отклонение (СКО) относительных флуктуаций ЭК  $\Delta N(\rho, h) / \bar{N}(h)$ , практически не зависит от высоты  $h$ :

$$\beta_n = \frac{\sqrt{\Delta N(\rho, h)^2}}{\bar{N}(h)} = \frac{\sigma_{\Delta N}(h)}{\bar{N}(h)} = \frac{\sigma_{\Delta N}(h_m)}{\bar{N}(h_m)} = \frac{\sigma_{\Delta N}}{\bar{N}_m} \approx const. \quad (2)$$

Поэтому СКО флуктуаций ЭК в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы  $\Delta N(\rho, h)$  в слое F намного больше, чем в нижних слоях (D, E) и возрастает при приближении к высоте  $h = h_m$  с максимальной средней ЭК  $\bar{N}(h_m)$ , т.е.  $\sigma_{\Delta N}(h_m) = \beta_n \bar{N}(h_m) > \sigma_{\Delta N}(h) = \beta_n \bar{N}(h)$ .

Передаваемый комплексный сигнал с несущей частотой  $\omega_0$  запишем в виде [4]

$$\begin{aligned} \dot{s}_t(t) &= \dot{S}_t(t) \exp(j\omega_0 t) = \sqrt{P_t(t)} \exp(j\Phi_t(t)) \exp(j\omega_0 t) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(j\Omega t) \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t). \end{aligned} \quad (3)$$

Он характеризуется комплексной огибающей  $\dot{S}_t(t)$  сигнала со спектром  $\dot{S}_t(\Omega)$ , где  $\Omega = \omega - \omega_0$ , его мощностью  $P_t(t)$  и фазой  $\Phi(t)$ . При излучении сигнала (3) комплексное поле волны, прошедшей в свободном пространстве путь  $L_0$  и падающей под углом  $\theta_0$  на нижнюю границу слоя F, описывается уравнением волны с плоским (см. рис. 1) амплитудным ( $A$ ) и фазовым ( $\varphi$ ) фронтом

$$\begin{aligned} \dot{i}(t, L_0, \omega) &= A(L_0) \exp\left(j\left((\omega_0 t + \Phi_t(t)) - \varphi(L_0, \omega)\right)\right) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_0)} \times \\ &\times \exp\left(j\left((\omega_0 t + \Phi_t(t)) - \varphi(L_0, \omega)\right)\right) = \\ &= \sqrt{K_{oc}(L_0)} \dot{S}_t(t - L_0 / c) \exp(j\omega_0(t - L_0 / c)), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A(L_0) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_0)}$  – амплитуда во фронте волны;  $K_{oc}(L_0) \sim G_t W_{cb}^2(L_0) = G_t (\lambda / 4\pi L_0)^2$  – коэффициент ослабления мощности передаваемого сигнала  $P_t(t)$  с учетом коэффициента усиления передающей

антенны  $G_t$  и множителя ослабления волны  $W_{\text{св}}^2(L_0) = (\lambda_0 / 4\pi L_0)^2$  в свободном пространстве на расстоянии  $L_0$ ;

$$\varphi(L_0, \omega) = kL_0 = (2\pi / \lambda)L_0 = (2\pi f / c)L_0 = \omega(L_0 / c) = (\omega_0 + \Omega)(L_0 / c) \quad (5)$$

– набег фазы во фронте волны с частотой  $\omega = \omega_0 + \Omega$  при ее распространении в свободном пространстве на расстояние  $L_0$  со скоростью света  $c$  (за время  $L_0 / c$ ).

При распространении ДКМ волны на частоте  $\omega = \omega_0 + \Omega$  в отражающем ионосферном слое F ее амплитудный  $A(\rho, L_F)$  и фазовый  $\varphi(\rho, L_F, \omega)$  фронт на выходе слоя будут искаженными (см. рис. 1) по пространству  $\rho = (x, y)$  и комплексное поле выходной волны описывается выражением

$$\dot{i}(t, \rho, L_F, \omega) = A(\rho, L_F) \exp\left(j\left(\left(\omega_0 t + \Phi_t(t)\right) - \varphi(\rho, L_F, \omega)\right)\right). \quad (6)$$

Фазовый фронт выходной волны (6) на рабочей частоте  $\omega_0 = 2\pi f_0$  описывается выражением общего вида

$$\varphi(\rho, L_F, \omega_0) = (\omega_0 / c) \int_{L_F} n(\rho, h) dl, \quad (5a)$$

где  $L_F$  – реальный путь вдоль траектории ДКМ волны в слое F;  $dl$  – элемент этого пути;  $n(\rho, h)$  – изменение в пространстве коэффициента преломления в ионосфере.

Рабочая частота ДКМ волны выбирается из условий

$$f_0 = K_0 f_m = K_0 f_{\text{кр}} K_s \sec(\theta_0) = K_0 f_{\text{кр}} M = f_N(h_{\text{от}}) M, \quad (7)$$

где  $K_0 = f_0 / f_m$  – коэффициент пропорциональности ( $\approx 0,6 \dots 0,9$ ) между рабочей и максимально применимой частотой  $f_m = f_{\text{кр}} K_s \sec \theta_0 = f_{\text{кр}} M$ ;

$f_{\text{кр}} = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_m)}$  – критическая частота ионосферы;  $K_s$  – поправочный коэффициент на сферичность Земли и ионосферы;  $f_N(h_{\text{от}}) = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{\text{от}})}$  – плазменная частота ионосферы на высоте  $h = h_{\text{от}}$  отражения волны;  $M = K_s \sec \theta_0$  – коэффициент пропорциональности между  $f_m$  и  $f_{\text{кр}}$ .

Для рабочих частот, удовлетворяющих соотношению  $80,8\bar{N}(h_{от})/f_0^2 = f_N^2(h_{от})/f_0^2 = 1/M^2 < 0,19$ , коэффициент преломления в неоднородной ионосфере, с учетом (1), можно представить в приближенном виде [4]

$$n(\rho, h) = \sqrt{1 - 80,8N(\rho, h)/f_0^2} \approx \\ \approx (1 - 40,4\bar{N}(h)/f_0^2) - 40,4\Delta N(\rho, h)/f_0^2 = \bar{n}(h) + \Delta n(\rho, h), \quad (8)$$

где  $\bar{n}(h) = 1 - 40,4\bar{N}(h)/f_0^2$  и  $\Delta n(\rho, h) = -40,4\Delta N(\rho, h)/f_0^2$  – среднее значение и флуктуации коэффициента преломления в неоднородной ионосфере.

В соответствии с выражениями (8) и (5а) фазовый фронт ДКМ волны на выходе из ионосферного слоя F при распространении частотных составляющих  $\omega = \omega_0 + \Omega$  волны с групповой скоростью можно записать в следующем виде:

$$\varphi(\rho, L_F, \omega) = \omega(L_{0F}/c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho, L_F)) = \\ = \omega(L_{0F}/c + \bar{\tau}_r) + \omega\Delta\tau_r(\rho, L_F) = \bar{\varphi}(L_F, \omega) + \Delta\varphi(\rho, L_F, \omega_0), \quad (9)$$

где  $L_{0F} = L_0 + L_F$  – реальный путь ДКМ волны от ПРД до выхода из слоя F;

$$\bar{\tau}_r(L_F) = 40,4 \int_{L_F} \bar{N}(h) dl / cf_0^2; \quad (10)$$

$$\Delta\tau_r(\rho, L_F) = 40,4 \int_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl / cf_0^2, \quad (11)$$

– поправка на среднее значение группового времени запаздывания волны на пути  $L_F$  в ионосферном слое F и флуктуации группового времени запаздывания этой волны относительно  $\bar{\tau}_r$ ;

$$\bar{\varphi}(L_F, \omega) = \omega(L_{0F}/c + \bar{\tau}_r) = (\omega_0 + \Omega)(L_{0F}/c + \bar{\tau}_r); \quad (12)$$

$$\Delta\varphi(\rho, L_F, \omega) = \omega\Delta\tau_r(\rho, L_F) = (\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho, L_F) \quad (13)$$

– среднее значение и флуктуации фазы во фронте волны на выходе ионосферного слоя F.

В отличие от [4] будем считать, что амплитудный фронт ДКМ волны при распространении внутри неоднородного слоя F в результате дифракционных

эффектов претерпевает пространственные флуктуации (искажения). Поэтому амплитудный фронт выходной волны (6) описывается выражением общего вида [16]

$$A(\rho, L_F) = A(L_F) \exp(\chi(\rho, L_F)) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})} \exp(\chi(\rho, L_F)), \quad (14)$$

где  $\chi(\rho, L_F) = \ln(A(\rho, L_F) / A(L_F)) \leq 1$  – флуктуации уровня в амплитудном фронте выходной волны  $A(\rho, L_F)$  относительно его амплитуды при отсутствии

неоднородностей и флуктуаций  $A(L_F) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})}$ ;

$K_{oc}(L_{0F}) \sim G_t W_{cb}^2(L_{0F}) W_{\Pi}^2$  – коэффициент ослабления мощности передаваемого сигнала  $P_t(t)$  с учетом множителя ослабления волны  $W_{cb}^2(L_{0F})$  при ее распространении в свободном пространстве на расстояние  $L_{0F} = L_0 + L_F$  от ПРД до выхода слоя F и множителя поглощения ДКМ волны в ионосфере  $W_{\Pi}^2$ .

В соответствии с выражениями (9-13) и (14) и (3) комплексное поле ДКМ волны на выходе из слоя F ионосферы (6) описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \dot{u}(t, \rho, L_F, \omega) &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})} \exp(\chi(\rho, L_F)) \times \\ &\times \exp(j(\omega_0 t + \Phi_t(t)) - j(\omega_0 + \Omega)(L_{0F} / c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho, L_F))) = \\ &= \sqrt{K_{oc}(L_{0F})} \exp(\chi(\rho, L_F)) \dot{S}_t(t - L_{0F} / c - \bar{\tau}_r - \Delta\tau_r(\rho, L_F)) \times \\ &\times \exp(j\omega_0(t - L_{0F} / c - \bar{\tau}_r - \Delta\tau_r(\rho, L_F))). \end{aligned} \quad (15)$$

Согласно (13-15) поле ДКМ волны на выходе из ионосферного слоя F будет иметь пространственные  $\rho = (x, y)$  флуктуации уровня  $\chi(\rho, L_F)$  и фазы  $\Delta\varphi(\rho, L_F, \omega) = \omega \Delta\tau_r(\rho, L_F)$ , обусловленные согласно (11) мелкомасштабными неоднородностями ионосферы  $\Delta\tau_r(\rho, L_F) \sim \Delta N(\rho, h) / cf_0^2$ .

На базе выражения (15) представляется возможным разработать многолучевую ПВ модель ДКМ канала связи. Для этого необходимо:

1) установить функциональную зависимость  $\dot{u}(t, \rho) = \psi(\dot{s}_t(t), \dot{K}(\omega, \rho))$  комплексного поля волны на входе приемной антенны  $\dot{u}(t, \rho)$  от передаваемого

$\dot{s}_i(t)$  сигнала и комплексной передаточной функции ДКМ канала связи по частоте и пространству  $\dot{K}(\omega, \rho)$ ;

2) определить нормированную двухчастотную пространственную корреляционную функцию ДКМ канала связи  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$ .

С этой целью процесс распространения волны за ионосферой (см. рис. 1) в свободном пространстве на расстояние  $L_0$  до приемной антенны опишем с помощью многолучевой модели канала связи. Согласно [4, 17] поле волны в плоскости приема (на входе приемной антенны) можно рассматривать как результат интерференции множества ( $i = 1 \dots m$ ) лучей, образуемых элементарными участками  $\rho_i$  на поверхности фронта волны на выходе ионосферы (15)  $\dot{u}(t, \rho_i, L_F, \omega)$ , характеризующегося случайными значениями начальных фаз (9)

$$\begin{aligned} \varphi(\rho_i, L_F, \omega) &= \bar{\varphi}(L_F, \omega) + \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega) = \\ &= \omega(L_{0F} / c + \bar{\tau}_r) + \omega\Delta\tau_r(\rho_i, L_F) \end{aligned} \quad (16)$$

и амплитуд (14)

$$\begin{aligned} A(\rho_i, L_F) &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})} \exp(\chi(\rho_i, L_F)) = \\ &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})} K(\rho_i, L_F), \end{aligned} \quad (17)$$

где  $K(\rho_i, L_F) = \exp(\chi(\rho_i, L_F))$  – флуктуации коэффициента ослабления канала связи по амплитуде различных участков фронта выходной волны.

Кроме того, флуктуации различных участков  $\rho_i$  фазового фронта выходной волны  $\Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega)$  обуславливают флуктуации углов его наклона  $\Delta\theta(\rho_i, L_F)$  относительно регулярного (среднего) значения  $\theta_0$ , определяемые как [16, 18]

$$\begin{aligned} \Delta\theta(\rho_i, L_F) &= \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega) / k_0 l_s \approx \\ &\approx \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega_0) / k_0 l_s = \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega_0) c / 2\pi f_0 l_s. \end{aligned} \quad (18)$$

Поскольку за ионосферой лучи распространяются в свободном пространстве, то к раскрытию приемной антенны под различными углами  $\theta_i = \theta_0 + \Delta\theta(\rho_i, L_F)$  приходит множество ( $i = 1 \dots m$ ) диффузных лучей (см. рис. 1), каждый из которых имеет плоский волновой фронт с начальной



фазой и амплитудой, отличающейся от их значений на выходе ионосферы (16, 17) дополнительным влиянием свободного пространства на пути  $L_0$ :

$$\begin{aligned} \varphi_i(\omega) &= \bar{\varphi}(\omega) + \Delta\varphi_i(\omega) = \\ &= \omega(L_\Sigma / c + \bar{\tau}_r) + \omega\Delta\tau(\rho_i, L_F) = \omega\tau_{cp} + \omega\Delta\tau_i, \end{aligned} \quad (19)$$

$$A_i = K_i \sqrt{P_i K_{oc}(L_\Sigma)} = \exp(\chi(\rho_i, L_F)) \sqrt{P_i K_{oc}(L_\Sigma)} = K_i \sqrt{P_i K_{oc}}. \quad (20)$$

Здесь среднее время распространения сигнала в ДКМ канале связи  $\tau_{cp} = L_\Sigma / c + \bar{\tau}_r / c$  и коэффициент его ослабления  $K_{oc} \equiv K_{oc}(L_\Sigma) \sim G_t W_{cb}^2(L_\Sigma) W_{\Pi}^2$  определяются на всем пути от ПРД до приемника (ПРМ)  $L_\Sigma = L_{0F} + L_0 = 2L_0 + L_F$ . При этом флуктуации времени запаздывания ( $\Delta\tau_i$ ), фазы ( $\Delta\varphi_i$ ), угла наклона ( $\Delta\theta_i$ ) и коэффициента ослабления амплитуды ( $K_i$ ) приходящих к приемной антенне диффузных лучей остаются неизменными по сравнению с их значениями на выходе ионосферы и определяются согласно (11) мелкомасштабными неоднородностями ЭК ионосферы  $\Delta N(\rho_i, h)$ :

$$\Delta\tau_i = \Delta\tau_r(\rho_i, L_F) \sim \Delta N(\rho_i, h) / f_0^2; \quad (21)$$

$$\Delta\varphi_i(\omega) = \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega) = \omega\Delta\tau_i \sim \omega\Delta N(\rho_i, h) / f_0^2; \quad (22)$$

$$\Delta\theta_i = \Delta\varphi(\rho_i, L_F, \omega) / k_0 l_s \sim \omega\Delta N(\rho_i, h) / f_0^3 l_s; \quad (23)$$

$$K_i = \exp(\chi(\rho_i, L_F)) \sim \Delta N(\rho_i, h) / f_0. \quad (24)$$

Чтобы определить комплексное поле волны на входе приемной антенны  $\dot{u}(t, \rho)$  проанализируем сначала (рис. 1 и рис. 2) простейший случай прихода одного ( $i$ -го) диффузного луча параметрами  $\Delta\varphi_i(\omega) = \omega\Delta\tau_i$ ,  $\Delta\theta_i$  и  $K_i$  на вход 1-й и 2-й приемной антенн. Будем считать, что 1-я приемная антенна размещена в точке с нулевыми координатами  $\rho = \rho_1 = (x_1, y_1) = 0$ , а 2-я антенна размещена в точке с координатами  $\rho = \rho_2 = (x_2, y_2)$ , которая разнесена на расстояние  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 = \rho$ .

При передаче комплексного сигнала (3)  $\dot{s}_i(t) = \dot{S}_i(t) \exp(j\omega_0 t)$  на вход 1-й приемной антенны (с нулевыми координатами  $\rho_1 = (x_1, y_1) = 0$ ) приходит

комплексное поле  $i$ -го луча с плоским фронтом (рис. 2), характеризующимся случайным значением (19-24) амплитуды  $A_i = K_i \sqrt{P_i K_{oc}(L_\Sigma)}$ , времени распространения  $\tau_i = \tau_{cp} + \Delta\tau_i$  и угла прихода  $\theta_i = \theta_0 + \Delta\theta_i$ . Его можно записать в виде, аналогичном (15):

$$\begin{aligned} \dot{u}_i(t, \rho_1) &= \dot{u}_i(t) = K_i \sqrt{K_{oc}(L_\Sigma)} \dot{S}_i(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i) \exp(j\omega_0(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i)) = \\ &= K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i) \exp(j\omega_0(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i)). \end{aligned} \quad (25)$$

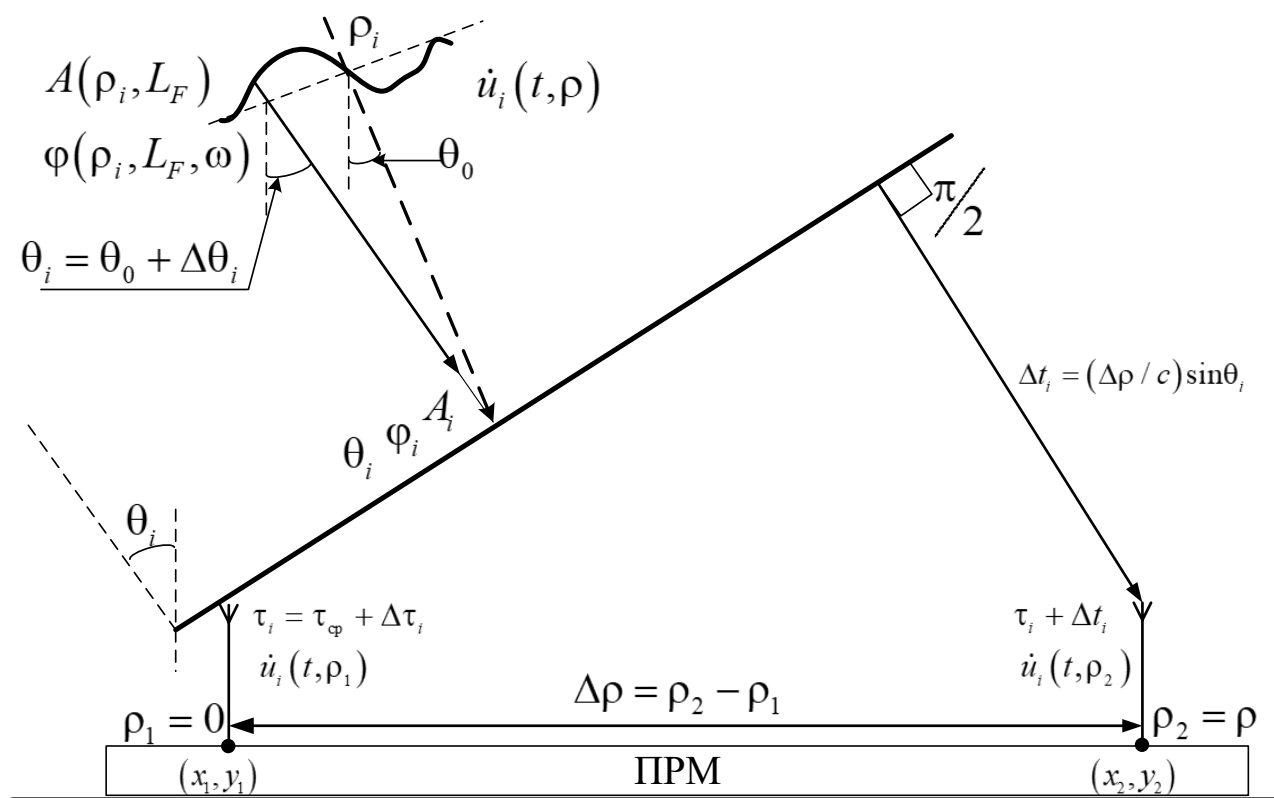


Рис. 2. Иллюстрация прихода одного ( $i$ -го) диффузного луча с плоским фронтом и случайными амплитудой  $A_i$ , фазой  $\Delta\phi_i = \omega\Delta\tau_i$  и углом прихода  $\Delta\theta_i$  на вход 1-й и 2-й приемной антенн

На вход 2-й приемной антенны (с координатами  $\rho = \rho_2 = (x_2, y_2)$ ) приходит комплексное поле  $i$ -го луча с плоским фронтом (рис. 2), которое отличается от комплексного поля волны на входе 1-й приемной антенны лишь отставанием по времени прихода на величину  $\Delta\tau_i = (\Delta\rho / c) \sin\theta_i = (\rho / c) \sin\theta_i$ :

$$\begin{aligned} \dot{u}_i(t, \rho) &= \dot{u}_i(t, \rho_2) = K_i \sqrt{K_{oc}(L_\Sigma)} \times \\ &\times \dot{S}_i(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \Delta\tau_i) \exp(j\omega_0(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \Delta\tau_i)) = \end{aligned}$$

$$= K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \rho \sin\theta_i / c \right) \times \\ \times \exp \left( j\omega_0 \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \rho \sin\theta_i / c \right) \right). \quad (26)$$

В частном случае  $\rho = \rho_i = 0$  общее выражение (26) сводится к виду (25).

Для реальных величин разнеса между приемными ДКМ антеннами  $\Delta\rho = \Delta\rho_a$  (порядка нескольких десятков метров) и частотных параметров передаваемых сигналов ( $1,5 \text{ МГц} \leq f_0 \leq 30 \text{ МГц}$ ,  $\Delta f_0 \sim$  сотни Гц) практически во всех случаях выполняется условие пространственно-временной узкополосности:  $\Delta f_0 / f_0 < \lambda_0 / \Delta\rho_a$ , или  $\Delta\rho_a / c < 1 / \Delta f_0$  [8, 19]. В этом случае в аргументе комплексной огибающей  $\dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \Delta t_i \right)$  выражения (26) можно пренебречь последним слагаемым  $\Delta t_i = \rho \sin\theta_i / c$ . Тогда поле принимаемой ПВ волны (26) можно факторизовать и представить как произведение функций времени и координат:

$$\dot{u}_i(t, \rho) = K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \exp \left( j\omega_0 \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i - \rho \sin\theta_i / c \right) \right) = \\ = K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \exp \left( j\omega_0 \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \right) \times \\ \times \exp \left( j\omega_0 \left( -\rho \sin\theta_i / c \right) \right).$$

С учетом  $\omega_0 / c = 2\pi f_0 / c = 2\pi / \lambda_0$  это выражение преобразуется к виду

$$\dot{u}_i(t, \rho) = K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \exp \left( j\omega_0 \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \right) \times \\ \times \exp \left( -j2\pi \left( \rho / \lambda_0 \right) \sin\theta_i \right) = K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \times \\ \times \exp \left( j\omega_0 \left( t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i \right) \right) \exp \left( -j2\pi \rho' \sin\theta_i \right), \quad (27)$$

где  $\rho' = \rho / \lambda_0$  – угловая пространственная частота (нормированная к длине волны  $\lambda_0 = c / f_0$ ).

Поскольку на вход разнесенных приемных антенн в ДКМ канале связи приходит не один, а множество ( $m$ ) диффузных лучей ( $i=1\dots m$ ), то в соответствии с (27) комплексное поле на входе антенн будет описываться выражением

$$\begin{aligned} \dot{i}(t, \rho) = \sum_{i=1}^m \dot{i}_i(t, \rho) = \sum_{i=1}^m K_i \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_i(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i) \exp(j\omega_0(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i)) \times \\ \times \exp(-j2\pi\rho' \sin\theta_i), \end{aligned} \quad (28)$$

Данное выражение с учетом (3) можно записать в спектральном виде как

$$\begin{aligned} \dot{i}(t, \rho) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \exp(j\Omega(t - \tau_{cp} - \Delta\tau_i)) \frac{d\Omega}{2\pi} \times \\ \times \exp(-j\omega_0\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \sin\theta_i) \exp(j\omega_0(t - \tau_{cp})) = \\ = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \exp(j\Omega(t' - \Delta\tau_i)) \frac{d\Omega}{2\pi} \times \\ \times \exp(-j\omega_0\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \sin\theta_i) \exp(j\omega_0 t'), \end{aligned}$$

где  $t' = t - \tau_{cp}$ .

Последнее выражение можно представить как

$$\begin{aligned} \dot{i}(t, \rho) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \times \\ \times \exp(-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \sin\theta_i) \exp(j\omega_0 t'). \end{aligned} \quad (29)$$

При небольших углах прихода диффузных лучей  $\theta_i = \theta_0 + \Delta\theta(\rho_i, L_F) = \theta_0 + \Delta\theta_i$  значение  $\sin\theta_i \approx \theta_i = \theta_0 + \Delta\theta_i$  и выражение (29) для комплексного поля принимаемой ПВ волны можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{i}(t, \rho) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \times \\ \times \exp(-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \theta_i) \exp(j\omega_0 t') = \\ = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \dot{K}(\omega, \rho') \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \times \\ \times \exp(-j2\pi\rho' \theta_0) \exp(j\omega_0 t'), \end{aligned} \quad (29a)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega, \rho') = \sum_{i=1}^m K_i \exp(-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \Delta\theta_i) \approx \\ \approx \sum_{i=1}^m \exp(\chi_i) \exp(-j\omega\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho' \Delta\theta_i), \end{aligned} \quad (30)$$

– обобщенная комплексная передаточная функция многолучевого ДКМ канала связи по частоте и пространству.

В каналах связи без многолучевости функция раскрыва приемной антенны  $\tilde{\mathfrak{Z}}(\rho')$  выбирается так, чтобы скомпенсировать набег фаз плоского фронта волны, падающей под углом  $\theta_0$ , т.е.  $\tilde{\mathfrak{Z}}(\rho') = \exp(j2\pi\rho'\theta_0)$ . Поэтому в дальнейшем влияние регулярной составляющей угла прихода волны  $\theta_0$  учитывать не будем и выражение (29а) запишем как

$$\dot{i}(t, \rho) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^m K_i \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega) \dot{K}(\omega, \rho') \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t'). \quad (29б)$$

Учитывая, что случайные отклонения  $\Delta\theta_i = \Delta\varphi_i \lambda_0 / 2\pi l_s$ , как и  $\Delta\varphi_i$ , подчиняются гауссовскому закону распределения величин, то статистические характеристики (СХ) поля принимаемой ПВ волны (29б, 30а) будут полностью описываться корреляционной функцией вида

$$B_r(t_1, t_2, \rho'_1, \rho'_2) = K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega_1) \dot{S}_i^*(\Omega_2) \left\langle \dot{K}(\omega_1, \rho'_1) \cdot \dot{K}^*(\omega_2, \rho'_2) \right\rangle \times \\ \times \exp(j(\Omega_1 t'_1 - \Omega_2 t'_2)) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}, \quad (31)$$

где

$$\left\langle \dot{K}(\omega_1, \rho'_1) \cdot \dot{K}^*(\omega_2, \rho'_2) \right\rangle = \dot{K}(\Delta\Omega, \Delta\rho') \quad (32)$$

– двухчастотная двухточечная (пространственная) корреляционная функция ПВ ДКМ канала связи;  $\langle x \rangle \equiv \bar{x}$  – знак статистического усреднения величины  $x$ ;

$\dot{K}(\omega_i, \rho'_i)$  – определяется согласно (30);  $\dot{K}^*(\omega_i, \rho'_i)$  – функция, комплексно-сопряженная с  $\dot{K}(\omega_i, \rho'_i)$ ;  $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = (\omega_0 + \Omega_1) - (\omega_0 - \Omega_2) = \Omega_1 - \Omega_2$ ,  $t'_1 = t_1 - \tau_{cp}$ ;  $t'_2 = t_2 - \tau_{cp}$ ;  $\Delta\rho' = \rho'_1 - \rho'_2$ .

Средняя интенсивность поля принимаемой ПВ волны определяется из (31) в момент времени  $t_1 = t_2 = t$  как

$$\bar{I}_r(t, \rho'_1, \rho'_2) = K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_i(\Omega_1) \dot{S}_i^*(\Omega_2) K(\Delta\Omega, \Delta\rho') \times \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \quad (33)$$

Полученные выражения для комплексного поля принимаемой ПВ волны (28, 29), его корреляционной функции (31) и средней интенсивности (33) полностью описывают многолучевую ПВ модель одномодового ДКМ канала связи. Входящая в эти выражения обобщенная комплексная передаточная функция ДКМ канала связи по частоте и пространству (30)

$$\dot{K}(\omega, \rho') = \sum_{i=1}^m K_i \exp(-j\omega\Delta\tau_i) \exp(-j2\pi\rho'\Delta\theta_i)$$

зависит от частотных параметров ( $\omega = \omega_0 + \Omega$ ) передаваемых сигналов и флуктуаций фаз ( $\Delta\varphi_i = \omega\Delta\tau_i$ ), амплитуд ( $K_i$ ) и углов наклона ( $\Delta\theta_i$ ) приходящих в место точки приема лучей. Поскольку

указанные флуктуации определяются согласно (22-24) флуктуациями ЭК в неоднородностях ионосферы  $\Delta N(\rho_i, h)$  и их размерами  $l_s$ , то двухчастотная пространственная корреляционная функция многолучевой модели ДКМ канала связи (32)  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = \left\langle \dot{K}(\omega_1, \rho'_1) \cdot \dot{K}^*(\omega_2, \rho'_2) \right\rangle$  позволяет лишь на качественном

уровне судить об искомой ее зависимости от частотных параметров передаваемого сигнала, физических параметров неоднородной ионосферы, характеристик приемной антенны и геометрии радиолинии:

$$K(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \psi \left\{ f_0, \Delta\Omega, \beta_{и}, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho, \theta_0 \right\}.$$

## 2. Радиофизическая пространственно-временная модель распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с учетом влияния неоднородностей (диффузности) ионосферы

В результате разработки радиофизической модели описания процесса распространения радиоволн в ДКМ радиолинии должно быть получено выражение для пространственного распределения поля ДКМ волны  $\dot{i}(t, \rho, L_z, \omega)$ ,

прошедшей путь  $L_{\Sigma} = L_{0F} + L_0 = 2L_0 + L_F$  от ПРД до плоскости  $(\rho, L_{\Sigma})$  размещения приемной антенны, и средней интенсивности  $\bar{I}(t, \rho)$  этого поля. Сравнение его с выражением (33) для средней интенсивности поля принимаемой ПВ волны  $\bar{I}_r(t, \rho_1, \rho_2)$ , полученным на основе разработки многолучевой модели ДКМ канала связи, позволит установить искомую зависимость нормированной двухчастотной пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho, \theta_0\}$  от частотных параметров передаваемого сигнала, физических параметров неоднородной ионосферы, характеристик приемной антенны и геометрии радиолинии.

Комплексное поле ДКМ волны на частоте  $\omega = \omega_0 + \Omega$  в плоскости  $\rho = (x, y)$ , перпендикулярной направлению распространения волны на расстоянии  $L_{\Sigma}$  от ПРД (т.е. на входе приемной антенны), описывается аналогично полю  $\dot{i}(t, \rho, L_F, \omega)$  на выходе ионосферного слоя F ионосферы (15) через флуктуации амплитудного  $A(\rho, L_{\Sigma}, \omega)$  и фазового  $\varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega)$  фронта этой волны [16] как

$$\dot{i}(t, \rho, L_{\Sigma}, \omega) = A(\rho, L_{\Sigma}, \omega) \exp(j(\Phi_t(t) - \varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega))) \exp(j\omega_0 t). \quad (34)$$

Амплитудный фронт проходящей волны  $A(\rho, L_{\Sigma}, \omega)$  описывается аналогично фронту выходной волны слоя F ионосферы (14)  $A(\rho, L_F) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{0F})} \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}))$  и отличается от него более высоким коэффициентом ослабления на пути  $L_{\Sigma} > L_{0F}$  и флуктуациями уровня из-за дифракции волны за ионосферным слоем  $\chi(\rho, L_{\Sigma}) > \chi(\rho, L_F)$ :

$$\begin{aligned} A(\rho, L_{\Sigma}, \omega) &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(L_{\Sigma})} \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega)) \equiv \\ &\equiv \sqrt{P_t(t) K_{oc}} \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega)), \end{aligned} \quad (35)$$

где  $K_{oc} \equiv K_{oc}(L_{\Sigma}) \sim G_t W_{cb}^2(L_{\Sigma}) W_{\Pi}^2$  – коэффициент ослабления ДКМ волны на пути от ПРД до ПРМ (без учета влияния неоднородностей ионосферы на распространение радиоволн (РРВ)). Фазовый фронт принимаемой волны

описывается аналогично (9) совокупностью регулярной и флуктуационной составляющих:

$$\begin{aligned}\varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega) &= \bar{\varphi}(L_{\Sigma}, \omega) + \Delta\varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega) = \omega(L_{\Sigma}/c + \bar{\tau}_r) + \omega\Delta\tau_r(\rho, L_{\Sigma}) = \\ &= (\omega_0 + \Omega)\tau_{cp} + (\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho, L_{\Sigma}),\end{aligned}\quad (36)$$

С учетом выражений (35, 36) комплексное поле ДКМ волны в плоскости приема (34) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\dot{u}(t, \rho, z, \omega) &= \sqrt{P_t(t)K_{oc}} \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega)) \times \\ &\exp(j(\Phi_t(t) - \bar{\varphi}(L_{\Sigma}, \omega) - \Delta\varphi(\rho, L_{\Sigma}, \omega))) \exp(j\omega_0 t) = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(\chi(\rho, L_{\Sigma}, \omega) - j\omega\Delta\tau(\rho, L_{\Sigma})) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t') = \\ &= \dot{U}(\rho, L_{\Sigma}, \omega) \exp(j\omega_0 t'),\end{aligned}\quad (37)$$

где  $t' = t - \tau_{cp}$ ;  $\tau_{cp} = L_{\Sigma} / c + \bar{\tau}_r$ ;  $\Delta\tau(\rho, L_{\Sigma}) \sim 40,4\Delta N(\rho, h) / f_0^2$  – флуктуации группового времени запаздывания во фронте проходящей волны относительно его среднего значения  $\tau_{cp}$ , обусловленные неоднородностями ионосферы (11);

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

– комплексная амплитуда поля ДКМ волны на частоте  $\omega = \omega_0 + \Omega_0$  в плоскости приема  $(\rho_1, L_{\Sigma})$ .

Формально выражение для средней интенсивности распределения поля волны на входе приемной антенны (37) описывается выражением вида [8, 16, 20]

$$\begin{aligned}\bar{I}(t, \rho) &\equiv \langle I(t, \rho) \rangle = \langle \dot{U}(\rho_1, L_{\Sigma}, \omega_1) \dot{U}^*(\rho_2, L_{\Sigma}, \omega_2) \rangle = \\ &= K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \langle \exp(\chi(\rho_1, L_{\Sigma}, \omega_1) - j\omega_1\Delta\tau(\rho_1, L_{\Sigma})) \times \\ &\times \exp(\chi(\rho_2, L_{\Sigma}, \omega_2) + j\omega_2\Delta\tau(\rho_2, L_{\Sigma})) \rangle \exp(j(\Omega_1 - \Omega_2)t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ &= K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) \exp(j(\Omega_1 - \Omega_2)t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi},\end{aligned}\quad (38)$$

где



$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = & \left\langle \exp(\chi(\rho_1, L_z, \omega_1) - j\omega_1 \Delta\tau(\rho_1, L_z)) \times \right. \\ & \left. \times \exp(\chi(\rho_2, L_z, \omega_2) + j\omega_2 \Delta\tau(\rho_2, L_z)) \right\rangle \end{aligned} \quad (39)$$

– двухчастотная двухпозиционная функция взаимной когерентности поля волны, характеризующая 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  $(\rho_1, L_z)$  и  $(\rho_2, L_z)$ , разнесенных на расстояние  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны на расстоянии  $L_z$  от ПРД.

При трансионосферном распространении радиоволн функция (39) находится с помощью метода параболического уравнения [16] и описывается выражением вида [21]

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = & \exp\left(-\frac{k_p^4 A_N(0) L_3 (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 k_0^2}\right) \times \exp\left(\frac{j\pi^2 k_p^4}{k_0 B} \int_0^\infty \left(\exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 (L-L_3) B}{k_0 (1-B^2)}\right) - \right.\right. \\ & \left.\left. - \exp\left(\frac{j\kappa_\perp^2 L B}{k_0 (1-B^2)}\right)\right) \frac{\Phi_N(\kappa_\perp, 0) J_0(\kappa_\perp \Delta\rho)}{\kappa_\perp} d\kappa_\perp\right) = \dot{\Gamma}(\Delta\Omega, \Delta\rho), \end{aligned} \quad (40)$$

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 электронной концентрации  $(\Delta N / \bar{N})$  при  $\Delta\rho = 0$ ,  $A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2$  интегральная корреляционная функция флуктуаций электронной концентрации  $(\Delta N)$  в неоднородностях ионосферы,  $L$  – путь, пройденный волной от входа в ионосферу до точки приема,  $L_3$  – эквивалентный путь прохождения волны в неоднородной ионосфере,  $J_0(\kappa_\perp \Delta\rho)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка,

а  $\Phi_N(\kappa_{\perp}, 0) = \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) / (\bar{N})^2$  – спектр относительных флуктуаций ЭК ( $\Delta N / \bar{N}$ ) в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы.

Конкретизируем выражение (40) для двухчастотной двухпозиционной функции взаимной когерентности поля волны при ее трансionoсферном распространении для случая гауссовского спектра флуктуаций ЭК ( $\Delta N$ ) в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы [17, 21, 22]

$$\Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) = \sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 (8\pi\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-\kappa_{\perp}^2 l_s^2 / 4), \quad (41)$$

где  $\kappa_{\perp} = 2\pi/l_{\perp}$  – пространственная частота поперечных неоднородностей  $l_{\perp} = (l_x, l_y)$ .

Преобразуем второй сомножитель выражения (40) с учетом (41) к виду

$$\exp\left(\frac{j\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4}{8k_0 B (\bar{N})^2} \int_0^{\infty} \left( \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 (L-L_3)B}{k_0(1-B^2)}\right) - \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right) \right) \frac{J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho)}{\kappa_{\perp}} \exp(-\kappa_{\perp}^2 \frac{l_s^2}{4}) d\kappa_{\perp}\right). \quad (42)$$

В случае применения узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (когда  $B = (\Delta\Omega / 2\omega_0) \ll 1$ ) на трассах протяженностью менее 3000 км экспоненциальные функции под интегралом будут на порядок меньше единицы. Поэтому аналогично [29] их можно разложить в ряд ( $e^x = 1 + x/1! + x^2/2! + \dots$ ) и, ограничившись двумя первыми членами, получим

$$\exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 (L-L_3)B}{k_0(1-B^2)}\right) - \exp\left(\frac{j\kappa_{\perp}^2 LB}{k_0(1-B^2)}\right) \approx -j \frac{\kappa_{\perp}^2 B L_3}{k_0}. \quad (43)$$

С учетом (43) выражение (42) примет вид

$$\begin{aligned} & \exp\left(\frac{j\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4}{8k_0 B (\bar{N})^2} \int_0^{\infty} \left(-j \frac{\kappa_{\perp}^2 B L_3}{k_0}\right) \frac{J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho)}{\kappa_{\perp}} \exp\left(-\kappa_{\perp}^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_{\perp}\right) = \\ & = \exp\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4 L_3}{8k_0^2 (\bar{N})^2} \int_0^{\infty} \kappa_{\perp} J_0(\kappa_{\perp}\Delta\rho) \exp\left(-\kappa_{\perp}^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_{\perp}\right). \end{aligned} \quad (44)$$

Здесь интеграл  $\int_0^{\infty} \kappa_{\perp} J_0(\kappa_{\perp} \Delta \rho) \exp\left(-\kappa_{\perp}^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_{\perp}$  с учетом  $l_s^2/4 = \alpha$ ,  $\Delta \rho = \beta$ ,  $\nu = 0$

соответствует табличному интегралу [23]

$$\int_0^{\infty} x^{\nu+1} J_0(\beta x) \exp(-\alpha^2 x^2) dx = \frac{\beta^{\nu}}{(2\alpha)^{\nu+1}} \exp\left(-\frac{\beta^2}{(4\alpha)}\right).$$

Поэтому интегральное выражение в (44) принимает вид

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\perp} J_0(\kappa_{\perp} \Delta \rho) \exp\left(-\kappa_{\perp}^2 \frac{l_s^2}{4}\right) d\kappa_{\perp} = \frac{2}{l_s^2} \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right). \quad (45)$$

Подставляя (45) в (44), получим выражение для второго сомножителя функции (40) в виде

$$\exp\left(\frac{\sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2 l_s^3 k_p^4 L_3}{8k_0^2 (\bar{N})^2} \frac{2}{l_s^2} \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right)\right) = \exp\left(\frac{\sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2 l_s k_p^4 L_3}{4k_0^2 (\bar{N})^2} \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right)\right). \quad (46)$$

С учетом (46) выражение (40) для двухчастотной двухпозиционной функции взаимной когерентности поля волны при ее трансионосферном распространении примет вид

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = \exp\left(-\frac{k_p^4 A_N(0) L_3}{4k_0^2} \cdot \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right) \times \\ \times \exp\left(\frac{\sqrt{\pi} \sigma_{\Delta N}^2 l_s k_p^4 L_3}{4k_0^2 (\bar{N})^2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right)\right). \quad (47)$$

Следует заметить, что учетом выражений  $k_p = 2\pi(80,8\bar{N})^{1/2}/c$ ,  $k_0 = 2\pi f_0/c$ ,

$A_N(0) = A_{\Delta N}(0)/\bar{N}$ ,  $A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2$  функция (47) преобразуется к виду

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = \exp\left(-\sigma_{\phi}^2 \cdot \frac{(1+B^2)}{(1-B^2)^2}\right) \exp\left(\sigma_{\phi}^2 \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{l_s^2}\right)\right), \quad (47a)$$

где

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{k_p^4 A_N(0) L_3}{4k_0^2} = \frac{\sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2 k_p^4 L_3}{4k_0^2 (\bar{N})^2} = \sqrt{\pi} \left(\frac{80,8\pi}{cf_0}\right)^2 \sigma_{\Delta N}^2 l_s L_3 \quad (48)$$

– дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы.

Для узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (когда  $B = (\Delta\Omega / 2\omega_0) \ll 1$ ) двухчастотную двухпозиционную функцию взаимной когерентности поля принимаемой волны при трансионосферном распространении (47а) можно записать в наиболее простом виде:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) &\approx \exp(-\sigma_\varphi^2 \cdot (1 + B^2)) \exp\left(\sigma_\varphi^2 \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right) = \\ &= \exp(-\sigma_\varphi^2 B^2) \exp(-\sigma_\varphi^2) \exp\left(\sigma_\varphi^2 \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right) = \\ &= \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0}\right)^2\right) \exp\left(-\sigma_\varphi^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) = \Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho). \end{aligned} \quad (49)$$

Преобразуем выражение (48) для оценки  $\sigma_\varphi^2$  с учетом специфики отражения ДКМ волны от ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации.

В соответствии с рис. 1 и выражением (2) наибольшее значение СКО флуктуаций электронной концентрации  $\sigma_{\Delta N}(h)$  на пути распространения ДКМ волны будет наблюдаться на высоте ее отражения  $h = h_{\text{от}}$ , где  $\sigma_{\Delta N}(h_{\text{от}}) = \beta_n \bar{N}(h_{\text{от}})$ . Поэтому на этой высоте будут формироваться искажения фазового фронта с наибольшим СКО, которые согласно рис. 1 сохранятся до выхода волны из ионосферы:

$$\begin{aligned} \sigma_\varphi(h_{\text{от}}) &= \left(\sqrt{\pi} l_s L_s\right)^{0,5} (80,8 \pi \sigma_{\Delta N}(h_{\text{от}}) / cf_0) = \\ &= \left(\sqrt{\pi} l_s L_s\right)^{0,5} (80,8 \pi \beta_n \bar{N}(h_{\text{от}}) / cf_0) = \sigma_\varphi. \end{aligned} \quad (50)$$

Напомним, что согласно (7) среднее значение электронной концентрации на высоте отражения ДКМ волны  $\bar{N}(h_{\text{от}})$  определяет плазменную частоту ионосферы на этой высоте  $f_N(h_{\text{от}}) = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{\text{от}})}$  и выбор рабочей частоты  $f_0 = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{\text{от}})} K_s \sec \theta_0$ . С учетом последнего выражение (50) можно записать в наиболее компактном виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi} &= \left( \sqrt{\pi} l_s L_s \right)^{0,5} \pi \beta_n (80,8 \bar{N}(h_{от}) K_s^2 \sec^2 \theta_0 / c f_0 K_s^2 \sec^2 \theta_0) = \\ &= \left( \sqrt{\pi} l_s L_s \right)^{0,5} \pi \beta_n (f_0^2 / c f_0 K_s^2 \sec^2 \theta_0) = \left( \sqrt{\pi} l_s L_s \right)^{0,5} (\pi f_0 \beta_n / c K_s^2 \sec^2 \theta_0). \end{aligned} \quad (51)$$

В соответствии с (51) величина СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе из ионосферы будет возрастать по мере приближения рабочей частоты к максимально применимой  $f_m = f_{кр} K_s \sec \theta_0 = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_m)} K_s \sec \theta_0$  и увеличения уровня диффузности ионосферы  $\beta_n$ .

Входящий в (51) эквивалентный однородный путь распространения волны в ионосфере  $L_s$  для ДКМ каналов связи определяется согласно выражению [24, 25]

$$\begin{aligned} L_s &= (h_d(f_B) - h_0) \left( 1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right) \times \\ &\times \sqrt{\sec^2 \theta_0 - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{f_{кр}^2}{f_B^2} - \frac{z_m}{h_d(f_B) - h_0} \right)}, \end{aligned} \quad (52)$$

где  $h_0$  – высота нижней границы слоя F ионосферы ( $h_0 \approx 300$  км),  $z_m$  – полутолщина слоя F ионосферы ( $z_m \approx 100$  км),  $f_B \equiv f_N(h_{от}) = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{от})}$  – частота вертикально направленной на ионосферу волны с истинной высотой отражения  $h_{от}$ , а  $h_d(f_B)$  – действующая высота отражения волны от слоя F ионосферы, определяемый в соответствии с известным [26] выражением:

$$h_d(f_B) = h_0 + \frac{z_m}{2} \frac{f_B}{f_{кр}} \ln \frac{1 + (f_B/f_{кр})}{1 - (f_B/f_{кр})} = h_0 + \frac{z_m}{2} \frac{f_0}{f_m} \ln \frac{1 + (f_0/f_m)}{1 - (f_0/f_m)}. \quad (53a)$$

По результатам измерений действующей высоты  $h_d(f_B)$  отражения волны с частотой  $f_B$  и заданной дальности  $R$  связи в ДКМ радиолинии определяется угол падения волны на ионосферу  $\theta_0$ . Если пренебречь сферичностью ионосферы ( $K_s \approx 1$ ) и учитывать только сферичность Земли (с радиусом  $R_s = 6370$  км), то он определяется согласно выражению [26]

$$\sec \theta_0 \approx \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0} = \sqrt{1 + \left( \frac{\sin(R/2R_3)}{1 + (h_d(f_b)/R_3) - \cos(R/2R_3)} \right)^2}. \quad (536)$$

Анализ выражений (52, 53) показывает, что по заданной дальности связи  $R$  и измеренному значению  $f_{\text{кр}} = (80,8 \bar{N}(h_m))^{0,5} \approx f_m / \sec \theta_0$  определяется нужный угол падения ДКМ волны  $\theta_0 = \psi(R, f_{\text{кр}})$  на ионосферу и рассчитывается максимально применимая частота (МПЧ)  $f_m = \psi(R, \theta_0)$ . Ниже ее выбирается рабочая частота  $f_0 = (80,8 \bar{N}(h_{\text{от}}))^{0,5} \approx K_0 f_m$ , где  $K_0 \approx 0,6 \dots 0,9$ . На основе этих данных определяется зависимость (52) эквивалентного пути распространения ДКМ волны в ионосфере  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$

По определению [4] эквивалентный однородный путь  $L_s$  распространения 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 электронной концентрацией  $\bar{N}(h) = \text{const}$ , соответствующей ее наибольшему значению на высоте  $h = h_{\text{от}}$  отражения волны  $\bar{N}(h_{\text{от}})$ . Поэтому протяженность эквивалентного однородного пути  $L_s$  распространения ДКМ волны меньше реального пути в слое F ионосферы  $L_f$ , но больше протяженности фазового пути  $L_\phi$ , т.е. выполняется соотношение  $L_f > L_s > L_\phi$ .

Проанализируем каждый из сомножителей, входящих в выражение (49) для нормированной двухчастотной двухпозиционной функцией взаимной когерентности поля принимаемой волны.

Первый сомножитель является двухчастотной функцией когерентности  $\Gamma_n(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma(\Delta\Omega)$  поля принимаемой волны в одной точке, т.е. при  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 = 0$ :

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1 - \rho_2 = 0) = \exp\left(-\sigma_\phi^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0}\right)^2\right) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_\phi}\right)^2\right) = \Gamma(\Delta\Omega). \quad (54)$$

Данная двухчастотная однопозиционная функция когерентности  $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$  поля принимаемой 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  $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2$  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 (54) принимает известный вид [21]

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) &= \exp\left(-\frac{(\omega_1 - \omega_2)^2 \sigma_\phi^2 (2 + d_1^2)}{4\omega_0^2}\right) = \\ &= \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\phi \sqrt{2 + d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) = \Gamma(\Delta\Omega). \end{aligned} \quad (55)$$

Здесь коэффициент нарастания дифракционных эффектов  $d_1^2$  определяется [27] как

$$d_1^2 = \frac{3L^2 - 3LL_3 + L_3^2}{6(2\pi f_0/c)^2} \cdot 32l_s^{-4}, \quad (56)$$

где  $L = L_3 + L_0$  – сумма эквивалентного однородного пути распространения в неоднородной ионосфере  $L_3$  и пути распространения волны в свободном пространстве  $L_0$  от точки выхода из ионосферы до точки приема.

Второй сомножитель в выражении (49) является одночастотной ( $\omega_1 = \omega_2, \Delta\Omega = 0$ ) функцией когерентности поля принимаемой волны в двух точках, разнесенных на расстояние  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 \neq 0$ :

$$\Gamma(\Delta\Omega = 0, \rho_1, \rho_2) = \Gamma(\rho_1, \rho_2) = \exp\left(-\sigma_\phi^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) = \Gamma(\Delta\rho). \quad (57)$$

Данная одночастотная двухпозиционная функция когерентности  $\Gamma(\rho_1, \rho_2)$  принимаемой волны характеризует корреляцию комплексной амплитуды  $\dot{U}_r(t, \rho)$  поля волны в двух точках пространства с координатами  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , расположенных на

линии, перпендикулярной направлению распространения радиоволны, отстоящих друг от друга на расстояние  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$ .

В соответствии с (55) и (57) выражение (49) для двухчастотной двухпозиционной функции взаимной когерентности поля принимаемой ДКМ волны, уточненное с учетом проявления дифракционных эффектов, можно записать в следующем виде:

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right] \times \exp\left[-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right] = \Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho), \quad (58)$$

где  $\sigma_\varphi^2$  связана с параметрами передаваемых сигналов ( $f_0$ ) и неоднородной ионосферы ( $\beta_n, L_3, l_s$ ) выражениями (51-53).

В соответствии с полученным выражением (58) средняя интенсивность распределения поля ДКМ волны (38) в плоскости приема будет описывается выражением

$$\bar{I}(t, \rho) = K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \dot{\Gamma}(\Delta\Omega, \Delta\rho) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}, \quad (59)$$

где двухчастотная двухпозиционная функции взаимной когерентности поля принимаемой ДКМ волны  $\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  определяется согласно (58) и связана с параметрами неоднородной ионосферы через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0\beta_n)^2 L_3 l_s$ .

Полученные выражения для комплексного поля ДКМ волны в плоскости приема (37) и его средней интенсивности (59) полностью описывают радиофизическую ПВ модель одномодового ДКМ канала связи.



### 3. Отождествление многолучевой и радиофизической моделей для определения двухчастотной пространственной корреляционной функции ДКМ канала связи

Сравнительный анализ полученных выражений (59) и (33) для средней интенсивности распределения поля ДКМ волны в плоскости приема, полученных с помощью радиофизического метода параболического уравнения (МПУ) и методов построения многолучевых ПВ моделей ДКМ канала связи, указывает на их тождественность. Поэтому двухчастотная пространственная корреляционная функция многолучевой модели ДКМ канала связи (32) тождественна двухчастотной двухпозиционной функции взаимной когерентности поля принимаемой волны (58):

$$K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = \left\langle \dot{K}(\omega_1, \rho_1) \dot{K}^*(\omega_2, \rho_2) \right\rangle \equiv \Gamma(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2) = \Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho). \quad (60)$$

В отличие от  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$ , конкретизация двухчастотной двухпозиционной функции взаимной когерентности поля ДКМ волны  $\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  с помощью радиофизических методов дает возможность установить не качественную, а количественную зависимость  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho, \theta_0\}$ .

Заметим, что в соответствии с выражением (58) функцию  $\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  можно представить в виде факторизованной функции частоты и пространства:

$$\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\phi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right] \times \\ \times \exp\left[-\sigma_\phi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right] = \Gamma(\Delta\Omega)\Gamma(\Delta\rho), \quad (61)$$

где двухчастотная однопозиционная  $\Gamma(\Delta\Omega)$  и одночастотная двухпозиционная  $\Gamma(\Delta\rho)$  функция когерентности поля принимаемой волны определяются согласно (55) и (57) через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\phi^2 \sim (f_0\beta_n / \sec^2\theta_0)^2 L_s l_s$ . Входящий в  $\Gamma(\Delta\Omega)$

дифракционный коэффициент  $d_1^2 \sim L_s / f_0 l_s$  определяется согласно (56), а эквивалентный путь в ионосфере  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$  – согласно (52).

Поскольку согласно (60, 61) двухчастотная пространственная корреляционная функция  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho')$  многолучевой модели ДКМ канала связи тождественна произведению  $\Gamma(\Delta\Omega)\Gamma(\Delta\rho)$  двухчастотной однопозиционной  $\Gamma(\Delta\Omega)$  и одночастотной двухпозиционной  $\Gamma(\Delta\rho)$  функция когерентности поля принимаемой волны, то ее также можно представить в виде факторизованной функции частоты и пространства как

$$K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = K(\Delta\Omega)K(\Delta\rho) \equiv \Gamma(\Delta\Omega)\Gamma(\Delta\rho), \quad (62)$$

где двухчастотная  $K(\Delta\Omega)$  корреляционная функция ДКМ канала связи тождественна функции (55)  $\Gamma(\Delta\Omega)$

$$K(\Delta\Omega) \equiv \Gamma(\Delta\Omega) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right], \quad (63)$$

а пространственная корреляционная функция ДКМ канала связи (с учетом, что  $\rho' = \rho / \lambda_0$ ) тождественна функции (57)  $\Gamma(\Delta\rho)$

$$K(\Delta\rho') = K(\Delta\rho) \equiv \Gamma(\Delta\rho) = \exp\left[-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right]. \quad (64)$$

Поскольку согласно (60-62) двухчастотная пространственная корреляционная функция  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho')$  многолучевой модели ДКМ канала связи определяется в виде факторизованной функции частоты и пространства  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = K(\Delta\Omega)K(\Delta\rho)$ , произведение полученных выражений (63) и (64) для двухчастотной и пространственной корреляционных функций ДКМ канала связи позволяет в учете зависимостей (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0\beta_n / \sec^2\theta_0)^2 L_s l_s$ , (56)  $d_1^2 \sim L_s / f_0 l_s$  и (52)  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$  установить искомую количественную зависимость  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \psi\{f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho, \theta_0\}$  от выбора рабочей частоты  $f_0$ , параметров разноса  $\Delta\Omega, \Delta\rho$ , угла наклона  $\theta_0$  и параметров диффузной

ионосферы  $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$  и полностью описать среднюю интенсивность распределения поля ДКМ волны (59) в плоскости приема.

#### 4. Определение интервалов частотной и пространственной корреляции замираний в одномодовом ДКМ канале связи

Следует учесть, что традиционно [3, 7-9, 26, 28] двухчастотная  $K(\Delta\Omega)$  корреляционная функция канала связи характеризуется интервалом частотой корреляции  $\Delta\Omega_k$ , а пространственная корреляционная функция  $K(\Delta\rho)$  – интервалом пространственной корреляции  $\Delta\rho_k$  замираний (или его нормированным значением  $\rho'_k = \rho_k / \lambda_0$ ).

Известно [17], что двухчастотную  $K(\Delta\Omega)$  корреляционную функцию канала связи с замираниями связана с интервалом частотой корреляции  $\Delta\Omega_k$  выражением

$$\begin{aligned} K(\Delta\Omega) &= \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 K_n(\Delta\Omega) = \alpha_p^2 + K_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = \\ &= \alpha_p^2 + K_{\text{фл}}(0) K_n(\Delta\Omega) = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 \exp\left(-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2\right). \end{aligned} \quad (65)$$

Здесь  $\alpha_p^2$  и  $2\sigma_b^2$  – регулярная и флуктуационная составляющие нормированной дисперсии (мощности) коэффициента передачи канала связи ( $b$ ) с общими замираниями

$$\langle b^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = 1, \quad (66)$$

а флуктуационная составляющая  $K_{\text{фл}}(\Delta\Omega)$  двухчастотной  $K(\Delta\Omega)$  корреляционной функции канала связи

$$K_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = 2\sigma_b^2 K_n(\Delta\Omega) = K_{\text{фл}}(\Delta\Omega = 0) K_n(\Delta\Omega) \quad (67)$$

выражается через ее нормированное значение как

$$K_n(\Delta\Omega) = K_{\text{фл}}(\Delta\Omega) / K_{\text{фл}}(0) = \exp\left(-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2\right). \quad (68)$$

Для трансionoсферного канала связи с общими замираниями мощности регулярной и флуктуационной составляющих определяются через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы  $\sigma_\phi^2$  как [4, 17]

$$\alpha_p^2 = \exp(-\sigma_\varphi^2); \quad 2\sigma_b^2 = 1 - \exp(-\sigma_\varphi^2). \quad (69)$$

В соответствии с выражениями (65-69) двухчастотную корреляционную функцию ДКМ канала связи (63) можно записать в следующем виде:

$$K(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) = \exp(-\sigma_\varphi^2) + (1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) \times \\ \times \frac{\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))}. \quad (70)$$

Сравнение (70) с (65) с учетом (69) показывает, показывает, что нормированное значение двухчастотной корреляционной функции ДКМ канала связи определяется как

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right) = \frac{\exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}{2\omega_0}\right)^2\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))} \leq 1. \quad (71)$$

Чтобы из (71) определить интервал частотой корреляции  $\Delta\Omega_k$  следует учесть, что при равенстве  $\Delta\Omega = \Delta\Omega_k$  величина  $K_H(\Delta\Omega = \Delta\Omega_k) = \exp(-1) \approx 0,37$ . Поэтому решение уравнения

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

позволяет получить выражение для интервала частотой корреляции ДКМ канала связи в виде [29]

$$\Delta\Omega_k = \frac{2\omega_0\sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))}}{\sigma_\varphi\sqrt{2+d_1^2}}, \quad (72)$$

где дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы определяется согласно (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0 \beta_{\text{и}} / \sec^2 \theta_0)^2 L_s l_s$ , коэффициент  $d_1^2 \sim L_s / f_0 l_s$  - согласно (56), а эквивалентный путь в ионосфере  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$  - согласно (52).

Достоверность полученных выражений (70-72) подтверждается тем, что при  $\sigma_\varphi \gg 1$ , значения  $\exp(-\sigma_\varphi^2) \rightarrow 0$ ,  $\exp(1 - \sigma_\varphi^2) \rightarrow 0$  и (70) сводится к известному [12, 17, 21] виду:

$$K(\Delta\Omega) = K_{\text{н}}(\Delta\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}}\right)^2\right) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_{\text{к0}}}\right)^2\right), \quad (73)$$

где  $\Delta\Omega_{\text{к0}} = 2\omega_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}$ .

В соответствии с (73) уточненное выражение (72) для интервала частотой корреляции ДКМ канала связи можно записать в виде произведения

$$\Delta\Omega_{\text{к}} = \left(2\omega_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}\right) \sqrt{1 - \ln\left(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2)\right)} = \Delta\Omega_{\text{к0}} \cdot \delta\Omega_{\text{к0}} \quad (74)$$

известной [21] формулы  $\Delta\Omega_{\text{к0}} = 2\omega_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}$ , согласно которой  $\Delta\Omega_{\text{к0}} \rightarrow \infty$  при  $\sigma_\varphi \rightarrow 0$ , на понижающий коэффициент

$$\delta\Omega_{\text{к0}}(\sigma_\varphi) = \sqrt{1 - \ln\left(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2)\right)} \leq 1, \quad (75)$$

значение которого  $\delta\Omega_{\text{к0}} = 1$  при  $\sigma_\varphi \gg 1$  и  $\delta\Omega_{\text{к0}} \rightarrow 0$  при  $\sigma_\varphi \rightarrow 0$ .

Аналогично (65) пространственная корреляционная функция  $K(\Delta\rho)$  канала связи с замираниями связана с интервалом пространственной корреляции  $\Delta\rho_{\text{к}}$  выражением

$$\begin{aligned} K(\Delta\rho) &= \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 K_{\text{н}}(\Delta\rho) = \alpha_p^2 + K_{\text{фл}}(\Delta\rho) = \\ &= \alpha_p^2 + K_{\text{фл}}(0) K_{\text{н}}(\Delta\rho) = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 \exp\left(-(\Delta\rho / \Delta\rho_{\text{к}})^2\right), \end{aligned} \quad (76)$$

Для трансionoсферного канала связи с общими замираниями, где мощности регулярной  $\alpha_p^2$  и флуктуационной  $2\sigma_b^2$  составляющих коэффициента

передачи определяются согласно (69), нормированное значение пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\rho)$  определяется аналогично (68).

В соответствии с выражениями (76) и (69) пространственную корреляционную функцию ДКМ канала связи (64) можно записать в следующем виде [30]:

$$K(\Delta\rho) = \exp\left(-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) = \exp(-\sigma_\varphi^2) + (1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)) \times \\ \times \frac{\exp\left(-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))}. \quad (77)$$

Нормированное значение функции (77) описывается аналогично (71)

$$K_H(\Delta\rho) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_k}\right)^2\right) = \frac{\exp\left(-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_s^2}\right)\right)\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))}. \quad (78)$$

Чтобы из (78) определить интервал пространственной корреляции  $\Delta\rho_k$  следует учесть, что при равенстве  $\Delta\rho = \Delta\rho_k$  величина  $K_H(\Delta\rho = \Delta\rho_k) = \exp(-1)$ .

Поэтому решение уравнения

$$K_H(\Delta\rho = \Delta\rho_k) = \frac{\exp\left(-\sigma_\varphi^2\left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta\rho_k^2}{l_s^2}\right)\right)\right) - \exp(-\sigma_\varphi^2)}{(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2))} = \exp(-1)$$

позволяет получить выражение для интервала частотой корреляции ДКМ канала связи в виде [31]

$$\Delta\rho_k = l_s \cdot \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))}{\sigma_\varphi^2}\right)}. \quad (79)$$

где дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы определяется согласно (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0\beta_n / \sec^2\theta_0)^2 L_s l_s$ , а эквивалентный путь в ионосфере  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$  – согласно (52).

Достоверность полученных выражений (77-79) подтверждается тем, что при  $\sigma_\varphi \gg 1$ , значения  $\exp(-\sigma_\varphi^2) \rightarrow 0$ ,  $\exp(1 - \sigma_\varphi^2) \rightarrow 0$  и (79) сводится к известному [18] виду:

$$K(\Delta\rho) = K_H(\Delta\rho) = \exp\left(-\left(\frac{\sigma_\varphi \Delta\rho}{l_s}\right)^2\right) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_{к0}}\right)^2\right), \quad (80)$$

где  $\Delta\rho_{к0} = l_s / \sigma_\varphi$ .

В соответствии с (80) уточненное выражение (79) для интервала пространственной корреляции ДКМ канала связи можно записать в виде произведения

$$\Delta\rho_{к} = \frac{l_s}{\sigma_\varphi} \cdot \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))}{\sigma_\varphi^2}\right)} \sigma_\varphi^2 = \Delta\rho_{к0} \cdot \delta\rho_{к0} \quad (81)$$

известной формулы  $\Delta\rho_{к0} = l_s / \sigma_\varphi$ , согласно которой  $\Delta\rho_{к0} \rightarrow \infty$  при  $\sigma_\varphi \rightarrow 0$ , на понижающий коэффициент

$$\delta\rho_{к0}(\sigma_\varphi^2) = \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))}{\sigma_\varphi^2}\right)} \sigma_\varphi^2 \leq 1, \quad (82)$$

значение которого  $\delta\rho_{к0} = 1$  при  $\sigma_\varphi \gg 1$  и  $\delta\rho_{к0} \rightarrow 0$  при  $\sigma_\varphi \rightarrow 0$ .

Таким образом, полученные выражения (72, 74) и (79, 81) позволяют с учетом зависимостей (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0 \beta_n / \sec^2 \theta_0)^2 L_s l_s$  и (52)  $L_s = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$  установить зависимости интервалов частотной ( $\Delta\Omega_{к}$ ) и пространственной ( $\Delta\rho_{к}$ ) корреляции замираний в одномодовом ДКМ канале связи от выбора рабочей частоты ( $f_0$ ), параметров диффузной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) и геометрии

Более удобно для расчетов записать выражения (72, 74) через линейную частоту  $f_0 = \omega_0 / 2\pi$  и полное (удвоенное) значение интервала частотной корреляции замираний, выраженное в герцах  $\Delta F_{к} = \Delta\Omega_{к} / 2\pi = 2F_{к}$ , как

$$\Delta F_{к} = 2F_{к} = \frac{2f_0}{\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} \sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))} = \Delta F_{к0} \cdot \delta F_{к0}. \quad (83a)$$

В соответствии с (83а) интервал частотной корреляции замираний  $F_k = 0,5\Delta F_k = \Delta\Omega_k/4\pi$  в однолучевой (одномодовой) ДКМ радиолинии описывается выражением

$$F_k = 0,5\Delta F_k = \frac{f_0}{\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} \sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))} = F_{k0} \cdot \delta F_{k0}. \quad (83б)$$

В соответствии с выражением (51) для СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе ионосферного слоя  $\sigma_\varphi \approx f_0 \pi \beta_n (\sqrt{\pi} L_3 l_s)^{0.5} / c K_s^2 \sec^2 \theta_0$  по мере приближения рабочей частоты (7) ДКМ волны  $f_0 = K_0 f_m = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_{от})} K_s \sec \theta_0$  к максимально применимой  $f_m = \sqrt{80,8 \bar{N}(h_m)} K_s \sec \theta_0$  (т.е.  $K_0 = f_0 / f_m \rightarrow 1$ ), возрастания степени диффузности ионосферы (2)  $\beta_n = \sigma_{\Delta N}(h_{от}) / \bar{N}(h_{от})$  и уменьшения угла падения  $\theta_0 = \psi(R, f_{кр})$  волны на ионосферу величина  $\sigma_\varphi$  возрастает. При этом с ростом  $\sigma_\varphi$  согласно (83) значение известного интервала частотной корреляции  $F_{k0} \sim f_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}$  замираний ДКМ канала связи сужается (т.е.  $F_{k0} = \psi(\sigma_\varphi^{-1})$ ), а понижающего коэффициента  $\delta F_{k0} = \sqrt{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_\varphi^2) + \exp(1 - \sigma_\varphi^2))} \leq 1$  – возрастает (т.е.  $F_{k0} = \psi(\sigma_\varphi)$ ). Следовательно, зависимость интервала частотной корреляции замираний  $F_k = F_{k0}(\sigma_\varphi^{-1}) \cdot \delta F_{k0}(\sigma_\varphi)$  в одномодовой ДКМ радиолинии от СКО флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе ионосферы  $\sigma_\varphi$  неоднозначна. Поэтому необходимо проанализировать зависимость интервала частотной корреляции замираний  $F_k$  от параметров, определяющих величину  $\sigma_\varphi \sim f_0 \beta_n \sqrt{L_3 l_s} / \sec^2 \theta_0$ : степени диффузности ионосферы  $\beta_n = \sigma_{\Delta N}(h_{от}) / \bar{N}(h_{от})$ , выбора рабочей частоты  $f_0$ , угла падения волны на ионосферу  $\theta_0$  и эквивалентного пути ДКМ волны в ионосфере  $L_3 = \psi(\bar{N}(h_m), \theta_0)$ .

В качестве примера на рис. 3 представлена зависимость  $F_k = \psi(\beta_n, f_0)$  интервала частотной корреляции замираний в одномодовой ДКМ радиолинии от



степени диффузности ионосферы  $\beta_{и} = 10^{-3} \dots 10^{-1}$  на рабочей частоте  $f_0 = 12,1$  МГц при дальности связи  $R=2000$  км (рис. 3) Эта зависимость построена в соответствии с полученными выражениями (83б), (51-53) и (56) при типовых для ДКМ радиолиний параметрах: высота нижней границы слоя F2 ионосферы  $h_0 = 250$  км, полутолщина слоя F2  $z_m = 100$  км, критическая частота слоя F2 в точке отражения  $f_{кр} = 7$  МГц, максимально применимая частота  $f_m = 15,1$  МГц, характерный масштаб неоднородностей ионосферы  $l_s = 200$  м.

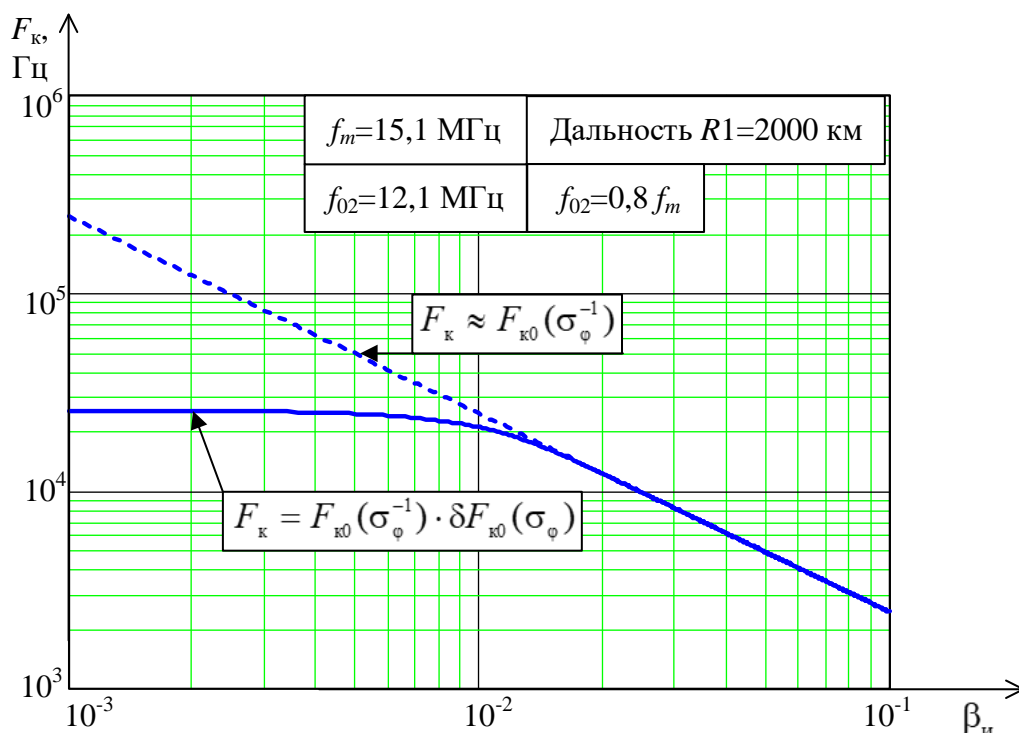


Рис. 3. Зависимость интервала частотной корреляции замираний в одномодовой ДКМ радиолинии на частоте  $f_0 = 12,1$  МГц от степени диффузности ионосферы ( $\beta_{и}$ )

Анализ рис. 3 показывает, что увеличение степени диффузности ионосферы (интенсивности неоднородностей) до величин  $\beta_{и} = 10^{-2} \dots 10^{-1}$ , превышающих значения  $\beta_{и} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$  в нормальной (т.е. невозмущенной, недиффузной) ионосфере [3, 26], приводит к росту СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы  $\sigma_\varphi \sim \beta_{и}$  и сужению интервала частотной корреляции  $F_k = F_{k0}(\sigma_\varphi^{-1}) \cdot \delta F_{k0}(\sigma_\varphi)$  при значениях  $\sigma_\varphi \gg 1$  (когда  $\delta F_{k0}(\sigma_\varphi) \rightarrow 1$  и  $F_k = F_{k0}(\sigma_\varphi^{-1}) \sim f_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}$ ). Согласно рис. 3 на рабочей частоте  $f_0 = 12,1$  МГц

в условиях увеличения степени диффузности до величины  $\beta_{и} = 10^{-1}$  интервал частотной корреляции в одномодовой ДКМ радиолинии сужается до значения  $F_{к} \approx F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ Гц} = 2,5 \text{ кГц}$ .

Уменьшение степени диффузности ионосферы (интенсивности неоднородностей) до величины  $\beta_{и} = 10^{-3}$  приводит к понижению СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы  $\sigma_{\phi} \sim \beta_{и}$  и расширению интервала частотной корреляции  $F_{к} = F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \cdot \delta F_{к0}(\sigma_{\phi})$ . Согласно рис. 3 при  $\beta_{и} = 10^{-3}$  и рабочей частоте  $f_0 = 12,1 \text{ МГц}$  интервал частотной корреляции в однолучевой ДКМ расширяется до значения  $F_{к} = F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \cdot \delta F_{к0}(\sigma_{\phi}) \approx 2,7 \cdot 10^4 \text{ Гц} = 27 \text{ кГц}$ . Этот результат в целом соответствует экспериментальным данным [9], согласно которым интервал частотной корреляции в одномодовой ДКМ радиолинии при нормальном состоянии ионосферы составляет  $F_{к} = 5 \dots 20 \text{ кГц}$ . Следует отметить, что для этих условий расчет по известной формуле  $F_{к} = F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \sim f_0 / \sigma_{\phi} \sqrt{2 + d_1^2}$  дает существенно завышенное (пунктирная линия на рис. 3) значение  $F_{к} \approx F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \approx 2,5 \cdot 10^5 = 250 \text{ кГц}$ . Поэтому повышение точности расчета интервала частотной корреляции в однолучевой ДКМ радиолинии при слабой диффузности ионосферы  $\beta_{и} = 10^{-3}$  достигается введением понижающего коэффициента  $\delta F_{к0}(\sigma_{\phi}) \approx 0,104$ , с учетом которого обеспечивается достоверная величина  $F_{к} = F_{к0}(\sigma_{\phi}^{-1}) \cdot \delta F_{к0}(\sigma_{\phi}) \approx 2,5 \cdot 10^5 \cdot 0,104 \approx 2,7 \cdot 10^4 \text{ Гц} = 27 \text{ кГц}$ .

Полученное выражение (81) позволяет определить интервал пространственной корреляции замираний однолучевой ДКМ радиолинии в виде

$$\Delta \rho_{к} = \frac{l_s}{\sigma_{\phi}} \cdot \sqrt{-\ln \left( 1 - \frac{1 - \ln(1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2) + \exp(1 - \sigma_{\phi}^2))}{\sigma_{\phi}^2} \right)} \sigma_{\phi}^2 = \Delta \rho_{к0} \cdot \delta \rho_{к0}$$

зависимости от дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0 \beta_{и} / \text{sec}^2 \theta_0)^2 L_s l_s$  и характерного размера  $l_s$  неоднородностей ЭК.

На рис. 4 представлена зависимость  $\Delta \rho_k = \psi(\beta_{и}, f_0)$  интервала пространственной корреляции замираний в одномодовой ДКМ радиолинии от интенсивности неоднородностей ионосферы  $\beta_{и} = 10^{-3} \dots 10^{-1}$  на частоте  $f_0 = 12,1$  МГц, построенная согласно выражениям (81) и (51-53) при указанных выше исходных данных ( $R=2000$  км,  $h_0=250$  км,  $z_m=100$  км,  $f_{кр} = 7$  МГц,  $f_m = 15,1$  МГц,  $l_s = 200$  м).

Зависимость интервала пространственной корреляции  $\Delta \rho_k$  замираний в одномодовой ДКМ радиолинии от степени диффузности ионосферы  $\beta_{и}$  (рис. 4 и носит аналогичный характер с изменением интервала частотной корреляции  $F_k$  (рис. 3), т.е. увеличение  $\beta_{и}$  приводит к сужению интервала пространственной корреляции  $\Delta \rho_k$ .

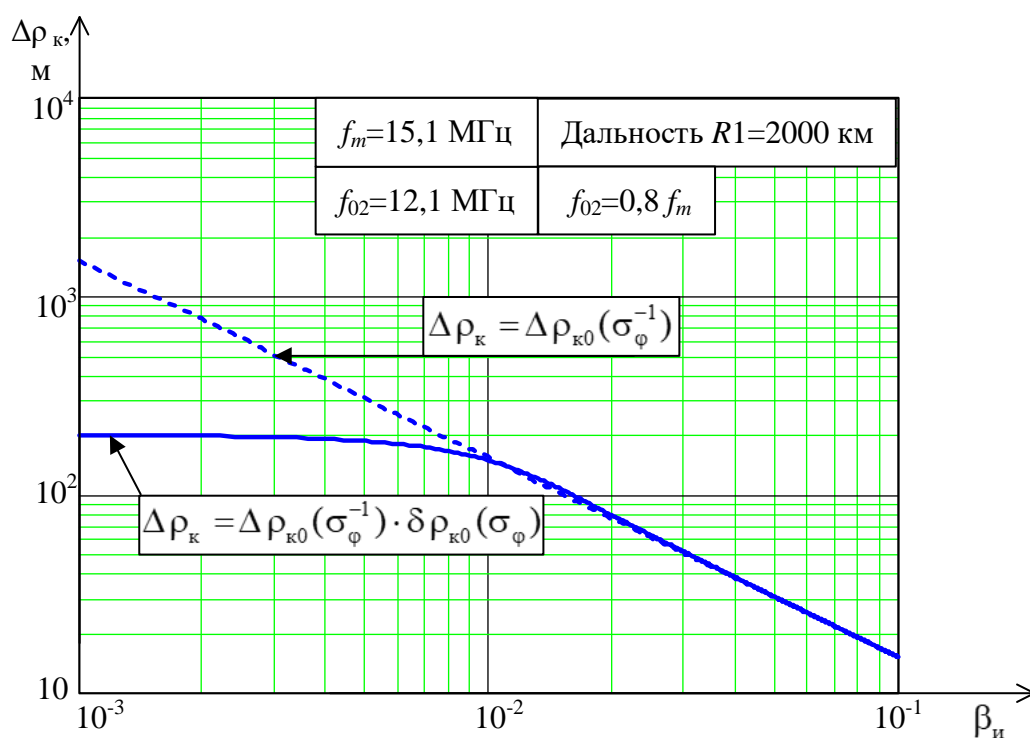


Рис. 4. Зависимость интервала пространственной корреляции замираний в одномодовой ДКМ радиолинии на частоте  $f_0 = 12,1$  МГц от степени диффузности ионосферы ( $\beta_{и}$ )

Более детальный анализ рис. 4 показывает, что увеличение степени диффузности ионосферы (интенсивности неоднородностей) до величин  $\beta_{и} = 10^{-2} \dots 10^{-1}$ , превышающих значения  $\beta_{и} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$  в нормальной (т.е. невозмущенной, недиффузной) ионосфере [3, 26], приводит к росту СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы  $\sigma_{\varphi} \sim \beta_{и}$  и сужению интервала пространственной корреляции  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) \cdot \delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi})$  при значениях  $\sigma_{\varphi} \gg 1$  (когда  $\delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}) \rightarrow 1$  и  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) = l_s / \sigma_{\varphi}$ ). Согласно рис. 4 на рабочей частоте  $f_{02} = 12,1$  МГц в условиях увеличения степени диффузности до величины  $\beta_{и} = 10^{-1}$  интервала пространственной корреляции в однолучевой ДКМ сужается до значения  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) = l_s / \sigma_{\varphi} \approx 15$  м.

Уменьшение степени диффузности ионосферы до величины  $\beta_{и} = 10^{-3}$  приводит к понижению СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы  $\sigma_{\varphi} \sim \beta_{и}$  и расширению интервала пространственной корреляции  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) \cdot \delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi})$ . Согласно рис. 4 при  $\beta_{и} = 10^{-3}$  и рабочей частоте  $f_{02} = 12,1$  МГц интервала пространственной корреляции в однолучевой ДКМ расширяется до значения  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) \cdot \delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}) \approx 2 \cdot 10^2$  м = 200 м. Этот результат соответствует экспериментальным данным [9], согласно которым интервал пространственной корреляции в однолучевой ДКМ радиолинии при нормальном состоянии ионосферы составляет  $\Delta\rho_{к} \approx 200$  м. Следует отметить, что для эти условий расчет по известной формуле дает значение  $\Delta\rho_{к} = l_s / \sigma_{\varphi}$  дает существенно завышенное значение  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) = l_s / \sigma_{\varphi} \approx 1,5 \cdot 10^3$  м = 1,5 км. Поэтому повышение точности расчета интервала пространственной корреляции в однолучевой ДКМ радиолинии при слабой диффузности ионосферы  $\beta_{и} = 10^{-3}$  достигается введением понижающего коэффициента  $\delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}) \approx 0,131$ , с учетом которого обеспечивается достоверная величина  $\Delta\rho_{к} = \Delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}^{-1}) \cdot \delta\rho_{к0}(\sigma_{\varphi}) \approx 1,5 \cdot 10^3 \cdot 0,131 \approx 2 \cdot 10^2$  м = 200 м.

## Заключение

Разработан структурно-многолучевой подход к построению пространственно-временной модели одномодового ДКМ канала связи с диффузной многолучевостью, позволяющей определить двухчастотную пространственную корреляционную функцию  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  канала и установить зависимости интервалов частотной ( $\Delta\Omega_k$ ) и пространственной ( $\Delta\rho_k$ ) корреляции замираний от выбора рабочей частоты ( $f_0$ ), параметров диффузной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) и геометрии радиолинии ( $\theta_0$ ).

Требуемые функциональные зависимости для интервалов частотной  $\Delta\Omega_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  и пространственной  $\Delta\rho_k = \psi(f_0, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \theta_0)$  корреляции замираний получены в 4 этапа: 1) разработки многолучевой ПВ модели ДКМ канала связи; 2) разработки радиофизической ПВ модели распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с учетом влияния неоднородностей (диффузности) ионосферы с использованием метода плавных возмущений; 3) отождествления многолучевой и радиофизической моделей для определения нормированной двухчастотной пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho)$  ДКМ канала связи; 4) определения зависимости интервалов частотной  $\Delta\Omega_k$  и пространственной  $\Delta\rho_k$  корреляции замираний в одномодовом ДКМ канале связи от выбора рабочей частоты ( $f_0$ ), параметров диффузной ионосферы ( $\beta_n, \bar{N}(h_m), l_s$ ) ионосферы и геометрии радиолинии ( $\theta_0$ ).

На основе качественной модели распространения амплитудно-фазового фронта ДКМ волны через ионосферу с мелкомасштабными неоднородностями (рис. 1) и полученного выражения (15) для комплексного поля этой волны на выходе из слоя F ионосферы осуществлена разработка:

1) многолучевой пространственно-временной модели одномодового ДКМ канала связи (рис. 1 и рис. 2), в результате которой получено выражение (33) для средней интенсивности поля волны на входе приемной антенны  $\bar{I}_r(t, \rho'_1, \rho'_2)$  и двухчастотной пространственной корреляционной функции многолучевой

модели ДКМ канала связи (32)  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = \left\langle \dot{K}(\omega_1, \rho_1') \cdot \dot{K}^*(\omega_2, \rho_2') \right\rangle$ ; однако последняя позволяет лишь на качественном уровне согласно выражениям (30) и (21-24) судить о ее зависимости от частотных параметров передаваемого сигнала, физических параметров неоднородной ионосферы, характеристик приемной антенны и геометрии радиолинии:  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \psi \{ f_0, \Delta\Omega, \beta_n, \bar{N}(h_m), l_s, \Delta\rho, \varphi_0 \}$ ;

2) радиофизической пространственно-временной модели распространения радиоволн в ДКМ радиолинии с использованием метода плавных возмущений, в результате которой получено выражение (59) для средней интенсивности поля волны на входе приемной антенны  $\bar{I}(t, \rho)$  и двухчастотной двухпозиционная функции взаимной когерентности поля принимаемой ДКМ волны (58)  $\Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho)$ , которая связана с параметрами неоднородной ионосферы через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0\beta_n / \text{sec}^2 \theta_0)^2 L_3 l_s$ .

На основе анализа тождественности выражений (59) и (33) для средней интенсивности распределения поля ДКМ волны в плоскости приема, полученных с помощью радиофизического метода параболического уравнения (МПУ) и методов построения многолучевых пространственно-временных моделей ДКМ канала связи, получено аналитическое выражение (62) для двухчастотной пространственной корреляционной функции  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = \Gamma(\Delta\Omega, \Delta\rho) = \Gamma(\Delta\Omega)\Gamma(\Delta\rho)$ , которая представляется в виде факторизованной функции частоты и пространства (62)  $K(\Delta\Omega, \Delta\rho') = K(\Delta\Omega)K(\Delta\rho)$ . При этом двухчастотная  $K(\Delta\Omega)$  и пространственная  $K(\Delta\rho)$  корреляционная функция ДКМ канала связи определяются согласно (63) и (64) через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi^2 \sim (f_0\beta_n / \text{sec}^2 \theta_0)^2 L_3 l_s$ .

Полученное выражение (63) для двухчастотной  $K(\Delta\Omega)$  корреляционной функции ДКМ канала связи можно выразить через ее нормированное значение (71)  $K_n(\Delta\Omega) = \exp\left(-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2\right)$  и интервал частотной корреляции замираний

(72, 74, 83б)  $\Delta\Omega_k = \psi(\sigma_\varphi)$ , который определяется СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi \sim (f_0\beta_n / \text{sec}^2 \theta_0) \sqrt{L_s l_s}$ .

Полученное выражение (64) для пространственной корреляционной функции ДКМ канала связи  $K(\Delta\rho)$  можно выразить через ее нормированное значение (78)  $K_n(\Delta\rho) = \exp\left(-(\Delta\rho/\Delta\rho_k)^2\right)$  и интервал пространственной корреляции замираний (79, 81)  $\Delta\rho_k = \psi(\sigma_\varphi)$ , который определяется СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе из ионосферы (51)  $\sigma_\varphi \sim (f_0\beta_n / \text{sec}^2 \theta_0) \sqrt{L_s l_s}$ .

Проведенный анализ зависимости интервала частотной корреляции  $F_k = \Delta\Omega_k/4\pi$  замираний в однолучевой ДКМ радиолинии от выбора частоты  $f_0$  и уровня диффузности ионосферы  $\beta_n$  показывает (рис. 3), что по мере увеличения частоты и степени диффузности полоса  $F_k$  сужается. Например, при сильной диффузности  $\beta_n = 10^{-1}$  интервал частотной корреляции на частоте  $f_0 = 12,1$  МГц может сужаться до  $F_k \approx 2,5$  кГц. При слабой диффузности  $\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$  в условиях нормальной ионосферы интервал частотной корреляции замираний расширяется до значений  $F_k \approx 27$  кГц, что, в целом, соответствует известным [9] результатам экспериментальных измерений  $F_k \approx 5 \dots 20$  кГц в одномодовой ДКМ радиолинии.

Проведенный анализ зависимости интервала пространственной корреляции  $\Delta\rho_k$  замираний в одномодовой ДКМ радиолинии от выбора частоты  $f_0$  и уровня диффузности ионосферы  $\beta_n$  показывает (рис. 4), что по мере увеличения частоты и степени диффузности полоса  $\Delta\rho_k$  сужается. При сильной диффузности  $\beta_n = 10^{-1}$  интервал пространственной корреляции на частоте  $f_0 = 12,1$  МГц может сужаться до  $\Delta\rho_k \approx 15$  м. При слабой диффузности  $\beta_n = 10^{-3} \dots 10^{-2}$  в условиях нормальной ионосферы интервал пространственной корреляции замираний расширяется до  $\Delta\rho_k \approx 200$  м, что соответствует

известным результатам экспериментальных измерений в одномодовой ДКМ радиолинии.

**Автор для переписки:** Коваль Станислав Андреевич, [bober@mail.ru](mailto:bober@mail.ru)

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

## Литература

1. Березовский В.А., Дулькейт И.В., Савицкий О.К. *Современная декаметровая радиосвязь: оборудование, системы и комплексы*. Москва, Радиотехника. 2011. 444 с.
2. Фабрицио Джузеппе А. *Высокочастотный загоризонтный радар: основополагающие принципы, обработка сигналов и практическое применение*. Москва, Техносфера. 2018. 936 с.
3. Чернов Ю.А. *Специальные вопросы распространения радиоволн в сетях связи и радиовещания*. Москва, Техносфера. 2018. 688 с.
4. 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. V.41. №1. P.16-21.
5. 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. V.44. №12. P.57-65.
6. Blaunstein N., Plohotniuc E. *Ionosphere and applied aspects of radio communication and radar*. New York, Taylor and Frances Publ. 2008. 577 p.
7. Хмельницкий Е.А. *Оценка реальной помехоустойчивости приема сигналов в КВ диапазоне*. Москва, Связь. 1975. 232 с.
8. Кловский Д.Д. *Передача дискретных сообщений по радиоканалам*. Москва, Радио и связь. 1982. 304 с.



9. Стейн С., Джонс Дж. *Принципы современной теории связи и их применение к передаче дискретных сообщений*. Москва, Связь. 1971. 376 с.
10. Пашинцев В.П., Омельчук А.В., Коваль С.А., Галушко Ю.И. Метод определения величины интенсивности неоднородностей по данным ионосферного зондирования. *Двойные технологии*. 2009. №1. С.38-41.
11. Кловский Д.Д., Конторович В.Я., Широков С.М. *Модели непрерывных каналов связи на основе стохастических дифференциальных уравнений*. Москва, Радио и связь. 1984. 248 с.
12. Кловский Д.Д., Соيفер С.А. *Обработка пространственно-временных сигналов*. Москва, Связь. 1976. 208 с.
13. Галкин А.П., Лапин А.Н., Самойлов А.Г. *Моделирование каналов систем связи*. Москва, Связь. 1979. 96 с.
14. Барабашов Б.Г., Вертоградов Г.Г. Динамическая адаптивная структурно-физическая модель ионосферного радиоканала. *Математическое моделирование*. 1996. Т.8. №2. С.3-18.
15. Барабашов Б.Г., Вертоградов Г.Г. Динамическая адаптивная модель связного декаметрового канала. *Радиотехника*. 1995. №12. С.29-32.
16. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля*. Москва, Наука. 1978. 464 с.
17. Маслов О.Н., Пашинцев В.П. *Модели трансionoсферных радиоканалов и помехоустойчивость систем космической связи*. Самара, ПГАТИ. 2006. 357 с.
18. Пашинцев В.П., Солчатов М.Э., Гахов Р.П., Еремин А.М. Модель пространственно-временного канала космической связи. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2003. №5. С.64-69.
19. Фалькович С.Е., Хомяков Э.Н. *Статистическая теория измерительных радиосистем*. Москва, Радио и связь. 1981. 288 с.
20. Yeh K.H., Liu C.H. Radio Wave Scintillations in the Ionosphere. *Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers*. 1982. V.70. №4. P.5-45.

21. Liu C.H., Wernik A.W. A characterization of transionospheric fading communication channel. *IEEE Transactions on Communications*. 1975. V.23. P.773-776.
22. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Том 1*. Москва, Мир. 1981. 280 с.
23. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*. Москва. Наука. 1971. 1108 с.
24. Пашинцев В.П., Скорик А.Д., Коваль С.А., Алексеев Д.В., Сенокосов М.А. Алгоритм расчета интервала частотной корреляции коротковолновой радиолинии с учетом сферичности и мелкомасштабных неоднородностей ионосферы. *Системы управления, связи и безопасности*. 2020. №2. С.49-72. <https://doi.org/10.24411/2410-9916-2020-10203>
25. Пашинцев В.П., Тишкин С.А., Смирнов А.А., Боровлев И.И. Эквивалентный путь распространения декаметрового волны в сферическислоистой ионосфере. *Журнал радиоэлектроники*. 2001. №8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug01/1/text.html>
26. Калинин А.И., Черенкова Е.Л. *Распространение радиоволн и работа радиолиний*. Москва, Связь. 1971. 440 с.
27. Пашинцев В.П., Коваль С.А., Кабанович С.Г. Ванюшин В.М. Уточненное выражение расчета интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровой радиолинии. *LXXVI Всероссийская научная конференция «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий – РЭУС'2021»*. Москва. 2021. С.102-107.
28. Немировский А.С. *Борьба с замираниями при передаче аналоговых сигналов*. Москва, Радио и связь. 1988. 208 с.
29. Коваль С.А., Пашинцев В.П., Копытов В.В., Манаенко С.С., Белоконь Д.А. Метод определения интервала частотной корреляции замираний в однолучевой декаметровой радиолинии. *Системы управления, связи и безопасности*. 2022. №1. С.67-103. <https://doi.org/10.24412/2410-9916-2022-1-67-103>

30. Пашинцев В.П., Коваль С.А., Потягов Д.А., Скорик А.Д., Сенокосов М.А. Уточненный метод определения интервала пространственной корреляции замираний в однолучевой декаметровой радиолинии. *Журнал радиоэлектроники*. 2021. №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.6>
31. 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. V.80. №2. P.89-104. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.2021038432>

**Для цитирования:**

Пашинцев В.П., Коваль С.А., Цимбал В.А., Тоискин В.Е., Сенокосов М.А., Скорик А.Д. Структурно-многолучевой подход к разработке пространственно-временной модели одномодового декаметрового канала связи с диффузной многолучевостью. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2022. №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.6.3>