

ИНФОРКОММУНИКАЦИОННЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ

50 лет ПГАТИ

О.Н. Маслов, В.П. Пашинцев

**МОДЕЛИ
ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ РАДИОКАНАЛОВ
И ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМ
КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ**

Приложение к журналу
"Инфокоммуникационные технологии"
Выпуск 4

Самара 2006

УДК 621.371.32

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

«Инфокоммуникационные технологии»

Периодический научно-технический и информационно-аналитический журнал

Учредитель журнала: Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики (г. Самара)

Соучредитель журнала: Академия телекоммуникаций и информатики (г. Самара)

Издается с 2003 г. Выходит 4 раза в год.

ПИ №77-14381 от 17.01.2003 г. выдано Министерством РФ по делам печати, телерадиовещания и средств массовой информации. Подписной индекс в каталоге ОАО Агентство «РОСПЕЧАТЬ» 46832.

Маслов О.Н., Пашинцев В.П. Модели трансionoсферных радиоканалов и помехоустойчивость систем космической связи

Рассмотрены вопросы прогнозирования помехоустойчивости систем космической связи (СКС) в условиях возмущений ионосферы. Структурно-физические модели трансionoсферных радиоканалов получены путем комплексного применения традиционных методов моделирования многолучевых каналов связи и радиофизических методов фазового экрана и параболического уравнения в приложении к процессу распространению радиоволн в СКС. Изложены результаты анализа помехоустойчивости приема в каналах СКС с замираниями, межсимвольной интерференции и дисперсионными искажениями. Книга адресована научным работникам и аспирантам – специалистам в данной области.

Рецензент – д.т.н., профессор Н.Н. Васин.

Маслов О.Н., Пашинцев В.П.

**МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ РАДИОКАНАЛОВ
И ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМ
КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ**

Приложение к журналу
«Инфокоммуникационные технологии»

Самара
2006

ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

АКФ – автокорреляционная функция
БЗ – быстрые замирания
ВИ – возмущения ионосферы
ДИ – дисперсионные искажения
ЕВИ – естественные возмущения ионосферы
ЗИ – защитный интервал
ЗРВ – закон распределения вероятности
ЗС – Земная станция
ИВИ – искусственные возмущения ионосферы
ИСЗ – искусственный спутник Земли
КС – канал связи
КФ – корреляционная функция
МПУ – метод параболического уравнения
МСИ – межсимвольная интерференция
МФЭ – метод фазового экрана
НИ – нормальная ионосфера
НК – некогерентный
ПФ – передаточная функция
РПД – радиопередатчик
РРВ – распространение радиоволн
РлЗ – рэлеевские замирания
СКО – среднеквадратическое отклонение
СКС – система космической связи
СФ – согласованный фильтр
СХ – статистические характеристики
ФЭ – фазовый экран
ЧСЗ – частотно-селективные замирания
ШПС – широкополосный сигнал
ЭК – электронная концентрация

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ.	6
1. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ В СЛОЕ F НА ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СКС.	14
1.1. Анализ состояния и тенденции развития СКС. . .	14
1.2. Закономерности влияния факторов трансионосферного РРВ на помехоустойчивость СКС. . . .	25
1.3. Научно-методический аппарат анализа помехоустойчивости СКС и пути его совершенствования.	46
1.4. Выводы.	65
2. СТРУКТУРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ФАЗОВОГО ЭКРАНА. . . .	69
2.1. Комплексные модели распределения электронной концентрации в ионосфере.	69
2.2. Многолучевая модель трансионосферного КС при передаче монохроматических сигналов. . . .	80
2.3. Структурно-физическая модель трансионосферного КС при передаче монохроматических сигналов.	95
2.4. Многолучевая модель трансионосферного КС при передаче модулированных сигналов.	107
2.5. Структурно-физическая модель трансионосферного КС при передаче модулированных сигналов.	121

2.6. Выводы.	134
.	
3. ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПАРАБОЛИ- ЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ.	139
3.1. Многолучевая модель транссионосферного КС с учетом флуктуаций амплитуды лучей.	139
3.2. Структурно-физическая модель транссионосфер- ного КС на основе метода параболического уравнения.	149
..	
3.3. Выводы.	162
.	
4. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИЕМА СИГНА- ЛОВ В ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ КАНАЛАХ СВЯЗИ С ЗАМИРАНИЯМИ И ДИСПЕРСИ- ОННЫМИ ИСКАЖЕНИЯМИ.	166
.	
4.1. Помехоустойчивость приема сигналов в тран- сионосферных КС с общими БЗ.	166
.	
4.2. Помехоустойчивость приема сигналов в тран- сионосферных КС с частотно-селективными замираниями.	171
.	
4.3. Помехоустойчивость приема сигналов в тран- сионосферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференци- ей.	189
.	

4.4. Помехоустойчивость приема сигналов с защитными интервалами в трансiono-сферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференцией. .	208
4.5. Помехоустойчивость приема сложных сигналов в трансionoсферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференцией.	219
4.6. Помехоустойчивость приема сигналов в трансionoсферных КС с дисперсионными искажениями и замираниями.	232
4.7. Теоретическое обобщение оценок помехоустойчивости СКС при замираниях различных типов и дисперсионных искажениях сигналов.	258
4.8. Выводы.	271
5. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ПРИ ВОЗМУЩЕНИЯХ ИОНОСФЕРЫ В СЛОЕ F . .	276
5.1. Обоснование подхода к прогнозированию помехоустойчивости СКС в условиях возмущений ионосферы в слое F	276
5.2. Обоснование интервалов приращений физических параметров неоднородной ионосферы в слое F при ее возмущениях.	282
5.3. Прогнозирование помехоустойчивости СКС в условиях возмущений ионосферы в слое F	289

5.4. Рекомендации по обеспечению помехоустойчивости СКС в условиях ионосферных возмущений в слое <i>F</i>	316
..	
5.5. Выводы.	325
.	
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	329
.	
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	333
.	

ВВЕДЕНИЕ

Системы космической связи (СКС), в том числе спутниковой связи, занимают важное место в инфокоммуникационных структурах современного общества [47,73]. Они используются при формировании национальных и глобальной информационных структур, а также во всех сферах деятельности государств. Сегодня СКС рассматриваются и как стратегический ресурс, приобретение и эффективное использование которого являются задачами национального масштаба.

История развития СКС насчитывает пять характерных этапов:

1. 1957-65 г.г. Подготовительный период, который начался в октябре 1957 г. после запуска СССР первого в мире искусственного спутника Земли (ИСЗ). Первый геостационарный спутник-ретранслятор Telstar, созданный в интересах армии США, был выведен на орбиту в июле 1962 г. В этот период коммерческие услуги СКС еще не были доступны, но возможность производства, запуска и успешной связи через ИСЗ на околоземной орбите была доказана экспериментально.

2. 1965-73 г.г. Период развития глобальных СКС на основе геостационарных ИСЗ-ретрансляторов. Апрель 1965 года ознаменован запуском геостационарного ИСЗ Intelsat-1, положившего начало коммерческому использованию спутниковой связи. Большинство ИСЗ-ретрансляторов размещались на геостационарной орбите, связь велась в диапазоне 6/4 ГГц (передача/прием), а для покрытия территории возможно большей площади использовались бортовые антенны с широким глобальным лучом. Аппаратура связи и методы передачи были полностью аналоговыми. При передаче аналоговых сигналов для обеспечения более высокой помехоустойчивости использовалась частотная модуляция. Энерговооруженность и, соответственно, пропускная способность ИСЗ-ретрансляторов первых поколений были незначительными.

3. 1973-82 г.г. Этап широкого распространения региональных и национальных СКС. На этом этапе была создана глобальная сеть связи Inmarsat, основной целью которой было обеспечение связи с морскими судами, находящимися в плавании. В дальнейшем Inmarsat распространила свои услуги на все разновидности подвижных пользователей.

4. 1982-90 г.г. Период стремительного развития и распространения малых земных терминалов. В 80-е годы успехи в области техники и технологии ключевых элементов СКС позволили использовать спутниковые каналы связи (КС) в корпоративных деловых сетях, получивших название VSAT. Сначала эти сети при наличии КС с пропускной способностью до 64 кбит/с предоставляли единственную информационную услугу – передачу данных, несколько позднее была реализована цифровая передача речи, а затем и видео. Постоянный стимул к увеличению пропускной способности спутниковых КС привел к разработке и практическому применению многоручевых бортовых антенн. Значительно увеличился энергетический потенциал СКС, возросла пропускная способность КС. Наиболее используемым постепенно стал диапазон 14/12 ГГц.

5. С первой половины 90-х годов СКС вступили в новый, современный этап своего развития. Рост пропускной способности КС и применение цифровых методов передачи любых (в том числе и аналоговых по своей природе) сообщений, показали возможность создания на базе ИСЗ-ретрансляторов масштабных широкополосных сетей интегрального обслуживания, способных удовлетворить возрастающие запросы пользователей. Требуемая пропускная способность и высокая занятость относительно узкой полосы частот (около 500 МГц) Ku -диапазона (14/11 ГГц) предопределили для СКС следующего поколения выбор Ka -диапазона (30/20 ГГц) и Q/V -диапазона (50/40 ГГц) при скорости передачи информации в направлении к пользователям до 10 Мбит/с, в противоположном направлении – 2 Мбит/с.

Мощным импульсом для создания широкополосных коммерческих СКС стал успешный опыт эксплуатации спутника NASA-ACTS. Этот ИСЗ работал в *Ka*-диапазоне, ранее считавшимся непригодным из-за облачного покрова Земли. Усовершенствованная антенна и мощный передатчик обеспечивали ИСЗ передачу данных со скоростью до 622 Мбит/с на земные приемные антенны.

Спутниковая связь обладает следующими достоинствами, существенными при построении крупномасштабных телекоммуникационных сетей:

1) с помощью СКС можно быстро сформировать сетевую инфраструктуру, охватывающую большую территорию и не зависящую от состояния наземных КС;

2) использование современных технологий доступа к ресурсам ИСЗ-ретрансляторов и возможность одновременной доставки информации большому числу пользователей значительно снижают затраты на создание и эксплуатацию сети СКС;

3) по одному и тому же каналу в СКС можно передавать разнородную информацию (голос, данные, изображения, Internet-приложения) непосредственно в любую периферийную точку сети с высоким качеством.

Основным показателем качества систем космической связи (СКС) является помехоустойчивость. При передаче дискретных (цифровых) сообщений она определяется функциональной зависимостью (ψ) величины вероятности ошибки ($P_{\text{ош}}$) при приеме информационного символа от отношения $h^2 = E_r / N_0$ энергии сигнала (длительностью T_s) на входе приемника ($E_r = P_r T_s$, где P_r – мощность принимаемого сигнала) к спектральной мощности шума (N_0). Чтобы величина $P_{\text{ош}}$ в СКС не превышала допустимого значения $P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо на участке радиолинии искусственный спутник Земли (ИСЗ) – земная станция (ЗС)

реализовать энергетическое отношение «сигнал/шум» $h^2 = 11 \dots 13$ дБ. При заданной скорости передачи ($R_T = 1/T_s$) и ограниченной мощности передаваемого сигнала (P_t) учет множителей ослабления радиоволны (РВ) с несущей частотой f_0 в свободном пространстве $W_0^2 \sim f_0^2$ и вследствие ее поглощения W_{Π}^2 в ионосфере и тропосфере позволяет обеспечить требуемое значение $E_r = P_r T_s \approx P_t G_t G_r W_0^2 W_{\Pi}^2 / R_T$ за счет выбора коэффициентов усиления и размеров L_a передающей и приемной антенн ($G_{t,r} \sim L_a f_0$). Для компенсации ряда непредвиденных факторов, снижающих помехоустойчивость СКС (изменения условий распространения радиоволн (РРВ), положения антенн и т.д.), вводится энергетический запас радиолинии $\Delta h^2 \leq 10$ дБ.

Одной из причин изменения условий РРВ в СКС являются возмущения ионосферы (ВИ). Обычно они характеризуются возрастанием ее средней электронной концентрации (ЭК) $\bar{N} = \langle N \rangle$. Однако рост \bar{N} даже на 2 порядка (до 10^{14} эл/м³) по сравнению с максимальным средним значением ($\bar{N}_m = 10^{11} \dots 10^{12}$ эл/м³) в нормальной ионосфере (НИ) вызовет увеличение множителя ионосферного поглощения ($W_{\Pi}^2 \sim \bar{N}_m / f_0^2$) на частоте $f_0 \sim 1$ ГГц до 2 дБ и не помешает обеспечить в СКС $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ.

Наибольшее влияние на снижение помехоустойчивости СКС оказывают ВИ на высотах слоя F (150...300 км). Дело в том, что они, помимо роста \bar{N}_m , сопровождаются образованием интенсивных «волоконистых» неоднородностей (вытянутых вдоль магнитных силовых линий Земли) вследствие выполнения на этих высотах условий замагни-

ченности ионосферной плазмы и развития в ней различного рода неустойчивостей. Процесс РРВ через неоднородности ЭК (характеризуемые среднеквадратическим отклонением (СКО) $\sigma_{\Delta N}$ флуктуаций ЭК ΔN) сопровождается рассеянием, появлением многолучевости в транзионосферном КС и замираний (интерференционных) принимаемого сигнала. Последние, как известно, значительно снижают помехоустойчивость приема вследствие изменения вида функциональной зависимости (ψ) между $P_{\text{ош}}$ и средним энергетическим отношением «сигнал/шум» на входе приемника $\overline{h^2} = h^2$ (при неизменной схеме обработки). Так, известные результаты имитационного моделирования на ЭВМ показывают, что при передаче в СКС ортогональных сигналов (частотной телеграфии) и их некогерентном (НК) приеме возникновение в транзионосферном КС с многолучевым РРВ общих быстрых замираний (БЗ) рэлеевского типа позволяет при $\overline{h^2} = h^2 = 200(23 \text{ дБ})$ достичь всего $P_{\text{ош}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$, а появление частотно-селективных замираний (ЧСЗ) и межсимвольной интерференции (МСИ) обеспечивает лишь $P_{\text{ош}} \sim 10^{-1}$. Очевидно, что проявление в транзионосферном КС одновременно с рассеянием радиоволн (вследствие роста $\sigma_{\Delta N}$) и явления фазовой дисперсии (из-за увеличения \overline{N}_m) приведет к появлению дисперсионных искажений (ДИ) принимаемых сигналов (особенно с широкой полосой спектра F_0) и дополнительному снижению помехоустойчивости СКС.

Следует учесть, что ВИ в слое F , сопровождаемые образованием интенсивных «волоконистых» неоднородностей (с повышенным значением $\sigma_{\Delta N}$), часто наблюдаются в области экваториальных и полярных широт вследствие случайных изменений солнечной активности (вспышек, терми-

наторов, высыпания частиц и т.д.). Кроме того, подобные естественные ВИ могут возникать и в среднеширотном слое F под действием таких факторов как землетрясения, извержения вулканов, образование ураганов, молний и т.п. Помимо естественных ВИ в слое F могут возникать аналогичного рода искусственные ВИ в результате аварий АЭС, стартов крупных ракет, включения двигателей ИСЗ в космосе, работы инжекторов плазмы, инъекции легкоионизирующихся химических веществ, излучения мощных радиопередатчиков и действия других высокоэнергетических источников.

Поскольку рост флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы ΔN_i сопровождается увеличением рассеяния радиоволн и относительного времени запаздывания лучей в точку приема $\Delta \tau_i \sim \Delta N_i$, в транссионосферных КС происходит сужение полосы когерентности $F_k \approx 1/\Delta \tau_i$. Поэтому современные тенденции развития СКС в направлении повышения скорости передачи и широкополосности сигналов до $R_T = 1/T_s = 10 \div 622$ Мбит/с и $F_0 \geq 10$ МГц могут привести к снижению их помехоустойчивости из-за выполнения условий возникновения МСИ ($T_s \leq \Delta \tau_i \approx 1/F_k$) и ЧСЗ ($F_0 \geq F_k$).

Отсюда следует, что на современном этапе развития СКС особую актуальность приобретают вопросы прогнозирования их помехоустойчивости в условиях ВИ в слое F и разработки практических рекомендаций по обеспечению требуемых значений $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ за счет выбора частотно-временных параметров передаваемых сигналов. В этом и заключается **практическая цель исследований**.

Поскольку достижение поставленной практической цели на базе известного в статистической теории связи научно-методического аппарата невозможно, представляется необходимым найти решение крупной **научной пробле-**

мы теоретического обобщения методов анализа помехоустойчивости приема сигналов в СКС с учетом проявления рассеивающих и дисперсионных свойств неоднородной ионосферы на основе разработки методов построения структурно-физических моделей трансionoсферных КС.

Анализ подходов к решению указанной общей научной проблемы показал, что разработку структурно-физических моделей (то есть учитывающих реальные условия РРВ через случайно-неоднородные среды) для КС с рассеянием можно осуществить только путем комплексного применения методов, разработанных в статистической теории связи (построения многолучевых моделей КС и анализа помехоустойчивости заданной схемы обработки сигналов) и в статистической радиофизике (фазового экрана и параболического уравнения).

В интересах решения общей научной проблемы ее целесообразно декомпозировать на следующие **частные научные задачи**:

1. Обоснование комплексных моделей распределения ЭК в ионосфере, позволяющих одновременно учесть дисперсионные и рассеивающие эффекты при РРВ.
2. Разработка метода построения структурно-физической модели трансionoсферного КС.
3. Теоретическое обобщение методов анализа помехоустойчивости приема сигналов в СКС при одновременном проявлении замираний (общих или ЧСЗ), МСИ и ДИ.

В соответствии с указанными выше практической целью и научными задачами монография содержит 5 глав.

В первой главе проведен анализ влияния ВИ в слое F на показатели качества СКС. Здесь последовательно проанализированы: 1) состояние и тенденции развития СКС; 2) общие закономерности влияния факторов трансionoсферного РРВ на помехоустойчивость СКС; 3) известный научно-методический аппарат анализа помехоустойчивости СКС и необходимость его совершенствования. На основании ре-

зультатов данного анализа осуществлены постановки цели, научной проблемы и частных задач исследования.

Вторая и третья главы посвящены решению 1 и 2 частных научных задач. Во второй главе сначала обоснованы комплексные модели распределения ЭК в ионосфере. На этой базе затем разработаны многолучевые и структурно-физические модели трансionoсферного КС с использованием метода фазового экрана для случаев передачи монохроматических и модулированных сигналов соответственно.

В третьей главе рассмотрены особенности разработки многолучевой и структурно-физической модели трансionoсферного КС на основе метода параболического уравнения.

Четвертая глава посвящена решению 3-й частной научной задачи: теоретическому обобщению методов анализа помехоустойчивости приема в СКС сигналов при одновременном проявлении замираний (общих или ЧСЗ), МСИ и ДИ.

Пятая глава посвящена вопросам прогнозирования помехоустойчивости СКС при различном состоянии слоя F ионосферы и разработке практических рекомендаций по обеспечению предъявляемых к ней требований в условиях естественных и искусственных возмущений.

1. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ В СЛОЕ F НА ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СКС

1.1. Анализ состояния и тенденции развития СКС

Анализ параметров сигналов современных и перспективных СКС показывает, что основными тенденциями их развития по сравнению с СКС старшего поколения, работающими в диапазонах $L(1 \div 2 \text{ ГГц})$ и $C(4 \div 8 \text{ ГГц})$, являются [20, 22, 47, 73, 77, 96, 103, 104, 105, 107, 127]:

- использование низкочастотного диапазона $P(0,225 \div 0,4 \text{ ГГц})$ несущих частот для низкоорбитальных ИСЗ («Гонец», «Сигнал» и др.);
- освоение более высокочастотных диапазонов $X(8 \div 12 \text{ ГГц})$, $Ku(12 \div 18 \text{ ГГц})$ и $Ka(26 \div 40 \text{ ГГц})$ несущих частот для СКС с любой высотой орбиты;
- переход к высокоскоростным ($R_T = 1/T_s > 600 \text{ кбит/с}$) режимам передачи простых сигналов (с базой $B_s = T_s F_0 = 1$, где T_s – длительность, а $F_0 = 1/T_s$ – ширина спектра);
- расширение полосы спектра сложных ($B_s = T_s F_0 \gg 1$) фазоманипулированных широкополосных псевдослучайных сигналов (ШПС) с $F_0 = B_s / T_s = 2 \text{ МГц}$ до $F_0 \geq 5 \text{ МГц}$.

Отметим, во-первых, что указанные тенденции сами по себе не влияют на помехоустойчивость СКС. Для всех типов СКС должны выполняться требования к их помехоустойчивости, состоящие в обеспечении $P_{\text{ош}}$ не хуже допустимого значения [47, 96, 104, 105, 107, 127]:

$$P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ошдоп}} = 10^{-5} \text{ при } h^2 = 10 \div 20 (10 \div 13 \text{ дБ}) \quad (1.1)$$

и наличии энергетического запаса $\Delta h^2 = 2 \div 10 (3 \div 10 \text{ дБ})$.

Во-вторых, данные требования в СКС выполняются только при нормальной (невозмущенной) ионосфере, тогда как при возмущениях ионосферы (ВИ) требуемая помехо-

устойчивость СКС (1.1) может не достигаться вследствие ухудшения условий РРВ и проявления различных свойств радиоканала: поглощающих, отражающих (рефракционных), поляризационных, дисперсионных и рассеивающих (приводящих к многолучевости в КС). В результате нарушаются два условия осуществления радиосвязи с требуемым качеством [70, 71, 92, 102]:

- 1) отсутствие искажений принимаемого сигнала (с заданной полосой спектра F_0 в одну сторону от несущей и длительностью $T_s = B_s / F_0$) из-за фазовой дисперсии в ионосфере, а также частотно-селективных замираний (ЧСЗ) и межсимвольной интерференции (МСИ):

$$F_0 \ll F_d, \quad (1.2)$$

$$F_0 \ll F_k, \quad T_s = B_s / F_0 \gg 1 / F_k, \quad (1.3)$$

где F_d и F_k – полосы когерентности КС, обусловленные, соответственно, его дисперсионными и рассеивающими (многолучевыми) свойствами;

- 2) обеспечение требуемого отношения мощности сигнала P_r к мощности шумов (или помех) P_0 на входе радиоприемника:

$$P_r / P_0 \geq K_n^2, \quad (1.4)$$

где $K_n^2 = (P_r / P_0)_n$ – минимально необходимое отношение «сигнал/шум» или «сигнал/помеха» по мощности (далее везде «сигнал/шум») для обеспечения $P_{\text{ош доп}}$.

Поскольку $P_{\text{ош}}$ определяется не мощностным (P_r / P_0), а энергетическим ($h^2 = E_r / N_0$) отношением «сигнал/шум» на входе приемника, условие (1.4) можно записать в более удобном виде [18, 22, 35, 40, 120]

$$h^2 = \frac{E_r}{N_0} = \frac{P_r T_s}{N_0} = \frac{P_r T_s}{P_0/F_0} = \frac{P_r}{P_0} B_s \geq h_{\text{н}}^2, \quad (1.5)$$

где $h_{\text{н}}^2 = K_{\text{н}}^2 B_s = (P_r/P_0) B_s = (E_r/N_0)_{\text{н}}$ – энергетическое отношение «сигнал/шум» на входе, минимально необходимое для обеспечения $P_{\text{ош доп}}$.

Входящая в (1.5) мощность принимаемого сигнала P_r определяется как [7, 36, 45, 46, 70, 71, 92, 102, 121, 127]

$$P_r = P_t G_t \eta_t G_r \eta_r W_0^2 W_{\text{т}}^2, \quad (1.6)$$

где P_t – мощность передаваемого сигнала; G_t и G_r – коэффициенты усиления, соответственно, передающей и приемной антенн; η_t и η_r – КПД их фидеров; $W_0 = \lambda_0^2 / (4\pi z_0)^2$ – множитель ослабления мощности сигнала с несущей частотой $f_0 = c/\lambda_0$ в свободном пространстве на расстоянии z_0 (величина, обратная основным потерям передачи при РРВ); $W_{\text{т}}^2 \leq 1$ – множитель ослабления мощности сигнала на реальной трассе (квадрат множителя ослабления напряженности поля свободного пространства в среде РРВ); $W_{\text{т}}^2 = W_{\text{п}}^2 W_{\text{пр}}^2 W_{\text{пл}}^2 W_{\text{бз}}^2 W_{\text{мз}}^2$; $W_{\text{п}}^2 \leq 1$ – коэффициент поглощения мощности волны в среде; $W_{\text{пр}}^2 \leq 1$ – коэффициент пространственного рассогласования нормированной характеристики направленности (по мощности) приемной антенны относительно передающей антенны из-за рефракционной ошибки; $W_{\text{пл}}^2 \leq 1$ – коэффициент поляризационного рассогласования приемной антенны с падающей волной из-за изменения плоскости ее поляризации; $W_{\text{бз}}^2$ и $W_{\text{мз}}^2$ – случайные множители ослабления мощности волны из-за быстрых (БЗ) и медленных (МЗ) замираний, обусловленные, соответ-

ственно, многолучевостью РРВ и медленным изменением поглощения в среде.

В настоящее время свойства космических КС и их влияние на условия (1.2)-(1.5) осуществления радиосвязи при нормальной ионосфере изучены достаточно хорошо. В СКС, использующих частоты $f_0 = 1 \div 10$ ГГц, РРВ через нормальную ионосферу под углами $\theta_0 \leq 85^\circ$ относительно вертикали практически не сопровождается проявлением поглощающих свойств ($W_{\text{п}}^2 \approx 1$) и медленных замираний ($W_{\text{мз}}^2 \approx 1$) [33, 45, 46, 57, 70, 71, 77, 102, 107, 121, 127]. Многолучевые свойства в космических (трансионосферных) КС проявляются в виде общих (гладких) БЗ на частотах $f_0 \leq 100 \div 500$ МГц [38, 45, 46, 57, 102] и ограничения полосы когерентности значениями $F_{\text{к}} > 100$ МГц ($\Delta\tau_i \approx 1/F_{\text{к}} < 10^{-8}$ с) на частоте $f_0 \approx 300$ МГц и $F_{\text{к}} > 1$ ГГц при $f_0 \approx 1$ ГГц [33, 58, 105, 113, 114]. Поэтому применение в СКС несущих частот $f_0 = 1 \div 10$ ГГц, полос спектра $F_0 < 10^8$ Гц и скоростей передачи $R_{\text{т}} = 1/T_{\text{с}} < 10^8$ бит/с не вызывает проявление многолучевых свойств космических КС ($W_{\text{бз}}^2 \approx 1$, $F_0 \ll F_{\text{к}}$, $T_{\text{с}} \gg 1/F_{\text{к}}$). Устранение поляризационного рассогласования ($W_{\text{пл}}^2 = 1$) достигается использованием антенн с круговой поляризацией, а пространственного ($W_{\text{пр}}^2 = 1$) – за счет наведения приемной антенны по максимуму напряженности поля приходящей волны [77, 107, 121, 127]. Проявление дисперсионных свойств трансионосферных КС характеризуется полосой $F_{\text{д}} \approx 12 \div 410$ МГц на частотах $f_0 = 1 \div 10$ ГГц [121]. Поэтому условие отсутствия искажений принимаемого сигнала из-за дисперсионности ионосферы (1.2) достигается за счет ограничения полосы спектра

передаваемого сигнала:

$$F_0 \ll F_d \approx 12 \div 410 \text{ МГц.} \quad (1.7)$$

Множитель ослабления на реальной трассе (W_T^2) в космических радиоканалах определяется поглощением волны в тропосфере ($W_{\text{п(тр)}}^2 \leq 1$), поскольку нормальная (невозмущенная) ионосфера практически не влияет на РРВ:

$$W_T^2 = W_{\text{п}}^2 W_{\text{пр}}^2 W_{\text{пл}}^2 W_{\text{бз}}^2 W_{\text{мз}}^2 W_{\text{п(тр)}}^2 \approx W_{\text{п(тр)}}^2. \quad (1.8)$$

Согласно (1.6), (1.8), условие (1.5) осуществления космической радиосвязи имеет вид:

$$h^2 = \frac{E_r}{N_0} = \frac{P_r}{P_0} B_s = \frac{P_t G_t \eta_t G_r \eta_r W_0^2 W_{\text{п(тр)}}^2}{P_0} B_s \geq h_n^2. \quad (1.9)$$

Величина h_n^2 в (1.9) может быть найдена по графику зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2)$, которая определяется видом сигнала и способом его обработки, а также моделью КС. Поскольку космические КС принято описывать моделью с постоянными параметрами ($W_{\text{п(тр)}}^2 = \text{const}$), то зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(h^2) = \psi(z = 10 \lg h^2)$ для некогерентного способа обработки в приемнике ортогональных сигналов, например, частотной телеграфии (ЧТ) имеет вид, показанный на рис.1.1.

Согласно рис.1.1, при некогерентном приеме сигналов ЧТ для обеспечения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо обеспечить $h_n \approx 20$ ($z_n = 10 \lg h_n^2 \approx 13$ дБ). Заметим, что при определении h_n^2 в космических радиоканалах обычно не учитывается ряд факторов, снижающих помехоустойчивость приема (неидеальность синхронизации, случайные изменения условий РРВ и положения антенн ИСЗ [92], применение реальных (подоптимальных) схем обработки [18, 35, 88, 99,

120, 126] и т.д.). Чтобы ослабить их влияние, h_n^2 берут с энергетическим запасом порядка $\Delta h_n^2 = 2 \div 10$ ($\Delta z_n = 3 \div 10$ дБ).

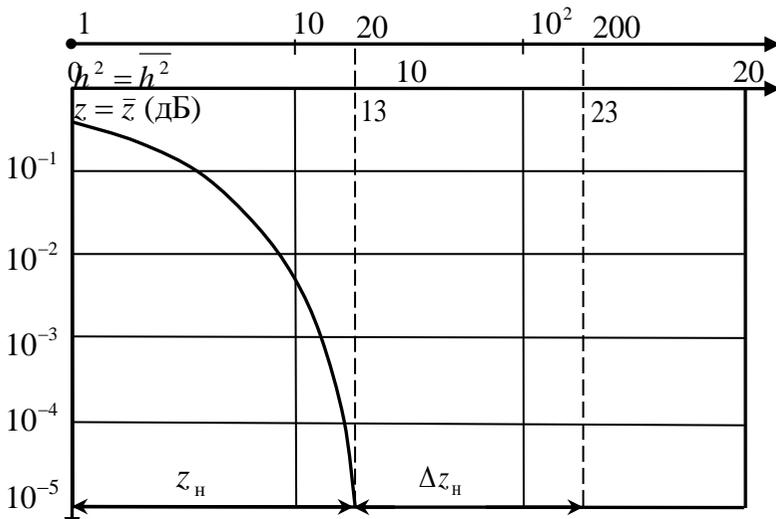


Рис. 1.1. Помехоустойчивость некогерентного приема сигналов ЧТ в каналах связи с постоянными параметрами.

Поэтому на наиболее напряженном по энергетике участке «ИСЗ – ЗС» характеристики радиопередатчика (РПД) ($P_t \leq 40$ Вт) и антенн ($G_t \approx 20$ дБ, $G_r \sim 40 \div 50$ дБ) выбирают так, чтобы вместо (1.9) выполнялось условие

$$h^2 \geq h_n^2 \Delta h_n^2; \quad z \geq z_n + \Delta z_n = 13 \div 23 \text{ дБ}. \quad (1.10)$$

Условие (1.10) выполняется при невозмущенной ионосфере. При ВИ ее физические параметры подвергаются значительным изменениям разнообразного характера. [1 – 5, 7 – 11, 13 – 15, 19, 23, 25 – 29, 32 – 34, 36 – 39, 42, 45, 57 – 61, 71, 72, 76, 77, 95, 100, 105, 107, 112 – 114, 118, 119, 127, 129 – 134].

Среди возмущающих факторов наибольшее влияние на снижение помехоустойчивости СКС оказывают те, которые воздействуют на верхний F-слой ионосферы (150 ÷ 300 км),

вызывая образование, так называемых «волоконистых» неоднородностей (страт, глобул) [1, 13, 14, 34, 60, 71, 76, 95, 105, 112]. Согласно [95], даже если ионизация в волоконистых неоднородностях относительно мала и не приводит к заметному поглощению радиоволн, она все равно ухудшает качество приема из-за многократного рассеяния и многолучевого РРВ, обуславливающего «мерцание» сигнала, которое может катастрофически ухудшать качество СКС.

Иллюстрацией этого могут служить качественные графики зависимостей $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{z} = z)$, приведенные на рис.1.2 для нормальной ионосферы и ВИ, сопровождающихся появлением в слое F волоконистых неоднородностей и «мерцаний» принимаемого сигнала [95]. Под «мерцанием» при этом понимаются возникающие в результате РРВ через неоднородную ионосферу (слой F) общие БЗ принимаемых сигналов, их ЧСЗ и МСИ. Более детальные зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{z})$, построенные по результатам имитационного моделирования на ЭВМ процесса РРВ через волоконистые неоднородности и возникновения ЧСЗ и МСИ принимаемых сигналов, приведены на рис. 1.3 [14]. При этом важно отметить, что графики, приведенные на рис. 1.3, построены при неизвестных частотно-временных параметрах передаваемых сигналов (f_0 , $F_0 = B_s / T_s$, T_s) СКС и физических параметрах ионосферных неоднородностей.

Согласно рис. 1.2 в нормальной (невозмущенной) ионосфере наблюдается отсутствие БЗ, тогда как при ВИ в слое F могут возникать общие (гладкие) БЗ райсовского или рэлеевского (РлЗ) типа, ЧСЗ, а также МСИ вместе с ЧСЗ. Согласно рис. 1.3 при ВИ и наличии волоконистых неоднородностей происходит сужение полосы когерентности канала связи F_k и возрастает степень МСИ принимаемых сигналов, определяемая величиной $1/T_s F_k$.

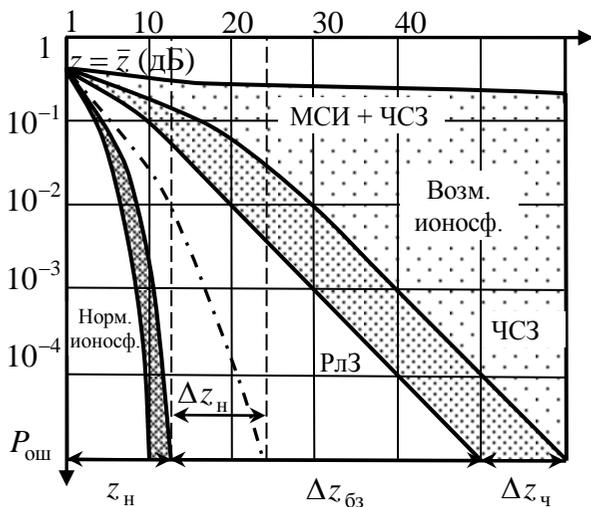


Рис. 1.2. Помехоустойчивость СКС при нормальной ионосфере и наличии возмущений в слое F (качественные зависимости).

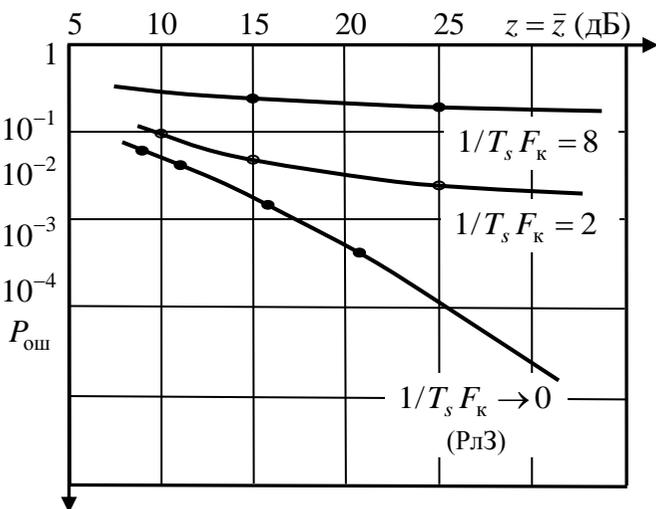


Рис. 1.3. Помехоустойчивость СКС при наличии ВИ в слое F (результаты имитационного моделирования).

Анализ графиков рис.1.2-1.3 позволяет сделать следующие важные выводы.

1. Требуемая помехоустойчивость некогерентного приема в СКС ($P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при реализуемых отношениях «сигнал/шум» на входе приемника $z = z_{\text{н}} + \Delta z_{\text{н}} = 13 \div 23$ дБ) обеспечивается только при нормальной ионосфере.

2. В случае воздействия факторов ВИ в слое F , сопровождаемых образованием волокнистых неоднородностей и многолучевым РРВ, при $z = \bar{z} = 23$ дБ имеет место $P_{\text{ош}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ в условиях возникновения рэлеевских БЗ (РлЗ) и $P_{\text{ош}} \approx 0,2$ в условиях МСИ и ЧСЗ.

3. При наличии рэлеевских БЗ для обеспечения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ требуется увеличить \bar{z} до 50 дБ за счет введения коэффициента защиты от БЗ, существенно превышающего по величине максимальный энергетический запас: $\Delta z_{\text{бз}} = 37$ дБ $>$ $\Delta z_{\text{н}} = 10$ дБ.

4. При возникновении ЧСЗ (когда нарушается условие (1.3) их отсутствия $F_0 / F_{\text{к}} \ll 1$) для обеспечения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ потребуется ввести дополнительный к $\Delta z_{\text{бз}}$ коэффициент защиты от ЧСЗ: $\Delta z_{\text{ч}} \sim 10$ дБ.

5. При возникновении ЧСЗ и МСИ: то есть при нарушении условий (1.3) $F_0 / F_{\text{к}} \ll 1$ и $1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / B_s F_{\text{к}} \ll 1$, обеспечить $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ за счет увеличения \bar{z} принципиально невозможно из-за появления несократимой вероятности ошибки $P_{\text{ош н}}$ (когда $P_{\text{ош}} \rightarrow \text{const}$ при $\bar{z} \rightarrow \infty$).

Отсюда следует общий вывод о существовании важной прикладной проблемы обеспечения требуемой помехоустойчивости СКС: $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ в условиях ВИ в слое F и многолучевого РРВ при реализуемых отношениях «сиг-

нал/шум» на входе приемника $z = 13 \div 23$ дБ (как показано на рис. 1.2 штрихпунктирной линией).

Решение данной проблемы непосредственным образом связано с достоверным прогнозированием помехоустойчивости СКС: то есть определением зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2)$ в условиях ВИ в слое F . При этом отметим, что графики рис.1.2-1.3, полученные для волокнистых неоднородностей слоя F и некогерентной схемы приема, не позволяют прогнозировать помехоустойчивость СКС при произвольных значениях параметров передаваемых сигналов (f_0 , F_0 , T_s) и неоднородного слоя F (определяющих величину F_k). Это обусловлено тем, что методика получения зависимостей рис.1.3 является численно-аналитической, а не чисто аналитической.

Содержание численно-аналитической методики оценки влияния параметров передаваемых сигналов и неоднородностей ионосферы на помехоустойчивость СКС включает в себя два этапа имитационного моделирования на ЭВМ:

- моделирование процесса РРВ через неоднородности возмущенной ионосферы [76];
- моделирование процесса некогерентной обработки сигнала в приемнике СКС [13, 14].

Для выявления недостатков данной методики остановимся более подробно на ее этапах. Влияние неоднородностей ионосферы на РРВ моделируется совокупностью (до 10 и более) тонких фазовых экранов, каждый из которых описывает реализацию случайного изменения фазы во фронте волны после прохождения ею участка неоднородной ионосферы. Передаваемый сигнал представляется в спектральном виде, после чего для каждой спектральной составляющей ($\omega_i = \omega_0 + \Omega_i$) последовательно осуществляется численный расчет реализации поля волны на каждом из экранов и за ними, вплоть до точки приема. В результате этого

определяется искаженный (подверженный ЧСЗ) спектр в точке приема и (путем обратного преобразования Фурье) – временное представление искаженной реализации принимаемого сигнала. Эта реализация, после ее дискретизации, представляет собой входные данные для имитационной (программной) модели некогерентного приемника, на выходе которого регистрируется решение о правильном или ошибочном приеме информационного символа (бита) сигнала с учетом МСИ. Для получения одного результата такого способа определения $P_{\text{ош}}$ (то есть одной точки на графиках рис.1.3) при заданных отношениях \bar{E}_r / N_0 и $F_0 / F_k = 1 / T_s F_k$ необходимо использовать $\sim 10^6$ различных реализаций принимаемых сигналов (информационных битов).

Отсюда следует, что основными недостатками численно-аналитической методики прогнозирования влияния неоднородностей ВИ на помехоустойчивость СКС можно считать:

- существенные вычислительные и временные затраты на получение оценок $P_{\text{ош}}$, аналогичных рис.1.3;
- ограниченность получаемых результатов оценки $P_{\text{ош}}$ конкретными исходными данными о частотных (f_0 , F_0 , T_s) и энергетических ($\bar{h}^2 = \bar{E}_r / N_0$) параметрах передаваемых сигналов и полосы F_k , зависящей от физических параметров неоднородностей. Эти ограничения обуславливают возможность получения лишь отдельных точек на графике (см. рис. 1.3), а не функциональной зависимости $P_{\text{ош}} = \Psi(\bar{h}^2, f_0, F_0, T_s, F_k)$;
- сложность проверки достоверности получаемых результатов влияния ЧСЗ и МСИ на помехоустойчивость СКС и причин ее ухудшения из-за отсутствия в [13, 14, 76] сведе-

ний о значениях параметров передаваемых сигналов (f_0 , F_0 , T_s) и ионосферных неоднородностей слоя F , использованных при имитационном моделировании.

Поэтому для прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F необходима аналитическая методика, позволяющая определить зависимость $P_{\text{ош}}$ от отношения «сигнал/шум» на входе приемника ($\overline{h^2}$), частотно-временных параметров передаваемых сигналов (f_0, F_0, T_s) и физических параметров неоднородной ионосферы.

Таким образом, современное состояние и тенденции развития СКС не затронули пока такого важного для практики направления как прогнозирование помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F . При этом еще в обзорной статье 1990 года [33] широко известных ученых Дж. Гудмена и Ж. Ааронса отмечалось, что «...наша способность к прогнозированию влияния нерегулярной ионосферы на радиосистемы ...могла бы составить самый важный вклад специалистов по ионосфере за 90-е годы».

1.2. Закономерности влияния факторов трансionoсферного РРВ на помехоустойчивость СКС

Исследование вопросов прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F начнем с анализа имеющихся результатов влияния ионосферы на характеристики принимаемых сигналов и помехоустойчивость схем их обработки.

Для СКС характерно трансionoсферное РРВ, которое сопровождается следующими физическими явлениями [33, 46, 57, 77, 107, 121, 127]: поглощением (ослаблением) энергии радиоволны; изменением плоскости поляризации радиоволны; рефракцией; рассеянием радиоволн на мелко-

масштабных неоднородностях ионосферы; отличием фазовых скоростей РРВ через ионосферу для различных частотных составляющих сигнала (волны), обусловленное дисперсионными свойствами ионосферы.

Влияние этих факторов проявляется в изменении параметров радиоволн в точке приема, однозначно соответствующих изменению параметров сигнала на входе приемника. Вследствие этого помехоустойчивость приема сигналов в СКС ухудшается.

Первые три фактора обуславливают увеличение $P_{\text{ош}}$ из-за уменьшения энергии сигнала на входе приемника (то есть h^2). Как указывалось выше, на помехоустойчивость приема сигналов в СКС с несущей частотой $f_0 > 1\text{ГГц}$ эти факторы трансionoсферного РРВ практически не влияют.

Фактор рассеяния радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы вызывает быстрые флуктуации амплитуды и фазы частотных составляющих сигнала на входе приемника (эффект замираний). Эти замирания частотных составляющих могут быть как коррелированными (общими, гладкими), так и некоррелированными (ЧСЗ). Последние сопровождаются случайными искажениями формы огибающей принимаемого сигнала. Поскольку случайные изменения параметров сигнала существенно снижают помехоустойчивость их приема, то остановимся на них более подробно.

В настоящее время наиболее известной является точка зрения, что в диапазоне частот СКС параметры принимаемых сигналов практически не изменяются, за исключением начальной фазы [92, 107, 108]. Поэтому космический (трансionoсферный) КС обычно описывается моделью с флуктуирующей фазой. Оптимальной для данной модели КС является некогерентная схема обработки сигналов. Вероятность ошибочного приема ортогональных сигналов (в том числе

ШПС) при этом определяется как [16, 18, 35, 40, 51, 52, 55, 99, 120]

$$P_{\text{ош}} = 0,5 \exp(-h^2 / 2). \quad (1.11)$$

Однако более детальный анализ условий функционирования СКС показывает, что при распространении через ионосферу в области экваториальных и полярных широт радиоволн с частотой $f_0 \leq 6 \div 7$ ГГц в принимаемом сигнале могут наблюдаться флуктуации не только фазы, но и амплитуды [1, 33, 34, 60]. В этом случае трансionoсферный радиоканал должен моделироваться как КС с общими замираниями. Для обработки сигнала в таком КС оптимальной (при использовании равномошных сигналов) является также схема некогерентного приема [40, 52, 55, 92, 120], для которой вероятность ошибки будет равна

$$P_{\text{ош}} = \frac{\gamma^2 + 1}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 \overline{h^2}}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \right], \quad (1.12)$$

где $\gamma^2 = a_p^2 / 2\sigma_b^2$ – отношение мощности регулярной составляющей (a_p^2) коэффициента передачи (b) КС к мощности его флуктуационной составляющей ($2\sigma_b^2$); $\overline{h^2} = \overline{E_r} / N_0$ – отношение средней энергии $\overline{E_r}$ сигнала на входе приемника к N_0 , равное этому отношению в отсутствие замираний: $\overline{h^2} = h^2 = E_r / N_0$.

Выражение (1.12) соответствует случаю общих БЗ райсовского типа, для которых коэффициент $\gamma^2 = a_p^2 / 2\sigma_b^2$, характеризующий их глубину, находится в пределах $0 < \gamma^2 < \infty$. При отсутствии регулярной составляющей ($a_p^2 = 0$) в замирающем сигнале величина $\gamma^2 = a_p^2 / 2\sigma_b^2 = 0$ и (1.12) преобразуется к виду

$$P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2}), \quad (1.13)$$

характерному для случая БЗ рэлеевского типа (РлЗ). При отсутствии флуктуационной составляющей ($2\sigma_b^2 = 0$) в приняемом сигнале значение $\gamma^2 = a_p^2 / 2\sigma_b^2 = \infty$ и выражение (1.12) сводится к виду (1.11), характерному для КС с флуктуирующей фазой.

На рис. 1.4 изображены графики зависимости (1.12) $P_{\text{ош}} = \Psi(\overline{h^2} = h^2)$ для некогерентного (НК) приема сигналов при различных значениях параметра глубины обших БЗ γ^{-2} .

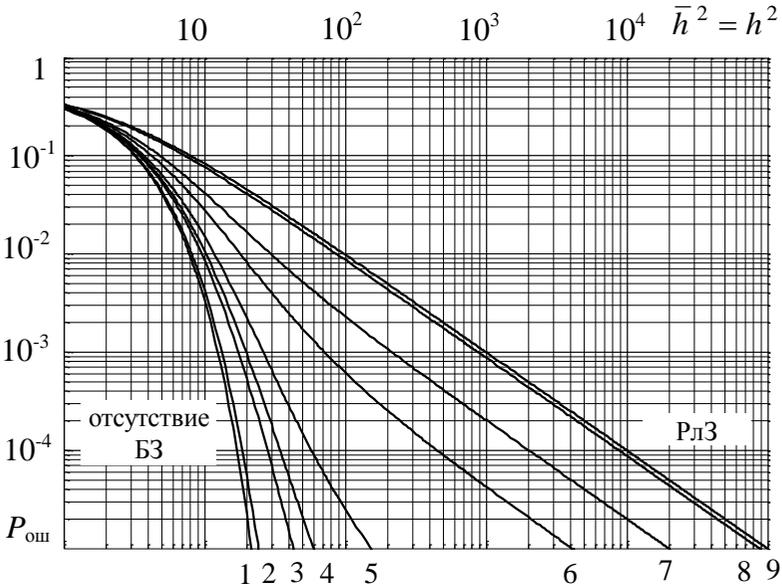


Рис.1.4 Зависимости $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов от отношения сигнал/шум $\overline{h^2}$ при различном параметре глубины обших БЗ $\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2$: 1) 0; 2) 0,01; 3) 0,05; 4) ,066; 5) 0,1; 6) 0,2; 7) 0,33; 8) 1,66; 9) ∞ .

Заметим, что параметр $\gamma^{-2} = 1/\gamma^2 = 2\sigma_{\text{в}}^2 / \alpha_{\text{р}}^2$ более удобен для характеристики глубины общих БЗ, чем коэффициент γ^2 , поскольку при отсутствии флуктуационной составляющей БЗ ($2\sigma_{\text{в}}^2 = 0$) он принимает минимальное значение ($\gamma^{-2} = 0$), а при отсутствии регулярной составляющей ($\alpha_{\text{р}}^2 = 0$) глубина БЗ будет максимальной ($\gamma^{-2} = \infty$).

Анализ зависимостей рис.1.4 показывает, что фактор рассеяния радиоволн на неоднородностях ионосферы существенно влияет на помехоустойчивость СКС, поскольку он приводит к изменению функциональной зависимости (ψ) между $P_{\text{ош}}$ и h^2 при неизменности последнего ($h^2 = \overline{h^2}$).

Ионосферные возмущения обуславливают не только увеличение глубины общих БЗ, но и появление ЧСЗ принимаемого сигнала, если выполняется условие их возникновения:

$$F_0 \geq F_{\text{к}}, \text{ или } F_0 / F_{\text{к}} \geq 1. \quad (1.14)$$

При выполнении (1.14) случайным флуктуациям будут подвержены не только амплитуда и фаза принимаемого сигнала, но и форма его огибающей. Такому трансионосферному каналу соответствует модель КС с ЧСЗ. При обработке сигнала, подверженного ЧСЗ, некогерентным приемником (оптимальным в случае общих замираний) будут иметь место энергетические потери из-за рассогласования формы принимаемого и опорного сигналов. Обеспечиваемая при этом вероятность ошибки определяется выражением [50]

$$P_{\text{ош}} = 1 / (2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}), \quad (1.15)$$

где $\eta_{\text{ч}} < 1$ – коэффициент энергетических потерь, возникающих при некогерентной обработке сигналов с ЧСЗ.

Очевидно, что соотношение (1.14) будет выполняться в первую очередь при использовании в СКС сигналов с

расширенным спектром F_0 (то есть ШПС) и ВИ в слое F , поскольку полоса F_k в этом случае сужается [13, 14, 76].

Фактор фазовой дисперсии при транссионосферном РРВ обуславливает возникновение дисперсионных искажений (ДИ) формы принимаемого сигнала, которые будут проявляться при выполнении условия [121]

$$F_0 \geq F_d, \text{ или } F_0 / F_d \geq 1. \quad (1.16)$$

В настоящее время вопросы влияния дисперсионности ионосферы (в том числе и ВИ в слое F) на степень искажения принимаемых сигналов и характеристики функционирования СКС изучены достаточно подробно [45, 46, 112, 129]. Эти исследования показывают, что помехоустойчивость приема ухудшается из-за появления энергетических потерь при обработке сигналов, подверженных ДИ. Это эквивалентно уменьшению отношения «сигнал/шум» на входе приемника h^2 без изменения вида (ψ) функциональной зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2)$.

Проанализируем более подробно зависимость $P_{\text{ош}}$ в СКС от физических параметров ионосферы. Основной причиной снижения помехоустойчивости СКС до недопустимо низких значений ($P_{\text{ош}} > P_{\text{ош доп}}$) вследствие многолучевого РРВ (рассеяния) является рост флуктуаций электронной концентрации (ЭК) в неоднородностях ионосферного слоя F по сравнению с нормальным его состоянием.

Распределение ЭК в ионосфере описывается совокупностью изменения по высоте h средней ЭК $\bar{N}(h)$ и пространственных ($\rho = x, y$) флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h)$ в неоднородностях [32, 37]

$$N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h) = \bar{N}(h)[1 + \Delta N(\rho, h)/\bar{N}(h)]. \quad (1.17)$$

Среднеквадратическое отклонение (СКО) относительных флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h) / \bar{N}(h)$, называемое интенсивностью неоднородностей β , примерно постоянно для любой высоты h ионосферы [2, 28, 32, 45, 57, 121]:

$$\beta = (\langle \Delta N(\rho, h)^2 \rangle)^{1/2} / \bar{N}(h) = \sigma_{\Delta N}(h) / \bar{N}(h) = \sigma_{\Delta N} / \bar{N}_m \approx \text{const}, \quad (1.18)$$

где $\bar{N}_m = \bar{N}(h_m)$ – максимальная средняя ЭК в слое F (на высоте $h = h_m$ максимума ЭК), а $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ – максимальное СКО для ЭК в ионосферных неоднородностях. Здесь знак $\langle x \rangle$, как и черта над символом \bar{x} , обозначает среднее значение (математическое ожидание) случайной величины x .

При нормальном состоянии F -слоя $\bar{N}_m \approx 2 \cdot 10^{11} \div 10^{12}$ эл/м³, $\beta \approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$, поэтому $\sigma_{\Delta N} \approx 10^9 \dots 10^{10}$ эл/м³. Распределение ЭК $N(\rho, h)$ в слоях (D , E и F) нормальной ионосферы (НИ) показано на рис.1.5 (левый график).

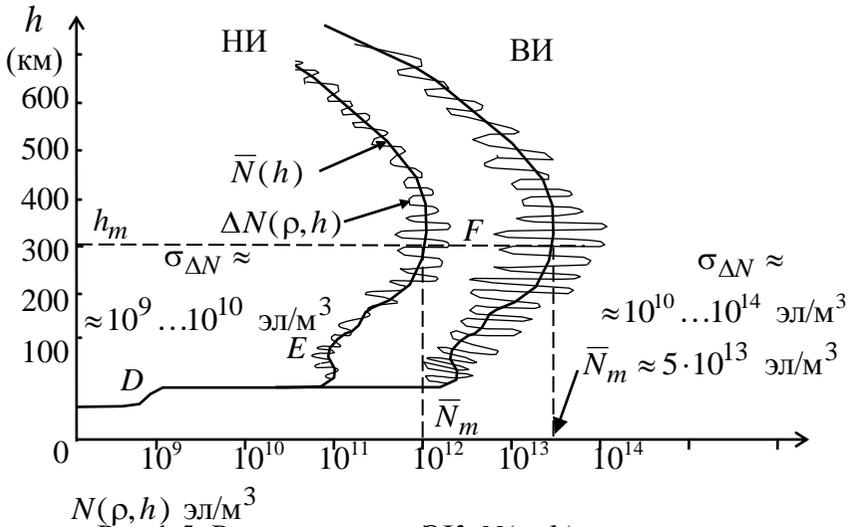


Рис.1.5. Распределение ЭК $N(\rho, h)$ в слоях нормальной и возмущенной ионосферы

Естественные ВИ в слое F чаще всего наблюдаются в области полярных и экваториальных широт и имеют вид волокнистых неоднородностей [1, 2, 25 – 28, 32 – 34, 42, 60, 65, 100]. Они возникают в результате нерегулярной активности солнечного излучения, а также при природных аномалиях (землетрясениях, цунами, молниях, извержениях вулканов). При естественных ВИ значение $\bar{N}_m \approx (1 \div 5) \cdot 10^{12}$ эл/м³, а β достигает значений $10^{-2} \div 10^{-1}$. Поэтому $\sigma_{\Delta N} \approx 10^{10} \div 5 \cdot 10^{11}$ эл/м³. Согласно экспериментальным данным [1, 33, 34, 60] при естественных ВИ трансionoсферное РРВ может сопровождаться появлением общих БЗ принимаемых сигналов на частотах вплоть до $f_0 = 6 \div 7$ ГГц, тогда как при невозмущенной ионосфере в области средних широт БЗ при трансionoсферном РРВ могут возникать на частотах $f_0 \leq 0,1 \div 0,5$ ГГц [38, 45, 46].

Волокнистые неоднородности в слое F образуются и при искусственных ВИ вследствие различного рода взрывов, выбросов легкоионизирующихся веществ (бария и др.), радионагрева ионосферы излучением мощных РПД, работы двигателей ракет, ионных инжекторов, аварий на АЭС и т.д. [25, 26, 71, 72, 95]. При искусственных ВИ величина \bar{N}_m может возрасть до $10^{12} \div 10^{14}$ эл/м³, а β – до $10^{-2} \div 1$. Поэтому величина $\sigma_{\Delta N} \approx 10^{10} \div 10^{14}$ эл/м³ при ВИ в слое F может на 1–4 порядка превышать нормальное значение $\sigma_{\Delta N} = 10^9 \dots 10^{10}$ эл/м³. Распределение ЭК в ионосфере с учетом образования неоднородной ВИ на высотах слоя F также иллюстрирует рис. 1.5 (правый график).

Следует отметить, что ВИ не приводят к существенному росту поглощения РВ. Это следует из анализа известной [57] формулы для множителя поглощения W_n^2 , выраженного в дБ:

$$W_{\Pi(\text{дБ})}^2 = -1,16 \cdot 10^{-6} f_0^{-2} \sec \theta_0 \int_0^{\infty} \bar{N}(h) v_3(h) dh,$$

где $v_3(h)$ – распределение по высоте эффективного числа столкновений электронов (1/с). Поскольку в нормальной ионосфере значение интеграла составляет [57, 90] примерно $1,4 \cdot 10^{21}$ (эл/м² · 1/с), то при $f_0 = 10^9$ Гц и $\theta_0 = 85^\circ$ значение $W_{\Pi}^2 \approx -1,86 \cdot 10^{-2}$ дБ. Тогда увеличение \bar{N}_m на два порядка (с 10^{12} до 10^{14} эл/м³) приведет к росту W_{Π}^2 до $-1,86$ дБ(0,65). Очевидно, что уменьшение $h^2 \sim W_{\Pi}^2$ на 1,86 дБ вызовет незначительный рост $P_{\text{ош}}$.

Проанализируем закономерности влияния роста СКО флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h)$ в неоднородностях ионосферы $\sigma_{\Delta N}$ (на 1-4 порядка и более) на изменение условий РРВ в трансionoсферных радиоканалах и увеличение $P_{\text{ош}}$ (см. рис. 1.2-1.3) при типовых параметрах современных и перспективных СКС.

При РРВ с заданной несущей частотой f_0 через волокнистые неоднородности ΔN_i слоя F с повышенным значением СКО ЭК $\sigma_{\Delta N} = (\langle \Delta N^2 \rangle)^{1/2}$ в трансionoсферных радиоканалах ИСЗ – ЗС возникает многолучевость, характеризующаяся значениями относительного времени запаздывания лучей в точку приема $\Delta \tau_i$ и сдвига их начальных фаз $\Delta \varphi_i = \omega_0 \Delta \tau_i = 2\pi f_0 \Delta \tau_i$, как это условно показано на рис. 1.6.

Согласно [51, 52, 92, 108, 120] соотношения между $\Delta \tau_i$ и значениями f_0 , F_0 определяют условия возникновения БЗ райсовского типа

$$\Delta \varphi_i = \omega_0 \Delta \tau_i \ll 2\pi; \quad \Delta \tau_i \ll 1/f_0 \ll 1/F_0; \quad (1.19)$$

или БЗ рэлеевского типа

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i \gg 2\pi; \quad 1/f_0 \ll \Delta\tau_i \ll 1/F_0. \quad (1.20)$$

Здесь двойные неравенства понимаются как отличие примерно на порядок величины [108].

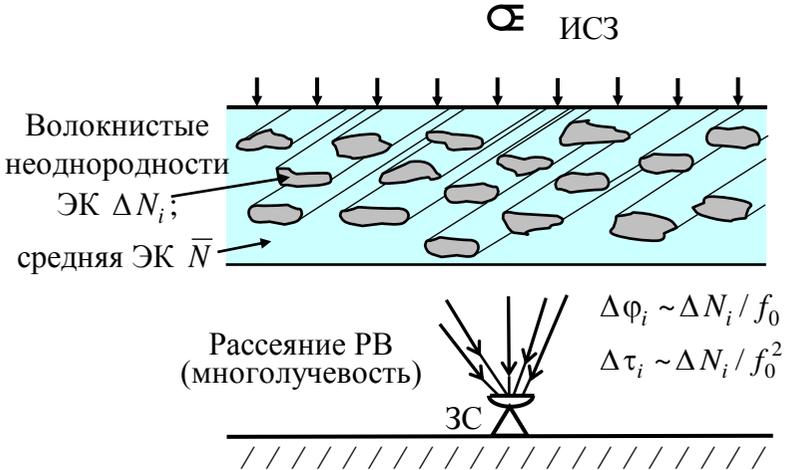


Рис. 1.6. К возникновению многолучевости при транссионферном РВВ при ВИ

Известно [34, 38, 57], что $\Delta\varphi_i$ увеличивается с ростом $\sigma_{\Delta N} \sim \Delta N_i$ и понижением f_0 , что обуславливает квадратичную зависимость $\Delta\tau_i = \Delta\varphi_i / 2\pi f_0$ и $F_k \approx 1/\Delta\tau_i$ от f_0 :

$$\Delta\varphi_i \sim 2\pi \frac{\Delta N_i}{f_0}; \quad \Delta\tau_i = \frac{\Delta\varphi_i}{2\pi f_0} \sim \frac{\Delta N_i}{f_0^2}; \quad F_k \approx \frac{1}{\Delta\tau_i} \sim \frac{f_0^2}{\Delta N_i}. \quad (1.21)$$

Согласно экспериментальным данным, при создании искусственных ВИ в слое F , значения параметров (1.21) при $f_0 \approx 1$ ГГц могут составлять [13, 14, 76]

$$\Delta F_k \leq 100 \text{ кГц}; \quad \Delta\tau_i \geq 10^{-5} \text{ с}; \quad \Delta\varphi_i \geq 2\pi \cdot 10^4 \text{ рад},$$

то есть отличаются на 4 и более порядков от соответствующих значений при невозмущенной ионосфере ($F_k \geq 1$ ГГц; $\Delta\tau_i \leq 10^{-9}$ с). Поэтому при передаче простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с низкой скоростью $R_T = 1/T_s < 10$ кБод (то есть $F_0 = 1/T_s < 10$ кГц) по трансionoсферным КС с $F_k \leq 100$ кГц ($\Delta\tau_i \geq 10^{-5}$ с) выполняется условие (1.20) возникновения БЗ рэлеевского типа, которое можно записать в виде двух неравенств:

$$\Delta\varphi_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i = 2\pi f_0 / F_k \gg 2\pi ; \quad (1.22)$$

$$F_0 / F_k = 1/T_s F_k \ll 1 , \quad (1.23)$$

Неравенство (1.22) является условием возникновения рэлеевских БЗ, а неравенство (1.23), как и (1.3) – условием отсутствия ЧСЗ и МСИ (в идеальном случае оно соответствует $F_0 / F_k = 1/T_s F_k \rightarrow 0$).

При выполнении условия (1.22) возникновения рэлеевских БЗ коэффициент $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2$ ($0 \leq \gamma^2 \leq \infty$), уменьшается до предельного значения $\gamma^2 = 0$ (так как $\alpha_p^2 = 0$). Поэтому параметр глубины общих БЗ

$$\gamma^{-2} = 1/\gamma^2 = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2 \sim \Delta\varphi_i \sim 2\pi \Delta N_i / f_0 \quad (1.24)$$

возрастает до максимума ($1/\gamma^2 \rightarrow \infty$) и величина $P_{\text{ош}}$ при $\overline{h^2} = \text{const}$ резко увеличивается (см. рис. 1.2, 1.4) по сравнению со случаем отсутствия БЗ (когда $\Delta\varphi_i \rightarrow 0$, $1/\gamma^2 \rightarrow 0$). В этом случае (РлЗ), согласно рис. 1.2 и 1.4 для достижения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо ввести (дополнительно к $z_{\text{н}} \approx 13$ дБ) защитное отношение «сигнал/шум» на входе приемника (коэффициент защиты от БЗ), величина которого

$\Delta z_{\text{бз}} \sim 1/\gamma^2 = 37$ дБ, превышает реализуемый в СКС запас $\Delta z_{\text{н}} = 10$ дБ.

При передаче по транссионферным КС с ограниченной полосой $F_{\text{к}} \leq 100$ кГц широкополосных ($B_{\text{с}} = T_{\text{с}} F_0 \gg 1$) сигналов ($F_0 = B_{\text{с}}/T_{\text{с}} \geq 2$ МГц) с низкой скоростью ($R_{\text{т}} = 1/T_{\text{с}} \leq 1,2$ кБод) выполняются условия возникновения ЧСЗ (1.14) и отсутствия МСИ:

$$F_0 / F_{\text{к}} \geq 1; \quad 1/T_{\text{с}} F_{\text{к}} = F_0 / B_{\text{с}} F_{\text{к}} = R_{\text{т}} / F_{\text{к}} \ll 1. \quad (1.25)$$

Поскольку ЧСЗ сопровождаются искажением формы огибающей принимаемых сигналов, то на выходе схемы их обработки (оптимальной для приема сигналов без БЗ или с релейскими БЗ) появляются энергетические потери ($\eta_{\text{ч}} \leq 1$). Это эквивалентно уменьшению отношения «сигнал/шум» на входе приемника ($\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} \leq \overline{h^2}$) и приводит к увеличению $P_{\text{ош}}$ при $\overline{h^2} = \text{const}$ [50]. Поэтому для достижения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ в условиях (1.25) возникновения ЧСЗ необходимо ввести дополнительный к $\Delta z_{\text{бз}} = 37$ дБ коэффициент защиты от ЧСЗ $\Delta z_{\text{ч}} \sim 1/\eta_{\text{ч}}$.

При передаче по транссионферным КС с ограниченной полосой частот $F_{\text{к}} \leq 100$ кГц простых сигналов ($B_{\text{с}} = T_{\text{с}} F_0 = 1$) и высокой скорости $R_{\text{т}} > 100$ кБод условие возникновения ЧСЗ (1.14) выполняется одновременно с условием возникновения МСИ

$$F_0 / F_{\text{к}} = 1/T_{\text{с}} F_{\text{к}} \geq 1. \quad (1.26)$$

Наибольшее влияние на увеличение $P_{\text{ош}}$ в данном случае оказывает МСИ (то есть взаимное наложение сигналов, соответствующих соседним символам 1 и 0 передаваемых сообщений), поскольку она приводит к появлению несокра-

тимой вероятности ошибки $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош н}}$. Это исключает возможность достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ в СКС при $(T_s F_k)^{-1} \geq 1$ (см. рис. 1.2-1.3) за счет увеличения \bar{z} .

Неоднородная ВИ характеризуется повышенными значениями не только $\sigma_{\Delta N}$, но и \bar{N}_m . Последние вызывают сужение полосы когерентности транссионосферного КС, обусловленной дисперсионностью ионосферы [46, 57, 112, 121]:

$$F_d \sim f_0^{3/2} / (\bar{N}_m)^{1/2}. \quad (1.27)$$

Поскольку при невозмущенной ионосфере и $f_0 \approx 1$ ГГц, $F_0 \geq 2$ МГц значения $F_d \approx 12$ МГц (1.7), то увеличение \bar{N}_m на 2 порядка приводит к сужению F_d до 1,2 МГц и выполнению условия возникновения ДИ принимаемых сигналов (1.16): $F_0/F_d \geq 1$.

Влияние ДИ на рост $P_{\text{ош}}$ сводится (как и ЧСЗ) к появлению энергетических потерь ($\eta_d \leq 1$) на выходе схемы обработки сигнала и эквивалентному уменьшению отношения «сигнал/шум» на входе приемника ($\overline{h^2} \eta_d \leq h^2$). Поэтому для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при возникновении ДИ требуется дополнительный коэффициент защиты $\Delta z_d \sim 1/\eta_d$.

Результаты проведенного анализа (1.20)-(1.27) влияния флуктуаций ЭК $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m \sim \Delta N_i$ и максимального среднего значения ЭК \bar{N}_m в ионосферном слое F на $P_{\text{ош}}$ позволяют установить следующие закономерности. Во-первых:

$$\uparrow \bar{N}_m \Rightarrow \downarrow F_d \sim \frac{f_0^{3/2}}{(\bar{N}_m)^{1/2}} \Rightarrow \uparrow \frac{F_0}{F_d} \Rightarrow \downarrow \overline{h^2} \eta_d \Rightarrow \uparrow P_{\text{ош}} (h^2 = \text{const}). \quad (1.28)$$

Во-вторых:

$$\uparrow \sigma_{\Delta N} \sim \Delta N_i \Rightarrow \uparrow \Delta \tau_i \sim \sigma_{\Delta N} / f_0^2 \Rightarrow \downarrow F_k \approx 1 / \Delta \tau_i \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N}, (1.29)$$

откуда следует

$$а) \uparrow \Delta \varphi_i = 2\pi f_0 \Delta \tau_i \sim 2\pi \sigma_{\Delta N} / f_0 \Rightarrow \uparrow 1/\gamma^2 \Rightarrow \uparrow P_{\text{ош}} (\overline{h^2} = \text{const});$$

$$б) \uparrow \frac{F_0}{F_k} \sim \frac{F_0 \sigma_{\Delta N}}{f_0^2} \Rightarrow \downarrow \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} \Rightarrow \uparrow P_{\text{ош}} (\overline{h^2} = \text{const});$$

(1.30)

$$в) \uparrow \frac{1}{T_s F_k} \sim \frac{\sigma_{\Delta N}}{T_s f_0^2} \Rightarrow \uparrow P_{\text{ош}} (\overline{h^2} = \text{const}) \Rightarrow \uparrow P_{\text{ошн}}.$$

Согласно (1.28), при заданных частотных параметрах ($f_0, F_0 = \text{const}$) передаваемых сигналов возрастание \overline{N}_m приводит к увеличению степени ДИ ($F_0 / F_d \sim F_0 (\overline{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2}$) принимаемых сигналов и росту $P_{\text{ош}}$ при $h^2 = \text{const}$. Для компенсации влияния ДИ на увеличение $P_{\text{ош}}$ необходимо вводить дополнительный коэффициент защиты $\Delta z_d \sim F_0 / F_d \sim 1 / \eta_d$.

Согласно (1.29)-(1.30) при заданных частотно-временных параметрах ($f_0, F_0, T_s = \text{const}$) передаваемых сигналов рост $\sigma_{\Delta N} = \beta \overline{N}_m$ приводит к увеличению глубины общих БЗ ($1/\gamma^2 \sim \Delta \varphi_i \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$), степени ЧСЗ ($F_0 / F_k \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2$) и МСИ ($1/T_s F_k \sim \sigma_{\Delta N} / T_s f_0^2$) принимаемых сигналов. Для компенсации влияния общих БЗ и ЧСЗ на рост $P_{\text{ош}}$ необходимо вводить коэффициенты защиты $\Delta z_{\text{бз}} \sim 1/\gamma^2$ и $\Delta z_{\text{ч}} \sim F_0 / F_k \sim 1/\eta_{\text{ч}}$. Компенсировать влияние сильной степени МСИ ($1/T_s F_k \geq 1$) на увеличение $P_{\text{ош}}$ за счет введения коэффициента защиты невозможно из-за появления неустраняемой вероятности ошибки $P_{\text{ош}} = P_{\text{ошн}}$.

Таким образом, для обеспечения требуемой достоверности космической связи ($P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$) при образовании неоднородного слоя F с повышенным средним значением \bar{N}_m и флуктуациями $\sigma_{\Delta N}$ ЭК необходимо выполнить два основных условия:

1) отсутствия МСИ принимаемых сигналов

$$1/T_s F_k \sim \sigma_{\Delta N} / T_s f_0^2 \ll 1; \quad (1.31)$$

2) обеспечения необходимого отношения «сигнал/шум» на входе приемника, определяемого как

$$z = \bar{z} \geq z_n + \Delta z_n, \text{ при } \Delta z_n \geq \Delta z_{\text{бз}} + \Delta z_{\text{ч}} + \Delta z_{\text{д}}, \quad (1.32)$$

где $\Delta z_{\text{бз}} \sim 1/\gamma^2 \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$; $\Delta z_{\text{ч}} \sim F_0 / F_k \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2$, а также $\Delta z_{\text{д}} \sim F_0 / F_{\text{д}} \sim F_0 (\bar{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2}$.

Последнее неравенство в (1.32) означает, что сумма вводимых коэффициентов защиты от общих БЗ, ЧСЗ и ДИ не должна превышать реализуемый в СКС энергетический запас $\Delta z_n \leq 10$ дБ.

Отсюда следует целый ряд противоречий в практике проектирования и эксплуатации СКС:

- выбор частотно-временных и энергетических параметров сигналов современных и перспективных СКС ($f_0 = 0,4 \dots 40$ ГГц, $R_T = 1/T_s = 0,025 \dots 622000$ кБод, $F_0 \leq 2 \dots 6$ МГц, $z \leq 23$ дБ) обеспечивает выполнение условий (1.31)-(1.32) достижения требуемой помехоустойчивости СКС $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$) только при невозмущенной ионосфере (когда $\bar{N}_m \approx 10^{12}$ эл/м³, $\sigma_{\Delta N} \approx 10^9 \dots 10^{10}$ эл/м³);
- при ВИ в слое F , сопровождающихся ростом \bar{N}_m на 1...2 порядка и $\sigma_{\Delta N}$ на 1...4 порядка, выбор указанных пара-

метров (f_0, T_s, F_0, z) СКС не позволяет обеспечить выполнение условий (1.31)-(1.32) вследствие увеличения степени МСИ $(1/T_s F_k \sim \sigma_{\Delta N} / T_s f_0^2)$, ЧСЗ $(F_0 / F_k \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2)$, общих БЗ $(1/\gamma^2 \sim \sigma_{\Delta N} / f_0)$ и ДИ $(F_0 / F_d \sim F_0 (\bar{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2})$ принимаемых сигналов;

- тенденции развития перспективных СКС, направленные на понижение несущей частоты f_0 , увеличение скорости $(R_T = 1/T_s)$ и широкополосности (F_0) передаваемых сигналов затрудняют выполнение условий (1.31)-(1.32) при заданных параметрах ВИ $(\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N} = \text{const})$ вследствие увеличения степени МСИ, ЧСЗ и ДИ, а повышение несущей частоты (f_0) способствует выполнению этих условий.

Анализ условий (1.31)-(1.32) при ВИ и повышенных значениях \bar{N}_m , $\sigma_{\Delta N}$ показывает, что их выполнение возможно следующими способами:

- повышением несущей частоты (f_0) , обеспечивающей расширение полос F_k (1.21) и F_d (1.27) трансионосферных КС и уменьшение глубины общих БЗ $(1/\gamma^2 \sim \sigma_{\Delta N} / f_0)$, степеней МСИ $(1/T_s F_k \sim \sigma_{\Delta N} / T_s f_0^2)$, ЧСЗ $(f_0 / F_k \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2)$, ДИ $(F_0 / F_d \sim F_0 (\bar{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2})$ и соответствующих им коэффициентов защиты Δz_{o3} , $\Delta z_{\text{ч}}$, $\Delta z_{\text{д}}$;
- увеличением длительности (T_s) простых $(B_s = T_s F_0 = 1)$ сигналов (то есть путем снижения скорости $R_T = 1/T_s$ их передачи по КС);
- уменьшением широкополосности $(F_0 = B_s / T_s)$ сложных $(B_s = T_s F_0 \gg 1)$ сигналов, передаваемых с низкой скоростью;
- введением защитных интервалов (ЗИ) величиной $T_{\text{зи}}$ при передаче простых $(B_s = T_s F_0 = 1)$ сигналов и увеличением пе-

риода их следования ($T_{\text{сл}}$) до значений, обеспечивающих подобно (1.25) при наличии ЧСЗ выполнение условия отсутствия МСИ:

$$F_0 / F_k \geq 1; \quad 1 / T_{\text{сл}} F_k = F_0 / B_{\text{сл}} F_k = R_{\text{сл}} / F_k \ll 1, \quad (1.33)$$

Здесь $B_{\text{сл}} = 1 + T_{\text{зи}} / T_s = T_{\text{сл}} / T_s = T_{\text{сл}} F_0 \geq 1$ – относительный период следования сигналов с ЗИ; $R_{\text{сл}} = 1 / (T_s + T_{\text{зи}}) = 1 / T_{\text{сл}} = 1 / T_s B_{\text{сл}} = R_{\text{г}} / B_{\text{сл}}$ – скорость их передачи.

Очевидно, что наиболее целесообразным является сочетание всех указанных путей (повышение f_0 , увеличение T_s и $T_{\text{сл}}$, уменьшение F_0). Возможности повышения f_0 ограничены диапазоном освоенных в СКС частот ($f_0 \approx 1 \dots 50$ ГГц). Поэтому даже частота $f_0 \approx 50$ ГГц недостаточна для снижения глубины общих БЗ до $1 / \gamma^2 \sim \sigma_{\Delta N} / f_0 \ll 1$ при возрастании $\sigma_{\Delta N}$ на 3-4 порядка, но значительно снижает интенсивности МСИ, ЧСЗ и ДИ (которые пропорциональны $1 / f_0^2$ и $1 / f_0^{3/2}$). Следовательно, переход на наиболее высокие частоты ($f_0 \approx 20 \div 50$ ГГц) в сочетании с увеличением (относительно F_k и F_d) длительности $T_s = 1 / F_0$ и периода следования $T_{\text{сл}} = B_{\text{сл}} / F_0$ передаваемых простых сигналов и сужением полосы спектра $F_0 = B_s / T_s$ ШПС позволяет выполнить условия (1.31), (1.33), (1.3), (1.2) отсутствия МСИ, ЧСЗ, ДИ и сводит условие (1.32) обеспечения требуемого отношения «сигнал/шум» на входе приемника к виду

$$z = \bar{z} \geq z_{\text{н}} + \Delta z_{\text{н}}, \quad \text{при } \Delta z_{\text{н}} \geq \Delta z_{\text{бз}} \quad (1.34)$$

за счет устранения необходимости введения коэффициентов защиты от ЧСЗ ($\Delta z_{\text{ч}} \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2$) и ДИ ($\Delta z_{\text{д}} \sim F_0 (\bar{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2}$).

Проанализируем возможности выполнения условия (1.34) в перспективных СКС.

Известно [104], что в многолучевых КС с МСИ и ЧСЗ единственным доступным подходом повышения достоверности приема (снижения $P_{\text{ош}}$ при $\overline{h^2} = \text{const}$) является устранение (или уменьшение) МСИ с тем, чтобы привести зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ к виду рэлеевской кривой (см. рис.1.2). Далее можно использовать дополнительные методы борьбы с рэлеевскими БЗ, применив способы разнесенного приема или помехоустойчивого кодирования, чтобы приблизить зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ к характеристике КС без замираний (как показано на рис. 1.2 штрихпунктирной линией).

Как видим, указанные 2 этапа повышения помехоустойчивости соответствуют выполнению приведенных выше условий (1.31) и (1.34) отсутствия МСИ и ослабления влияния БЗ.

Заметим, что свести условия (1.31), (1.32) к виду (1.34) возможно в один этап с помощью применения следующих способов борьбы с МСИ и ЧСЗ [14, 22, 40, 41, 51 – 55, 74, 75, 99, 104]:

1) эквалайзеров с обратной связью по решению или работающих по принципу оценки последовательности с максимальным правдоподобием;

2) расширения спектра методом прямой последовательности (система связи типа RAKE) или скачкообразной перестройки частоты;

3) ортогонального уплотнения с частотным разделением (OFDM).

Однако практическая реализация этих весьма сложных способов борьбы с МСИ и ЧСЗ в СКС при ВИ в слое F дополнительно затруднена из-за того, что передаточная (импульсная) функция трансферного КС априорно неизвестна и может изменяться в широких пределах с течением времени. Кроме того, эти способы не обеспечивают ком-

пенсацию ДИ принимаемых сигналов, а прямое расширение спектра сигнала стимулирует выполнение условия (1.16) их возникновения. Поэтому более простым путем достижения требуемой помехоустойчивости СКС ($P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $z \leq 23$ дБ) при ВИ в слое F представляется реализация выполнения условия (1.34) в 2 этапа:

1) устранения МСИ, а затем ЧСЗ и ДИ в принимаемых сигналах за счет выполнения соотношений (1.31), (1.33), (1.3) и (1.2):

$$1/T_s F_k = F_0 / B_s F_k \ll 1; 1/T_{\text{сл}} F_k \ll 1; F_0 / F_k \ll 1; F_0 / F_d \ll 1;$$

2) ослабления влияния рэлеевских БЗ.

После реализации 1-го этапа осуществить реализацию 2-го этапа не представляет большого труда за счет применения традиционных способов борьбы с рэлеевскими БЗ – разнесенного приема. Среди них наиболее широкое применение на практике нашли способы разнесенного приема сигналов по пространству (на две и более антенн) и по времени (с использованием перемежения совместно с кодированием с коррекцией ошибок) [22, 40, 104].

В [22] приведены графики зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{z})$ при оптимальном некогерентном пространственно-разнесенном приеме сигналов относительной фазовой телеграфии (ОФТ) с некоррелированными рэлеевскими БЗ ($\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2 = \infty$) в $n = 1 \div 4$ ветвях обработки. Поскольку прием сигналов ЧТ в этих условиях сопровождается энергетическим проигрышем 3 дБ по сравнению с ОФТ [108], соответствующие графики для оценки помехоустойчивости пространственно-разнесенного приема сигналов ЧТ на $n = 1 \div 4$ антенн приведены на рис. 1.7. Здесь же штрихпунктирной и пунктирной линиями показаны зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(z = \bar{z})$ при одиночном приеме сигналов ЧТ в отсутствие БЗ ($n = 1, \gamma^{-2} = 0$) и при сдвоенном приеме сигналов

ЧТ с глубокими райсовскими БЗ ($n=2$, $\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2/\alpha_p^2 = 0,5$) [120].

Анализ рисунка 1.7 показывает, что условие (1.34) обеспечения требуемого отношения «сигнал/шум» на входе приемника для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $\bar{z} = 23$ дБ выполняется в КС с рэлеевскими БЗ ($\gamma^{-2} = \infty$) при использовании строенного ($n=3$) пространственно-разнесенного приема сигналов (когда $\Delta z_{\text{н}} = \Delta z_{\text{бз}} = 10$ дБ) и в КС с глубокими райсовскими БЗ ($\gamma^{-2} = 0,5$) при сдвоенном ($n=2$) приеме (когда $\Delta z_{\text{н}} > \Delta z_{\text{бз}} \approx 9$ дБ).

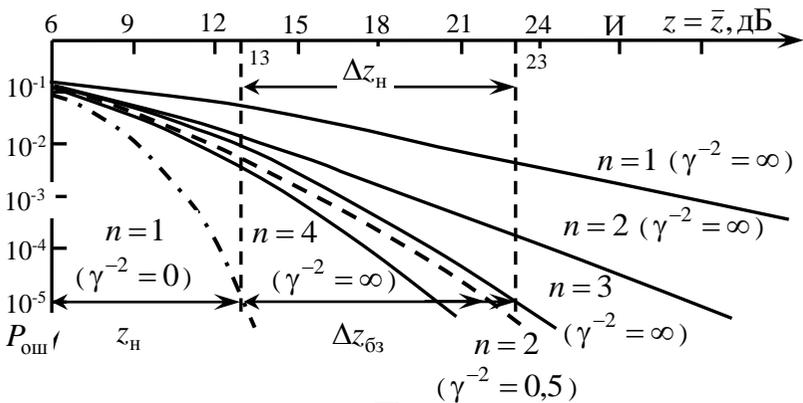


Рис. 1.7. Зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2)$ при пространственно разнесенном приеме сигналов ЧТ с различной глубиной БЗ ($\gamma^{-2} = 0; 0,5; \infty$) на n антенн.

При использовании сверточного кода с перемежением графики зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(z = \bar{z})$ при приеме сигналов ОФТ с общими БЗ различной глубины ($\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2/\alpha_p^2$) приведены в [22]. С учетом энергетического проигрыша сигналов ЧТ в 3 дБ соответствующие графики зависимости приведены на рис.1.8. Здесь штрихпунктирной линией показана

зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(z)$ при приеме сигналов ЧТ без кодирования и БЗ ($\gamma^2 = 0$).

Анализ рис.1.8. показывает, что применение кодов с перемежением обеспечивает выполнение условия (1.34) достижения требуемой помехоустойчивости СКС ($P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ при $\bar{z} \leq 23$ дБ), поскольку сумма $z_{\text{н}} + \Delta z_{\text{бз}} = 16,5$ дБ существенно меньше максимального реализуемого значения $z = 23$ дБ.

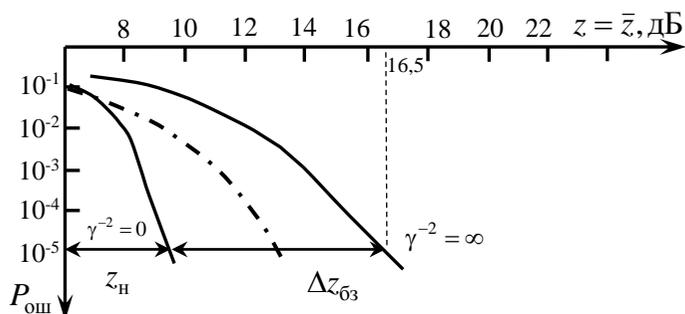


Рис. 1.8. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{z})$ при приеме сигналов ЧТ с различной глубиной БЗ ($\gamma^{-2} = 0; \infty$) и использовании сверточного кода с перемежением.

Следует заметить, что перемежение сигналов в трансионосферных КС обуславливает дополнительную задержку в передаче сообщений, которая может быть весьма большой. Поэтому возможность применения данного способа борьбы с общими БЗ в трансионосферном КС требует всестороннего исследования. В то же время пространственно-разнесенный прием сигналов находит место в современных и перспективных СКС. В частности, разнесенный прием на две ($n = 2$) антенны используются в перспективной СКС «Teledesic», работающий в *Ka* диапазоне ($f_0 = 19$ ГГц), для борьбы с замираниями сигналов, обусловленных потерями при РРВ в осадках (дождях) [73]. Однако, указанные зами-

рания сигналов относятся к классу медленных (МЗ) и имеют неинтерференционную природу. Тем не менее, известен [33] один факт применения разнесенного приема для борьбы с быстрыми замираниями (БЗ) в СКС «Tacsat», работающей на частоте $f_0 = 250\text{МГц}$ в районе экваториальных широт (т.е. при естественных ВИ в слое F).

Таким образом, результаты обоснованных выше закономерностей влияния параметров неоднородной ионосферы ($\sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m$) на помехоустойчивость СКС, а также противоречий в практике и возможных путей их разрешения позволяют сформулировать цель исследований. Она состоит в разработке научно обоснованных практических рекомендаций по решению проблемы прогнозирования помехоустойчивости СКС в условия ВИ в слое F и обеспечения требуемых значений $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $\bar{z} = 23$ дБ за счет выбора частотно–временных параметров ($f_0, F_0 = B_s / T_s, T_s, T_{\text{сл}}$) передаваемых сигналов и применения пространственно–разнесенного приема сигналов на 2÷3 антенны.

1.3. Научно-методический аппарат анализа помехоустойчивости СКС и пути его совершенствования

Решение поставленной прикладной проблемы на основе известного научно-методического аппарата не представляется возможным по следующим причинам.

1. Разработанные в рамках статистической теории связи методы анализа помехоустойчивости базируются на предположении о заранее заданных математической модели КС и схеме обработки принимаемых сигналов [20 – 22, 35, 40, 41, 48 – 56, 66 – 69, 75, 92, 99, 104, 115 – 117, 120]. Математическая модель КС обычно [99] задается аналитической зависимостью сигнала на выходе канала (принимаемого сигнала) от сигнала на его входе (передаваемого сигнала)

ла) и некоторых случайных величин и функций, отражающих передаточные характеристики КС с заданными распределениями вероятностей. Разработанные в настоящее время модели трансионосферных КС не адекватны реальным условиям РРВ, поскольку они учитывают изменение лишь средней ЭК \bar{N} и в силу этого являются детерминированными. Такие модели позволяют отразить проявление только поглощающих, рефракционных или дисперсионных свойств ВИ. В то же время превалирующее влияние рассеивающих (многолучевых) свойств ВИ в слое F на помехоустойчивость СКС обуславливают необходимость разработки статистических моделей КС, которые учитывали бы проявление не только средней ЭК, но и ее флуктуации $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}$. Очевидно, что такие модели КС позволят отразить проявление всей совокупности указанных свойств неоднородной ВИ.

2. Анализ известных способов построения статистических моделей КС с рассеянием (многолучевостью) свидетельствует об ограниченных возможностях их применения для описания процессов РРВ через ионосферные неоднородности.

По принципу построения математические модели КС с многолучевостью делятся на два класса: структурно-физические и феноменологические (формальные) [24, 56]. Структурно-физические модели КС с многолучевостью базируются на изучении реальных преобразований переданного сигнала $S_i(t)$ в среде распространения с учетом ее физических свойств. К моделям такого типа относится описание радиоканалов на основе уравнений Максвелла, волновых уравнений и т.д. Примером простейшей структурно-физической модели КС с многолучевостью может служить выражение для комплексной огибающей принимаемого сигнала [24]

$$\dot{S}_r(t) = \sum_{i=1}^M K_i \dot{S}_i(t - t_i), \quad (1.35)$$

где M – число элементарных лучей, попадающих в точку приема; K_i – коэффициент передачи КС по i -му лучу; t_i – время запаздывания сигнала в КС по i -му лучу.

Физическая природа множителей K_i различна. Так, для коротковолнового (КВ) радиоканала множители K_i определяют преобразования сигнала при его отражениях от слоев ионосферы и рассеяния на ее неоднородностях. Значения K_i и t_i случайны и определяются конкретным состоянием неоднородностей среды РРВ, протяженности радиолинии, параметрами антенн и т.д. Поэтому построение структурно-физической модели КС требует исчерпывающего знания статистических характеристик этих величин (K_i, t_i). Получение такой информации возможно только для КС с ярко выраженной дискретной многолучевостью ($M < 5$). Поэтому единственная известная структурно-физическая модель радиоканала разработана для КВ с дискретной многолучевостью [11]. Однако получить статистические характеристики для K_i и t_i становится практически невозможным при диффузной многолучевости. Этот случай соответствует большому числу лучей ($M \geq 5 \dots 10$) и выполнению следующего условия: максимальное время относительного запаздывания лучей $\Delta\tau_{i\max} = (\Delta t_i)_{\max}$ соизмеримо с длительностью сигнала (T_s) или меньше его ($\Delta\tau_{i\max} \leq T_s$). Последнее соотношение ($\Delta\tau_{i\max}/T_s \approx \approx 1/T_s F_k \leq 1$) указывает на нарушение условия (1.23) отсутствия ЧСЗ и МСИ в КС.

Отсюда следует, что метод построения структурно-физических моделей КС с диффузной многолучевостью, порождаемой неоднородностями ионосферы ($\sigma_{\Delta N} \sim \Delta N_i$) и приводящей к возникновению ЧСЗ и МСИ принимаемых сигналов, до настоящего времени не разработан, поскольку

неизвестны тонкая структура диффузных лучей (K_i, t_i) и их статистические характеристики.

3. Для описания КС с многолучевостью обычно используются феноменологические (формальные) математические модели [22, 24, 48 – 56, 66 – 69, 75, 99, 108, 117, 120]. Они базируются на представлении КС в виде четырехплюсника («черного ящика») со случайно изменяющимися во времени параметрами. При этом внутренняя структура «черного ящика» не рассматривается.

Характеристики феноменологических моделей КС, определяющие связь принимаемых сигналов с передаваемыми, описываются системными функциями: импульсной $\dot{b}(\tau, t)$ и передаточной $\dot{K}(\omega, t)$, которые связаны между собой преобразованиями Фурье.

Системные функции $\dot{b}(\tau, t)$ и $\dot{K}(\omega, t)$ на интервале локальной стационарности ($T_{ст}$), который обычно значительно превышает T_s и время корреляции (τ_k) параметров КС ($T_{ст} \gg T_s$, $T_{ст} \gg \tau_k$, $\tau_k \gg T_s$), можно считать стационарными: $\dot{b}(\tau)$, $\dot{K}(\omega)$. Тогда при передаче сигналов с комплексной огибающей $\dot{S}_t(t)$ и спектром $\dot{S}_t(\Omega) = \dot{S}_t(\omega - \omega_0)$ комплексную огибающую принимаемого сигнала (1.35) можно определить как

$$\dot{S}_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(t - \tau_{cp} - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') d\Omega / 2\pi, \quad (1.36)$$

где τ_{cp} – среднее время запаздывания лучей; $t' = t - \tau_{cp}$;

$$\dot{b}(\tau) = \dot{a}(\tau) \exp(-j\omega_0 \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega \tau) d\omega / 2\pi; \quad (1.37)$$

$$\dot{K}(\omega) = \sum_{i=1}^M K_i \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_i] = \sum_{i=1}^M K_i \exp(-j\omega\Delta\tau_i). \quad (1.38)$$

При этом K_i и $\Delta\tau_i$ полагаются одинаковыми для всех частотных составляющих $\omega = \omega_0 + \Omega$ в пределах полосы спектра $\pm \Omega_0 = \Delta\Omega_0$ сигнала вследствие его узкополосности в радиотехническом смысле ($\omega_0 \gg \Delta\Omega_0$).

Поскольку $M \rightarrow \infty$, а коэффициенты передачи K_i , относительное время запаздывания $\Delta\tau_i = t_i - \tau_{cp}$ лучей и их фазовые сдвиги $\Delta\varphi_i = \omega \Delta\tau_i$ меняются случайно и взаимно независимы, то $\dot{K}(\omega)$ и $\dot{b}(\tau)$ являются комплексными стационарными гауссовскими случайными процессами.

При выполнении условий (1.19)-(1.20) наличия только общих БЗ (отсутствия ЧСЗ) значение $\Omega \Delta\tau_i \ll 2\pi$ (где $\Omega \leq \Omega_0 = 2\pi F_0$, $\Delta\tau_i \leq \Delta\tau_{i\max}$) и выражения (1.37)-(1.38) приводятся к виду

$$\dot{K}(\omega) = \dot{K}(\omega_0) = \sum_{i=1}^M K_i \exp(-j\omega_0 \Delta\tau_i) = \dot{b}; \quad (1.39)$$

$$\dot{b}(\tau) = \dot{b} \delta(\tau) \exp(-j\omega_0 \tau),$$

где \dot{b} – коэффициент передачи КС с общими БЗ, одинаковый для всех частотных составляющих $\Omega = \omega - \omega_0$ спектра в пределах его полосы $\Omega_0 = 2\pi F_0$ (комплексная гауссовская случайная величина); $\delta(\tau)$ – дельта-функция.

С учетом (1.39) выражение (1.36) принимает вид

$$\dot{S}_r(t) = \dot{b} \dot{S}_t(t - \tau_{cp}) = \dot{b} \int_{-\infty}^{\infty} S_t(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (1.40)$$

Стационарность коэффициента передачи \dot{b} и системных функций $\dot{b}(\tau)$, $\dot{K}(\omega)$ позволяет ограничить их статистическое описание рамками аппарата одномерных распределений и корреляционной теории. Гауссовский характер \dot{b} , $\dot{b}(\tau)$ и $\dot{K}(\omega)$ дает возможность их полного описания сво-

ими математическими ожиданиями и корреляционными функциями (КФ).

При гауссовском характере мгновенного значения \dot{b} в КС с дискретно-диффузной многолучевостью случайные изменения его модуля $|\dot{b}|$ распределены по четырехпараметрическому закону или m -распределения Накагами [51, 55, 66 – 69]. В КС с диффузной многолучевостью (которую можно обеспечить, например, путем выделения одного дискретного луча узконаправленными антеннами) $|\dot{b}|$ распределен по закону Рэля или Райса (обобщенно-рэлеевскому).

При выполнении условия (1.19) возникновения райсовских БЗ ($\omega_0 \Delta\tau_i \ll 2\pi$) математическое ожидание (M) и дисперсия (D) модуля $|\dot{b}|$ определяются как

$$M(|\dot{b}|) = \overline{|\dot{b}|} = \alpha_p; \quad D(|\dot{b}|) = M(|\dot{b}|^2) = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2, \quad (1.41)$$

а отношение мощностей регулярной и флуктуационной составляющих при райсовских БЗ находится в пределах

$$0 < \gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 \leq \infty. \quad (1.42)$$

При выполнении условия (1.20) возникновения рэлеевских БЗ ($\omega_0 \Delta\tau_i \gg 2\pi$; $\Omega \Delta\tau_i \ll 2\pi$) будем иметь

$$M(|\dot{b}|) = \alpha_p = 0; \quad M(|\dot{b}|^2) = 2\sigma_b^2; \quad \gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 = 0. \quad (1.43)$$

При выполнении условия (1.14) возникновения ЧСЗ ($\Omega \Delta\tau_i \geq 2\pi$) регулярная составляющая системных функций равна нулю: $M[\dot{K}(\omega)] = 0$; $M[\dot{b}(\tau)] = 0$ и их статистические характеристики полностью определяются КФ

$$M\left\{\dot{K}(\omega_1)^* \dot{K}(\omega_2)\right\}; \quad M\left\{\dot{b}(\tau_1)^* \dot{b}(\tau_2)\right\}.$$

Условие возникновения ЧСЗ ($\Delta\tau_i \geq 1/F_0$) определяет статистическую независимость сигналов, пришедшим в точку приема по разным лучам. При этом

$$M\left\{\dot{b}(\tau_1)\dot{b}(\tau_2)^*\right\}=M\left\{\left|\dot{b}(\tau)\right|^2\right\}\delta(\tau_1-\tau_2)=\sigma(\tau)\delta(\tau_1-\tau_2), \quad (1.44)$$

где $\sigma(\tau)$ – функция рассеяния КС по времени τ .

В такого рода КС с некоррелированным рассеянием двухчастотная КФ

$$M\left\{\dot{K}(\omega_1)\dot{K}(\omega_2)^*\right\}=K(\Delta\Omega) \quad (1.45)$$

зависит только от разности частот $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2 = \Delta\Omega$, а не от текущего значения ω .

Функция рассеяния $\sigma(\tau)$ и двухчастотная КФ $K(\Delta\Omega)$ связаны между собой парой преобразований Фурье (\mathfrak{F}):

$$K(\Delta\Omega)=\mathfrak{F}\left\{\sigma(\tau)\right\}=\int_{-\infty}^{\infty}\sigma(\tau)\exp(-j\Delta\Omega\tau)d\tau; \quad (1.46)$$

$$\sigma(\tau)=\mathfrak{F}^{-1}\left\{K(\Delta\Omega)\right\}=\int_{-\infty}^{\infty}K(\Delta\Omega)\exp(j\Delta\Omega\tau)d\Delta\Omega/2\pi.$$

Чтобы связать $\sigma(\tau)$ и $K(\Delta\Omega)$ с $2\sigma_b^2$, вводят нормированные функцию рассеяния и двухчастотную КФ [17, 49]:

$$\sigma_H(\tau)=\sigma(\tau)/\int_{-\infty}^{\infty}\sigma(\tau)d\tau=\sigma(\tau)/2\sigma_b^2; \quad (1.47)$$

$$K_H(\Delta\Omega)=K(\Delta\Omega)/K(0)=K(\Delta\Omega)/2\sigma_b^2\leq 1$$

с нормировками $\int_{-\infty}^{\infty}\sigma_H(\tau)d\tau=1$; $\int_{-\infty}^{\infty}\sigma(\tau)d\tau=K(0)=2\sigma_b^2$.

В частном случае отсутствия ЧСЗ

$$K_H(\Delta\Omega=0)=1; \quad \sigma_H(\tau)=\delta(\tau). \quad (1.48)$$

Анализ (1.35)-(1.48) показывает, что описанный известный метод построения феноменологических моделей КС с многолучевостью не устанавливает аналитических взаимосвязей:

- статистических характеристик $(\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \sigma_n(\tau); K_n(\Delta\Omega))$ системных функций $\dot{b}, \dot{b}(\tau), \dot{K}(\omega)$ со степенями возникающих при передаче сигналов (с несущей частотой $f_0 = \omega_0/2\pi$ и спектральными составляющими $\Omega = \omega - \omega_0$ в пределах полосы спектра $F_0 = B_s/T_s$) общих БЗ, ЧСЗ и МСИ:

$$\{\alpha_p^2; 2\sigma_b^2\} = \Psi(\Delta\varphi_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i);$$

$$K_n(\Delta\Omega) = \mathfrak{Z}\{\sigma_n(\tau)\} = \Psi(F_0/F_k = B_s/T_s F_k);$$

- полосы когерентности многолучевого КС ($F_k \approx 1/\Delta\tau_i$) с несущей частотой передаваемых сигналов (f_0) и СКО флуктуаций ЭК (ΔN_i) в неоднородностях ионосферы ($\sigma_{\Delta N}$):

$$F_k \approx 1/\Delta\tau_i = \psi(f_0^2/\sigma_{\Delta N}).$$

4. Известный научно-методический аппарат анализа (оценки) помехоустойчивости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ заданной (некогерентной) схемы обработки сигналов в КС с многолучевостью ограничен случаями приема: 1) сигналов с общими БЗ райсовского или рэлеевского типа [22, 40, 51, 52, 55, 92, 99, 108, 111, 120]; 2) сигналов с ЧСЗ при отсутствии МСИ [50]; 3) сигналов с МСИ при отсутствии ЧСЗ [62, 128].

В частности, при использовании некогерентной схемы приема, оптимальной для КС с флуктуирующей начальной фазой (без общих БЗ) и с рэлеевскими замираниями, величина $P_{\text{ош}}$ определяется как (1.11) и (1.13). При некогерентном приеме сигналов с БЗ райсовского типа зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ имеет вид (1.12).

При некогерентном приеме сигналов с ЧСЗ зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ принимает вид (1.15), то есть

$$P_{\text{ош}} = 1/(2+W) = 1/(2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}), \quad (1.49)$$

где W – среднее отношение «сигнал/шум» на выходе некогерентной схемы обработки сигнала, определяемое через дисперсии (D) откликов (\dot{L}_1, \dot{L}_0) корреляторов или фильтров, согласованных с передаваемыми сигналами $\dot{S}_{1,0}(t)$, соответствующими информационным символам 1 и 0, как

$$W = [D(\dot{L}_1) - D(\dot{L}_0)] / D(\dot{L}_0) = \bar{h}^2 \eta_{\text{ч}}, \quad (1.50)$$

где $\eta_{\text{ч}} = (2\sigma_b^2)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma(\tau) d\tau \leq 1$ – коэффициент энергетических потерь (то есть уменьшения W) при обработке принимаемого сигнала (например, $\dot{S}_{r1}(t)$), подверженного ЧСЗ, а $|\dot{\psi}_{11}(\tau)| \leq 1$ – модуль нормированной автокорреляционной функции (АКФ) передаваемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$.

В частном случае, когда выполняется условие (1.3) отсутствия ЧСЗ и согласно (1.47), (1.48) $\sigma_{\text{н}}(\tau) = \sigma(\tau) / 2\sigma_b^2 = \delta(\tau)$ значение $\eta_{\text{ч}} = 1$, $W = \bar{h}^2$ и (1.49) сводится к виду (1.13).

При некогерентном приеме сигналов с МСИ необходимо учитывать наложение соседних принимаемых сигналов на анализируемый в интервале $0 \leq t \leq T_s$ вследствие отличия нормированной функции рассеяния КС $\sigma_{\text{н}}(\tau)$ от $\delta(\tau)$. При передаче, например, последовательности информационных символов $a1c$ (где $a, c = 0$ или 1) по симметричному КС вероятность ошибочной регистрации центрального символа 1 определяется как [62, 128]

$$P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}); P_{a1c} = (2 + W_{a1c})^{-1}, \quad (1.51)$$

где W_{a1c} – средние отношения «сигнал/шум» на выходе схемы некогерентного приема в момент регистрации центрального символа 1, найденные для каждой последовательности передаваемых символов $a1c$ (то есть 111, 110,

011, 010). В общем случае они определяются по более сложной, чем (1.50) формуле [50, 62, 128]

$$W_{alc} = 2[D_{alc}(\dot{L}_1) - D_{alc}(\dot{L}_0)] / \{ \{ [D_{alc}(\dot{L}_1) - D_{alc}(\dot{L}_0)]^2 + 4[D_{alc}(\dot{L}_1) \times D_{alc}(\dot{L}_0) - M(\dot{L}_0, L_1)^*]^2 \}^{1/2} - [D_{alc}(\dot{L}_1) - D_{alc}(\dot{L}_0)] \}, \quad (1.52)$$

где $M(\dot{L}_0, L_1)^*$ – взаимная КФ откликов (\dot{L}_1, \dot{L}_0) согласованных фильтров некогерентной схемы обработки сигналов $\dot{S}_{1,0}(t)$.

При нормированной функции рассеяния $\sigma_n(\tau)$, характерной для КС тропосферного рассеяния, и ограничении $d = 1/T_s F_k = F_0 / F_k < \pi/4$ (соответствующем практически отсутствию ЧЗ при наличии МСИ) выражения для W_{alc} имеют вид:

$$W_{111} = \overline{h^2}; \quad W_{010} = \overline{h^2} \frac{1 - (4d/\pi\sqrt{\pi})}{1 + \overline{h^2}(2d^2/\pi^2)} = \overline{h^2} \frac{1 - 2\eta_{m1}}{1 + 2\overline{h^2}\eta_{m2}};$$

$$W_{110} = W_{011} = \overline{h^2} \frac{1 - (2d/\pi\sqrt{\pi})}{1 + \overline{h^2}(d^2/\pi^2)} = \overline{h^2} \frac{1 - \eta_{m1}}{1 + \overline{h^2}\eta_{m2}}, \quad (1.53)$$

где $\eta_{m1,2} = \psi(1/T_s F_k)$ – коэффициенты, характеризующие уменьшение выходных отношений «сигнал/шум» W_{alc} по сравнению со входным $\overline{h^2}$ из-за наличия МСИ ($\eta_{m1,2} \geq 0$).

В случае отсутствия МСИ ($d = 1/T_s F_k \rightarrow 0$) значения $\eta_m \rightarrow 0$, $W_{alc} = \overline{h^2}$ и $P_{ош}$ сводится к виду (1.13). При $d = 1/T_s F_k > 0$, $\eta_{m1,2} > 0$ и $\overline{h^2} \rightarrow \infty$ имеет место $W_{111} \rightarrow \infty$; $W_{010} = W_{011} \rightarrow (1 - \eta_{m1})/\eta_{m2} = \text{const}$; $W_{010} \rightarrow (1 - 2\eta_{m1})/2\eta_{m2} = \text{const}$ и $P_{ош}$ согласно (1.51) стремится к несократимой величине $P_{ошн}$.

Недостатками известного научно-методического аппарата анализа помехоустойчивости приема являются:

- отсутствуют зависимости коэффициентов $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2$ и $\eta_{\text{ч}}$ от степени общих БЗ ($\Delta\varphi = 2\pi f_0 / \Delta\tau_i$) и ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}}$);
- зависимость коэффициента $\eta_{\text{м}}$ от степени МСИ ($1/T_s F_{\text{к}}$) установлена только для КС с тропосферным рассеянием и отсутствует для КС с рассеянием в ионосфере;
- методики оценки помехоустойчивости ограничены случаями приема простых сигналов только с ЧСЗ или только с МСИ, в то время как они могут проявляться одновременно;
- отсутствуют методики оценки помехоустойчивости приема сигналов с произвольными ЗИ (относительными периодами следования $B_{\text{сл}} = 1 + T_{\text{зи}} / T_s = T_{\text{сл}} / T_s \geq 1$) и произвольными базами ($B_s = T_s F_0 \geq 1$) в КС с различной степенью ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}}$) и МСИ ($1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}} = F_0 / B_{\text{сл}} F_{\text{к}}$, $1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / B_s F_{\text{к}}$).

5. Известна [112] методика оценки энергетических потерь $\eta_{\text{д}}$ при некогерентной обработке сигнала, подверженного ДИ в ионосфере

$$\eta_{\text{д}} = \pi C_2^2(y) / 2y, \quad (1.54)$$

где $C_2(y) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^{\sqrt{y}} \cos x^2 dx$ – интеграл Френеля,

$$y = F_0^2 \alpha_{\text{д}} = 80,8 \pi \bar{N}_m z_3 F_0^2 / c f_0^3,$$

а величина z_3 – эквивалентная толщина ионосферы ($\sim 5,1 \cdot 10^5$ км).

В соответствии с (1.54) полоса дисперсионности ионосферы определяется по заданному значению $\eta_{\text{д}} = 0,1$ дБ (когда $y = y_0 = 0,35$) как

$$F_{\text{д}} = \sqrt{y_0 / \alpha_{\text{д}}} = (y_0 c f_0^3 / 80,8 \pi \bar{N}_m z_m)^{1/2}. \quad (1.55)$$

Однако F_d должна определять величину η_d , а не зависеть от нее. Поэтому необходимо обосновать более строгое выражение для выбора F_d , не зависящее от η_d .

Определение зависимости $F_d = \psi(f_0^{3/2} / \bar{N}_m^{1/2})$ позволит применить (1.54)-(1.55) для оценки $\eta_d = \psi(F_0/F_d)$, уменьшения отношения «сигнал/шум» на выходе схемы обработки $W = \bar{h}^2 \eta_d \leq \bar{h}^2$ и решения задачи анализа помехоустойчивости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2 \eta_d)$ приема сигналов в КС с ДИ. При этом открывается возможность обобщения методик оценки помехоустойчивости приема сигналов в КС с многолучевостью (приводящих к возникновению общих БЗ, ЧСЗ и МСИ) и ДИ, поскольку условие (1.16) возникновения последних и замираний различных типов могут выполняться одновременно.

Таким образом, известный научно-методический аппарат оценки помехоустойчивости СКС ограничен рассмотрением случаев приема сигналов в КС без замираний или с замираниями конкретных типов (общие БЗ, ЧСЗ, МСИ) и не учитывает возможность одновременного проявления дисперсионных свойств КС. Для решения этой задачи необходимо в модель транссионосферного КС дополнительно ввести передаточную функцию $\dot{K}_d(\Omega)$, обусловленную дисперсионными свойствами ионосферы, и на этой основе уточнить зависимости $F_d = \psi(f_0^{3/2} / \bar{N}_m^{1/2})$ и $\eta_d = \psi(F_0/F_d)$.

В соответствии с изложенным, предметом исследований является влияние параметров неоднородной ионосферы (\bar{N} , $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}$) на: 1) процессы многолучевости (рассеяния) и фазовой дисперсии при РРВ в транссионосферных радиоканалах; 2) характеристики возникающих при этом замираний ($\Delta\varphi_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i$; F_0/F_k), МСИ ($1/T_s F_k$) и ДИ (F_0/F_d) принимаемых сигналов; 3) помехоустойчивость заданной (некогерентной) схемы их обработки.

Требуемым результатом для осуществления прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F являются зависимости $P_{\text{ош}}$ при некогерентном приеме сигналов в СКС от частотно-временных параметров передаваемых сигналов (f_0, F_0, T_s) и параметров ЭК неоднородной ионосферы $(\bar{N}, \sigma_{\Delta N})$:

$$P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, f_0, F_0, T_s, \bar{N}, \sigma_{\Delta N}). \quad (1.56)$$

Общая научная проблема состоит в обобщении методов оценки помехоустойчивости некогерентного приема сигналов в СКС с учетом влияния рассеивающих и дисперсионных свойств неоднородной ионосферы на основе разработки структурно-физических моделей трансionoсферных КС.

Структурно-физические модели КС предлагается в интересах статистической теории связи строить с применением методов статистической радиофизики. Последние позволяют учесть влияние неоднородностей среды на флуктуации поля принимаемой волны (сигнала) на базе решения уравнения Гельмгольца (которое является частным случаем уравнений Максвелла). Однако в настоящее время цели и научно-методический аппарат исследований, проводимых в рамках статистической теории связи и статистической радиофизики, достаточно слабо связаны между собой [12].

В статистической теории связи среду РРВ (включая антенны) рассматривают как линейный четырехполосник («черный ящик») и интересуются лишь его системными функциями $(\dot{b}, \dot{b}(\tau), \dot{K}(\omega))$ и их статистическими характеристиками $(\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \sigma_n(\tau), K_n(\Delta\Omega))$ для определения статистических характеристик принимаемых сигналов $\dot{S}_r(t)$ и решения прикладных задач:

- синтеза оптимальных для заданных статистических характеристик (СХ) системных функций КС параметров сигналов или схем их обработки в радиоприемнике (РПУ);
- анализа влияния СХ системных функций (СиФ) КС на помехоустойчивость заданной схемы обработки сигналов, то есть установление зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \text{СХ СиФ})$.

Роль и место феноменологической модели КС с замираниями в задаче анализа помехоустойчивости приема сигналов показаны на рис.1.9.

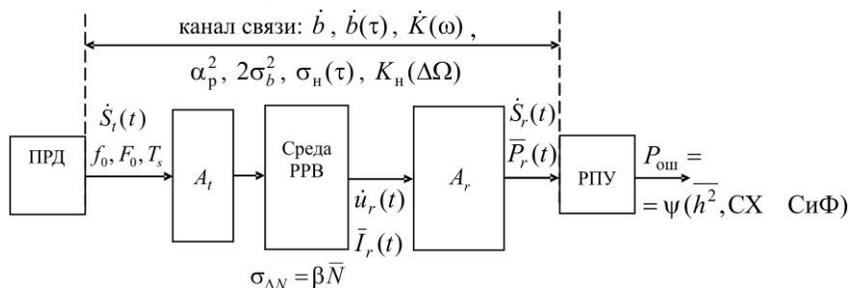


Рис. 1.9. Роль и место модели КС с замираниями в задаче анализа помехоустойчивости

Специалисты в области статистической радиофизики, напротив, интересуются тем, что происходит внутри «черного ящика», то есть способом, посредством которого неоднородная среда (например, ионосфера с флуктуациями ЭК $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}$) оказывает влияние на РРВ с заданными частотно-временными параметрами (f, F_0, T_s) и статистические характеристики комплексной амплитуды поля волны в точке приема $\dot{u}_r(t)$.

Отличием целей проводимых исследований обусловлено существенное отличие научно-методических аппаратов, используемых в статистической теории связи и статистической радиофизике для описания одного и того же процесса РРВ через случайно-неоднородные среды.

Связисты считают БЗ результатом интерференции множества лучей, рассеянных неоднородностями среды в точку приема. При этом системные функции \dot{b} , $\dot{K}(\omega)$, $\dot{b}(\tau)$ связываются согласно (1.37)-(1.39) с параметрами отдельных лучей ($K_i, \Delta\tau_i$). Однако СХ этих системных функций ($\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_n(\Delta\Omega), \sigma_n(\tau)$) не связаны с СХ лучей и определяются эмпирически, то есть по результатам экспериментальных измерений СХ принимаемых сигналов $\dot{S}_r(t)$.

Это дает возможность описывать процесс РРВ через неоднородные среды путем построения феноменологических многолучевых моделей КС, позволяющих получить выражения для принимаемого сигнала $\dot{S}_r(t)$ и его средней мощности $\bar{P}_r(t)$ в зависимости от системных функций КС и их СХ:

$$\begin{aligned} \dot{S}_r(t) &= \psi[\dot{S}_t(t), \dot{b}, \dot{b}(\tau), \dot{K}(\omega)]; \\ \bar{P}_r(t) &= \psi[P_t(t), \alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \sigma_n(\tau), K_n(\Delta\Omega)], \end{aligned} \quad (1.57)$$

где $P_t(t)$ – мощность передаваемого сигнала.

Радиофизики объясняют причину возникновения замираний при транссионферном РРВ как результат дифракции волны на неоднородностях ионосферы. Для описания процесса РРВ через неоднородную ионосферу и решения уравнения Гельмгольца используются методы фазового экрана, плавных возмущений, параболического уравнения и т.д. [34, 44, 57, 58, 76, 101, 109, 110, 122]. Эти методы позволяют получить аналитические зависимости средней интенсивности $\bar{I}_r(t)$ поля волны в точке приема $i_r(t)$ от СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы ($\sigma_\varphi \sim \Delta\varphi_i$) и степени когерентности (корреляции) возникающих замираний на двух ($\omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2 = \Delta\Omega$) частотах ($\Delta\Omega / \Omega_k = \Delta F / F_k$):

$$\bar{I}_r(t) = \psi(P_t(t), \sigma_\varphi, \Delta F / F_k). \quad (1.58)$$

Указанные методы устанавливают зависимости σ_φ , F_k от несущей частоты передаваемого сигнала f_0 и СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы ($\sigma_{\Delta N}$):

$$\sigma_\varphi \sim \Delta\varphi_i \sim \sigma_{\Delta N} / f_0; F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N}. \quad (1.59)$$

Отсюда следует, что сравнительный анализ аналитических выражений для определения средней мощности $\bar{P}_r(t)$ принимаемого сигнала $\dot{S}_r(t)$ и средней интенсивности $\bar{I}_r(t)$ поля волны в точке приема $\dot{u}_r(t)$ разными методами: согласно (1.57) и согласно (1.58)-(1.59) дает возможность установить взаимосвязи статистических характеристик системных функций трансionoсферных КС с несущей частотой f_0 передаваемого сигнала и СКО флуктуаций ЭК в неоднородной ионосфере ($\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}$) через значения σ_φ и F_k :

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \sigma_H(\tau), K_H(\Delta\Omega)\} = \psi(\sigma_\varphi, F_k) = \psi(\sigma_{\Delta N} / f_0). \quad (1.60)$$

Чтобы одновременно с дифракцией (рассеянием) радиоволн на неоднородностях ионосферы учесть влияние фазовой дисперсии необходимо в модель КС дополнительно ввести соответствующую передаточную функцию $K_d(\Omega)$ и связать ее с полосой дисперсионности ионосферы $F_d \sim f_0^{3/2} / \bar{N}_m^{1/2}$:

$$K_d(\Omega) = \psi(\Omega / \Omega_d) = \psi[(f - f_0) / F_d] = \psi[(f - f_0)(\bar{N}_m)^{1/2} / f_0^{3/2}]. \quad (1.61)$$

Для решения этой задачи необходимо модифицировать методы статистической радиофизики так, чтобы помимо влияния неоднородностей ЭК ($\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}$) они учитывали и известное в теории РРВ влияние средней ЭК (\bar{N}) на фазовые сдвиги спектральных составляющих f волны по сравнению с f_0 вследствие дисперсионности ионосферы.

При заданных разносах частот передаваемых сигналов ($\Omega, \Delta\Omega = 2\Omega$), соответствующих полосе их спектра: $\Omega = 2\pi(f - f_0) = 2\pi F_0 = \Omega_0$; $\Delta\Omega = 2\pi(f_1 - f_2) = 2\Omega_0 = \Delta\Omega_0$,

значения передаточных функций КС будут зависеть от степеней возникающих ЧЗЗ, МСИ и ДИ:

$$K_{\text{н}}(\Delta\Omega_0) = \psi(F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}}); \quad K_{\text{д}}(\Omega_0) = \psi(F_0/F_{\text{д}}). \quad (1.62)$$

В соответствии с (1.60)-(1.62) статистические характеристики системных функций трансionoсферных КС с учетом дисперсионности ионосферы должны зависеть от частотно-временных параметров передаваемых сигналов $(f_0, F_0, T_s = B_s / F_0)$ и физических параметров неоднородной ионосферы $(\bar{N}, \sigma_{\Delta N})$, которые определяют степени возникающих замираний (общих БЗ, ЧЗЗ), МСИ и ДИ:

$$\{\alpha_{\text{п}}^2, 2\sigma_b^2, K_{\text{н}}(\Delta\Omega_0), K_{\text{д}}(\Omega_0)\} = \psi(f_0, F_0, T_s, \bar{N}, \sigma_{\Delta N}) = \\ = \psi(\sigma_{\text{ф}}, F_0/F_{\text{к}}, 1/T_s F_{\text{к}}, F_0/F_{\text{д}}). \quad (1.63)$$

Использование зависимостей (1.63) в качестве исходных данных для решения задачи анализа помехоустойчивости заданной схемы обработки сигналов позволит установить аналитические зависимости $P_{\text{ош}}$ от входного отношения «сигнал/шум» \bar{h}^2 и коэффициентов, характеризующих глубину общих БЗ и влияние степени ЧЗЗ, МСИ и ДИ в трансionoсферных КС на обработку принимаемых сигналов:

$$\gamma^2 = \frac{\alpha_{\text{п}}^2}{2\sigma_b^2} = \psi\left(\sigma_{\text{ф}} \sim \frac{\sigma_{\Delta N}}{f_0}\right); \quad \eta_{\text{ч}} = \psi\left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \sim \frac{F_0 \sigma_{\Delta N}}{f_0^2}\right); \quad (1.64)$$

$$\eta_{\text{м}} = \psi\left(\frac{1}{T_s F_{\text{к}}} \sim \frac{\sigma_{\Delta N}}{T_s f_0^2}\right); \quad \eta_{\text{д}} = \psi\left(\frac{F_0}{F_{\text{д}}} \sim \frac{F_0 (\bar{N}_m)^{1/2}}{f_0^{3/2}}\right).$$

Поскольку входящие в коэффициенты (1.64) характеристики КС $(\sigma_{\text{ф}}, F_{\text{к}}, F_{\text{д}})$ зависят от одних и тех же параметров сигналов и ионосферы $(f_0, \sigma_{\Delta N}, \bar{N})$, то их значения связаны между собой. Поэтому представляется возможным осуще-

ствить обобщение известных методов анализа $P_{\text{ош}}$ приема сигналов в КС с одним типом замираний или МСИ на случай КС с одновременно возникающими общими БЗ или ЧСЗ, МСИ и ДИ.

Это позволит получить аналитическую зависимость $P_{\text{ош}}$ от отношения «сигнал/шум» на входе приемника $\overline{h^2}$ и коэффициентов, характеризующих влияние общих БЗ (γ^2), ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}}$), МСИ ($\eta_{\text{м}}$) и ДИ ($\eta_{\text{д}}$) в транссионосферных КС на обработку сигналов

$$P_{\text{ош}} = (\overline{h^2}, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}}). \quad (1.65)$$

Поскольку указанные коэффициенты здесь зависят от частотно-временных параметров передаваемых сигналов (f_0, F_0, T_s) и физических параметров неоднородной ионосферы ($\overline{N}, \sigma_{\Delta N} = \beta \overline{N}$), то совокупность результатов (1.64) и (1.65) позволяет получить требуемый результат решения общей научной проблемы (1.56).

Чтобы облегчить его получение, целесообразно произвести декомпозицию общей научной проблемы на более мелкие (локальные) частные задачи, относящиеся непосредственно к СКС.

Поскольку проявление рассеивающих (дифракционных) и дисперсионных эффектов при РРВ через ионосферу определяется пространственным распределением ЭК (1.17) в слое F , которое имеет регулярную и флуктуационную составляющие, первой частной задачей является обоснование и разработка комплексных математических моделей распределения ЭК в слое F ионосферы, позволяющих одновременно учесть эффекты фазовой дисперсии и рассеяния (дифракции) при РРВ в транссионосферных КС. Требуемый результат состоит в определении СХ интегральной ЭК вдоль пути РРВ в ионосфере $N_{\text{т}} = \int N(\rho, h) dh = \overline{N}_{\text{т}} + \Delta N_{\text{т}}(\rho)$:

$$\langle \bar{N}_T \rangle = \bar{N}_T = \psi(\bar{N}_m); \quad \sigma_{\Delta N_T} = \langle \Delta N_T^2(\rho) \rangle^{1/2} = \psi(\sigma_{\Delta N}). \quad (1.66)$$

Второй частной задачей является разработка метода построения структурно-физической модели трансionoсферного КС. Требуемым результатом в данном случае является установление взаимосвязей статистических характеристик трансionoсферных КС (1.60, 1.61) с параметрами передаваемых сигналов и неоднородной ионосферы через значения СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы, полосы ее когерентности и дисперсионности

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_n(\Delta\Omega), K_d(\Delta\Omega)\} = \\ = \psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0, F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi, F_d \sim f_0 / \bar{N}_m). \quad (1.67)$$

Третьей частной задачей является теоретическое обобщение методов анализа помехоустойчивости некогерентного приема сигналов в СКС при одновременном проявлении ДИ, различных типов замираний (общих БЗ или ЧСЗ) и МСИ (при произвольных B_{cl} и B_s). Результат здесь заключается в установлении аналитических зависимостей:

$$\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi); \quad \eta_\varphi = \psi(F_0 / F_k); \quad \eta_m = \psi(1 / T_s F_k); \\ \eta_d = \psi(F_0 / F_d); \quad P_{ош} = \psi(\overline{h^2}, \gamma^2, \eta_\varphi, \eta_d, \eta_m). \quad (1.68)$$

Совокупность результатов решения указанных частных задач (1.66)–(1.68) позволит получить искомый результат решения общей научной проблемы (1.56), необходимый для достижения поставленной практической цели прогнозирования и обеспечения требуемой помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F .

1.4. Выводы

1. Тенденции развития современных СКС направлены на увеличение несущей частоты передаваемого сигнала (до $f_0 = 11 \div 30$ ГГц), расширение спектра используемых ШПС (до $F_0 \geq 5$ МГц), возрастание скорости передачи в радиолинии «ИСЗ-ЗС» (до $R_T = 1/T_s > 600$ кбит/с) и не снижают требований к помехоустойчивости СКС, которые определяются значениями $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при энергетическом отношении «сигнал/шум» на входе приемника $h^2 = 10 \div 200$ (10 ÷ 13 дБ) и энергетическом запасе $\Delta h^2 = 2 \div 10$ (3 ÷ 10 дБ). Однако эти требования выполняются только в условиях РРВ через нормальную ионосферу. Анализ известных результатов имитационного моделирования на ЭВМ показывает (рис. 1.2, 1.3), что при ВИ в слое F , вызывающих образование «волоконистых» неоднородностей, РРВ сопровождается появлением многолучевости. Поэтому принимаемые в СКС сигналы будут подвержены общим (релеевским) БЗ или ЧСЗ и МСИ, которые приводят к существенному снижению помехоустойчивости СКС (до $P_{\text{ош}} = 5 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-1}$ при $h^2 = 200$ (23 дБ)). В этой связи возникает проблема обеспечения требуемой в СКС $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ в условиях ВИ в слое F . Для решения этой проблемы необходима не имитационная (численная), а аналитическая методика прогнозирования помехоустойчивости СКС, позволяющая получить зависимость $P_{\text{ош}}$ от h^2 , параметров передаваемых сигналов (f_0, F_0, T_s) и физических параметров неоднородной ВИ.

2. Наибольшее влияние на помехоустойчивость приема СКС сигналов оказывают рассеивающие (приводящие к многолучевости) и дисперсионные свойства ионосферы. Первые определяются величиной СКО флуктуаций ЭК (ΔN_i) в неоднородностях ионосферного слоя F :

$\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$, вторые – максимальным средним значением ЭК \bar{N}_m . При ВИ в слое F величина \bar{N}_m может возрасти на $1 \div 2$ порядка, а $\sigma_{\Delta N}$ – на $1 \div 4$ порядка по сравнению с невозмущенной ионосферой.

Общие закономерности влияния $\sigma_{\Delta N}$ на $P_{\text{ош}}$ состоят в том, что с ростом $\sigma_{\Delta N} \sim \Delta N_i$ увеличиваются относительные сдвиги фаз $\Delta \varphi_i \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$ и времени $\Delta \tau_i \sim \sigma_{\Delta N} / f_0^2$ запаздывания лучей в точку приема, происходит сужение полосы когерентности $F_k \approx 1 / \Delta \tau_i \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N}$ трансionoсферного КС. Это вызывает возрастание степени общих БЗ принимаемых сигналов ($\Delta \varphi_i$), а также степени их ЧСЗ (F_0 / F_k) и МСИ ($1 / T_s F_k$). Вследствие этого величина $P_{\text{ош}}$ приема сигналов оптимальной (на фоне гауссовских шумов) некогерентной схемой обработки будет увеличиваться при $h^2 = \bar{h}^2 = \text{const}$.

Закономерности влияния \bar{N}_m на $P_{\text{ош}}$ аналогичны: с ростом \bar{N}_m сужается полоса дисперсионности $F_d \sim f_0^{3/2} / \bar{N}_m^{1/2}$ трансionoсферного КС, возрастает степень ДИ принимаемых сигналов (F_0 / F_d) и растет $P_{\text{ош}}$ при $h^2 = \text{const}$.

Поэтому тенденции развития СКС, направленные на увеличение скорости передачи простых ($R_t = 1 / T_s$) и широкополосности ($F_0 = B_s / T_s$) сложных сигналов затрудняют выполнение условий обеспечения требуемой помехоустойчивости СКС при ВИ в слое F .

Анализ путей обеспечения в СКС $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ошдоп}} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ в условиях ВИ показывает, что решение этой проблемы целесообразно осуществить в 2 этапа:

1) устранения МСИ, а затем ЧСЗ и ДИ принимаемых сигналов за счет выбора параметров передаваемых сигналов: $f_0, F_0 = B_s / T_s, T_s, T_{сл}$;

2) ослабления влияния рэлеевских БЗ принимаемых сигналов путем применения пространственно-разнесенного приема.

В этой связи практической целью исследований является разработка научно обоснованных рекомендаций по прогнозированию помехоустойчивости СКС при ВИ в слое F и обеспечению $P_{ош} \leq P_{ошдоп} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ за счет выбора частотно-временных ($f_0, F_0 = B_s / T_s, T_s, T_{сл}$) параметров передаваемых сигналов.

3. Анализ известного научно-методического аппарата оценки помехоустойчивости некогерентного приема сигналов с замираниями различных типов показал невозможность его использования для достижения поставленной цели в силу следующих противоречий (недостатков) в науке:

а) отсутствие методов построения структурно-физических моделей трансионосферных КС, позволяющих учесть реальные условия РРВ через неоднородную ионосферу (т.е. влияние ее физических параметров ($\sigma_{\Delta N}, \bar{N}$) на характеристики радиоволны);

б) известный научно-методический аппарат анализа помехоустойчивости приема сигналов с БЗ базируется на построении формальных (феноменологических) моделей КС с многолучевостью, которые строятся по принципу представления среды РРВ в виде четырехполосника («черного ящика») и изучения его системных функций ($\dot{b}, \dot{K}(\omega)$). Поэтому их СХ ($\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_H(\Delta\rho)$) определяются экспериментально и не связаны с параметрами ионосферы ($\sigma_{\Delta N}, \bar{N}$) и передаваемых сигналов (f_0);

в) известные методы анализа помехоустойчивости не-

когерентной схемы приема сигналов в КС с многолучевостью ограничены заданием конкретной модели КС (с общими БЗ, с ЧСЗ без МСИ, с МСИ без ЧСЗ), в то время как в транссионосферных КС могут выполняться одновременно условия возникновения общих или ЧСЗ с МСИ, а также ДИ принимаемых сигналов.

Указанные противоречия в науке свидетельствуют о наличии общей научной проблемы, состоящей в теоретическом обобщении методов анализа помехоустойчивости некогерентного приема сигналов в СКС с учетом влияния рассеивающих и дисперсионных свойств неоднородной ионосферы на основе разработки методов построения структурно-физических моделей транссионосферных КС.

Анализ подходов к решению общей научной проблемы показал:

а) возможность получения требуемого научного результата (то есть аналитической зависимости (1.56) $P_{\text{ош}} = \psi(h^2, f_0, F_0, T_s, \sigma_{\Delta N}, \bar{N})$) путем комплексного использования методов, разработанных в статистической теории связи и статистической радиофизике;

б) целесообразность ее декомпозиции на 3 частных задачи:

1) обоснования комплексных моделей распределения ЭК в ионосфере, позволяющих одновременно учесть эффекты фазовой дисперсии и рассеяния при РРВ путем определения СХ интегральной ЭК N_T (1.66):

$$\bar{N}_T = \psi(\bar{N}_m); \quad \sigma_{\Delta N_T} = \psi(\sigma_{\Delta N});$$

2) разработки метода построения структурно-физической модели транссионосферного КС, позволяющего установить взаимосвязи (1.67)

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_H(\Delta\Omega), \dot{K}_d(\Omega)\} = \psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0; F_k \sim f_0/\sigma_\varphi; F_d \sim f_0/\bar{N}_m);$$

3) теоретического обобщения методов анализа помехоустойчивости некогерентного приема сигналов в СКС при

одновременном проявлении БЗ, МСИ и ДИ, позволяющего установить взаимосвязи (1.68):

$$\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi); \quad \eta_{\text{ч}} = \psi(F_0 / F_{\text{к}}); \quad \eta_{\text{м}} = \psi(1 / T_s F_{\text{к}});$$

$$\eta_{\text{д}} = \psi(F_0 / F_{\text{д}}); \quad P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}}).$$

2. СТРУКТУРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ФАЗОВОГО ЭКРАНА

2.1. Комплексные модели распределения электронной концентрации в ионосфере

Полнота и точность математического описания распределения ЭК в ионосфере определяет адекватность моделей трансionoсферного РРВ и трансionoсферного КС. Известные [2, 34, 38, 57, 58, 61] модели распределения ЭК учитывают проявление либо дисперсионных, либо дифракционных (рассеивающих) свойств ионосферы. Поэтому результаты влияния этих свойств на процесс трансionoсферного РРВ рассматриваются в отрыве друг от друга, в то время как проявляются они одновременно.

Прежде чем приступить к разработке моделей трансionoсферного КС, необходимо обосновать комплексные модели распределения ЭК в ионосфере, учитывающие одновременное проявление ее дисперсионных и дифракционных (рассеивающих) свойств при трансionoсферном РРВ.

В соответствии с (1.17, 1.18) распределение ЭК в ионосфере (рис. 1.5) описывается совокупностью изменения по высоте h ее среднего значения $\bar{N}(h)$ и пространственных флуктуаций $\Delta N(\rho, h)$ в неоднородностях

$$N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h) = \bar{N}(h)[1 + \Delta N(\rho, h) / \bar{N}(h)].$$

При этом СКО относительных флуктуаций ЭК (то есть $\Delta N(\rho, h) / \bar{N}(h)$) практически не зависит от высоты h

$$\beta = \frac{\langle \Delta N(\rho, h)^2 \rangle^{1/2}}{\bar{N}(h)} = \frac{\sigma_{\Delta N}(h)}{\bar{N}(h)} = \frac{\sigma_{\Delta N}(h_m)}{\bar{N}(h_m)} = \frac{\sigma_{\Delta N}}{\bar{N}_m} \approx const,$$

а СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $\Delta N(\rho, h)$ возрастает с высотой h , достигая максимального значения $\sigma_{\Delta N}$ на высоте $h = h_m$

$$\sigma_{\Delta N} = \sigma_{\Delta N}(h_m) = \beta \bar{N}(h_m) > \sigma_{\Delta N}(h) = \beta \bar{N}(h) . \quad (2.1)$$

Большинство моделей распределения ЭК в ионосфере являются детерминированными [2, 38, 57, 58, 61], поскольку описывают изменение только $\bar{N}(h)$. Ряд моделей распределения ЭК являются статистическими и описывают изменения $\Delta \bar{N}(\rho, h)$ [34, 101].

Проявление дисперсионных (как и рефракционных, отражающих, поляризационных и поглощающих) свойств ионосферы при вертикальном РРВ через всю ее толщину $h_{\text{и}}$ определяется интегральной средней ЭК, или полным количеством электронов в столбе сечением 1 м^2 вдоль вертикального пути [2, 34, 38, 45, 46, 57, 112, 114]

$$\bar{N}_T = \int_{h_{\text{и}}} \bar{N}(h) dh = \int_0^{\infty} \bar{N}(h) dh . \quad (2.2)$$

Поскольку вне интервала высот $h_{\text{и}} \approx 80 \div 1000$ км значение $\bar{N}(h) \ll \bar{N}(h_m)$ и быстро спадает с изменением h , то пределы интегрирования по высоте в (2.2) можно расширить от 0 до ∞ .

Качественный анализ рис. 1.5 (при НИ) показывает, что величина интегральной средней ЭК \bar{N}_T (2.2) в ионосфере с толщиной $h_{\text{и}} \sim 10^3$ км будет определяться в основном толщиной слоя $F(h_F < h_{\text{и}})$, где средняя ЭК $\bar{N}(h)$ максимальна, т.е. $\bar{N}_T \sim h_F \bar{N}(h_m)$. Чтобы уточнить значение h_F надо конкретизировать $\bar{N}(h)$.

Для описания $\bar{N}(h)$ по всей высоте $h_{\text{и}}$ ионосферы наиболее широко используется математическая аппроксимация вида [61, 114]

$$\bar{N}(h) = 1,7 \bar{N}_m \left(\frac{h - h_0}{h_m - h_0} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h - h_0}{h_m - h_0} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

где h_0 – высота нижней границы ионосферы (80...100 км), а h_m – высота максимума ее ионизации (300...400 км).

Тогда подстановка (2.3) в (2.2) дает [112, 114]

$$\bar{N}_T = \langle N_T \rangle = \int_0^{\infty} \bar{N}(h) dh \approx 1,7 (h_m - h_0) \bar{N}_m = h_3 \bar{N}_m, \quad (2.4)$$

где h_3 – эквивалентная толщина ионосферы ($\sim 5 \cdot 10^5$ м). Поскольку при НИ величина $\bar{N}_m \approx 10^{12}$ эл/м³, то $\bar{N}_T = h_3 \bar{N}_m \approx 5 \cdot 10^{17}$ эл/м³.

Таким образом, детерминированную модель распределения средней ЭК $\bar{N}(h)$ по всей высоте ионосферы ($h = h_0 \dots 1000$ км) можно охарактеризовать величиной средней интегральной ЭК $\bar{N}_T = h_3 \bar{N}_m$ и представить в виде (рис. 2.1) эквивалентного по площади интегралу (2.2) четырехугольника (2.4), то есть однородного слоя с эквивалентной толщиной, равной h_3 , и средней ЭК, равной $\bar{N}_m = \bar{N}(h_m)$.

Проявление дифракционных (рассеивающих) свойств ионосферы при вертикальном РРВ определяется пространственными флуктуациями интегральной ЭК

$$\Delta N_T(\rho) = \int_{h_n}^{\infty} \Delta N(\rho, h) dh = \int_0^{\infty} \Delta N(\rho, h) dh. \quad (2.5)$$

Качественный анализ (2.5) и рис. 2.1 показывает, что флуктуации интегральной ЭК $\Delta N_T(\rho)$ по все толщине ионосферы h_n будут определяться максимальными значениями флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h = h_m)$ в слое F с меньшей толщиной $h_F < h_n$, т.е. $\Delta N_T(\rho) \sim h_F \Delta N(\rho, h_m)$.

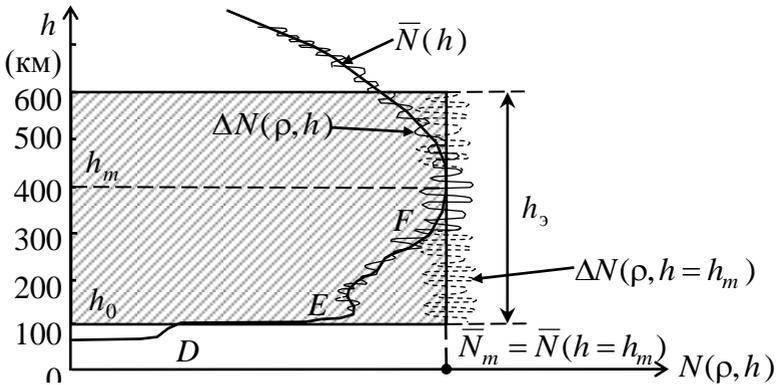


Рис. 2.1. Детерминированная модель распределения ЭК по всей высоте ионосферы.

Чтобы количественно охарактеризовать $\Delta N_T(\rho)$ важно, отметить, что математический аппарат описания пространственных неоднородностей ЭК ионосферы $\Delta N(\rho, h)$ в настоящее время хорошо развит только в рамках следующих допущений [34, 101]: $\Delta N(\rho, h) = \Delta N(r)$ представляет собой статистически однородное (т.е. стационарное по пространству r) и изотропное (т.е. не зависящее от направления \vec{r}) случайное поле со стандартным СКО и нулевым математическим ожиданием.

Следовательно, корреляционная функция (КФ), дисперсия и математическое ожидание $\Delta N(r)$ описываются следующим образом:

$$B_{\Delta N}(r) = B_{\Delta N}(r_1 - r_2) = \langle \Delta N(r_1) \Delta N(r_1 - r) \rangle; \quad (2.6)$$

$$\sigma_{\Delta N}^2 = B_{\Delta N}(0) = \langle \Delta N(r_1)^2 \rangle = \text{const}; \quad (2.7)$$

$$\langle \Delta N(r) \rangle = \overline{\Delta N(r)} = 0. \quad (2.8)$$

Трехмерная ($r = (\rho, h) = (x, y, h)$) КФ $B_{\Delta N}(r)$ статистически однородного и изотропного случайного поля $\Delta N(r)$ связана преобразованием Винера-Хинчина с трехмерной спек-

тральной плотностью (спектром) флуктуаций ЭК ионосферных неоднородностей $\Phi_{\Delta N}(\kappa)$. Последняя характеризует распределение $\sigma_{\Delta N}^2$ по различным участкам диапазона пространственных частот $\kappa_i = 2\pi/l_i$, где $i = (x, y, h)$.

Наиболее простой и широко используемой для расчетов является гауссовская КФ флуктуаций $\Delta N(r)$ вида [2, 42, 43, 57, 58, 63, 64, 98, 101, 109, 110, 122]

$$B_{\Delta N}(r) = B_{\Delta N}(\rho, h) = \sigma_{\Delta N}^2 \exp[-(r/l_s)^2], \quad (2.9)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2} = \sqrt{\rho^2 + h^2}$.

Расстояние l_s называется радиусом корреляции, т.к. в пределах этого расстояния ($r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2} = l_s$) КФ убывает в e раз по сравнению со своим значением $\sigma_{\Delta N}^2$ при $r = 0$. Следовательно, значение l_s приближенно указывает интервал, внутри которого свойства неоднородной среды коррелированы [43].

Для гауссовской КФ (2.9) преобразование Винера-Хинчина дает [43, 122]

$$\Phi_{\Delta N}(\kappa) = \frac{\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\kappa^2 l_s^2}{4}\right), \quad (2.10)$$

где $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_h^2} = \sqrt{\kappa_{\perp}^2 + \kappa_h^2}$.

Согласно (2.10) в КФ существенный вклад вносят только те пространственные частоты $\kappa = 2\pi/l$, масштаб (размер) которых $2/\kappa = l/\pi$ превышает радиус корреляции l_s (т.к. тогда $2/\kappa = l/\pi > l_s$ и $\kappa^2 l_s^2 / 4 < 1$). Поэтому очень часто l_s называют характерным (или средним) масштабом случайных неоднородностей среды [122].

Корреляционная функция флуктуаций $\Delta N_T(\rho)$ интегральной ЭК (2.5) вдоль двух вертикальных трасс, разнесенных на расстояние $\rho = (x, y)$, выражается через КФ (2.6) как [34]

$$B_{\Delta N_T}(\rho) = h_{\text{и}} \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, h) dh = h_{\text{и}} A_{\Delta N}(\rho), \quad (2.11)$$

где $A_{\Delta N}(\rho)$ – интегральная КФ неоднородностей ЭК, а $h_{\text{и}}$ – протяженность вертикальной трассы в ионосфере (т.е. ее толщина). Поскольку обычно толщина ионосферы $h_{\text{и}}$ значительно превышает радиус корреляции (l_s) неоднородностей по пространству ρ , то пределы интегрирования в (2.11) расширены от $-\infty$ до $+\infty$.

В соответствии с (2.11) дисперсия флуктуаций интегральной ЭК в неоднородностях ионосферы определяется как

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = B_{\Delta N_T}(0) = h_{\text{и}} \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(0, h) dh = h_{\text{и}} A_{\Delta N}(0). \quad (2.12)$$

Таким образом, статистическая модель распределения ЭК в неоднородностях ионосферы по всей ее высоте характеризуется статистическими характеристиками (СХ) пространственных флуктуаций интегральной ЭК $\Delta N_T(\rho)$: математическим ожиданием $\langle \Delta N_T(\rho) \rangle$, дисперсией $\sigma_{\Delta N_T}^2$ и КФ $B_{\Delta N_T}(\rho)$.

Рассмотренная выше детерминированная и статистическая модели распределения ЭК в неоднородной ионосфере слабо связаны между собой.

Статистическая модель распределения ЭК разработана без учета изменения флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $\Delta N(\rho, h)$ по высоте h (см. рис.2.1). Это следует из выражения (2.5) для $\Delta N_T(\rho)$ и его СХ (2.11, 2.12). В этих выражениях $h_{\text{и}}$ – толщина ионосферы, в которой пространствен-

ные флуктуации ЭК $\Delta N(\rho, h)$ полагаются статистически однородными и изотропными. Поэтому их КФ (2.6) $B_{\Delta N}(r) = B_{\Delta N}(\rho, h)$ зависит только от разности координат $r = r_1 - r_2$ (а не от $r_1 = (\rho_1, h_1)$ и $r_2 = (\rho_2, h_2)$), а дисперсия (2.7) на любой точке ионосферы (ρ_i, h_i) неизменна $\sigma_{\Delta N}^2 = B_{\Delta N}(0) = \text{const}$. Однако согласно рис.2.1. и выражению (2.1) величина $\sigma_{\Delta N}(h) = \beta \bar{N}(h)$ возрастает пропорционально $\bar{N}(h)$ по мере приближения к высоте максимума ионизации $h = h_m$. Следовательно, КФ $B_{\Delta N}(\rho, h)$ и дисперсия $\sigma_{\Delta N}^2(h)$ флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы изменяются в соответствии с высотным изменением фоновой (т.е. средней) ЭК $\bar{N}(h)$. Поэтому основные СХ пространственных флуктуаций интегральной ЭК, т.е. $B_{\Delta N_T}(\rho)$ и $\sigma_{\Delta N_T}^2$, можно оценить согласно (2.11, 2.12) только при допущении о неизменности СХ неоднородностей $B_{\Delta N}(\rho, h)$ и $B_{\Delta N}(0, h) = \sigma_{\Delta N}^2(h)$ с изменением высоты h в пределах толщины ионосферы $h_{и}$. Это допущение будет справедливо, если высотное изменение фоновых ЭК $\bar{N}(h)$ по всей толщине ионосферы $h_{и}$, заменить на однородный по высоте слой с эквивалентной толщиной $h_3 < h_{и}$ и неизменной фоновой ЭК $\bar{N}(h = h_m) = \bar{N}_m = \text{const}$, а высотное распределение неоднородностей ЭК $\Delta N(\rho, h)$ на этом фоне заменить на его максимальное значение $\Delta N(\rho, h = h_m)$, как показано на рис. 2.1 пунктирными линиями.

Поэтому выражения (2.5, 2.11, 2.12) будут справедливы, если в них $h_{и}$ заменить на h_3 при $h = h_m$:

$$\Delta N_T(\rho) = \int_0^{h_3} \Delta N(\rho, h = h_m) dh ; \quad (2.13)$$

$$B_{\Delta N_T}(\rho) = h_3 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, h) dh = h_3 A_{\Delta N}(\rho) ; \quad (2.14)$$

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = B_{\Delta N_T}(0) = h_3 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(0, h) dh = h_3 A_{\Delta N}(0). \quad (2.15)$$

Согласно (2.8), (2.13) математическое ожидание пространственных флуктуаций интегральной ЭК в ионосфере

$$\langle \Delta N_T(\rho) \rangle = \int_0^{h_3} \langle \Delta N(\rho, h) \rangle dh = 0.$$

Согласно (2.13), (2.15) дисперсия флуктуаций интегральной ЭК $\Delta N_T(\rho)$ будет определяться эквивалентной толщиной ионосферы h_3 (со средней ЭК, соответствующей максимуму ионизации $\bar{N}(h_m) = \bar{N}_m$) и дисперсией флуктуаций ЭК на высоте $h = h_m$ максимума ионизации $\Delta N(\rho, h = h_m)$:

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 \sim h_3 \sigma_{\Delta N}^2 = h_3 (\beta \bar{N}_m)^2.$$

Для точной оценки дисперсии $\sigma_{\Delta N_T}$ (2.15) необходимо определить интегральную КФ неоднородностей ЭК $A_{\Delta N}(\rho)$ при $\rho = (x, y) = 0$. В случае гауссовской КФ неоднородностей ЭК (2.9) она будет иметь вид

$$A_{\Delta N}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(0, h) dh = \sigma_{\Delta N}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-h^2/l_s^2) dh.$$

Тогда, используя табличный интеграл [94]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-p^2 x^2 \pm qx) dx = \sqrt{\pi/p^2} \exp(q^2/4p^2), \quad [p > 0], \quad (2.16)$$

получим

$$A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s \sigma_{\Delta N}^2.$$

Поэтому дисперсия флуктуаций интегральной ЭК (2.15) описывается с учетом (2.1) выражением

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = h_3 A_{\Delta N}(0) = \sqrt{\pi} l_s h_3 \sigma_{\Delta N}^2 = \sqrt{\pi} l_s h_3 (\beta \bar{N}_m)^2. \quad (2.17)$$

Выражение (2.17) для $\sigma_{\Delta N_T}^2$ можно получить другим способом: с использованием спектра флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $\Phi_{\Delta N}(\kappa)$. Известно [44], что $B_{\Delta N}(\rho, h)$ связана с двумерным ($x_{\perp} = \sqrt{x_x^2 + x_y^2}$) спектром флуктуаций ЭК $\Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, h)$ как

$$B_{\Delta N}(\rho, h) = 2\pi \int_0^{\infty} J_0(\kappa_{\perp} \rho) \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, h) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp}, \quad (2.18)$$

где $J_0(\cdot)$ – функция Бесселя нулевого порядка; $\kappa_{\perp} = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$.

Подстановка (2.18) в выражение (2.14) для КФ пространственных флуктуаций интегральной ЭК с учетом известного [101] свойства

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, h) dh = 2\pi \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0)$$

дает

$$B_{\Delta N_T}(\rho) = h_3 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, h) dh = (2\pi)^2 h_3 \int_0^{\infty} J_0(\kappa_{\perp} \rho) \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp}, \quad (2.19)$$

где $\Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0)$ – трехмерный спектр флуктуаций ЭК при $\kappa_h = 0$.

При $\rho = 0$ значение $J_0(0) = 1$ и будем иметь

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = B_{\Delta N_T}(0) = h_3 A_{\Delta N}(0) = (2\pi)^2 h_3 \int_0^{\infty} \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp}. \quad (2.20)$$

Для гауссовского трехмерного спектра флуктуаций ЭК (2.10) выражение (2.20) принимает вид

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = \frac{(2\pi)^2 h_3 \sigma_{\Delta N}^2 l_s^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\kappa_\perp^2 l_s^2}{4}\right) \kappa_\perp d\kappa_\perp.$$

Тогда, используя табличный интеграл [30]

$$\int_0^\infty x^{2n+1} \exp(-px^2) dx = \frac{n!}{2p^{n+1}},$$

получим выражение, совпадающее с (2.17)

$$\sigma_{\Delta N_T}^2 = \frac{(2\pi)^2 h_3 \sigma_{\Delta N}^2 l_s^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{2l_s^2/4} = \sqrt{\pi} l_s h_3 \sigma_{\Delta N}^2.$$

В соответствии с (2.4) и (2.17) комплексную (детерминированную и статистическую) модель распределения ЭК по высоте h и пространству $\rho = (x, y)$ в неоднородной ионосфере можно представить в двух видах, приведенных на рис.2.2 и 2.3:

1. Совокупности однородного (по высоте) слоя с толщиной h_3 и средней ЭК, соответствующей высоте $h = h_m$ максимума ионизации \bar{N}_m , и размещенных внутри его (статистически однородно по пространству ρ) неоднородностей с флуктуациями ЭК, соответствующими высоте максимума ионизации $\Delta N(\rho, h = h_m)$, которые описываются следующими СХ: 1) гауссовской (2.9) КФ $B_{\Delta N}(\rho, h)$ с радиусом корреляции l_s ; 2) дисперсией $\sigma_{\Delta N}^2 = (\beta \bar{N}_m)^2 = \text{const}$; 3) математическим ожиданием $\langle \Delta N(\rho, h_m) \rangle = 0$.

2. Совокупности однородного слоя с толщиной h_3 и средней ЭК \bar{N}_m и расположенного на его границе (нижней или верхней) тонкого слоя неоднородностей (статистически однородного фазового экрана), который описывается СХ пространственных флуктуаций интегральной ЭК $\Delta N_T(\rho)$: 1) КФ $B_{\Delta N_T}(\rho)$ вида (2.14); 2) дисперсией (2.17)

$\sigma_{\Delta N_T}^2 = \sqrt{\pi} l_s h_3 (\beta \bar{N}_m)^2 = \text{const}$; 3) математическим ожиданием $\langle \Delta N_T(\rho) \rangle = 0$.

Приведенные рис. 2.2. и 2.3. наглядно иллюстрируют физический смысл зависимости (2.17) $\sigma_{\Delta N_T}^2 = \sqrt{\pi} l_s h_3 (\beta \bar{N}_m)^2$.

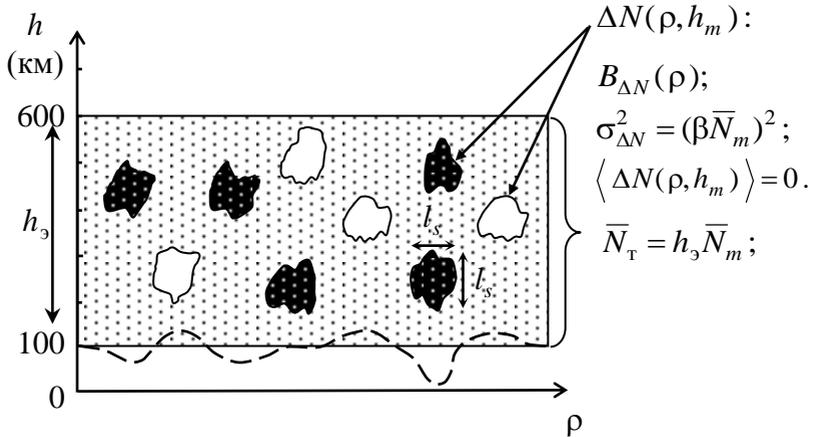


Рис. 2.2. Модель № 1 распределения ЭК в ионосфере

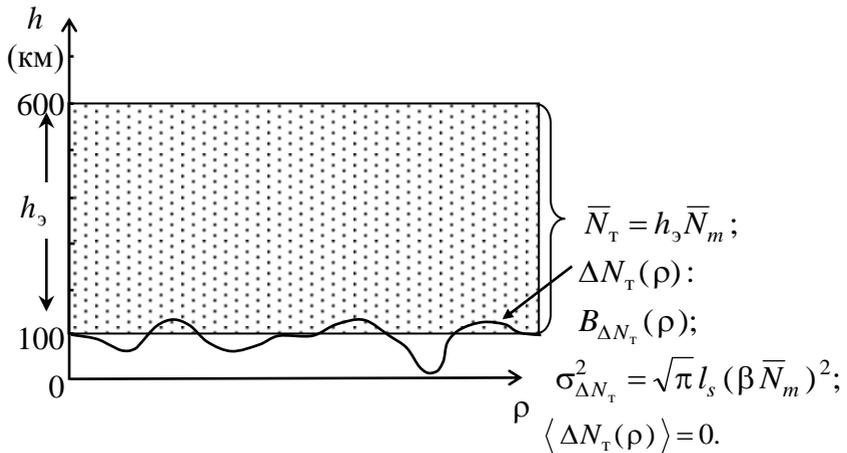


Рис. 2.3. Модель № 2 распределения ЭК в ионосфере

Согласно рис. 2.2. флуктуации интегральной ЭК $\Delta N_T(\rho)$ вдоль вертикального пути РРВ через ионосферу с толщиной h_s (показана пунктирной линией) прямо пропорциональны характерному размеру неоднородностей l_s , толщине h_s слоя с неоднородностями и отклонениям в них ЭК $\Delta N(\rho, h_m)$ относительно фона \bar{N}_m .

Наиболее простой и удобной для проведения дальнейших исследований является комплексная модель № 2 распределения ЭК (рис 2.3), поскольку она позволяет одновременно учесть проявление дисперсионных свойств ионосферы при РРВ через величину интегральной средней ЭК (2.4) $\bar{N}_T = h_s \bar{N}_m$ и проявление ее дифракционных (рассеивающих) свойств через дисперсию пространственных флуктуаций интегральной ЭК (2.17) $\sigma_{\Delta N_T}^2 = \sqrt{\pi} l_s h_s (\beta \bar{N}_m)^2$.

Указанные выражения (2.4) и (2.17) вместе с установленным значением $\langle \Delta N_T(\rho) \rangle = 0$ описывают требуемый научный результат (1.66) решения 1-й частной научной задачи.

2.2. Многолучевая модель трансionoсферного КС при передаче монохроматических сигналов

В главе 1 было произведено обоснование возможности решения второй частной научной задачи – разработки метода построения структурно-физической модели трансionoсферного канала связи (КС) – на основе теоретического обобщения феноменологических многолучевых моделей КС и модифицированных (с учетом проявления дисперсионных свойств ионосферы) методов статистической радиофизики. Метод достижения требуемого научного результата (1.67)

решения этой задачи, т.е. установления аналитических зависимостей

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_n(\Delta\Omega), K_d(\Omega)\} = \Psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0, F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi, F_d \sim f_0 / \bar{N}_m),$$

реализуется в три этапа:

1) получение аналитических выражений для СХ принимаемого сигнала (средней мощности (\bar{P}_r)) на основе разработки многолучевых моделей транссионосферных КС;

2) получение аналитических выражений для СХ поля принимаемой волны (средней интенсивности (\bar{I}_r)) при ее транссионосферном распространении на основе модификации радиофизических методов;

3) анализ тождественности результатов определения СХ сигналов и волновых полей в точке приема методами статистической теории связи и радиофизики.

В частном случае передачи монохроматического сигнала, когда $\omega = \omega_0$, $\Omega = \omega - \omega_0 = 0$ и $\Delta\Omega = 2\Omega = 0$ и значения $K_n(\Delta\Omega = 0) = 1$, $K_d(\Omega = 0) = 1$, искомая зависимость (1.67) сводится к виду

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \Psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0).$$

Установление этой аналитической зависимости также реализуется в 3 этапа.

Первым из этих этапов является разработка многолучевой модели транссионосферного КС при передаче монохроматического сигнала с целью получения аналитических выражений для СХ принимаемого сигнала [78 – 80, 91].

Решение этой задачи целесообразно начать с рассмотрения интересующей радиолинии ИСЗ-ЗС в простейшем случае (рис. 2.4) вертикального ($\theta_0 = 0$) распространения монохроматической волны с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ через ионосферу, описываемую моделью № 2 распределения ЭК (рис. 2.3).

В отличие от рис. 2.3. вертикальная ось (высота h) совпадает с направлением РРВ к ЗС, которая расположена на расстоянии z от верхней границы ионосферы $z=0$, имеющей эквивалентную толщину $z_3 = h_3$ и среднюю ЭК $\bar{N} = \bar{N}_m$. Флуктуации ЭК $\Delta N(\rho, z)$ по всей толщине ионосферы представлены в виде тонкого слоя (статистически однородного фазового экрана), расположенного на нижней границе ионосферы $z = z_3$ и характеризуемого $\Delta N_T(\rho)$.

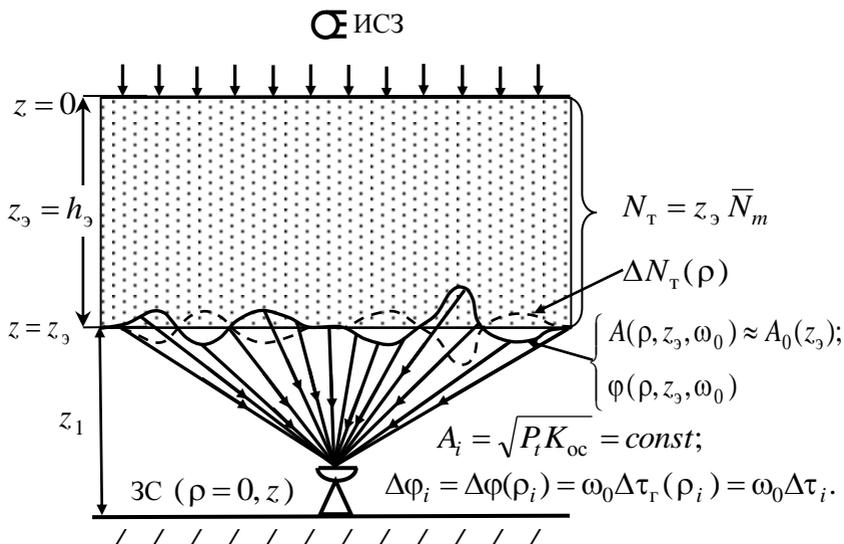


Рис. 2.4. Процесс многолучевого РРВ (монохроматических) через ионосферу в приближении фазового экрана

Передаваемый с ИСЗ монохроматический сигнал с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ запишем в виде [17]

$$s_t(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\dot{S}_t \exp(j\omega_0 t)\} = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\sqrt{P_t} \exp(j\Phi_t) \exp(j\omega_0 t)\}, \quad (2.21)$$

где $\dot{S}_t = S_t \exp(j\Phi_t)$ – комплексная амплитуда, а $S_t = \sqrt{P_t}$, P_t и Φ_t – амплитуда, мощность и начальная фаза передаваемого сигнала (при $-\infty < t < \infty$).

Распространение излученной с ИСЗ волны (сигнала) происходит не по игольчатой траектории (лучу), а в пределах области пространства (ρ), ограниченной первой зоной Френеля. Ввиду большой высоты размещения ИСЗ СКС амплитудно-фазовый фронт волны, падающий на верхнюю границу ($z=0$) ионосферного слоя, будет плоским (см. рис. 2.4). На выходе слоя ($z=z_3$) амплитудный фронт волны в первом приближении можно считать неискаженным по сравнению с падающим (то есть одинаковым по пространству ρ)

$$A(\rho, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3) = \sqrt{P_t K_{oc}(z_3)}, \quad (2.22)$$

где $A_0(z_3) = A_0(\rho=0, z_3)$ – амплитуда поля волны в плоскости $z = z_3$ в отсутствие неоднородностей среды; $K_{oc}(z_3) \sim W_0^2 W_{\Pi}^2$ – коэффициент ослабления мощности излучаемой волны (P_t) в свободном пространстве W_0^2 до плоскости $z = z_3$ и вследствие поглощения ее в ионосфере W_{Π}^2 (см. п.1.2).

Искажения амплитудного фронта выходной волны в пространстве ρ можно считать несущественными, поскольку W_{Π}^2 определяется средней интегральной ЭК в толстом ионосферном слое \bar{N}_T , а не флуктуациями $\Delta N_T(\rho)$ в тонком слое неоднородностей.

Фазовый фронт волны на выходе ($z = z_3$) ионосферного слоя, в отличие от амплитудного фронта, может исказиться вследствие его существенной зависимости от относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon(\rho, z)$ и коэф-

коэффициента преломления $n(\rho, z) = [\varepsilon(\rho, z)]^{1/2}$ неоднородной ионосферы.

Распространение монохроматической волны (ω_0) через ионосферный слой толщиной z_3 с фазовой скоростью $c_\phi = c/n > c$, превышающей скорость света (c) в вакууме (т.к. $n < 1$), происходит за время $t_\phi = z_\phi / c$, соответствующее фазовому пути z_ϕ [57]. Последний представляет собой воображаемое расстояние, которое радиоволна прошла бы в вакууме (со скоростью c) за то же время (t_ϕ), за которое она в реальных условиях (на расстоянии z_3) распространяется с фазовой скоростью (c_ϕ). Указанные параметры ($t_\phi, z_\phi, c_\phi = c/n$) определяют фазовый фронт монохроматической волны на выходе ионосферного с толщиной z_3 и коэффициентом преломления $n(\rho, z)$ слоя в соответствии с выражениями

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega_0) &= \omega_0 t_\phi(\rho, z_3) = \frac{\omega_0 z_\phi(\rho, z_3)}{c} = \omega_0 \int_0^{z_3} \frac{dz}{c_\phi(\rho, z)} = \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} n(\rho, z) dz = \\ &= \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \left[1 - \frac{e^2 N(\rho, z)}{m_e \varepsilon_0 \omega_0^2} \right]^{1/2} dz = \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \left[1 - \frac{80,8 N(\rho, z)}{f_0^2} \right]^{1/2} dz. \quad (2.23) \end{aligned}$$

Здесь $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл и $m_e = 9,106 \cdot 10^{-31}$ кг – заряд и масса электрона; $\varepsilon_0 = (1/36\pi) \cdot 10^{-9}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума. При этих значениях коэффициент $g = e^2 / 4\pi^2 m_e \varepsilon_0$ имеет (в системе СИ) величину 80,8 и размерность $[м^3/с^2]$.

Поскольку $N(\rho, z)$ содержит согласно (1.17) регулярную $\bar{N}(z)$ и флуктуационную $\Delta N(\rho, z)$ составляющие, выражение (2.23) принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega_0) &= \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \left\{ 1 - \frac{80,8 [\bar{N}(z) + \Delta N(\rho, z)]}{f_0^2} \right\}^{1/2} dz = \\ &= \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} [\bar{\varepsilon}(z) + \Delta\varepsilon(\rho, z)]^{1/2} dz = \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} [\bar{n}(z) + \Delta n(\rho, z)] dz. \end{aligned} \quad (2.24)$$

где

$$\bar{\varepsilon}(z) = 1 - 80,8 \bar{N}(z) / f_0^2; \quad \Delta\varepsilon(\rho, z) = -80,8 \Delta N(\rho, z) / f_0^2$$

– среднее значение и флуктуации электрической проницаемости ионосферы.

Учитывая, что $\bar{N}(z) > \Delta N(\rho, z)$ и для частот f_0 , используемых в СКС, справедливо соотношение

$$f_0^2 \gg 80,8 \bar{N}(z), \quad (2.25)$$

подынтегральное выражение (2.24) можно разложить в биномиальный ряд ($\sqrt{1-x} = 1 - x/2 - x^2/8 \dots$ при $|x| \leq 1$), ограничившись при этом двумя первыми членами:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega_0) &= \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \left[1 - \frac{40,4 \bar{N}(z)}{f_0^2} - \frac{40,4 \Delta N(\rho, z)}{f_0^2} \right] dz = \\ &= \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} [\bar{n}(z) + \Delta n(\rho, z)] dz, \end{aligned} \quad (2.26)$$

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

Преобразуя (2.26) с учетом выражений (2.4), (2.13) для среднего значения и флуктуаций интегральной ЭК в ионосфере, получим

$$\varphi(\rho, z_3, \omega_0) = k_0 z_3 + \bar{\varphi} + \Delta\varphi(\rho), \quad (2.27)$$

где $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi f_0 / c = 2\pi / \lambda_0$ – волновое число;

$$\bar{\varphi} = -\frac{80,8\pi}{cf_0} \int_0^{z_3} \bar{N}(z) dz = -\frac{80,8\pi}{cf_0} \bar{N}_T; \quad (2.28)$$

$$\Delta\varphi(\rho) = -\frac{80,8\pi}{cf_0} \int_0^{z_3} \Delta N(\rho, z) dz = -\frac{80,8\pi}{cf_0} \Delta N_T(\rho). \quad (2.29)$$

Анализ полученного выражения (2.27) показывает, что фазовый фронт монохроматической волны с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ на выходе ($z = z_3$) неоднородного ионосферного слоя определяется как сумма трех членов (см. рис. 2.4):

1) $k_0 z_3$ – набега фазы в свободном пространстве на расстоянии $z = z_3$;

2) $\bar{\varphi}$ – поправки на среднее значение фазового запаздывания волны, обусловленного интегральной средней ЭК $\bar{N}_T = z_3 \bar{N}_m$;

3) $\Delta\varphi(\rho)$ – флуктуаций (искажений) фазового запаздывания во фронте выходной волны относительно $\bar{\varphi}$, обусловленных интегральными неоднородностями ЭК $\Delta N_T(\rho)$.

Таким образом, наличие пространственных флуктуаций интегральной ЭК в ионосфере $\Delta N_T(\rho)$, описываемых согласно рис. 2.4 тонким слоем неоднородностей на выходе однородного слоя с интегральной средней ЭК $\bar{N}_T = z_3 \bar{N}_m$, обуславливает появление флуктуаций фазового фронта выходной волны $\Delta\varphi(\rho) \sim -\Delta N_T(\rho)$ и не вызывает пространственных искажений ее амплитудного фронта $A(\rho, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3)$. Поэтому приведенное выше описание влияния неоднородностей на распространение монохроматической волны в ионосферном слое выражениями (2.22, 2.29) получило в статистической радиофизике название приближения фазового экрана (ФЭ).

Выражение (2.27) можно записать с использованием не фазовых, а временных запаздываний фронта волны в виде

$$\varphi(\rho, z_3, \omega_0) = \omega_0 [z_3 / c + \bar{\tau}_\phi + \Delta\tau_\phi(\rho)], \quad (2.30)$$

где z_3 / c – время распространения волны в свободном пространстве на реальном пути z_3 со скоростью света (c);

$$\bar{\tau}_\phi = \frac{\delta \bar{z}_\phi}{c} = -\frac{40,4}{c f_0^2} \int_0^{z_3} \bar{N}(z) dz = -\frac{40,4}{c f_0^2} \bar{N}_T = -\frac{40,4}{c f_0^2} z_3 \bar{N}_m \quad (2.31)$$

– поправка на среднее значение фазового времени запаздывания волны в ионосферном слое толщиной z_3 , соответствующая поправке на фазовый путь $\delta \bar{z}_\phi = -40,4 \bar{N}_T / f_0^2$ (отрицательная величина) при РРВ с фазовой скоростью $c_\phi = c/n < c$;

$$\Delta\tau_\phi(\rho) = \frac{\Delta z_\phi(\rho)}{c} = -\frac{40,4}{c f_0^2} \int_0^{z_3} \Delta N(\rho, z) dz = -\frac{40,4}{c f_0^2} \Delta N_T(\rho) \quad (2.32)$$

– флуктуации фазового времени запаздывания волны на выходе неоднородного ионосферного слоя относительно $\bar{\tau}_\phi$, соответствующие флуктуациям фазовых путей $\Delta z_\phi(\rho) = -40,4 \Delta N_T(\rho) / f_0^2$ (которые могут быть как отрицательными, так и положительными).

В силу того, что вклад в флуктуации $\Delta\varphi(\rho) = \omega_0 \Delta\tau_\phi(\rho)$ согласно (2.29, 2.32) вносят множество неоднородностей ЭК $\Delta N(\rho, z)$ вдоль вертикального пути с протяженностью z_3 , то согласно центральной предельной теоремы они должны подчиняться гауссовскому (нормальному) закону распределения вероятностей (ЗРВ) с нулевым математическим ожиданием $\langle \Delta\varphi(\rho) \rangle = 0$ (т.к. $\langle \Delta N_T(\rho) \rangle = 0$).

Дальнейший процесс распространения монохроматиче-

ской волны за тонким неоднородным слоем (т.е. ФЭ) происходит (см. рис. 2.4) в свободном пространстве на расстоянии z_1 до точки приема ($\rho = 0, z = z_1 + z_3$). Опишем этот процесс РРВ с помощью традиционных для теории связи методов построения многолучевых моделей КС. Такая возможность существует благодаря тому, что согласно принципу Гюйгенса поле волны в точке приема ($\rho = 0, z$) можно рассматривать как результат интерференции множества ($i = 1 \dots M$) лучей, создаваемых элементарными площадками (ρ_i) на поверхности фронта волны, участвующей в процессе распространения [37]. Поэтому в соответствии с выражениями (2.22) и (2.27, 2.30) каждой i -й луч, образуемый участком ρ_i на ФЭ, характеризуется примерно одинаковыми значениями амплитуды

$$A(\rho_i, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3) = \sqrt{P_t K_{oc}(z_3)} = S_t \sqrt{K_{oc}(z_3)}$$

и случайными значениями начальных фаз

$$\varphi(\rho_i, z_3, \omega_0) = k_0 z_3 + \bar{\varphi} + \Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 [z_3/c + \bar{\tau}_\varphi + \Delta\tau_\varphi(\rho_i)].$$

Поскольку дальнейшее распространение i -го луча за ФЭ ($z = z_3$) точки приема ($\rho = 0, z = z_3 + z_1$) происходит в свободном пространстве, то уменьшение его амплитуды A_0 по сравнению с амплитудой передаваемого сигнала $S_t = \sqrt{P_t}$ учитывается в коэффициенте ослабления амплитуды $\sqrt{K_{oc}} \sim W_0 = \lambda_0/4\pi z$, а изменение его начальной фазы происходит только из-за увеличения набега в свободном пространстве до $k_0 z = \omega_0 z/c$ при сохранении $\bar{\varphi}$ и $\Delta\varphi(\rho_i)$.

Поэтому сигнал на входе приемника можно представить (см. рис. 2.4) в виде суммы M лучей, имеющих примерно одинаковые амплитуды

$$A_i = \sqrt{P_t} K_i = A(\rho_i, z, \omega_0) \approx A_0(z) = \sqrt{P_t K_{oc}} = const$$

и коэффициенты их передачи

$$K_i \approx \sqrt{K_{oc}} \sim W_0 = \lambda_0 / 4\pi z,$$

но случайные для каждого i -го луча начальные фазы $\varphi_i = \varphi_{cp} + \Delta\varphi_i = \varphi(\rho_i, z, \omega_0) = k_0 z + \bar{\varphi} + \Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 [z_3 / c + \bar{\tau}_\varphi + \Delta\tau_\varphi(\rho_i)]$, где $\varphi_{cp} = k_0 z + \bar{\varphi}$ – средняя фаза запаздывания всех лучей, а $\Delta\varphi_i = \Delta\varphi(\rho_i)$ – фазовые сдвиги лучей (относительно φ_{cp}), приходящих в точку приема, соответствующие флуктуациям фазового запаздывания (2.29) различных участков (ρ_i) фронта волны на выходе неоднородной ионосферы $\Delta\varphi(\rho = \rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_\varphi(\rho_i)$.

Прежде чем приступить к определению принимаемого сигнала s_r на основе выражений для амплитудного (2.22) и фазового (2.27, 2.30) фронта выходной волны, следует учесть ряд отличий некоторых аналитических представлений РРВ, принятых в статистических теории связи и радиофизике. В частности, для описания передаваемого сигнала s_t (2.21) и его преобразования Фурье берут положительный знак при $\exp(j\omega t)$, а не отрицательный, как в радиофизике. Для описания принимаемого сигнала s_r оперируют с пространственным множителем $\exp(-jkz) = \exp[-j\varphi(\rho, z)]$, а не с $\exp[\varphi(\rho, z)]$, как в радиофизике [101].

Кроме того, при использовании представлений о РРВ (сигналов) вдоль траектории лучей в теории связи полагают, что они распространяются не с фазовой ($c_\varphi = c/n < c$), а с групповой скоростью ($c_r = cn < c$) [40]. Последняя характеризует скорость переноса энергии волны (сигнала) в изотропной среде и совпадает по направлению с направлением распространения фазы волны [38].

Поэтому при РРВ с групповой скоростью через ионосферный слой с толщиной z_3 за время $t_r = z_r / c$, соответ-

ствующее групповому пути z_r , фазовый фронт выходной волны с частотой ω_0 будет описываться выражением

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega_0) &= \omega_0 t_r(\rho, z_3) = \omega_0 z_r(\rho, z_3) / c = \\ &= \omega_0 \int_0^{z_3} \frac{dz}{c_r(\rho, z)} = \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \frac{dz}{n(\rho, z)} = \frac{\omega_0}{c} \int_0^{z_3} \left[1 - \frac{80,8 N(\rho, z)}{f_0^2} \right]^{-1/2} dz. \end{aligned}$$

С учетом составляющих (1.17) для $N(\rho, z)$ при выполнении условия (2.25) можно воспользоваться разложением в биномиальный ряд $(1 \pm x)^{-1/2} \approx 1 \mp x/2$ и записать предыдущее выражение в виде

$$\varphi(\rho, z_3, \omega_0) = \omega_0 t_r(\rho, z_3) = \omega_0 [z_3 / c + \bar{\tau}_r + \Delta \tau_r(\rho)], \quad (2.33)$$

$$\bar{\tau}_r = \frac{\delta \bar{z}_r}{c} = \frac{40,4}{c f_0^2} \bar{N}_r = \frac{40,4}{c f_0^2} z_3 \bar{N}_m = -\frac{\delta \bar{z}_\phi}{c} = -\bar{\tau}_\phi \quad (2.34)$$

– поправка на среднее значение группового времени запаздывания волны в ионосферном слое, соответствующая поправке на групповой путь $\delta \bar{z}_r = 40,4 \bar{N}_r / f_0^2 = -\delta \bar{z}_\phi$ (положительная величина), равная по величине и противоположная по знаку $\bar{\tau}_\phi$ (2.31);

$$\Delta \tau_r(\rho) = \frac{\Delta z_r(\rho)}{c} = \frac{40,4}{c f_0^2} \Delta N_r(\rho) = -\frac{\Delta z_\phi(\rho)}{c} = -\Delta \tau_\phi(\rho) \quad (2.35)$$

– флуктуации группового времени запаздывания волны на выходе неоднородного ионосферного слоя относительно $\bar{\tau}_r$, равные по величине и противоположные по знаку $\Delta \tau_\phi(\rho)$ (2.32).

В соответствии с выражениями (2.22, 2.33) комплексное поле монохроматической волны с частотой ω_0 на выходе неоднородного ионосферного слоя ($z = z_3$) при ее распространении с групповой скоростью можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{u}(\rho, z_3, \omega_0) &= A_0(z_3) \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega_0)] = A_0(z_3) \exp[-j\omega_0 t_r(\rho, z_3)] = \\ &= \sqrt{P_t K_{oc}(z_3)} \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho)] \exp[-j\omega_0(z_3/c + \bar{\tau}_r)]. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Процесс дальнейшего распространения волны (2.36) за ионосферным слоем (z_3) в свободном пространстве до точки приема ($\rho=0, z=z_3+z_1$) можно представить (см. рис. 2.4) в виде распространения множества лучей ($i=1..M$), образуемых элементарными участками (ρ_i) на поверхности амплитудно-фазового фронта выходной волны $\dot{u}(\rho_i, z_3, \omega_0)$. Эти лучи в точке приема будут иметь примерно одинаковые амплитуды и коэффициенты ослабления

$$A_i = \sqrt{P_t} K_i = A(\rho_i, z, \omega_0) \approx A_0(z) = \sqrt{P_t K_{oc}}; \quad K_i \approx \sqrt{K_{oc}},$$

но различные начальные фазы

$$\varphi_i = \varphi(\rho_i, z, \omega_0) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) + \omega_0(z/c + \bar{\tau}_r) = \Delta\varphi_i + \Delta\varphi_{cp},$$

где

$$\Delta\varphi_i = \Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_i$$

– фазовый сдвиг i -го луча относительно среднего значения фазы приходящих лучей

$$\Delta\varphi_{cp} = \omega_0(z/c + \bar{\tau}_r).$$

Согласно выражениям для K_i и φ_i при передаче сигнала (2.21) с $\Phi_i = 0$ принимаемый монохроматический сигнал в многолучевом трансionoсферном КС можно записать как сумму множества ($i=1..M$) приходящих лучей в известном [17] виде через коэффициент передачи КС (1.39):

$$\begin{aligned} s_r(t) &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \dot{S}_r \exp(j\omega_0 t) \} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{i=1}^M A_0(z) \exp[-j\varphi(\rho_i, z, \omega_0)] \exp(j\omega_0 t) \right\} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{i=1}^M \sqrt{P_t K_{oc}} \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)] \exp[j\omega_0(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \right\} = \end{aligned}$$

$$= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{P_i} \dot{b} \exp [j \omega_0 (t - \tau_{cp})] \right\}, \quad (2.37)$$

где $\tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r = t_0 + \bar{\tau}_r$ – среднее время запаздывания (группового) по всем лучам,

$$\begin{aligned} \dot{b} &= \sum_{i=1}^M K_i \exp(-j \omega_0 \Delta \tau_i) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j \omega_0 \Delta \tau_r(\rho_i)] = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j \Delta \varphi(\rho_i)] \end{aligned} \quad (2.38)$$

– комплексный случайный коэффициент передачи космического КС на частоте ω_0 .

Выражение (2.38) с учетом (2.29, 2.35) можно представить в виде явной зависимости от несущей частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$ и параметров неоднородной ионосферы ($\Delta N(\rho, z)$) как

$$\dot{b} = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j 80,8 \Delta N_T(\rho_i) / c f_0].$$

Заметим, что в соответствии с (2.33) флуктуации группового времени запаздывания лучей в точку приема $t_r(\rho_i, z, \omega_0) = z/c + \bar{\tau}_r + \Delta \tau_r(\rho_i) = \tau_{cp} + \Delta \tau_r(\rho_i)$ в трансiono-сферных КС однозначно определяются флуктуациями времени их запаздывания в ионосфере $|\Delta \tau_r(\rho_i)| = |\Delta \tau_\phi(\rho_i)| = |\Delta \varphi(\rho_i)| / \omega_0$. Поэтому при заданных параметрах неоднородной ионосферы $\Delta N_T(\rho) \sim \sim z_3 \Delta N(\rho, z) = \text{const}$ по мере повышения несущей частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$ флуктуации времени запаздывания (2.35) волны в ионосфере уменьшаются пропорционально f_0^2 (т.к. $|\Delta \tau_r(\rho_i)| = |\Delta \tau_\phi(\rho_i)| \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0^2$), а флуктуации фазового фронта – пропорционально f_0 (т.к. $|\Delta \varphi(\rho_i)| \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0$). Следовательно, при выборе очень высоких несущих частот,

когда $\omega_0 |\Delta\tau_r(\rho_i)| = |\Delta\varphi(\rho_i)| \rightarrow 0$, фазовый фронт выходной волны будет плоским (нефлуктуирующим). Тогда согласно (2.38) коэффициент $\dot{b} \rightarrow \sqrt{K_{oc}}$, т.е. соответствует неслучайному коэффициенту ослабления $\sqrt{K_{oc}}$ амплитуды передаваемого сигнала $S_t = \sqrt{P_t}$ в свободном пространстве и вследствие его поглощения в ионосфере. В этом случае (2.37) сводится к виду

$$s_r(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \sqrt{P_t K_{oc}} \exp [j \omega_0 (t - \tau_{cp})] \},$$

где коэффициент ослабления (K_{oc}) мощности волны (P_t) определяется согласно (1.6) без учета ее флуктуаций ($W_{\text{бз}}^2 = W_{\text{мз}}^2 = 1$) как

$$K_{oc} = G_t \eta_t G_r \eta_r W_0^2 W_{\text{п}}^2 W_{\text{пр}}^2 W_{\text{шт}}^2 \approx G_t \eta_t G_r \eta_r W_0^2 W_{\text{п}}^2.$$

Здесь значения коэффициентов пространственного $W_{\text{пр}}^2 \leq 1$ и поляризационного $W_{\text{шт}}^2 \leq 1$ рассогласования приемной антенны с направлением и плоскостью поляризации приходящей волны приняты равными 1. Поэтому K_{oc} определяется произведением множителя ослабления волны в свободном пространстве $W_0^2 = \lambda_0^2 / (4\pi z)^2$ и коэффициента ее поглощения в ионосфере $W_{\text{п}}^2$.

Полученное выражение (2.38) для коэффициента передачи трансionoсферного КС указывает на то, что \dot{b} можно считать комплексной гауссовской случайной величиной. Такой характер изменения \dot{b} обусловлен результатом суммирования большого ($M > 5$) числа лучей с примерно одинаковыми амплитудами $A_0 = \sqrt{P_t K_{oc}} \approx \text{const}$ и случайными фазами $\Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)$, которые можно считать статистически независимыми, поскольку их значения согласно (2.29, 2.35) определяются множеством неоднородностей ЭК

$\Delta N(\rho, z)$ вдоль пути z_3 . В этом случае согласно центральной предельной теоремы величина \dot{b} , как и $\Delta\varphi(\rho_i)$, описывается гауссовским ЗРВ [17, 38, 49, 55, 74, 108].

Модуль гауссовской случайной величины \dot{b} характеризует флуктуации амплитуды (т.е. общие замирания) принимаемого сигнала. При выполнении условия $\omega_0 \Delta\tau_i = \Delta\varphi_i \equiv \Delta\varphi(\rho_i) \ll 2\pi$ изменения $|\dot{b}|$ подчиняются рэлеевскому ЗРВ. Поскольку \dot{b} имеет регулярную и флуктуационную составляющие

$$\dot{b} = \langle \dot{b} \rangle + \dot{b}_{\text{фл}} = \dot{\alpha}_p + \dot{b}_{\text{фл}},$$

то математическое ожидание модуля $|\dot{b}|$ и его дисперсия описывается выражениями (1.41)

$$M(|\dot{b}|) = \langle |\dot{b}| \rangle = \alpha_p; \quad \langle |\dot{b}|^2 \rangle = |\dot{\alpha}_p|^2 + \langle |\dot{b}_{\text{фл}}|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2, \quad (2.39)$$

с помощью которых определяется средняя мощность принимаемого монохроматического сигнала (2.37) как [16, 50, 92]

$$\bar{P}_r = P_p + P_{\text{фл}} = \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t, \quad (2.40)$$

где P_p и $P_{\text{фл}}$ – регулярная и флуктуационная составляющие \bar{P}_r .

При выполнении условия $\omega_0 \Delta\tau_i = \Delta\varphi_i \equiv \Delta\varphi(\rho_i) \gg 2\pi$ изменения $|\dot{b}|$ подчиняются рэлеевскому ЗРВ. В этом случае регулярные составляющие замираний отсутствуют ($\alpha_p = 0, P_p = 0$) и выражения (2.39, 2.40) сводятся к виду

$$\langle |\dot{b}|^2 \rangle = 2\sigma_b^2; \quad \bar{P}_r = P_{\text{фл}} = 2\sigma_b^2 P_t. \quad (2.41)$$

Заметим, что при отсутствии многолучевости (т.е. $\omega_0 \Delta\tau_i = \Delta\varphi_i \equiv \Delta\varphi(\rho_i) = 0$), когда коэффициент $b = |\dot{b}| = \sqrt{K_{\text{ос}}}$ неслучаен, мощность принимаемого сигнала (2.37) определяется как $P_r = P_t K_{\text{ос}}$. В этом случае отсутствуют флуктуа-

ционные составляющие замираний ($2\sigma_b^2 = 0, P_{\text{фл}} = 0$) и выражения (2.39, 2.40) будут принимать вид

$$\langle |\dot{b}|^2 \rangle = \alpha_p^2 = K_{\text{ос}}; \quad \bar{P}_r = P_r = P_p = \alpha_p^2 P_t = P_t K_{\text{ос}}. \quad (2.42)$$

Следовательно, из физических соображений можно предположить, что

$$\langle |\dot{b}|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{\text{ос}}; \quad \bar{P}_r = \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{\text{ос}}, \quad (2.43)$$

поскольку на входе приемника средняя мощность флуктуационного сигнала должна быть равна мощности сигнала в отсутствие флуктуаций ($\bar{P}_r = P_r = P_t K_{\text{ос}}$). При этом очевидно, что с ростом величины $\omega_0 \Delta\tau_i = \Delta\varphi(\rho_i)$ регулярная составляющая замираний (α_p^2) должна уменьшаться с $K_{\text{ос}}$ до 0, а флуктуационная ($2\sigma_b^2$) – пропорционально возрастая при неизменности их суммы ($\alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{\text{ос}}$). Однако количественные зависимости α_p^2 и $2\sigma_b^2$ от величины $\omega_0 \Delta\tau_i = \Delta\varphi_i$ в рамках статистической теории связи не устанавливаются, поскольку для решения этой задачи необходимо знать СХ параметров многолучевости ($\Delta\tau_i, \Delta\varphi_i$).

2.3. Структурно-физическая модель трансионосферного КС при передаче монохроматических сигналов

Полученная взаимосвязь (2.38) $\dot{b} = \psi(\Delta\varphi(\rho_i)) \sim \Delta N_i / f_0$ позволяет лишь на качественном уровне проанализировать изменения СХ модуля $|\dot{b}|$ коэффициента передачи ($\alpha_p, 2\sigma_b^2$) по мере роста флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя $\Delta\varphi(\rho_i) \sim \Delta N(\rho_i) / f_0$. Для получения количественной взаимосвязи СХ коэффициента передачи трансионосферного КС и СХ флуктуаций фа-

зового фронта выходной волны $\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0)$ можно воспользоваться результатами радиофизического метода ФЭ (МФЭ) [78 – 80].

Описание процесса трансионосферного РРВ в рамках статистической радиофизики производится в два этапа [34, 58, 101]:

- 1) внутри неоднородного ионосферного слоя;
- 2) в свободном пространстве за границей ионосферного слоя до точки приема.

Цель первого этапа – определение СХ флуктуаций фронта волны на выходе ионосферного слоя, второго – СХ поля данной волны в точке приема.

Поскольку строгой теории распространения даже монохроматических волн в среде со случайными неоднородностями не существует, то разработка математической модели РРВ внутри ионосферного слоя производится на базе следующих ограничений [34, 60, 76]:

- характерный размер неоднородностей $l_s \gg \lambda_0$;
- изменение (перемещение) неоднородностей происходит очень медленно за время РРВ в ионосферном слое $\Delta N(\rho, z, t) \approx \Delta N(\rho, z)$;
- падающая на ионосферный слой монохроматическая волна с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ является плоской и направлена по нормали к нему:

$$\dot{u}_n = A_0 \exp[j(k_0 z - \omega_0 t)] = \dot{u}_0 \exp(-j\omega_0 t),$$

где A_0 – амплитуда поля в отсутствие неоднородностей; $\dot{u}_0 = A_0 \exp(jk_0 z)$. Зачастую для краткости временной множитель $\exp(-j\omega_0 t)$ опускается.

Наиболее простой моделью РРВ внутри неоднородного ионосферного слоя является приближение (модель) ФЭ. Заметим, что она описывает распространение плоской монохроматической волны через ионосферные неоднородно-

сти, представленные в виде статистически однородного тонкого экрана. Однако приближение ФЭ можно обобщить и на случай РРВ через ионосферу, рассматриваемую в виде (см. рис. 2.3) совокупности однородного слоя (толщиной $h_3 = z_3$) и расположенного под (над) ним тонкого слоя неоднородностей (экрана). Суть приближения ФЭ для такой модели ионосферы, как показано на рис. 2.4, состоит в том, что неоднородности существенно изменяют только фазовый фронт прошедшей через ионосферный слой волны $\varphi(\rho, z_3, \omega_0)$, а амплитуда его практически не меняется в пространстве $A(\rho, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3)$.

Приближение ФЭ составляет основу метода фазового экрана (МФЭ), суть которого состоит в аналитическом расчете СХ поля монохроматической волны в точке приема путем решения задачи дифракции волн в свободном пространстве за ФЭ при заданной статистике виртуальных источников [101]. Последние задаются распределением поля волны на выходе ионосферного слоя (т.е. на ФЭ).

Процесс распространения монохроматической волны в радиолинии ИСЗ-ЗС с учетом эффектов дифракции на тонком слое неоднородностей ионосферы (т.е. на ФЭ) приведен на рис. 2.5.

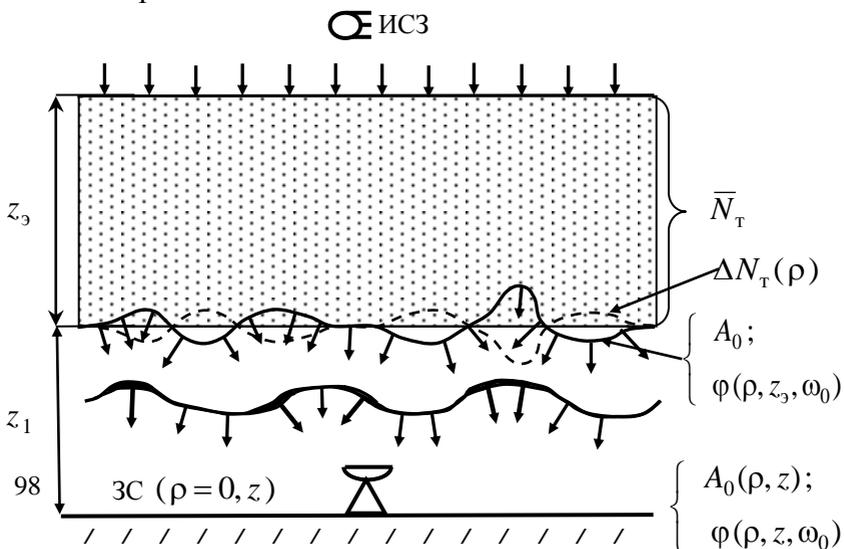


Рис. 2.5. Дифракция монохроматической (ω_0) волны

Комплексное поле монохроматической волны на выходе ионосферного слоя (т.е. на ФЭ) в соответствии с (2.22) и (2.27) можно записать в виде

$$\dot{i}(\rho, z_3) = A_0 \exp[j\varphi(\rho, z_3, \omega_0)] = A_0 \exp[j\Delta\varphi(\rho, z_3)] \times \quad (2.44)$$

$$\times \exp[j(k_0 z_3 + \bar{\varphi})] = \dot{U}(\rho, z_3) \exp[j(k_0 z_3 + \bar{\varphi})],$$

где $\dot{U}(\rho, z_3) = A_0 \exp[j\Delta\varphi(\rho, z_3)]$ – комплексная амплитуда поля $\dot{i}(\rho, z_3)$.

Для рассматриваемой задачи поле (2.44) является граничным, если координату z в плоскости ФЭ приравнять к нулю (т.е. $z = z_3 = 0$). Тогда будем иметь

$$\dot{i}(\rho, 0) = \dot{U}(\rho, 0) = A_0 \exp[j\Delta\varphi(\rho, 0)]. \quad (2.45)$$

Определим СХ комплексной амплитуды $\dot{U}(\rho, 0)$, задающие статистику виртуальных источников (т.е. распределение поля волны на ФЭ).

Для начала напомним, что пространственные флуктуации фазового фронта выходной волны (2.29)

$$\Delta\varphi(\rho) = -80,8\pi \Delta N_T(\rho) / c f_0$$

подчиняются гауссовскому ЗРВ с нулевым математическим ожиданием (т.к. $\langle \Delta N_T(\rho) \rangle = 0$). Тогда СХ стационарного случайного процесса $\Delta\varphi(\rho)$ полностью описываются величиной дисперсии флуктуаций фазового фронта выходной волны (σ_φ^2), определяемой с учетом (2.17) как

$$\sigma_{\varphi}^2 = (80,8\pi/c f_0)^2 \sigma_{\Delta N_r}^2 = (80,8\pi/c f_0)^2 z_3 A_{\Delta N}(0) = \quad (2.46)$$

$$= \sqrt{\pi} (80,8\pi/c)^2 z_3 I_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2, [\text{рад}].$$

В силу гауссовского ЗРВ флуктуаций фазового фронта выходной волны $\Delta\varphi(\rho)$ с математическим ожиданием $\langle \Delta\varphi(\rho) \rangle = 0$ и дисперсией σ_{φ}^2 искомые СХ комплексной амплитуды поля волны $\dot{U}(\rho, 0)$ в плоскости ФЭ (2.45) определяются следующим образом [101]:

1) среднее значение (или регулярная составляющая)

$$\langle \dot{U}(\rho, 0) \rangle = \dot{U}_p(0) = A_0 \langle \exp[j \Delta\varphi(\rho, 0)] \rangle = A_0 \exp(-\sigma_{\varphi}^2/2); \quad (2.47)$$

2) интенсивность регулярной составляющей

$$I_{p0} = |\dot{U}_p(0)|^2 = |\langle \dot{U}(\rho, 0) \rangle|^2 = A_0^2 \exp(-\sigma_{\varphi}^2); \quad (2.48)$$

3) поперечная функция когерентности комплексной амплитуды поля

$$\Gamma(\rho, 0) = \langle \dot{U}(\rho_1, 0) \dot{U}^*(\rho_2, 0) \rangle = A_0^2 \exp[B_{\varphi}(\rho, 0) - \sigma_{\varphi}^2], \quad (2.49)$$

где $B_{\varphi}(\rho, 0)$ – КФ флуктуаций фазы на экране;

4) поперечная функция корреляции комплексной амплитуды

$$B(\rho, 0) = \Gamma(\rho, 0) - |\dot{U}_p(0)|^2 = \langle \dot{U}_{\text{фл}}(\rho_1, 0) \dot{U}_{\text{фл}}^*(\rho_2, 0) \rangle = \quad (2.50)$$

$$= A_0^2 \exp(-\sigma_{\varphi}^2) [B_{\varphi}(\rho, 0) - 1],$$

где

$$\dot{U}_{\text{фл}}(\rho, 0) = \dot{U}(\rho, 0) - \langle \dot{U}(\rho, 0) \rangle = \dot{U}(\rho, 0) - \dot{U}_p(0)$$

– флуктуационная составляющая комплексной амплитуды поля (2.45);

5) средняя интенсивность комплексной амплитуды граничного поля (на ФЭ)

$$\bar{I}_0 = \Gamma(0,0) = A_0^2 = \text{const}; \quad (2.51)$$

б) интенсивность ее флуктуационной составляющей

$$I_{\text{фл0}} = B(0,0) = \Gamma(0,0) - \left| \dot{U}_p(0) \right|^2 = \bar{I}_0 - I_{p0} = A_0^2 [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)]. \quad (2.52)$$

Приведенные выражения (2.47)–(2.52) позволяют также определить СХ поля данной волны за ФЭ (т.е. в плоскости $z > 0$).

Возникновение случайных изменений фазового фронта волны на выходе неоднородного слоя $\Delta\varphi(\rho, z_0)$ приводит к тому, что за ионосферой различные участки (ρ_i) данного фронта будут распространяться перпендикулярно поверхности ρ_i по различным направлениям (см. рис. 2.5). В результате их интерференции возникают области с повышенной и пониженной плотностью поля, т.е. происходит перераспределение амплитуды вдоль фронта волны. Вследствие этих дифракционных эффектов волновой фронт будет подвержен не только фазовым, но и амплитудным флуктуациям (последние иллюстрируются на рис.2.5 в виде случайной толщины линии волнового фронта). По мере удаления от ионосферного слоя амплитудные флуктуации фронта волны будут нарастать, и в точке приема ($\rho=0, z$) они проявятся как замирания.

С учетом появления амплитудных флуктуаций комплексное поле монохроматической волны в плоскости $z > 0$ за ФЭ описывается выражением, аналогичным (2.44)

$$\begin{aligned} \dot{u}(\rho, z) &= A(\rho, z) \exp[j\varphi(\rho, z, \omega_0)] = \\ &= A_0 \exp[\chi(\rho, z) + j\Delta\varphi(\rho, z)] \exp[j(k_0 z + \bar{\varphi})]. \end{aligned} \quad (2.53a)$$

где $\varphi(\rho, z, \omega_0) = k_0 z + \bar{\varphi} + \Delta\varphi(\rho, z)$; $\chi(\rho, z) = \ln[A(\rho, z)/A_0]$ – флуктуации уровня в амплитудном фронте волны $A(\rho, z) = A_0 \exp[\chi(\rho, z)]$.

Выражение (2.53a) удобнее записать через комплексную амплитуду $\dot{U}(\rho, z)$ и ее регулярную и флуктуационную составляющие

$$\dot{i}(\rho, z) = \dot{U}(\rho, z) \exp[j(k_0 z + \bar{\varphi})] = [\dot{U}_p(z) + \dot{U}_{\text{фл}}(\rho, z)] \exp[j(k_0 z + \bar{\varphi})], \quad (2.53б)$$

где

$$\dot{U}(\rho, z) = \dot{U}_p(z) + \dot{U}_{\text{фл}}(\rho, z) = A_0 \exp[\chi(\rho, z) + j\Delta\varphi(\rho, z)]. \quad (2.54)$$

В [101] доказывается, что при ограничениях, справедливых для рассматриваемой задачи (плоская падающая волна, $\lambda_0 \ll l_s$, статистически однородный ФЭ), поперечные функции корреляции и когерентности комплексной амплитуды поля волны за ФЭ $\dot{U}(\rho, z)$ остаются неизменными по сравнению с граничными (2.50, 2.49):

$$B(\rho, z) = B(\rho, 0); \quad \Gamma(\rho, z) = \Gamma(\rho, 0). \quad (2.55)$$

Отсюда следует, что определяемые функциями (2.55) средняя интенсивность (\bar{I}) комплексной амплитуды поля волны в точке приема ($\rho = 0, z$) и интенсивности ее регулярной (I_p) и флуктуационной ($I_{\text{фл}}$) составляющих будут определяться выражениями (2.51, 2.48, 2.52):

$$\bar{I}(z) = \Gamma(\rho = 0, z) = \Gamma(0, 0) = A_0^2 = \text{const}; \quad (2.56)$$

$$I_p(z) = |\dot{U}_p(z)|^2 = |\dot{U}_p(0)|^2 = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2); \quad (2.57)$$

$$I_{\text{фл}}(z) = B(\rho = 0, z) = B(0, 0) = A_0^2 [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)]. \quad (2.58)$$

Последние связаны между собой очевидным выражением

$$\bar{I}(z) = I_p(z) + I_{\text{фл}}(z) = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) + A_0^2 [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = A_0^2. \quad (2.59)$$

Эти выражения наглядно показывают, что возрастание дисперсии флуктуаций фазы во фронте монохроматической волны на выходе неоднородного ионосферного слоя σ_φ^2

(2.46) приводит в результате дифракционных эффектов к уменьшению регулярной составляющей интенсивности поля данной волны в точке приема I_p (2.57) и пропорциональному увеличению интенсивности ее флуктуационной составляющей $I_{\text{фл}}$ (2.58). Сумма же их, определяющая среднее значение интенсивности поля принимаемой волны \bar{I} (2.56, 2.59) остается величиной постоянной (A_0^2) и не зависящей от σ_{Φ}^2 (что отражает закон сохранения энергии).

Покажем справедливость равенства (2.59) на основе определения СХ флуктуаций уровня $\chi(\rho, z)$ и фазы $\Delta\varphi(\rho, z)$ в комплексной амплитуде поля волны $\dot{U}(\rho, z)$ за ФЭ (2.54).

Очевидно, что флуктуации амплитуды во фронте волны $A(\rho, z) = A_0 \exp[\chi(\rho, z)]$ обуславливают флуктуации ее интенсивности $I(z) = A(\rho, z)^2$ за ФЭ. Тогда средняя интенсивность поля волны за ФЭ определяется как

$$\bar{I}(z) = \langle A(\rho, z)^2 \rangle = A_0^2 \langle \{\exp[\chi(\rho, z)]\}^2 \rangle = A_0^2 \langle \exp[2\chi(\rho, z)] \rangle. \quad (2.60)$$

Поскольку флуктуации фазы $\Delta\varphi(\rho)$ в плоскости ФЭ подчиняются гауссовскому ЗРВ с $\langle \Delta\varphi(\rho) \rangle = 0$, то порождаемые ими за ФЭ флуктуации уровня $\chi(\rho, z)$ будут также распределены по гауссовскому закону с некоторым математическим ожиданием $\langle \chi(\rho, z) \rangle = \bar{\chi}(\rho, z)$ и дисперсией $\sigma_{\chi}^2(z)$. Известно [31], что для любой гауссовской случайной величины χ и любой комплексной постоянной a выполняется соотношение

$$\langle \exp(a\chi) \rangle = \exp[a\bar{\chi} + 0,5a^2 \sigma_{\chi}^2]. \quad (2.61)$$

С учетом (2.61) при $a=2$ и $\chi=\chi(\rho, z)$ выражение (2.60) принимает вид

$$\bar{I}(z) = A_0^2 \exp[2\bar{\chi}(\rho, z) + 2\sigma_\chi(z)^2].$$

Поскольку за ФЭ должен выполняться закон сохранения энергии $\bar{I}(z) = A_0^2$, из предыдущего выражения следует необходимое соотношение между $\bar{\chi}$ и σ_χ^2 :

$$\bar{\chi}(\rho, z) = -\sigma_\chi^2(z). \quad (2.62)$$

Данные соотношения позволяют определить регулярную составляющую (среднее значение) комплексной амплитуды поля волны $\dot{U}_p(z)$ за ФЭ и ее интенсивность $I_p(z)$.

Согласно (2.54) и (2.61) при $a=1$ и $\chi = \chi(\rho, z) + j\Delta\varphi(\rho, z)$ будем иметь

$$\begin{aligned} \langle \dot{U}(\rho, z) \rangle &= \dot{U}_p(z) = A_0 \langle \exp[\chi(\rho, z) + j\Delta\varphi(\rho, z)] \rangle = \\ &= A_0 \exp[\bar{\chi}(\rho, z) + j\overline{\Delta\varphi}(\rho, z) + 0,5 \langle [\chi(\rho, z) + j\Delta\varphi(\rho, z)]^2 \rangle]. \end{aligned}$$

Поскольку в плоскости ФЭ $\langle \Delta\varphi(\rho) \rangle = 0$, то и за ФЭ $\langle \Delta\varphi(\rho, z) \rangle = \overline{\Delta\varphi}(\rho, z) = 0$ и при отсутствии корреляции между фазой и уровнем $\langle \Delta\varphi(\rho, z)\chi(\rho, z) \rangle = 0$ предыдущее выражение с учетом (2.62) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{U}_p(z) &= A_0 \exp\{\bar{\chi}(\rho, z) + 0,5[\sigma_\chi(z)^2 - \sigma_\varphi(z)^2]\} = \\ &= A_0 \exp\{-0,5[\sigma_\chi(z)^2 + \sigma_\varphi(z)^2]\}. \end{aligned}$$

Тогда интенсивность регулярной составляющей комплексной амплитуды поля волны за ФЭ определяется как

$$I_p(z) = |\dot{U}_p(z)|^2 = A_0^2 \exp\{-\sigma_\chi(z)^2 - \sigma_\varphi(z)^2\}, \quad (2.63)$$

а флуктуационной составляющей (с учетом $\bar{I} = A_0^2$) как

$$I_{\text{фл}}(z) = \bar{I} - I_p(z) = A_0^2 \{1 - \exp[-\sigma_\chi(z)^2 - \sigma_\varphi(z)^2]\}. \quad (2.64)$$

В соответствии с (2.63, 2.64) средняя интенсивность поля волны в точке приема определяется выражением

$$\bar{I}(z) = I_p(z) + I_{\text{фл}}(z) = A_0^2 \exp[-\sigma_\chi(z)^2 - \sigma_\varphi(z)^2] + A_0^2 \{1 - \exp[-\sigma_\chi(z)^2 - \sigma_\varphi(z)^2]\} = A_0^2. \quad (2.65)$$

Выражения для дисперсий флуктуаций уровня $\sigma_\chi(z)^2$ и фазы $\sigma_\varphi(z)^2$ на расстоянии z от ФЭ при гауссовской КФ неоднородностей ионосферы (2.9) имеют вид [101]

$$\sigma_{\chi,\varphi}(z)^2 = \frac{\sigma_\varphi^2}{2} \left[1 \mp \frac{1}{1 + D(z)} \right],$$

где $D(z) = 4z/k_0 l_s^2 = \lambda_0 z / (\pi l_s^2 / 2)$ – волновой параметр (введенный Г.С. Гореликом), а σ_φ^2 определяется согласно (2.46).

Параметр $D(z)$ показывает во сколько раз площадь первой зоны Френеля $\pi(\sqrt{\lambda_0 z})^2$ с радиусом $d_F = \sqrt{\lambda_0 z}$ превышает по порядку величины «площадь» одной неоднородности $\sim \pi l_s^2$, т.е. сколько неоднородностей умещается в этой зоне. В зависимости от величины $D(z)$ выделяют три зоны: 1) ближнюю $D(z) \ll 1$; 2) фраунгоферову (дальнюю) $D(z) \gg 1$; 3) френелевскую $D(z) \sim 1$ (промежуточную, влияние которой на СХ поля волны исследовано слабо).

В ближней зоне $D(z) \ll 1$ согласно выражению для $\sigma_{\chi,\varphi}(z)^2$ будем иметь

$$\sigma_\chi(z)^2 \approx 0; \quad \sigma_\varphi(z)^2 \approx \sigma_\varphi^2,$$

т.е. преобладают фазовые флуктуации: $\sigma_\chi(z)^2 \ll \sigma_\varphi(z)^2 \approx \sigma_\varphi^2$.

При удалении от ФЭ (увеличении z) фазовые флуктуации во фронте волны уменьшаются, а амплитудные возрастают, и в дальней зоне $D(z) \gg 1$ они выравниваются:

$$\sigma_{\chi}(z)^2 \approx \sigma_{\varphi}(z)^2 \approx \sigma_{\varphi}^2 / 2.$$

Однако при любых значениях $D(z)$ сумма дисперсий амплитуды и фазы во фронте волны за ФЭ согласно выражениям для $\sigma_{\chi, \varphi}(z)^2$ определяется как

$$\sigma_{\chi}(z)^2 + \sigma_{\varphi}(z)^2 = \frac{\sigma_{\varphi}^2}{2} \left[1 - \frac{1}{1 + D(z)} \right] + \frac{\sigma_{\varphi}^2}{2} \left[1 + \frac{1}{1 + D(z)} \right] = \sigma_{\varphi}^2,$$

т.е. равна дисперсии флуктуаций фазового фронта на поверхности ФЭ (на выходе ионосферы).

Подстановка этого выражения в (2.65) подтверждает справедливость равенства (2.59), указывающего на зависимость регулярной $I_p(z)$ и флуктуационной $I_{\text{фл}}(z)$ составляющих интенсивности поля в точке приема при трансионосферном РРВ только от дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя σ_{φ}^2 (2.46).

Сравнительный анализ выражений (2.40), (2.43) для средней мощности \bar{P}_r принимаемого монохроматического сигнала и его регулярной P_p и флуктуационной $P_{\text{фл}}$ составляющих с выражениями (2.56)-(2.59) для средней интенсивности $\bar{I}(z)$ поля монохроматической волны в точке приема и ее составляющих $I_p(z)$, $I_{\text{фл}}(z)$, полученных методом ФЭ, указывает на их тождественность. Поэтому с учетом выражения (2.22) для $A_0^2 = P_t K_{\text{ос}}$ можно установить следующий взаимосвязи:

$$\begin{aligned} \alpha_p^2 &= K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\varphi}^2); \\ 2\sigma_b^2 &= K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)], \end{aligned} \tag{2.66}$$

где $\sigma_{\varphi}^2 = \Psi(\sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2)$ определяется согласно выражению (2.46).

Как видим, выражения (2.66) устанавливают искомые

(1.67) взаимосвязи СХ модуля $|\dot{b}|$ коэффициента передачи $(\alpha_p^2, 2\sigma_b^2)$ транссионосферного КС с несущей частотой (f_0) передаваемого сигнала и СХ ионосферных неоднородностей $(\sigma_{\Delta N})$ через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны (σ_φ^2) на выходе ионосферы:

$$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \Psi(\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2).$$

В соответствии с (2.66) выражения (2.43) для дисперсии модуля коэффициента передачи транссионосферного КС и средней мощности принимаемого монохроматического сигнала определяется как

$$\begin{aligned} \langle |\dot{b}|^2 \rangle &= \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = \\ &= K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc}; \end{aligned} \quad (2.67)$$

$$\begin{aligned} \overline{P_r} = \langle |\dot{b}|^2 \rangle P_t &= \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + \\ &+ P_t K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = P_t K_{oc} = P_r; \end{aligned} \quad (2.68)$$

где P_r – мощность принимаемого сигнала в транссионосферном КС без замираний.

Полученные выражения (2.37, 2.38) для принимаемого сигнала $s_r(t) = \Psi(\dot{b})$ и комплексного коэффициента передачи транссионосферного КС с общими БЗ $\dot{b} = \Psi[\Delta\varphi(\rho_i) \sim \Delta N(\rho_i) / f_0]$ вместе с выражениями (2.66–2.68)

для СХ этого коэффициента $\left\{ \alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \langle |\dot{b}|^2 \rangle \right\} = \Psi(\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2)$

и средней мощности принимаемого сигнала $\overline{P_r} = \Psi(\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2)$ полностью описывают структурно-физическую модель транссионосферного КС.

Проанализируем изменение вида выражений (2.66 – 2.68) при заданной несущей частоте $(\omega_0 = 2\pi f_0)$ передаваем-

мого сигнала по мере возрастания величины $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$ из-за увеличения $\sigma_{\Delta N}$:

1. При $\sigma_\varphi = 0$, т.е. отсутствии первопричины возникновения дифракционных эффектов и замираний в трансионосферном КС, будем иметь:

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) = K_{oc}; \quad 2\sigma_b^2 = K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = 0;$$

$$\langle |b|^2 \rangle = \alpha_p^2 = K_{oc}; \quad \bar{P}_t = P_p = \alpha_p^2 P_t = P_t K_{oc} = P_r.$$

Данные выражения соответствуют случаю модели трансионосферного КС без многолучевости и замираний (2.42).

При этом условие $\sigma_\varphi = 0$ согласуется с условием

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) = \Delta\varphi(\rho_i) = 0$$

отсутствия многолучевости в КС (т.е. отсутствия относительного запаздывания времени $\Delta\tau_i = 0$ и начальных фаз $\Delta\varphi_i = 0$ лучей, приходящих в точку приема).

2. При $\sigma_\varphi \leq 1$ рад будем иметь:

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) < K_{oc}; \quad 2\sigma_b^2 = K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] > 0;$$

$$\langle |b|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc};$$

$$\bar{P}_r = P_p + P_{\text{фл}} = \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + P_t K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)].$$

Данные выражения соответствуют случаю модели трансионосферного КС с БЗ райсовского типа (2.39, 2.40).

При этом условие $\sigma_\varphi \leq 1$, соответствующее соотношению

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) = \Delta\varphi(\rho_i) \leq 1,$$

согласуется с известными (1.19) условиями возникновения райсовских БЗ в КС:

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i \ll 2\pi; \quad \Delta\tau_i \ll 1/f_0.$$

3. При $\sigma_\varphi \gg 1$ рад будем иметь:

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) = 0; \quad 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc};$$

$$\langle |b|^2 \rangle = 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc};$$

$$\overline{P_r} = P_{\phiл} = 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)].$$

Данные выражения соответствуют случаю модели трансионосферного КС с БЗ рэлеевского типа (2.41).

При этом условие $\sigma_\varphi \gg 1$, соответствующее соотношению

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = \omega_0 \tau_r(\rho_i) = \Delta\varphi(\rho_i) \gg 1,$$

согласуется с известным (1.20) условием возникновения рэлеевских БЗ в КС

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i \gg 2\pi.$$

2.4. Многолучевая модель трансионосферного КС при передаче модулированных сигналов

Передаваемый с ИСЗ сигнал запишем в виде

$$s_t(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \dot{s}_t(t) \} = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \dot{S}_t(t) \exp(j\omega_0 t) \},$$

где $\dot{s}_t(t)$ – комплексный сигнал, $\dot{S}_t(t)$ – комплексная огибающая передаваемого сигнала с длительностью T_s , которую можно представить как [17]

$$\begin{aligned} \dot{S}_t(t) &= S_t(t) \exp[j\Phi_t(t)] = \sqrt{P_t(t)} \exp[j\Phi_t(t)] = \\ &= \sqrt{E_t} |\dot{U}(t)| \exp[j\Phi_t(t)] = \sqrt{E_t} \dot{U}_t(t) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(\Omega) \exp(j\Omega t) \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp(j\Omega t) \frac{d\Omega}{2\pi}. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Здесь $S(t) = \sqrt{P_t(t)}$, $\Phi_t(t)$, $P_t(t)$ и $E_t = \int_{-\infty}^{\infty} P_t(t) dt$ – амплитуда, фаза, мощность и энергия передаваемого сигнала;

$\dot{U}(t) = \dot{S}_t(t) / \sqrt{E_t}$ – его нормированная комплексная огибающая с условием нормировки $\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t)|^2 dt = 1$; $\dot{S}_t(\Omega) = \dot{S}_t(\omega - \omega_0)$ – спектр комплексной огибающей передаваемого сигнала $\dot{S}_t(t)$; $\dot{S}(\Omega) = \dot{S}_t(\omega - \omega_0) / \sqrt{E_t}$ – спектр ее нормированной комплексной огибающей $\dot{U}(t)$; $\Omega = \omega - \omega_0$ – отклонение частоты спектральных составляющих сигнала относительно несущей ω_0 в пределах полосы спектра $\Omega_0 = 2\pi F_0 \ll \omega_0 = 2\pi f_0$.

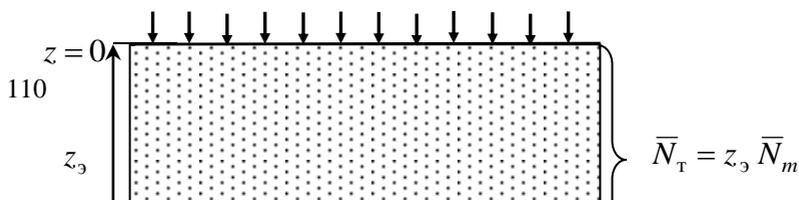
Качественно процесс распространения модулированной волны через неоднородную ионосферу в приближении ФЭ можно описать аналогично рис. 2.4 при замене несущей ω_0 на текущее значение частоты $\omega = \omega_0 + \Omega$ в пределах полосы спектра Ω_0 (рис.2.6).

Амплитудный фронт модулированной волны на выходе ионосферы ($z = z_3$) можно считать неизменным по сравнению с монохроматической (ω_0) волной и согласно (2.22) неискаженным по сравнению с падающим:

$$A(\rho, z_3, \omega) \approx A(\rho, z_3, \omega_0) = A_0(z_3) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_3)}. \quad (2.70)$$

Это обусловлено тем, что коэффициент ослабления $K_{oc}(z_3) \sim W_0^2 W_{\pi}^2$ мощности излучаемой волны в свободном пространстве $W_0^2 = (\lambda_0 / 4\pi z_3)^2 = (c / 4\pi z_3 f_0)^2$ и вследствие поглощения в ионосфере $W_{\pi}^2 \sim 1 / f_0^2$ мало изменяется на различных частотах $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi f = 2\pi(f_0 + F)$ при использовании узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (у которых $f_0 \gg F = F_0$).

РИС 2.6



Фазовый фронт модулированной волны на выходе ионосферы $\varphi(\rho, z_3, \omega)$ описывается аналогично (2.27)-(2.29) при замене ω_0 на $\omega = \omega_0 + \Omega$. Поскольку передаваемые в СКС сигналы являются узкополосными в радиотехническом смысле ($\omega_0 \gg \Omega$), функцию $\varphi(\rho, z_3, \omega)$ можно разложить в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 и ограничиться при этом тремя первыми членами разложения:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega) = & \varphi(\rho, z_3, \omega_0) + \varphi'(\rho, z_3, \omega_0)(\omega - \omega_0) + \\ & + 0,5\varphi''(\rho, z_3, \omega_0)(\omega - \omega_0)^2. \end{aligned} \quad (2.71)$$

В соответствии с выражением (2.30) для $\varphi(\rho, z_3, \omega_0)$ данный ряд можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega) = & \omega_0[z_3/c + \bar{\tau}_\phi + \Delta\tau_\phi(\rho)] + \\ & + \Omega[z_3/c + \bar{\tau}_\Gamma + \Delta\tau_\Gamma(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega), \end{aligned} \quad (2.72)$$

где $\bar{\tau}_\phi$ и $\Delta\tau_\phi(\rho)$ определяются согласно (2.31) и (2.32), $\bar{\tau}_\Gamma$ и $\Delta\tau_\Gamma(\rho)$ – согласно (2.34) и (2.35), а последнее слагаемое определяется как

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) &= 0,5\varphi''(\rho, z_3, \omega_0)\Omega^2 = -40,4(2\pi\Omega)^2[\bar{N}_T + \Delta N_T(\rho)]/c\omega_0^3 \approx \\ &\approx -40,4(2\pi\Omega)^2\bar{N}_T/c\omega_0^3 = -80,8\pi\bar{N}_T(f - f_0)^2/cf_0^3 \quad (2.73) \end{aligned}$$

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

В частном случае передачи монохроматического сигнала, когда $\omega = \omega_0$ (т.е. $\Omega = 0$), выражения (2.71), (2.72) сводятся к (2.30). Сравнительный анализ выражений (2.30) и (2.72) показывает, что последнее содержит два дополнительных слагаемых. Второе слагаемое состоит из детерминированной и случайной составляющих

$$\begin{aligned} \Omega t_{\text{г}}(\rho, z_3) &= (\omega - \omega_0)t_{\text{г}}(\rho, z_3) = \\ &= (\omega - \omega_0)(z_3/c + \bar{\tau}_{\text{г}}) + (\omega - \omega_0)\Delta\tau_{\text{г}}(\rho). \quad (2.74) \end{aligned}$$

Первая показывает, что вся группа образующих модулированный сигнал волн с различными частотами ω распространяется через ионосферу с групповой скоростью ($c_{\text{г}} = cn < c$) с одинаковым средним групповым временем запаздывания $z_3/c + \bar{\tau}_{\text{г}}$. Причем данное время $z_3/c + \bar{\tau}_{\text{г}}$ будет больше, чем среднее время $z_3/c + \bar{\tau}_{\text{ф}}$ распространения несущей частоты ω_0 через ионосферу с фазовой скоростью ($c_{\text{ф}} = c/n > c$), поскольку $\bar{\tau}_{\text{ф}}$ — отрицательная величина (2.31), (2.34). Это отражает известный [36, 98, 114] факт, что при распространении через ионосферу высокочастотное (ω_0) заполнение модулированного сигнала как бы смещается в пределах своей огибающей ($\Omega = \omega - \omega_0$), которая распространяется медленнее, чем в вакууме ($c_{\text{г}} < c$).

Случайная составляющая (2.74)

$$\Omega\Delta\tau_{\text{г}}(\rho) = (\omega - \omega_0)\Delta\tau_{\text{г}}(\rho) = 80,8\pi(f - f_0)\Delta N_T(\rho)/cf_0^2$$

показывает, что флуктуации фазы во фронте выходной волны на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi(f_0 + F)$ будут отличаться от флуктуаций фазы на несущей частоте ω_0 :

$$\omega_0 \Delta\tau_r(\rho) = -\omega_0 \Delta\tau_\phi(\rho) = 80,8\pi \Delta N_T(\rho) / c f_0.$$

Как будет показано далее, эти отличия вызывают появление ЧСЗ в принимаемом модулированном сигнале.

Третье слагаемое (2.71, 2.72) определяется нелинейным (квадратичным) членом фазочастотной характеристики $\varphi(\rho, z_3, \omega)$, который согласно (2.73, 2.34) можно представить в виде

$$\Delta\Phi_d(\Omega) = -2\pi\bar{\tau}_r(f - f_0)^2 / f_0 = 2\pi\bar{\tau}_\phi(f - f_0)^2 / f_0.$$

Он отражает появление фазовых сдвигов различных частотных составляющих модулированной волны f относительно несущей f_0 на выходе ионосферы, что обуславливает дисперсионные искажения принимаемых сигналов. В отличие от ЧСЗ, дисперсионные искажения носят детерминированный характер, поскольку определяются поправками к среднему значению группового (или фазового) времени распространения волны через ионосферу $\bar{\tau}_r = -\bar{\tau}_\phi \sim \bar{N}_T / f_0^2$, а не их флуктуациями $\Delta\tau_r(\rho) = -\Delta\tau_\phi(\rho) \sim \Delta N_T(\rho) / f_0^2$.

Опишем процесс распространения модулированной волны через неоднородный ионосферный слой до точки приема на основе выражений (2.70), (2.72) с помощью методов построения многолучевых моделей КС [78 – 80].

С этой целью напомним, что в задачах передачи модулированных сигналов (2.69) под скоростью РРВ вдоль траекторий лучей понимают скорость перемещения в пространстве «волнового пакета», или группы образующих сигнал волн с различными частотами $\omega = \omega_0 + \Omega$, т.е. $c_r = c n(\omega) < c$ [55, 98, 123].

Поэтому при распространении всех частотных составляющих $\omega = \omega_0 + \Omega$ волны через ионосферный слой с групповой скоростью c_r фазовый фронт на выходе этого слоя будет описываться выражением

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_3, \omega) &= \omega_0 [z_3 / c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho)] + \Omega [z_3 / c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega) = \\ &= (\omega_0 + \Omega) [z_3 / c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega), \end{aligned} \quad (2.75)$$

где $\bar{\tau}_r$ и $\bar{\tau}_r(\rho)$ определяются согласно (2.34), (2.35), а $\Delta\Phi_d(\rho)$ – согласно (2.73).

В соответствии с выражениями (2.70) и (2.75) комплексное поле модулированной волны с частотами $\omega = \omega_0 + \Omega$ на выходе неоднородного ионосферного слоя (z_3) можно записать по аналогии с (2.36) как

$$\begin{aligned} \dot{i}(\rho, z_3, \omega) &= A_0(z_3) \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega = \omega_0 + \Omega)] = \\ &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_3)} \exp\{-j[\omega_0 \Delta\tau_r(\rho) + \\ &+ \Omega \Delta\tau_r(\rho) + \Delta\Phi_d(\Omega)]\} \exp[-j\omega(z_3 / c + \bar{\tau}_r)]. \end{aligned} \quad (2.76)$$

Процесс дальнейшего распространения волны (2.76) за ионосферным слоем (z_3) в свободном пространстве до точки приема ($\rho = 0, z = z_3 + z_1$) можно представить как результат суммирования множества лучей $i = 1 \dots M$, образуемых элементарными участками (ρ_i) на поверхности амплитудно-фазового фронта выходной волны $\dot{i}(\rho_i, z_3, \omega = \omega_0 + \Omega)$ с одинаковыми амплитудами

$$\begin{aligned} A(\rho_i, z_3, \omega) &\approx A(\rho_i, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3) = \\ &= S_t(t) \sqrt{K_{oc}(z_3)} = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_3)} = const \end{aligned}$$

и различными начальными фазами

$$\varphi(\rho_i, z_3, \omega = \omega_0 + \Omega) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) + \Omega \Delta\tau_r(\rho_i) + \Delta\Phi_d(\Omega) + \omega(z_3 / c + \bar{\tau}_r).$$

Изменения этих параметров i -го луча в точке приема ($0, z$) будут обусловлены только влиянием свободного про-

странства на дополнительное ослабление амплитуды $K_{oc}(z) = K_{oc}$ и набег фазы $\omega_0 z/c$ при неизменности других параметров луча. Поэтому приходящие в точку приема лучи будут иметь одинаковые амплитуды и коэффициенты передачи

$$A_i = \sqrt{P_t(t)} K_i = A(\rho_i, z, \omega_0) \approx A_0(z) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}}; K_i \approx \sqrt{K_{oc}},$$

но различные начальные фазы

$$\varphi_i(\omega) = \varphi(\rho_i, z, \omega) = (\omega_0 + \Omega) \Delta \tau_r(\rho_i) + \Delta \Phi_d(\Omega) + (\omega_0 + \Omega)(z/c + \bar{\tau}_r).$$

Согласно последнему выражению каждый i -й луч в точке приема имеет случайный фазовый сдвиг

$$\Delta \varphi_i(\omega) = \Delta \varphi(\rho_i, \omega) = \omega \Delta \tau_r(\rho_i) = \omega_0 \Delta \tau_r(\rho_i) + \Omega \Delta \tau_r(\rho_i)$$

относительно среднего значения

$$\varphi_{cp}(\omega) = \omega(z/c + \bar{\tau}_r) = \omega \tau_{cp} = (\omega_0 \tau_{cp} + \Omega \tau_{cp})$$

и одинаковый нелинейный (по частоте) фазовый сдвиг $\Delta \Phi_d(\Omega)$.

В соответствии с выражениями для $A_i = \sqrt{P_t(t) K_{oc}}$ и $\varphi_i(\omega)$ при передаче модулированного сигнала (2.69) и его транссионосферном распространении принимаемый в точке $(\rho = 0, z = z_0 + z_1)$ многолучевой транссионосферного КС сигнал будет описываться выражением

$$\begin{aligned} s_r(t) &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{i=1}^M \sqrt{P_t(t) K_{oc}} \exp \{ j[\Phi_t(t) - \varphi(\rho_i, z, \omega)] \} \exp(j\omega_0 t) \right\} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \sum_{i=1}^M \sqrt{K_{oc}} \exp[-j(\omega_0 + \Omega) \Delta \tau_r(\rho_i)] \exp[-j\Delta \Phi_d(\Omega)] \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp[j\Omega(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \frac{d\Omega}{2\pi} \exp[j\omega_0(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \right\} = \end{aligned}$$

$$= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \dot{K}(\omega) \dot{K}_d(\Omega) \exp(j \Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j \omega_0 t') \right\}. \quad (2.77)$$

Здесь $t' = t - z/c - \bar{\tau}_r = t - t_0 - \bar{\tau}_r = t - \tau_{cp}$;

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega) &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j(\omega_0 + \Omega) \Delta\tau_r(\rho_i)] = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j 80,8 \pi (f_0 + F) \Delta N_T(\rho_i) / c f_0^2]. \end{aligned} \quad (2.78)$$

– комплексная передаточная функция (ПФ) трансионосферного КС на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi(f_0 + F)$, обусловленная флуктуациями группового времени запаздывания различных участков фронта выходной волны $\Delta\tau_r(\rho_i)$ относительно их среднего значения $\tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r$;

$$\dot{K}_d(\Omega) = \exp[-j \Delta\Phi_d(\Omega)] = \exp(j 80,8 \pi F^2 \bar{N}_T / c f_0^3) \quad (2.79)$$

– комплексная ПФ трансионосферного КС, обусловленная нелинейными фазовыми сдвигами спектральных составляющих волны $\Omega = \omega - \omega_0 = 2\pi(f - f_0) = 2\pi F$ из-за дисперсионности ионосферы.

Сравнение выражения (2.77) с (2.69) показывает, что спектр комплексной огибающей передаваемого сигнала $\dot{S}_t(\Omega) = \sqrt{E_t} \dot{S}(\Omega)$ в трансионосферном КС подвергается задержке на время $\tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r$ и искажениям, определяемым произведением ПФ $\dot{K}_d(\Omega)$ на $\dot{K}(\omega = \omega_0 + \Omega)$. Первый множитель $\dot{K}_d(\Omega)$ определяет дисперсионные искажения (ДИ) спектра передаваемого сигнала, имеющие детерминированный характер (т.к. $\Phi_d(\Omega) \sim \bar{N}_T$). Второй множитель $\dot{K}(\omega)$ определяет искажения спектра передаваемого сигнала

ла вследствие ЧСЗ, имеющих случайный характер (т.к. $\Delta\tau(\rho_i) \sim \Delta N_{\tau}(\rho_i)$).

Если обозначить спектр нормированной КО передаваемого сигнала с учетом его ДИ в ионосфере как

$$\dot{S}_{\text{д}}(\Omega) = \dot{S}(\Omega)\dot{K}_{\text{д}}(\Omega) = \dot{S}(\Omega)\exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)], \quad (2.80)$$

то выражение (2.77) принимает вид, соответствующий известному (1.36)

$$s_r(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\text{д}}(\Omega)\dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t') \right\}. \quad (2.81)$$

Заметим, что входящее в (2.81) выражение (2.78) для $\dot{K}(\omega)$ аналогично по виду известному (1.38), поскольку $\sqrt{K_{\text{oc}}}$ соответствует одинаковым амплитудным коэффициентам передачи КС по i -му лучу ($\sqrt{K_{\text{oc}}} = K_i = \text{const}$), а $\Delta\tau_r(\rho_i)$ однозначно соответствует относительному времени запаздывания приходящих в точку приема лучей $\Delta\tau_i = \Delta\tau_r(\rho_i)$. При этом $\sqrt{K_{\text{oc}}}$ и $\Delta\tau_r(\rho_i)$ зависят не от $\omega = \omega_0 + \Omega$, а от ω_0 , т.е. являются одинаковыми для всех частотных составляющих.

Осуществляя предельный переход от случайной дискретной величины $\Delta\tau_r(\rho_i) = \Delta\tau_i$ и непрерывной τ , выражение (2.78) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega) &= \sum_{i=1}^M \sqrt{K_{\text{oc}}} \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_i)] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{a}(\tau) \exp(-j\omega_0\tau) \exp(-j\Omega\tau) d\tau, \quad (2.82) \end{aligned}$$

где $\dot{a}(\tau)d\tau$ – коэффициент ослабления суммы амплитуд всех лучей, для которых τ лежит в интервале $(\tau, \tau+d\tau)$

[108]. Учитывая взаимосвязь (1.37) импульсной $\dot{a}(\tau)$ и комплексной низкочастотной импульсной $\dot{b}(\tau)$ функций КС

$$\dot{a}(\tau) \exp(-j\omega_0\tau) = \dot{b}(\tau), \quad (2.83)$$

получаем, что комплексная ПФ КС (2.82) и импульсные функции $\dot{a}(\tau)$ и $\dot{b}(\tau)$ связаны между собой преобразованиями Фурье вида

$$\dot{K}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{a}(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{b}(\tau) \exp(-j\Omega\tau) d\tau. \quad (2.84)$$

Подставляя (2.84) в (2.81), получаем временное представление для принимаемого сигнала в транссионосферном КС

$$s_r(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_d(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau \exp(j\omega_0 t') \right\}, \quad (2.85)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{U}_d(t' - \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \exp[j\Omega(t' - \tau)] \frac{d\Omega}{2\pi} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \exp[j\Omega(t' - \tau)] \frac{d\Omega}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.86)$$

– нормированная комплексная огибающая передаваемого сигнала $\dot{U}_d(t)$ с учетом его ДИ в ионосфере и случайной задержки на время $t' - \tau = t - \tau_{\text{ср}} - \tau$.

В частном случае, когда для крайних частот $\omega = \omega_0 \pm \Omega_0$ полосы спектра передаваемого сигнала $\pm\Omega = \pm\Omega_0 = \pm 2\pi F_0$ выполняется условие отсутствия ЧСЗ

$$\Omega \Delta\tau_r(\rho_i) = \Omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \ll 2\pi, \text{ или } \Delta\tau_r(\rho_i) \ll 1/F_0, \quad (2.87)$$

выражение (2.78) сводится к виду

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega) &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)] \exp[j\Omega \Delta\tau_r(\rho_i)] \approx \\ &\approx \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)] = \dot{K}(\omega_0) = \dot{b}, \end{aligned} \quad (2.88)$$

совпадающему с (2.38).

В этом случае импульсные функции КС согласно (2.83, 2.84) принимают вид дельта-функций:

$$\dot{a}(\tau) = \dot{b} \delta(\tau); \quad \dot{b}(\tau) = \dot{b} \delta(\tau) \exp(-j\omega_0 \tau). \quad (2.89)$$

Подставляя (2.88) в (2.81) и (2.89) в (2.85), получим выражение

$$\begin{aligned} s_r(t) &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \sqrt{E_t} \dot{b} \dot{U}_d(t') \exp(j\omega_0 t') \} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \dot{b} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t') \right\}, \end{aligned} \quad (2.90)$$

характерное для многолучевой модели КС с общими замираниями (1.40) при учете ДИ спектра нормированной комплексной огибающей $\dot{S}_d(\Omega) = \dot{S}(\Omega) \exp[-\Delta\Phi_d(\Omega)]$.

Для полного описания данной модели необходимо определить статистические характеристики коэффициента передачи (\dot{b}) КС и среднее значение мощности ($\bar{P}_r(t)$) и энергии (\bar{E}_r) принимаемого сигнала (2.90).

При выполнении наряду с (2.87) условия возникновения райсовских БЗ (1.19)

$$\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \ll 2\pi, \quad \text{или} \quad \Delta\tau_r(\rho_i) \ll f_0 \ll 1/F_0 \quad (2.91)$$

в соответствии с (2.39, 2.40, 2.43) будем иметь

$$\begin{aligned} \langle |\dot{b}|^2 \rangle &= \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{oc}, \\ \bar{P}_r(t) &= P_p(t) + P_{\text{фл}}(t) = \alpha_p^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2. \end{aligned} \quad (2.92)$$

Тогда среднее значение энергии принимаемого сигнала с учетом условия нормировки $\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t)|^2 dt = 1$ определяется как

$$\bar{E}_r = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{P}_r(t) dt = \alpha_p^2 E_t + 2\sigma_b^2 E_t = K_{oc} E_t = E_r, \quad (2.93)$$

где E_r – энергия принимаемого сигнала в КС без замираний.

При выполнении наряду с (2.87) условия возникновения рэлеевских БЗ (1.20)

$$\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \gg 2\pi, \quad \text{или} \quad 1/f_0 \ll \Delta\tau_r(\rho_i) \ll 1/F_0, \quad (2.94)$$

когда $\alpha_p^2 = 0$, выражения (2.92, 2.93) сводятся к виду

$$\langle |\dot{b}|^2 \rangle = 2\sigma_b^2 = K_{oc}; \quad \bar{P}_r(t) = P_{\text{фл}}(t) = 2\sigma_b^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2; \quad (2.95)$$

$$\bar{E}_r = 2\sigma_b^2 E_t = K_{oc} E_t = E_r. \quad (2.96)$$

Таким образом, выражение (2.90) вместе (2.92), (2.93) и (2.95), (2.96) полностью описывают многолучевую модель транссионсферного КС с БЗ райсовского и рэлеевского типа и ДИ.

При выполнении условия возникновения ЧСЗ

$$\Omega \Delta\tau_r(\rho_i) = \Omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \geq 2\pi, \quad \text{или} \quad \Delta\tau_r(\rho_i) \geq 1/F_0 \quad (2.97)$$

регулярная составляющая принимаемого модулированного сигнала (2.81), (2.85) согласно п. 1.3 равна нулю и его СХ полностью определяются корреляционной функцией (КФ) комплексной огибающей. Поскольку последняя описывается выражениями

$$\dot{S}_r(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_d(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau,$$

то ее КФ определяется как

$$\begin{aligned}
B_r(t_1, t_2) &= M \left\{ \dot{S}_r(t_1) \dot{S}_r^*(t_2) \right\} = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_d(t'_1 - \tau_1) U^*(t'_2 - \tau_2) \times \\
&\times M \left\{ \dot{b}(\tau_1) b^*(\tau_2) \right\} d\tau_1 d\tau_2 = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\
&\times M \left\{ \dot{K}(\omega_1) \dot{K}^*(\omega_2) \right\} \exp [j(\Omega_1 t'_1 - \Omega_2 t'_2)] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.
\end{aligned}$$

Данное выражение с учетом (1.44) – (1.47) можно записать в виде

$$\begin{aligned}
B_r(t_1, t_2) &= 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_d(t'_1 - \tau) U_d^*(t'_2 - \tau) \sigma_H(\tau) d\tau = 2\sigma_b^2 E_t \times \\
&\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) K_H(\Delta\Omega) \exp [j(\Omega_1 t'_1 - \Omega_2 t'_2)] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi},
\end{aligned} \tag{2.98}$$

где $\sigma_H(\Omega) = \sigma(\tau) / 2\sigma_b^2$ – нормированная функция рассеяния КС;

$$K_H(\Delta\Omega) = M \left\{ \dot{K}(\omega_1) \dot{K}^*(\omega_2) \right\} / 2\sigma_b^2 = K(\Delta\Omega) / 2\sigma_b^2 = K(\Delta\Omega) / K(0) \tag{2.99}$$

– нормированная двухчастотная КФ КС, связанная с $\sigma_H(\tau)$ преобразованием Фурье (1.46); $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2$.

Из (2.98) следует выражение для определения средней мощности принимаемого сигнала с ЧСЗ и ДИ в момент времени t :

$$\begin{aligned}
\bar{P}_r(t) &= B_r(t, t) = 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{U}_d(t' - \tau) \right|^2 \sigma_H(\tau) d\tau = \\
&= 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) K_H(\Delta\Omega) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.
\end{aligned} \tag{2.100}$$

В соответствии с (2.100) средняя энергия принимаемого сигнала с учетом условия нормировки определяется как

$$\bar{E}_r = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{P}_r(t) dt = 2\sigma_b^2 E_t \int \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{U}_d(t' - \tau) \right|^2 \sigma_n(\tau) d\tau dt = 2\sigma_b^2 E_t. \quad (2.101)$$

Совпадение последнего выражения с (2.96), полученным для КС с общими замираниями рэлеевского типа, соответствуют обоснованному в [17] утверждению о независимости средней энергии принимаемого сигнала от его формы.

В частном случае отсутствия ЧСЗ, когда $K_n(\Delta\Omega) = 1$ и согласно (1.48) $\sigma_n(\tau) = \delta(\tau)$, выражение (2.100) сводится к виду

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= 2\sigma_b^2 E_t \int \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = 2\sigma_b^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2, \end{aligned}$$

характерному для КС с рэлеевскими БЗ и ДИ (2.95).

Приведенные выражения для принимаемого сигнала (2.81), (2.85), корреляционной функции его комплексной огибающей (2.98), а также средней мощности (2.100) и энергии (2.101) полностью описывают многолучевую модель трансionoсферного КС с ЧСЗ и ДИ. При этом на основе описания процесса распространения модулированной волны через ионосферу, представляемую в виде однородного слоя и ФЭ (рис. 2.4), установлены взаимосвязи

$$\dot{K}(\omega) = \psi(\Delta N_T(\rho_i) / f_0); \quad \dot{K}_d(\Omega) = \psi(\bar{N}_T / f_0^3)$$

передаточных функций трансionoсферного КС, учитывающих влияние ЧСЗ и ДИ, с частотными параметрами передаваемых сигналов (f_0) и параметрами ЭК неоднородной ионосферы ($\Delta N, \bar{N}$) согласно (2.78) и (2.79).

Заметим, что при различных соотношениях между случайной величиной $\Delta\tau_r(\rho_i) = 40,4 \Delta N_r(\rho_i)/c f_0^2$ и значениями $1/f_0$ и $1/F_0$, определяющих условия возникновения различных типов замираний (2.91), (2.94), (2.97) в транссионосферном КС, выражения для средней мощности $\bar{P}_r(t)$ принимаемого сигнала будут различными (2.92), (2.95), (2.100). Тогда, при произвольных соотношениях между величиной $\Delta\tau_r(\rho_i)$ и значениями $1/f_0$ и $1/F_0$ выражения для $\bar{P}_r(t)$ и ее регулярной и флуктуационной составляющих можно записать в обобщенном виде как

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= \alpha_p^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{U}_d(t' - \tau) \right|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \\ &= \alpha_p^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times K_n(\Delta\Omega) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} . \end{aligned} \quad (2.102)$$

Справедливость такого представления будет строго обоснована в п. 2.5.

2.5. Структурно-физическая модель транссионосферного КС при передаче модулированных сигналов

Полученные выражения (2.88), (2.78) для коэффициента передачи \dot{b} и передаточной функции $\dot{K}(\omega)$ многолучевого транссионосферного КС позволяют лишь на качественном уровне проанализировать изменение их СХ ($\langle |\dot{b}|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2$, $K_n(\Delta\Omega) = \langle \dot{K}(\omega_1) \dot{K}^*(\omega_2) \rangle / 2\sigma_b^2$) при изменении частотных параметров передаваемых сигналов

(f_0) и параметров неоднородной ионосферы ($\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$).

В п. 2.2 на основе МФЭ установлены взаимосвязи $\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0)$ СХ коэффициента передачи трансionoсферного КС с величиной дисперсии флуктуаций фазового фронта (2.46) выходной волны $\sigma_\varphi^2 = \psi(\sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2)$ согласно выражений (2.66):

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

Для установления взаимосвязи $K_n(\Delta\Omega) = \psi(F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi)$ также можно использовать результаты МФЭ, модифицированного на случай передачи модулированной волны и учета проявления дисперсионных свойств ионосферы в однородном слое, размещенном над ФЭ [78 – 80, 89].

Известно [34], что при распространении модулированного сигнала (2.69) через неоднородный ионосферный слой средняя интенсивность поля принимаемой волны описывается выражением общего вида

$$\bar{I}_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \dot{S}_t(\Omega_1) \dot{S}_t^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \times \\ \times \exp \left\{ j(\Omega_1 - \Omega_2)t - j \int_0^z (k_1 - k_2) dz \right\} d\Omega_1 d\Omega_2,$$

где $\dot{S}_t(\Omega_i) = \sqrt{E_t} \dot{S}(\Omega_i)$; $\Omega_i = \omega_i - \omega_0 = 2\pi(f_i - f_0) = 2\pi F_i$; $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ – двухчастотная однопозиционная функция когерентности поля принимаемой волны;

$$k_i = k_{0i} [1 - 4\pi r_e \bar{N}(z) / k_{0i}^2]^{1/2};$$

$k_{0i} = 2\pi\lambda_i / c = \omega_i / c$; r_e – радиус электрона.

Используя известное [34, 76] равенство $r_e \lambda_i^2 / \pi = 80,8 / f_i^2$ и результаты разложения (2.71) – (2.72) данное выражение

МОЖНО записать в виде

$$\bar{I}_r(t) = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega_1) S^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \exp\{j(\Omega_1 - \Omega_2)(t - z/c - \bar{\tau}_r)\} \times \\ \times \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega_1) + j\Delta\Phi_d(\Omega_2)] d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (2.103)$$

где $\bar{\tau}_r$ и $\Delta\Phi_d(\Omega_i)$ определяются согласно (2.34) и (2.73).

Входящую в (2.103) передаточную функцию $\dot{K}_d(\Omega_i) = \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega_i)]$ целесообразно выразить через полосу когерентности транссионсферного КС, обусловленную дисперсионными свойствами ионосферы ($\Omega_d = 2\pi F_d$) или полное (удвоенное) значение этой полосы $\Omega_d = 2\pi\Delta F_d = 2\Omega_d$. Чтобы Ω_d не зависело от вида модуляции используемого сигнала, выберем в качестве ее такое отклонение $|\omega - \omega_0| = \Omega$, при котором $|\Delta\Phi_d(\Omega)| = 1$ радиан [129]. Тогда согласно (2.73), (2.79) можно записать

$$\dot{K}_d(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] = \exp[j(\Omega/\Omega_d)^2] = \exp[j(2\Omega/\Delta\Omega_d)^2], \quad (2.104)$$

где

$$\Omega_d = 2\pi F_d = \Delta\Omega_d / 2 = \left(\frac{c\omega_0^3}{2 \cdot 80,8 \pi^2 \bar{N}_T} \right)^{1/2} = 2\pi \left(\frac{c f_0^3}{80,8 \pi \bar{N}_T} \right)^{1/2}. \quad (2.105)$$

Входящая в (2.103) функция $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ характеризует проявление дифракционных свойств ионосферы и включает в себя регулярную и флуктуационную составляющие [78]

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) + \\ + K_{\text{ос}} \left\{ \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2] - \exp(-\sigma_{\text{ф}}^2) \right\} = K_{\text{ос}} \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2], \quad (2.106)$$

где $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$; $\sigma_{\text{ф}}^2$ – дисперсия флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя

(2.46); $\Delta\Omega_k = 2\Omega_k$ – полное (удвоенное) значение полосы когерентности $\Omega_k = 2\pi F_k$ трансionoсферного КС, обусловленное проявлением дифракционных свойств неоднородной ионосферы. Последняя определяется как [79, 80]

$$\Delta\Omega_k = 2\Omega_k = 2\omega_0 / \sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2} = \sqrt{2} \omega_0 / \sigma_\varphi (1 + d_1^2 / 2)^{1/2}. \quad (2.107)$$

Коэффициент d_1^2 характеризует нарастание дифракционных эффектов во фронте волны по мере ее распространения. В приближении ФЭ, учитывающем дифракционные эффекты только на пути $z_1 = z - z_3$ за ионосферным слоем в свободном пространстве, он описывается (при гауссовском спектре неоднородностей) выражением

$$d_1^2 = \frac{z_1^2}{2k_0^2} \cdot \frac{1}{8l_s^4} = \frac{z_1^2 c^2}{16\omega_0^2 l_s^4}. \quad (2.108)$$

Для рассматриваемого случая (рис. 2.5) небольшого пути РРВ в свободном пространстве $z_1 \approx 100$ км с типовой частотой $f_0 \approx 1$ ГГц при $l_s \approx 200$ м значение $d_1^2 \ll 1$ и выражение (2.107) сводится к виду [78]

$$\Delta\Omega_k = 2\Omega_k = \sqrt{2} \omega_0 / \sigma_\varphi \approx \sqrt{2} / \sigma_\tau, \quad (2.109)$$

где σ_τ – СКО группового времени запаздывания различных участков выходной волны (2.35), определяемое согласно (2.46) или (2.17) как

$$\sigma_\tau = \frac{\sigma_\varphi}{\omega_0} = \left[\langle \Delta\tau_r(\rho)^2 \rangle \right]^{1/2} = \frac{40,4 \sigma_{\Delta N_r}}{c f_0^2} = \frac{40,4 (\pi)^{1/4} (z_3 l_s)^{1/2} \sigma_{\Delta N}}{c f_0^2}. \quad (2.110)$$

Из (2.109), (2.110) следует, что полная полоса когерентности трансionoсферного КС определяется величиной σ_τ и изменяется прямо пропорционально f_0^2 и обратно

пропорционально $\sigma_{\Delta N}$:

$$\Delta\Omega_{\kappa} = 2\Omega_{\kappa} \sim 1/\sigma_{\tau} \sim f_0/\sigma_{\varphi} \sim f_0^2/\sigma_{\Delta N}.$$

С учетом (2.110) выражение (2.107) для полосы когерентности трансионосферного КС можно представить в более наглядном виде

$$\Omega_{\kappa} = \frac{\Delta\Omega_{\kappa}}{2} = \frac{\omega_0}{\sigma_{\varphi}(2+d_1^2)^{1/2}} = \frac{1}{\sigma_{\tau}(2+d_1^2)^{1/2}} = \frac{1}{\sigma_{\tau 1}}, \quad (2.111)$$

где $\sigma_{\tau 1} = \sigma_{\varphi}(2+d_1^2)^{1/2}/\omega_0 = \sigma_{\tau}(2+d_1^2)^{1/2}$.

По своему физическому смыслу величина $\Omega_{\kappa} = 1/\sigma_{\tau 1}$ представляет такое отклонение частоты спектра ω относительно несущей $|\omega - \omega_0| = \Omega$, при котором

$$(\omega - \omega_0)\sigma_{\tau 1} = \Omega\sigma_{\tau 1} = \Omega_{\kappa}\sigma_{\tau 1} = 2\pi F_{\kappa}\sigma_{\tau 1} = 1 \text{ рад.}$$

Возвращаясь к выражению (2.103), с учетом ранее введенных обозначений $t - z/c - \tau_r = t'$ и (2.80), его можно записать в виде

$$\bar{I}_r(t) = E_t \iint_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (2.112)$$

где

$$\dot{S}_d(\Omega_1) = \dot{S}(\Omega_i) \exp[-j\Phi_d(\Omega_i)] = \dot{S}(\Omega_i) \exp[j(\Omega_i/\Omega_d)^2],$$

а $\Omega_d = \Delta\Omega_d/2$ определяется согласно (2.105).

Подставляя выражение (2.106) для $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ в (2.112), последнее представляется как сумма регулярной и флуктуационной составляющих

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(t) = & I_p(t) + I_{\text{фл}}(t) = E_t K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\varphi}^2) \left| \dot{U}_d(t') \right| + E_t K_{\text{ос}} \times \\ & \times \iint_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \{ \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_{\kappa})^2] - \\ & - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) \} \exp(j\Delta\Omega t') d\Omega_1 d\Omega_2. \end{aligned}$$

Для узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (с шириной спектра $\Delta\Omega = \Delta\Omega_0 \ll \omega_0$) флуктуационную составляющую функции (2.106) с учетом (2.107) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) &= K_{\text{ос}} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2}} \right)^2 \right] - \exp(-\sigma_{\varphi}^2) \right\} = \\ &= K_{\text{ос}} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2}} \right)^2 \right] \left\{ 1 - \exp[-\sigma_{\varphi}^2 \times \right. \\ &\times \left. \left(1 + \frac{\Delta\Omega^2 (2 + d_1^2)}{4\omega_0^2} \right) \right] \right\} \approx K_{\text{ос}} [1 - \exp(\sigma_{\varphi}^2)] \exp[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_{\kappa})^2]. \end{aligned}$$

Согласно последнему выражению формулы (2.106) и (2.112) для двухчастотной однопозиционной функции когерентности $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ поля принимаемой волны при ее трансферном распространении и средней интенсивности этой волны $\bar{I}_r(t)$ принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) &= \Gamma_p + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + \\ &+ K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)] \exp[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_{\kappa})^2]; \quad (2.113) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(t) &= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\text{д}}(\Omega_1) \dot{S}_{\text{д}}^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] d\Omega_1 d\Omega_2 = \\ &= I_p(t) + I_{\text{фл}}(t) = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\varphi}^2) E_t |\dot{U}_{\text{д}}(t')|^2 + K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)] E_t \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\text{д}}(\Omega_1) \dot{S}_{\text{д}}^*(\Omega_2) \exp[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_{\kappa})^2] \exp(j\Delta\Omega t') d\Omega_1 d\Omega_2. \end{aligned} \quad (2.114)$$

Проанализируем изменение вида выражений (2.113) и (2.114) при заданных частотных параметрах передаваемого

сигнала (несущей $\omega_0 = 2\pi f_0$ и полосы спектра $\Omega_1 - \Omega_2 = \Delta\Omega = \Delta\Omega_0 = 2\pi F_0$) по мере возрастания величины $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$ и сужения определяемой ею $\Delta\Omega_k = 2\pi\Delta F_k \sim \omega_0/\sigma_\varphi$ (2.107).

При $\sigma_\varphi = 0$, то есть отсутствии первопричины возникновения дифракционных (рассеивающих) эффектов при транссионосферном РРВ, будем иметь:

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma_p = K_{oc};$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(t) = I_p(t) = E_t K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \times \\ \times \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = E_t K_{oc} |\dot{U}_d(t')|^2. \end{aligned}$$

Эти выражения соответствуют случаю транссионосферного РРВ с проявлением только ДИ (т.к. $\dot{S}_d(\Omega_i) = \dot{S}(\Omega_i) \exp[j(\Omega_i/\Omega_d)^2]$).

При $\sigma_\varphi > 0$ выражения (2.113) и (2.114) для двухчастотной однопозиционной функции когерентности поля волны в точке приема $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ и средней интенсивности поля этой волны $\bar{I}_r(t)$ при ее транссионосферном распространении сводятся к следующим видам:

1). При $\sigma_\varphi \leq 1$, когда с учетом соотношения $\omega_0 \gg \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$ и выражения (2.107) будет выполняться условие $\Delta\Omega_k \gg \Delta\Omega_0$ отсутствия ЧСЗ, будем иметь:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma_p + \Gamma_{фл} = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) + \\ + K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc}; \end{aligned} \quad (2.115)$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(t) = I_p(t) + I_{фл}(t) = E_t K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) |\dot{U}_d(t')|^2 + \\ + E_t K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] |\dot{U}_d(t')|^2. \end{aligned} \quad (2.116)$$

Последнее соответствует по виду выражению (2.92) для средней мощности принимаемого сигнала $\bar{P}_r(t)$ в трансферном КС с ДИ и райсовскими БЗ. При этом условие $\sigma_\varphi \leq 1$ можно представить с учетом (2.110) в виде $2\pi\sigma_\tau \leq 1/f_0$, которое согласуется с известным (2.91) условием возникновения райсовских БЗ в многолучевых КС $\Delta\tau_r(\rho_i) \ll 1/f_0 \ll 1/F_0$.

2). При выполнении условий $\sigma_\varphi \gg 1$ и $\Delta\Omega_k \gg \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$, которые можно записать как

$$1 \ll \sigma_\varphi \ll \sqrt{2}\omega_0/\Delta\Omega_0\sqrt{1+d_1^2/2} = \omega_0/\Omega_0\sqrt{2+d_1^2}, \quad (2.117)$$

$$\text{или } 1/f_0 \ll 2\pi\sigma_\tau \ll \sqrt{2}/\Delta F_0\sqrt{1+d_1^2/2} = 1/F_0\sqrt{2+d_1^2},$$

будем иметь:

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma_{\text{фл}} = K_{\text{ос}}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \approx K_{\text{ос}}; \quad (2.118)$$

$$\bar{I}_r(t) = I_{\text{фл}}(t) = E_t K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] |\dot{U}_d(t')|^2 \approx E_t K_{\text{ос}} |\dot{U}_d(t')|^2. \quad (2.119)$$

Последнее соответствует выражению (2.95) для $\bar{P}_r(t)$ в трансферных КС с ДИ рэлеевскими БЗ. При этом условие (2.117) согласуется по виду с известным (2.94) условием возникновения рэлеевских БЗ в многолучевых КС: $1/f_0 \ll \Delta\tau_r(\rho_i) \ll 1/F_0$.

3). При выполнении условия $\Delta\Omega_k \leq \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$, соответствующего соотношению

$$\sigma_\varphi \geq \sqrt{2}\omega_0/\Delta\Omega_0\sqrt{1+d_1^2/2}, \text{ или } 2\pi\sigma_\tau \geq \sqrt{2}/\Delta F_0\sqrt{1+d_1^2/2}, \quad (2.120)$$

будем иметь

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)]; \quad (2.121)$$

$$\bar{I}_r(t) = I_{\text{фл}}(t) = E_t K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] E_t \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2] \exp(j\Delta\Omega t') d\Omega_1 d\Omega_2. \quad (2.122)$$

Последнее соответствует выражению (2.100) для $\bar{P}_r(t)$ в транссионосферном КС с ДИ и ЧСЗ. При этом условие (2.120) согласуется с известным (2.97) условием возникновения ЧСЗ в многолучевых КС: $\Delta\tau_r(\rho_i) \geq 1/F_0$.

Сравнительный анализ выражений (2.116, 2.119, 2.122) для средней интенсивности поля принимаемой волны $\bar{I}_r(t)$ при ее транссионосферном распространении, полученных радиофизическим МФЭ, и выражений (2.92, 2.95, 2.100) для средней мощности принимаемого сигнала $\bar{P}_r(t)$, полученных методами построения многолучевых моделей транссионосферных КС, указывает на их тождественность. Это позволяет подтвердить справедливость выражений (2.66)

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2); \quad 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)]; \quad (2.123)$$

и установить следующие взаимосвязи:

$$K(\Delta\Omega) = K(0)K_H(\Delta\Omega) = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right];$$

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega \sigma_\varphi (1 + d_1^2/2)^{1/2}}{\sqrt{2} \omega_0}\right)^2\right], \quad (2.124)$$

где $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$ и $d_1^2 \sim 1/f_0^2$ определяются согласно МФЭ согласно (2.46) и (2.108).

Установленная согласно (2.124) взаимосвязь $K_H(\Delta\Omega) = \psi(F_k \sim f_0/\sigma_\varphi)$ позволяет определить нормированную функцию рассеяния $\sigma_H(\tau)$ транссионосферного КС.

С этой целью выражение (2.107) для $\Delta\Omega_k$ удобно представить с учетом (2.111) в виде

$$\begin{aligned}\Delta\Omega_k = 2\Omega_k &= \frac{2}{\sigma_\tau(2+d_1^2)^{1/2}} = \frac{2}{\sigma_{\tau 1}} = \\ &= \frac{\sqrt{2}}{\sigma_\tau(1+d_1^2/2)^{1/2}} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_\tau D_1} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\tau 2}} = \frac{1}{\sigma_{\tau 3}},\end{aligned}\quad (2.125)$$

где

$$\begin{aligned}\sigma_{\tau 2} = \sigma_{\tau 1}/\sqrt{2} &= \sqrt{2}\sigma_{\tau 3} = \sigma_\tau(1+d_1^2/2)^{1/2} = \sigma_\tau D_1; \\ D_1 &= (1+d_1^2/2)^{1/2} \geq 1.\end{aligned}\quad (2.126)$$

По физическому смыслу величина $\Delta\Omega_k = 1/\sigma_{\tau 3} = 2/\sigma_{\tau 1}$ соответствует такому разному частот по обе стороны от несущей $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = (\omega_1 - \omega_0) - (\omega_2 - \omega_0)$, при котором

$$\Delta\Omega\sigma_{\tau 3} = \Delta\Omega_k\sigma_{\tau 3} = 2\pi\Delta F_k\sigma_{\tau 3} = 1 \text{ рад} \quad (2.127)$$

и нормированная двухчастотная корреляционная функция $K_H(\Delta\Omega)$ транссионосферного КС (2.124) спадает до уровня $K_H(\Delta\Omega = \Delta\Omega_k) = 1/e$ от максимального значения $K_H(\Delta\Omega = 0) = 1$, достигаемого при $\Delta\Omega/\Delta\Omega_k = 0$.

Поскольку $\sigma_H(\tau)$ связана с $K_H(\Delta\Omega)$ преобразованием Фурье (1.46), то с учетом (2.124, 2.125) будем иметь

$$\begin{aligned}\sigma_H(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} K_H(\Delta\Omega)\exp(j\Delta\Omega\tau)\frac{d\Delta\Omega}{2\pi} = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_{\tau 2}}{\sqrt{2}}\right)^2\right] \exp(j\Delta\Omega\tau) d\Delta\Omega.\end{aligned}\quad (2.128a)$$

Тогда, используя табличный интеграл (2.16)

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

получаем, что нормированная функция рассеяния трансियो-

носферного КС имеет вид гауссовского ЗРВ

$$\sigma_{\text{н}}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_2}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau_2}^2}\right). \quad (2.1286)$$

При этом СКО гауссовского ЗРВ (σ_{τ_2}) связана согласно (2.125) с полной полосой когерентности $\Delta\Omega_{\text{к}} = 2\pi\Delta F_{\text{к}}$ трансионосферного КС и $\sigma_{\tau_3} = 1/\Delta\Omega_{\text{к}}$ выражением

$$\sigma_{\tau_2} = \sqrt{2}\sigma_{\tau_3} = \sqrt{2}/\Delta\Omega_{\text{к}} = 1/\sqrt{2\pi}\Delta F_{\text{к}} = \sigma_{\phi}(1+d_1^2/2)^{1/2}/\omega_0, \quad (2.129)$$

где $\sigma_{\phi} \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$ и d_1^2 определяются согласно (2.46) и (2.108).

Таким образом, выражения (2.128, 2.129) устанавливают взаимосвязь $\sigma_{\text{н}}(\tau) = \psi(F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\phi})$ для трансионосферного КС.

Следует заметить, что полученные выражения (2.123), (2.124) устанавливают аналитическую взаимосвязь СХ системных функций ($\alpha_{\text{р}}^2, 2\sigma_{\text{б}}^2, K(\Delta\Omega) = 2\sigma_{\text{б}}^2 K_{\text{н}}(\Delta\Omega)$) трансионосферного КС с несущей частотой ($\omega_0 = 2\pi f_0$) передаваемого сигнала и физическими параметрами ионосферных неоднородностей ($\sigma_{\Delta N}$) через один и тот же параметр – величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферного слоя (σ_{ϕ}^2). Это позволяет объединить указанные выражения (2.123), (2.124) и записать их в виде одной обобщенной СХ системных функций трансионосферного КС с различным типом замираний, соответствующей выражению (2.113) для $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$, как

$$\begin{aligned} K_{\text{об}}(\Delta\Omega) &= \alpha_{\text{р}}^2 + 2\sigma_{\text{б}}^2 K_{\text{н}}(\Delta\Omega) = \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = \\ &= \Gamma_{\text{р}} + \Gamma_{\text{фл}}(\Delta\Omega) = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_{\phi}^2) + K_{\text{ос}}[1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2)] \times \end{aligned}$$

$$\times \exp \left\{ - \left[\frac{\Delta \Omega \sigma_{\varphi} (1 + d_1^2 / 2)^{1/2}}{\sqrt{2} \omega_0} \right]^2 \right\}. \quad (2.130)$$

Достоверность полученного обобщенного выражения (2.130) для СХ системных функций трансферного КС подтверждается тем, что в частном случае передачи монохроматического сигнала (когда $\omega_i = \omega_0 + \Omega_i = \omega_0$, $\Delta \Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = 0$) оно сводится к виду (2.67) для дисперсии модуля коэффициента передачи данного КС:

$$\begin{aligned} K_{об}(\Delta \Omega = 0) &= \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 K_H(\Delta \Omega = 0) = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = \\ &= K_{oc} \exp(-\sigma_{\varphi}^2) + K_{oc}[1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)] = \langle |\dot{b}|^2 \rangle. \end{aligned}$$

Согласно (2.130) обобщенное выражение для средней мощности принимаемого сигнала в трансферном КС можно записать с учетом (2.114) в виде, соответствующем (2.102):

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) K_{об}(\Delta \Omega) \exp[j \Delta \Omega t'] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ &= P_p(t) + P_{\text{фл}}(t) = \alpha_p^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times K_H(\Delta \Omega) \exp(j \Delta \Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = E_t K_{oc} \exp(-\sigma_{\varphi}^2) \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + \\ &+ E_t K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_{\varphi}^2)] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times \exp \left[- \left(\frac{\Delta \Omega \sigma_{\varphi} \sqrt{1 + d_1^2 / 2}}{\sqrt{2} \omega_0} \right)^2 \right] \exp(j \Delta \Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \quad (2.131) \end{aligned}$$

Можно показать, что полученное обобщенное выражение (2.131) для средней мощности принимаемого моду-

лированного сигнала $\bar{P}_r(t)$ в трансionoносферном КС в частном случае передачи монохроматического сигнала ($\omega = \omega_0 + \Omega = \omega_0$, $\Delta\Omega = 0$) сводится к виду \bar{P}_r (2.68).

Данные выражения можно записать и в чисто временном представлении через нормированную функцию рассеяния трансionoносферного КС (2.128) аналогично (2.102):

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= \alpha_p^2 E_t |\dot{U}(t')|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t' - \tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \\ &= E_t K_{oc} \exp(-\sigma_\phi^2) + E_t K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi)] \times \\ &\times (\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_2})^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t' - \tau)|^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau_2}^2}\right) d\tau, \end{aligned} \quad (2.132)$$

где σ_{τ_2} связана с σ_ϕ выражением (2.129)

$$\sigma_{\tau_2} = \sigma_\phi \left(1 + d_1^2/2\right)^{1/2} / \omega_0.$$

В соответствии с (2.132) обобщенное выражение для средней энергии принимаемого сигнала в трансionoносферном КС определяется с учетом условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t)|^2 dt = 1 \text{ как}$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_r &= \int_{-\infty}^{\infty} \bar{P}_r(t) dt = E_p + E_{\phi л} = \alpha_p^2 E_t + 2\sigma_b^2 E_t = \\ &= E_t K_{oc} \exp(-\sigma_\phi^2) + E_t K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] = E_t K_{oc} = E_r. \end{aligned} \quad (2.133)$$

Можно показать, что по мере возрастания величины σ_ϕ от нуля до значений, определяемых соотношениями (2.117) и (2.120) обобщенные выражения (2.130) – (2.133) последовательно принимают вид, характерный для модели трансionoносферного КС с ДИ без БЗ, затем с общими БЗ и наконец, с ЧЗЗ.

2.6. Выводы

1). Представление ионосферы в виде совокупности однородного слоя толщиной z_3 и тонкого слоя неоднородностей (рис 2.4) позволяет в приближении ФЭ описать флуктуации фазового фронта монохроматической ($\omega = 2\pi f_0$) волны на выходе ионосферы (2.29) $\Delta\varphi(\rho, z_3, \omega_0) \sim \Delta N(\rho, z) / f_0$ при неизменности амплитудного фронта этой волны (2.22) $A(\rho, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3) = \sqrt{P_t K_{oc}(z_3)}$.

2). Процесс дальнейшего РРВ за ионосферой в свободном пространстве можно представить в виде (рис. 2.4) распространения множества ($i = 1 \dots M$) лучей, образуемых элементарными участками (ρ_i) на поверхности фронта выходной волны, приходящих в точку приема с одинаковыми амплитудами $A_i = A_0(z) = \sqrt{P_t K_{oc}}$ и случайными начальными фазами $\Delta\varphi_i = \Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)$.

3). На основе этих представлений получено аналитическое выражение для принимаемого сигнала $s_r(t)$ в многолучевом трансionoсферном КС (2.37) и комплексного коэффициента передачи (2.38) $\dot{b} = \Psi[\Delta\varphi(\rho_i)]$. При этом установлена взаимосвязь \dot{b} с частотой f_0 и пространственными флуктуациями ЭК $\Delta N(\rho, z)$ в неоднородной ионосфере через величину флуктуаций различных участков фазового фронта выходной волны $\Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \sim \Delta N_r(\rho_i) / f_0$.

4). Полученные выражения (2.37), (2.38) для $s_r(t)$ и \dot{b} вместе с выражениями (2.39) и (2.43) для СХ коэффициента передачи ($\langle \dot{b} \rangle = \alpha_p$, $\langle |\dot{b}|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{oc}$) и средней мощности принимаемого сигнала ($\bar{P}_r = \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{oc}$) полностью задают математиче-

скую модель многолучевого транссионосферного КС при передаче монохроматического сигнала.

5). МФЭ позволяет произвести аналитический расчет СХ поля монохроматической волны в точке приема путем решения задачи дифракции волны в свободном пространстве за ФЭ при заданной статистике поля волны на выходе ФЭ. Использование МФЭ в приложении к ионосферному ФЭ (рис. 2.5) позволяет получить выражения (2.56)-(2.59) для средней интенсивности поля монохроматической волны в точке приема $\bar{I} = I_p + I_{\text{фл}}$ и ее регулярной (I_p) и флуктуационной ($I_{\text{фл}}$) составляющих. Обосновано, что их значения зависят только от дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя (2.46) $\sigma_{\text{ф}}^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$.

6). Анализ тождественности выражений для средней мощности принимаемого сигнала в многолучевом транссионосферном КС (2.40), (2.43) и средней интенсивности поля волны в точке приема (2.56) – (2.59), полученной МФЭ, позволяет установить искомые взаимосвязи (2.66) СХ коэффициента передачи транссионосферного КС ($\alpha_p^2, 2\sigma_b^2$) с частотой (f_0) передаваемого монохроматического сигнала и СХ ионосферных неоднородностей ($\sigma_{\Delta N}$) через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта выходной волны $\sigma_{\text{ф}}^2$ (2.46).

7). Полученные взаимосвязи (2.66) позволяют установить зависимость СХ коэффициента передачи транссионосферного КС $\langle |b|^2 \rangle$ и средней мощности принимаемого сигнала \bar{P}_r от величины $\sigma_{\text{ф}}^2$ согласно выражений (2.67) – (2.68). По мере увеличения $\sigma_{\text{ф}}$ от 0 до значений $\sigma_{\text{ф}} \leq 1$ рад и $\sigma_{\text{ф}} \gg 1$ рад эти выражения принимают вид, характерный для моделей КС без замираний (2.42), с БЗ райсовского типа (2.39, 2.40) и БЗ рэлеевского типа (2.41).

8). Полученные выражения (2.37) и (2.38) для описания принимаемого сигнала $s_r(t)$ и комплексного коэффициента передачи \dot{b} трансionoсферного КС с общими БЗ вместе с выражениями (2.66), (2.67), (2.68) для определения СХ этого коэффициента передачи ($\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, \langle |\dot{b}| \rangle$) и мощности принимаемого сигнала ($\overline{P_r}$) в зависимости от величины дисперсии флуктуаций фазового фронта волны (2.46) $\sigma_\phi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$ на выходе ионосферы полностью описывает структурно-физическую модель трансionoсферного КС при передаче монохроматического сигнала.

9). На базе описания процесса распространения модулированной волны ($\omega = \omega_0 + \Omega$) через ионосферу, представленную совокупностью однородного слоя (z_3) и неоднородного ФЭ (рис. 2.6), получено выражение (2.75) для фазового фронта выходной волны $\varphi(\rho, z_3, \omega)$ при неизменности ее амплитудного фронта (2.70)

$$A(\rho, z_3, \omega) \approx \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_3)} = const.$$

10). Это позволяет описать начальные фазы $\varphi_i(\rho, z, \omega) = \varphi_i(\omega)$ приходящих в точку приема лучей с учетом их нелинейного (по частоте) фазового сдвига (2.73) из-за дисперсионности ионосферы $\Delta\Phi_d(\Omega) \sim \overline{N}_T F^2 / f_0^3$ и случайного фазового запаздывания $\Delta\varphi_i(\omega) = \Delta\varphi(\rho_i, \omega) \sim \sim (f_0 + F)\Delta N_T(\rho_i) / f_0^2$ из-за неоднородностей ЭК. На основе выражений для $\varphi_i(\omega)$ в приближении ФЭ ($K_i = \sqrt{P_t(t)} = const$) получены выражения (2.77), (2.81), (2.85), (2.90) для принимаемого сигнала $s_r(t)$ в многолучевом трансionoсферном КС с ДИ и замираниями (ЧСЗ и общими БЗ).

11). В полученных выражениях (2.77, 2.81) установлены взаимосвязи (2.78, 2.79) передаточных функций многолучевого трансionoсферного КС, учитывающих влияние ЧСЗ $K(\omega) = \psi[\omega \Delta \tau_r(\rho_i) \sim (f_0 + F) \Delta N_T(\rho_i) / f_0^2]$ и ДИ $\dot{K}_d(\Omega) = \psi(F^2 \bar{N}_T / f_0^3)$, с частотными параметрами передаваемых сигналов (несущей частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$) и параметрами ионосферы ($\bar{N}_T, \Delta N_T(\rho_i)$).

12). Выражения (2.77), (2.81), (2.99), (2.92), (2.95), (2.100) – (2.102) для принимаемого сигнала $s_r(t)$, нормированной двухчастотной корреляционной функции канала $K_H(\Delta\Omega) = \langle \dot{K}(\omega_1) K(\omega_2)^* \rangle / 2\sigma_b^2$, средней мощности $\bar{P}_r(t)$ и энергии \bar{E}_r принимаемых сигналов полностью описывают многолучевую модель трансionoсферного КС с ДИ и замираниями различных типов (общих, ЧСЗ).

13). В результате модификации МФЭ получены выражения (2.113), (2.114) для двухчастотной однопозиционной функции когерентности поля модулированной волны в точке приема $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ при ее трансionoсферном распространении и средней интенсивности поля этой волны $\bar{I}_r(t)$. Проявление ДИ и ЧСЗ в последней формуле отражается через значения полос когерентности трансionoсферного КС (2.105), (2.107), обусловленных дисперсионными ($\Delta\Omega_d \sim (f_0^3 / \bar{N}_T)^{1/2}$) и дифракционными ($\Delta\Omega_k \sim \omega_0 / \sigma_\varphi$) свойствами ионосферы (которые получены по единому критерию обеспечения фазовых сдвигов на краях полос в 1 радиан). Установлена взаимосвязь (2.104) дисперсионной ПФ КС $\dot{K}_d(\Omega)$ с отношением полос $\Delta\Omega / \Delta\Omega_d$.

14). Анализ полученного выражения (2.114) для $\bar{I}_r(t)$ показал, что в трех частных случаях: 1) $\sigma_\varphi \leq 1$; 2) $\sigma_\varphi \gg 1$,

$\Delta\Omega_k \gg \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$; 3) $\sigma_\varphi \gg 1$, $\Delta\Omega_k \leq \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$, оно сводится к видам (2.116), (2.119) и (2.122). Последние тождественны выражениям (2.92), (2.95) и (2.100) для средней мощности $\bar{P}_r(t)$ принимаемого сигнала в многолучевых транссионосферных КС с БЗ райсовского типа, БЗ рэлеевского типа и ЧСЗ соответственно. Это позволяет подтвердить справедливость ранее полученных (2.66) взаимосвязей (2.123): $\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \psi(\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0)$ и установить искомую взаимосвязь (2.124) $K_H(\Delta\Omega) = \Psi(F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi)$ через величину $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$.

15). Найденное выражение (2.124) для $K_H(\Delta\Omega)$ позволяет получить выражение для нормированной функции рассеяния ККС во времени $\sigma_H(\tau)$ в виде гауссовского ЗРВ (2.128) с величиной СКО (2.129) $\sigma_{\tau 2} = \sqrt{2} / \Delta\Omega_k \sim \sigma_\varphi / \omega_0$.

16). Установленные в виде (2.123, 2.124, 2.104) взаимосвязи

$\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_H(\Delta\Omega), K_d(\Omega)\} = \psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0, F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi, F_d \sim f_0 / \bar{N}_T)$ позволяют получить обобщенные выражения (2.130) и (2.131), (2.132) для СХ системных функций транссионосферного КС $K_{об}(\Delta\Omega)$ и средней мощности принимаемого сигнала $\bar{P}_r(t)$.

17) Полученные выражения (2.77, 2.81) и (2.78, 2.79) для описания принимаемого сигнала $s_r(t)$ и комплексных передаточных функций $\dot{K}_d(\Omega)$ и $\dot{K}(\omega)$ вместе с выражениями (2.124) для определения СХ последней $K_H(\Delta\Omega)$, а также средней мощности (2.131) принимаемого сигнала $\bar{P}_r(t)$ и его энергии (2.135) \bar{E}_r в зависимости от величины дисперсии флуктуаций фазового фронта волны (2.46) $\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$ на выходе ионосферы полностью описывают структурно-физическую модель транссионосферного КС при передаче модулированного сигнала.

3. ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

3.1. Многолучевая модель транссионосферного КС с учетом флуктуаций амплитуды лучей

Рассмотренные модели космических (транссионосферных) КС на основе комплексного применения методов построения многолучевых моделей и радиофизического МФЭ являются достаточно простыми и наглядными. Они позволяют найти статистические характеристики системных функций транссионосферных КС ($\alpha_p^2, 2\sigma_b^2, K_n(\Delta\Omega) = \Im[\sigma_n(\tau)]$) через значения дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя $\sigma_\phi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$ и определяемой ею полосы когерентности $\Delta\Omega_k \sim \omega_0 / \sigma_\phi$ согласно (2.46) и (2.107), (2.108).

Однако результаты определения этих характеристик КС являются достоверными лишь в области применимости МФЭ, которая ограничена значениями $\sigma_\phi \ll 1$ [34]. Только в этом случае можно, во-первых, считать амплитудный фронт волны на выходе ионосферы неискаженным по сравнению с падающим $A(\rho, z_3, \omega) \approx A_0(z_3) = \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)}$; во-вторых, описывать толстый неоднородный слой ионосферы в виде совокупности однородного слоя толщиной z_3 и расположенного под (над) ним тонкого слоя неоднородностей (статистически однородного фазового экрана); в-третьих, описывать влияние толстого неоднородного слоя ионосферы на РРВ искажениями только фазового фронта выходной волны $\phi(\rho, z_3, \omega)$; в-четвертых, учитывать дифракционные эффекты только за экраном в свободном пространстве до точки приема, где они проявляются как замирания сигнала.

Применение МФЭ дает достоверные результаты для трансионосферного КС при нормальном состоянии ионосферы, когда $\sigma_{\Delta N} = \beta N_m$ мало, значение $\sigma_\varphi \ll 1$ и замирания близки по характеру с райсовскими БЗ. При ВИ в слое F , когда $\sigma_{\Delta N}$ растет и достигается значение $\sigma_\varphi \gg 1$, то есть выполняются условия (2.117), (2.120) возникновения рэлеевских БЗ или ЧСЗ в трансионосферных КС, использование МФЭ проблематично в силу указанных ограничений.

Увеличение флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы приводит к тому, что флуктуации фазы во фронте волны становятся заметными ($\sigma_\varphi \geq 1$) уже внутри ионосферного слоя. Дальнейшее распространение этой волны сопровождается дифракционными явлениями, в результате чего ее фронт на выходе слоя будет подвержен не только фазовым $\varphi(\rho, z_3, \omega)$, но и амплитудным флуктуациям $A(\rho, z_3, \omega) \neq A_0(z_3)$. Последние будут усиливать проявление дифракционных эффектов при РРВ за ионосферным слоем в свободном пространстве, что приведет к изменению статистических характеристик поля волны в точке приема. Определение этих характеристик с учетом проявления дифракционных эффектов не только за ионосферным слоем, но и внутри его возможно радиофизическим методом параболического уравнения (МПУ), имеющим более широкую область применимости по сравнению с МФЭ, где $\sigma_\varphi \ll 1$.

Отсюда следует необходимость разработки структурно-физических моделей трансионосферного КС на основе использования радиофизического МПУ [80, 84, 86, 89, 91]. Достижение этой цели реализуется в три этапа. На первом этапе необходимо получить аналитические выражения для статистических характеристик принимаемого сигнала на базе построения многолучевых моделей трансионосферного КС с учетом флуктуаций не только фазового фронта волны на выходе ионосферы $\varphi(\rho, z_3, \omega)$, но и амплитудного

$A(\rho, z_3, \omega) \neq A_0(z_3)$. Последнее обусловлено тем, что приходящие в точку приема лучи ($i=1..M$) будут иметь не только случайные фазовые сдвиги $\Delta\varphi_i$, но и амплитуды $A_i = \sqrt{P_t K_i} \neq \sqrt{P_t K_{oc}}$.

Рис. 3.1 иллюстрирует геометрию вертикального РРВ при передаче монохроматического сигнала (2.21) через ионосферу, описываемую моделью №1 (см. рис. 2.2), то есть в виде однородного (по высоте) слоя с толщиной z_3 и средней ЭК, равной $\bar{N}(h = h_m) = \bar{N}_m$, и размещенных внутри него (равномерно – то есть статистически однородно по пространству ρ) неоднородностей с флуктуациями ЭК $\Delta N(\rho, h_m)$.

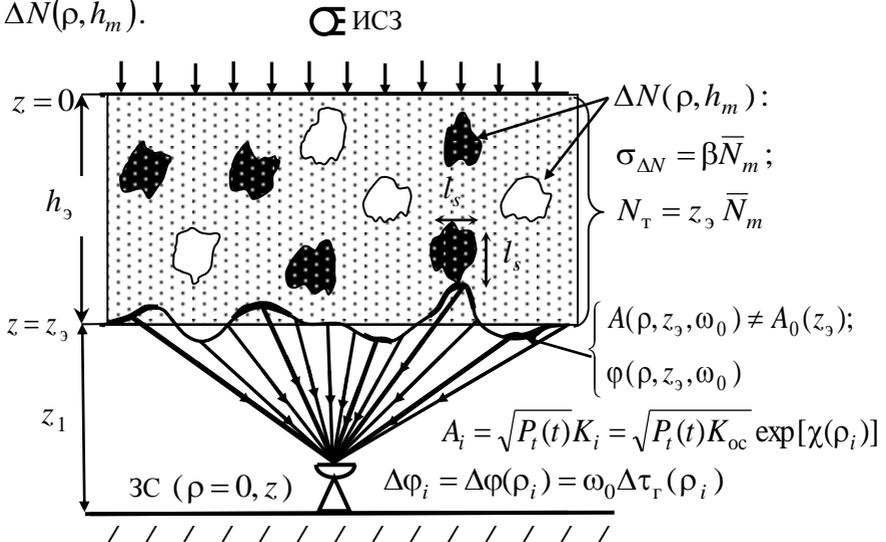


Рис. 3.1. Схема вертикального РРВ через неоднородную ионосферу в СКС с учетом флуктуаций амплитуды лучей.

Учитывая, что фронт монохроматической волны ($\omega = \omega_0 + \Omega$) на выходе неоднородного ионосферного слоя ($z = z_3$) будет подвержен не только фазовым $\varphi(\rho, z_3, \omega)$, но

и амплитудным $A(\rho, z_3, \omega) \neq A_0(z_3)$ флуктуациям (что иллюстрируется случайными изменениями толщины линии волнового фронта), комплексное поле выходной волны можно формально записать в аналогичном (2.36) виде

$$\begin{aligned} \dot{i}(\rho, z_3, \omega_0) &= A(\rho, z_3, \omega_0) \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega_0)] = \\ &= A_0(z_3) \exp[\chi(\rho, z_3, \omega_0)] \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho)] \exp[-j\omega_0(z_3/c + \bar{\tau}_r)], \end{aligned} \quad (3.1)$$

где

$$\begin{aligned} \chi(\rho, z_3, \omega_0) &= \ln[A(\rho, z_3, \omega_0)/A_0(z_3)] = \\ &= \ln[A(\rho, z_3, \omega_0)/\sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)}] \end{aligned} \quad (3.2)$$

– флуктуации уровня амплитудного фронта волны относительно $A_0(z_3) = \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)}$.

Процесс распространения волны (3.1) за ионосферным слоем в свободном пространстве до точки приема ($\rho = 0, z = z_3 + z_1$) представим множеством лучей ($i = 1 \dots M$), образуемых элементарными участками (ρ_i) на поверхности $\dot{i}(\rho_i, z_3, \omega_0)$. Они имеют случайные амплитуды

$$\begin{aligned} A(\rho_i, z_3, \omega_0) &= A_0(z_3) \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \\ &= \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)} \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)], \end{aligned} \quad (3.3)$$

а также случайные фазовые сдвиги

$$\Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) \quad (3.4)$$

относительно среднего значения фазы этих лучей

$$\varphi_{cp} = \omega_0(z_3/c + \bar{\tau}_r) = k_0 z_3 + \omega_0 \bar{\tau}_r. \quad (3.5)$$

В точке приема ($\rho = 0, z$) изменение амплитуды и начальной фазы каждого луча обусловлено ослаблением волны и набегом ее фазы в свободном пространстве на расстоянии z . Поэтому выражения для случайной амплитуды i -го луча в точке приема и его начальной фазы будут отличаться от предыдущих выражений (3.3)-(3.5) заменой

$K_{oc}(z_3)$ на $K_{oc}(z) = K_{oc}$ и $\omega_0 z_3 / c = k_0 z_3$ на $\omega_0 z / c = k_0 z$. В итоге i -ый луч в точке приема характеризуется случайной амплитудой

$$\begin{aligned} A_i &= \sqrt{P_t} K_i = A(\rho_i, z, \omega_0) = A_0(z) \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \\ &= \sqrt{P_t K_{oc}(z)} \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \sqrt{P_t K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)] = \\ &= \sqrt{P_t K_{oc}} \exp(\chi_i), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где

$$K_i = \sqrt{K_{oc}(z)} \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \sqrt{K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)] = \sqrt{K_{oc}} \exp(\chi_i) \quad (3.7)$$

– коэффициент передачи (по амплитуде) КС для i -го луча, а также фазовым сдвигом и временем запаздывания

$$\Delta\varphi_i = \Delta\varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i); \quad \Delta\tau_i = \Delta\tau_r(\rho_i) \quad (3.8)$$

относительно их средних значений

$$\varphi_{cp} = \omega_0(z_3/c + \bar{\tau}_r); \quad \tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r. \quad (3.9)$$

Принимаемый монохроматический сигнал в многолучевом транссионсферном КС можно записать как сумму ($i=1..M$) лучей с амплитудами и начальными фазами, определяемыми согласно (3.6)-(3.9) в аналогичном (2.37) виде

$$\begin{aligned} s_r(t) &= \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\dot{S}_r \exp(j\omega_0 t)\} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re}\left\{ \sum_{i=1}^M \sqrt{P_t} K_i \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)] \exp[j\omega_0(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \right\} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\sqrt{P_t} \dot{b} \exp[j\omega_0(t - \tau_{cp})]\}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где среднее время группового запаздывания определяется, как и в (2.37) $\tau_{cp} = z/c + \bar{\tau}_r$, а комплексный случайный коэффициент передачи транссионсферного КС на частоте ω_0 будет отличаться от (2.38):

$$\begin{aligned}
\dot{b} &= \sum_{i=1}^M K_i \exp(-j \omega_0 \Delta \tau_i) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp(\chi_i) \exp(-j \omega_0 \Delta \tau_i) = \\
&= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp(\chi_i - j \Delta \varphi_i) = \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i) - j \Delta \varphi(\rho_i)] = \\
&= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i)] \exp[-j \omega_0 \Delta \tau_r(\rho_i)], \quad (3.11)
\end{aligned}$$

где $\Delta \varphi(\rho_i) = \omega_0 \Delta \tau_r(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0$ согласно (2.29), (2.35).

При отсутствии флуктуаций уровня в амплитудном фронте волны на выходе ионосферы, когда согласно (3.2) будем иметь

$$\chi(\rho_i, z_3, \omega_0) = \ln [A(\rho_i, z_3, \omega_0) / A_0(z_3)] = \chi(\rho_i) = 0;$$

$$\exp[\chi(\rho_i)] = A(\rho_i, z_3, \omega_0) / A_0(z_3) = 1; \quad K_i = \sqrt{K_{oc}},$$

выражение (3.11) сводится к виду (2.38).

Согласно [21] различие амплитуд лучей, проходящих в точку приема ($K_i \neq \sqrt{K_{oc}}$) не приводит к изменению гауссовского характера коэффициента \dot{b} . Поэтому статистические характеристики этой случайной величины и принимаемого монохроматического сигнала (3.10) в многолучевом транссионосферном КС не изменяется по сравнению с (2.39)-(2.40), (2.43) при $\chi(\rho_i, z_3, \omega_0) = \chi(\rho_i) = 0$ и $K_i = \sqrt{K_{oc}}$ в приближении МФЭ:

$$\langle |\dot{b}|^2 \rangle = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = K_{oc}; \quad \bar{P}_r = \alpha_p^2 P_t + 2\sigma_b^2 P_t = P_t K_{oc}. \quad (3.12)$$

Выражения (3.10)-(3.12) для принимаемого сигнала $s_r(t)$ в многолучевом транссионосферном КС, дисперсии модуля коэффициента его передачи $\langle |\dot{b}|^2 \rangle$ и средней мощности сигнала \bar{P}_r полностью задают математическую мо-

дель многолучевого трансферного КС при передаче монохроматического (немодулированного) сигнала.

Обобщим методику моделирования на случай передачи модулированного сигнала (2.69). Геометрия трансферного РРВ для этого случая соответствует рис.3.1 при замене ω_0 на $\omega = \omega_0 + \Omega$. Комплексное поле модулированной волны на выходе неоднородного ионосферного слоя ($z = z_3$) можно формально записать аналогично выражению (3.1) при замене ω_0 на $\omega = \omega_0 + \Omega$:

$$\dot{i}(\rho, z_3, \omega) = A(\rho, z_3, \omega) \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega)]. \quad (3.13)$$

Амплитудный фронт модулированной волны ($\omega = \omega_0 + \Omega$) можно считать практически неизменным по сравнению с амплитудным фронтом монохроматической волны (ω_0) при передаче узкополосных сигналов ($\omega_0 \gg \Omega = \Omega_0$) и записать его по аналогии с (2.70):

$$A(\rho, z_3, \omega = \omega_0 + \Omega) \approx A(\rho, z_3, \omega_0). \quad (3.14)$$

Однако, в отличие от (2.70), амплитудный фронт волны на выходе толстого неоднородного слоя нельзя считать неискаженным в пространстве: то есть $A(\rho, z_3, \omega_0) \neq A_0(z_3) = A(\rho = 0, z_3, \omega_0)$. Поэтому следует учитывать флуктуации его уровня, как в (3.1)-(3.2):

$$\begin{aligned} A(\rho, z_3, \omega_0) &\approx A_0(z_3) \exp[\chi(\rho, z_3, \omega_0)] = \\ &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_3)} \exp[\chi(\rho, z_3, \omega_0)], \end{aligned} \quad (3.15)$$

где $\chi(\rho, z_3, \omega_0) = \ln[A(\rho, z_3, \omega_0)/A_0(z_3)]$.

Фазовый фронт модулированной волны ($\omega = \omega_0 + \Omega$) на выходе неоднородного ионосферного слоя описывается выражением (2.75) как

$$\varphi(\rho, z_3, \omega) = (\omega_0 + \Omega)[z_3/c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega).$$

В соответствии с (3.14)-(3.15) и (2.75) комплексное поле выходной модулированной волны (3.13) можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned} \dot{i}(\rho, z_3, \omega) &\approx A_0(z_3) \exp[\chi(\rho, z_3, \omega_0)] \exp[-j\varphi(\rho, z_3, \omega)] = \\ &= \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)} \exp[\chi(\rho, z_3, \omega_0)] \times \\ &\times \exp\{-j(\omega_0 + \Omega)[z_3/c + \bar{\tau}_r + \Delta\tau_r(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega)\}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Процесс РРВ (3.16) за ионосферным слоем (z_3) в свободном пространстве до точки приема ($\rho = 0, z = z_3 + z_1$) можно представить (см. рис.3.1) множеством лучей, образуемых участками ρ_i на поверхности амплитудно-фазового фронта выходной волны (3.16). Они имеют случайные амплитуды

$$\begin{aligned} A(\rho_i, z_3, \omega) &\approx A(\rho_i, z_3, \omega_0) \approx A_0(z_3) \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \\ &= \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z_3)} \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)], \end{aligned} \quad (3.17)$$

а также начальные фазы

$$\varphi(\rho_i, z_3, \omega) = (\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_i) + (\omega_0 + \Omega)(z_3/c + \bar{\tau}_r) + \Delta\Phi_d(\Omega). \quad (3.18)$$

Выражения для случайных амплитуд и начальных фаз лучей в точке приема ($0, z$) будут отличаться от (3.17) и (3.18) заменой $K_{oc}(z_3)$ на $K_{oc}(z) = K_{oc}$ и z_3/c на z/c :

$$\begin{aligned} A_i &= \sqrt{P_t(t)K_i} = A(\rho_i, z, \omega) \approx A_0(z) \exp[\chi(\rho_i, z_3, \omega_0)] = \\ &= \sqrt{P_t(t)K_{oc}(z)} \exp[\chi(\rho_i)] = \sqrt{P_t(t)K_{oc}} \exp(\chi_i), \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \varphi_i(\omega) &= \varphi(\rho_i, z, \omega) = (\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_i) + \\ &+ (\omega_0 + \Omega)(z/c + \bar{\tau}_r) + \Delta\Phi_d(\Omega). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Согласно (3.20) каждый i -ый луч в точке приема имеет случайный фазовый сдвиг

$$\Delta\varphi_i(\omega) = \Delta\varphi(\rho_i, \omega) = \omega\Delta\tau_r(\rho_i) = \omega_0\Delta\tau_r(\rho_i) + \Omega\Delta\tau_r(\rho_i) \quad (3.21)$$

относительно среднего значения

$$\varphi_{\text{cp}}(\omega) = \omega(z/c + \bar{\tau}_r) = \omega\tau_{\text{cp}} = \omega_0\tau_{\text{cp}} + \Omega\tau_{\text{cp}},$$

а также одинаковый нелинейный (по частоте) фазовый сдвиг $\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)$.

В соответствии с (3.19)-(3.21), при передаче модулированного сигнала (2.69) через неоднородную ионосферу и многолучевой модели РРВ принимаемый сигнал в точке ($\rho=0, z=z_0+z_1$) описывается аналогично (2.77):

$$\begin{aligned} s_r(t) &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{i=1}^M \sqrt{P_i(t)K_{\text{oc}}} \exp[\chi(\rho_i, z_0, \omega_0)] \exp\{j[\Phi_i(t) - \varphi(\rho_i, z, \omega)]\} \times \right. \\ &\times \exp(j\omega_0 t) \left. \right\} = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \sum_{i=1}^M \sqrt{K_{\text{oc}}} \exp[\chi(\rho_i)] \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_i)] \times \right. \\ &\times \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] \exp[j\Omega(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \frac{d\Omega}{2\pi} \exp[j\omega_0(t - z/c - \bar{\tau}_r)] \left. \right\} = \\ &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \dot{K}(\omega) \dot{K}_{\text{д}}(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(j\omega_0 t') \right\}. \end{aligned}$$

(3.22)

Здесь $\dot{K}_{\text{д}}(\Omega) \sim F^2 \bar{N}_T / f_0^3$ определяется согласно (2.79), $t' = t - z/c - \bar{\tau}_r = t - \tau_{\text{cp}}$, а передаточная функция трансionoсферного КС на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ есть

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega) &= \sum_{i=1}^M K_i \exp(-j\omega\Delta\tau_i) = \sqrt{K_{\text{oc}}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i)] \times \\ &\times \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_r(\rho_i)] = \sqrt{K_{\text{oc}}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i)] \times \\ &\times \exp[-j80,8\pi(f_0 + F)\Delta N_T(\rho_i)/cf_0^2]. \end{aligned} \quad (3.23)$$

По виду (3.23) отличается от (2.78) лишь наличием сомножителя

$$\exp[\chi(\rho_i)] = \exp[\chi(\rho_i, z_0, \omega_0)] = A(\rho_i, z_0, \omega_0) / A_0(z_0) = K_i / \sqrt{K_{\text{oc}}},$$

(3.24)

характеризующего, согласно (3.15), (3.19), флуктуации амплитуды лучей, приходящих в точку приема, относительно их среднего значения $A_0 = \sqrt{P_t(t)K_{oc}}$.

Если флуктуации амплитуды приходящих лучей не учитывать $\chi(\rho_i) = 0$, то, согласно (3.19), будем иметь

$$\exp[\chi(\rho_i)] = A(\rho_i, z_3, \omega_0) / A_0(z_3) = 1; \quad K_i = \sqrt{K_{oc}};$$

$$A_i = \sqrt{P_t(t)K_i} = \sqrt{P_t(t)K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)] = \sqrt{P_t(t)K_{oc}},$$

и выражение (3.23) сводится к (2.77).

Таким образом, выражение (3.22) описывает принимаемый модулированный сигнал в транссионферном многолучевом КС, передаточная функция $\dot{K}(\omega)$ которого, согласно (3.23), зависит от флуктуаций не только начальных фаз $\Delta\varphi_i = \omega\Delta\tau_r(\rho_i)$ приходящих лучей, но и амплитудных коэффициентов передачи $K_i = \sqrt{K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)]$.

Заметим, что в соответствии с (3.23) функция $\dot{K}(\omega)$ многолучевого транссионферного КС зависит также от параметров ионосферных неоднородностей $\Delta N_T(\rho_i)$ и передаваемых сигналов $(f_0, F = F_0)$ через величину флуктуаций фазового фронта различных участков выходной волны, которая имеет вид $\Delta\varphi_i(\omega) = \omega\Delta\tau_r(\rho_i) \sim (f_0 + F)\Delta N_T(\rho_i) / f_0^2$. Поэтому флуктуации уровня в различных участках амплитудного фронта выходной волны $\chi(\rho_i) = \chi(\rho_i, z_3, \omega_0)$ будут зависеть от параметров $\Delta N_T(\rho_i)$ и f_0 аналогично $\Delta\varphi_i$, то есть $\chi(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0$. Однако соответствующая аналитическая взаимосвязь в рамках упрощенной многолучевой модели транссионферного РРВ (см. рис. 3.1) не устанавливается.

Достоверность (3.22)-(3.23) подтверждается тем, что в частном случае передачи монохроматического сигнала

($\omega = \omega_0$) они сводятся к ранее полученным выражениям (3.10)-(3.11).

Как отмечалось выше, различие амплитуд лучей, проходящих в точку приема ($K_i \neq \sqrt{K_{oc}}$) не приводит к изменению гауссовского характера комплексного коэффициента передачи \dot{b} (3.11) многолучевого КС [21]. Поэтому передаточная функция $\dot{K}(\omega)$ для такого КС (3.23) остается комплексным гауссовским случайным процессом. Отсюда следует, что ее статистические характеристики, как и характеристики принимаемого модулированного сигнала в многолучевом транссионосферном КС, не изменятся по сравнению с (2.99), (2.93) и (2.102) при $\chi(\rho_i, z_s, \omega_0) = \chi(\rho_i) = \chi_i = 0$ и $K_i = \sqrt{K_{oc}}$:

$$\begin{aligned} K_H(\Delta\Omega) &= \langle \dot{K}(\omega_1) \dot{K}^*(\omega_2) \rangle / 2\sigma_b^2 = K(\Delta\Omega) / 2\sigma_b^2; \\ \bar{E}_r &= \alpha_p^2 E_t + 2\sigma_b^2 E_t = K_{oc} E_t = E_r; \\ \bar{P}_r(t) &= \alpha_p^2 E_t \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times K_H(\Delta\Omega) \exp[j\Delta\Omega t'] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Выражения (3.22), (3.23), (2.99), (2.102) и (2.93) для принимаемого сигнала $s_r(t)$, передаточной функции $\dot{K}(\omega)$ транссионосферного КС, его нормированной двухчастотной корреляционной функции $K_H(\Delta\Omega)$, средней мощности $\bar{P}_r(t)$ и энергии \bar{E}_r принимаемого сигнала полностью задают многолучевую модель транссионосферного КС при передаче модулированного сигнала с учетом флуктуаций амплитуды лучей.

3.2. Структурно-физическая модель транссионосферного КС на основе метода параболического уравнения

Выражения (3.11) и (3.23) для комплексного коэффициента передачи \dot{b} и передаточной функции $\dot{K}(\omega)$ многолучевого транссионосферного КС с учетом флуктуаций фаз $\Delta\varphi_i = \omega\Delta\tau_T(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i)/f_0$ и амплитуд приходящих лучей $A_i = \sqrt{P_i(t)K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)]$ позволяют лишь на качественном уровне проанализировать их статистические характеристики ($\langle |\dot{b}|^2 \rangle$; $K_n(\Delta\Omega) = \langle \dot{K}(\omega_1)\dot{K}(\omega_2)^* \rangle / 2\sigma_b^2$) при изменении флуктуаций фазового фронта $\Delta\varphi(\rho) \sim \Delta N_T(\rho)/f_0$ выходной волны. Взаимосвязь флуктуаций уровня в амплитудном фронте выходной волны с ее несущей частотой и флуктуациями ЭК $\chi(\rho) = \chi(\rho, z_3, \omega_0) \sim \Delta N_T(\rho)/f_0$ в рамках статистической теории связи не устанавливается, поэтому влияние $\chi(\rho)$ на среднюю мощность принимаемого сигнала \bar{P}_r в многолучевых КС там не оценивалось.

Для определения аналога \bar{P}_r – средней интенсивности поля волны в точке приема \bar{I}_r при ее транссионосферном распространении с учетом флуктуаций уровня $\chi(\rho) \neq 0$ в амплитудном фронте выходной волны, воспользуемся радиофизическим МПУ. Процесс вертикального транссионосферного РРВ с учетом дифракции внутри толстого неоднородного слоя ионосферы и за ним в свободном пространстве иллюстрирует рис. 3.2.

Задачу определения статистических характеристик поля волны в точке приема ($\rho = 0, z$) радиофизическим МПУ начнем с простейшего случая падения плоской монохроматической ($\omega = \omega_0$) волны на неоднородный слой [34, 44, 60, 63, 97, 101].

В соответствии с (1.17) и (2.24) диэлектрическая проницаемость ионосферы имеет регулярную и флуктуационную составляющие:

$$\varepsilon(\rho, z) = \bar{\varepsilon}(z) + \Delta\varepsilon(\rho, z) = \bar{\varepsilon}(z)[1 + \varepsilon_1(\rho, z)], \quad (3.26)$$

где $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - 80,8\bar{N}(z)/f_0^2$; $\Delta\varepsilon(\rho, z) = -80,8\Delta N(\rho, z)/f_0^2$;

$$\varepsilon_1(\rho, z) = \frac{\Delta\varepsilon(\rho, z)}{\bar{\varepsilon}(z)} = -\frac{80,8\Delta N(\rho, z)/f_0^2}{1 - 80,8\bar{N}(z)/f_0^2}.$$

ИЭС

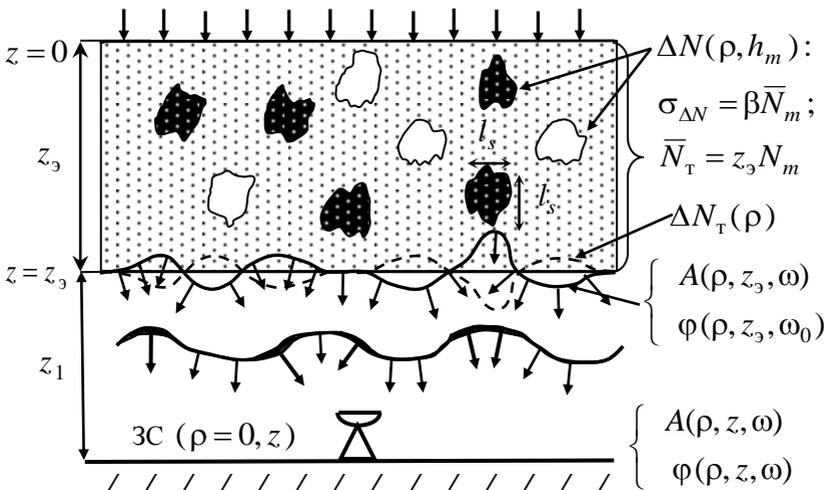


Рис. 3.2. Схема вертикального РРВ через неоднородную ионосферу в СКС в рамках МПУ.

Задача решается при тех же предположениях, что использовались ранее для МФЭ (см. раздел 2.3):

- за время РРВ через неоднородный ионосферный слой флуктуации диэлектрической проницаемости остаются неизменными: $\Delta\varepsilon(\rho, z, t) = \Delta\varepsilon(\rho, z)$, что дает возможность пренебречь флуктуациями частоты и рассматривать решения уравнений Максвелла в виде суперпозиции монохроматических волн с частотой ω ;

- длина волны намного меньше размеров неоднородностей ионосферы: $\lambda_0 \ll l_s$, что дает возможность пренебречь эффектами изменения поляризации волны.

При выполнении этих предположений (а также допущений о нулевой диэлектрической проводимости и постоянстве магнитной проницаемости) уравнения Максвелла можно свести к скалярному уравнению Гельмгольца, описывающему процесс РРВ в толстом ($z = z_3$) ионосферном слое со случайным изменением диэлектрической проницаемости:

$$\nabla^2 E + k^2 [1 + \varepsilon_1(r)] E = 0, \quad 0 < z < z_3, \quad (3.27)$$

где $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ – оператор Лапласа; E – напряженность электрического поля; $k = k_0 \sqrt{\varepsilon(z)}$ – среднее волновое число; $k_0 = 2\pi / \lambda_0 = \omega_0 / c$ – волновое число в вакууме.

При нормальном падении плоской волны на неоднородную ионосферу напряженность поля E выражается через комплексную амплитуду $\dot{U}(r)$ поля волны $\dot{u}(r)$:

$$E = \dot{u}(r) = \dot{U}(r) \exp(jkz) = \dot{U}(\rho, z) \exp(jkz). \quad (3.28)$$

С учетом (3.28) уравнение (3.27) сводится к уравнению

$$-2jk \frac{\partial \dot{U}(r)}{\partial z} + \nabla^2 \dot{U}(r) = -k^2 \varepsilon_1(r) \dot{U}(r), \quad 0 < z < z_3. \quad (3.29)$$

Решение этого уравнения относительно $\dot{U}(r)$ осуществляется с помощью МПУ. Данный метод опирается на следующие предположения (дополняющие приведенные выше) [64, 80, 101]:

- при вычислении фазы рассеянного поля справедливо френелевское приближение, соответствующее условию

$$\lambda_0 \ll l_s \ll z_3; \quad (3.30)$$

- рассеяние происходит вперед, то есть волна распространяется в пределах конуса с малым угловым раствором относительно направления распространения, что соответствует условию

$$\langle \varepsilon_1^2 \rangle z_3 / l_s = \sigma_\varepsilon^2 z_3 / l_s \ll 1, \quad (3.31)$$

где $\sigma_\varepsilon^2 = \langle \varepsilon_1^2(\rho, z) \rangle$ – дисперсия относительных флуктуаций диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(\rho, z) = \Delta\varepsilon(\rho, z) / \bar{\varepsilon}(z)$;

- мощность излучения, рассеянного назад, пренебрежимо мала, что соответствует условию

$$\sigma_\varepsilon^2 k_0^2 z_3 l_s \ll \sqrt{2} \exp(k_0^2 l_s^2 / 4); \quad (3.32)$$

- затухание когерентной составляющей волнового поля на длине волны λ_0 мало, что соответствует условию

$$\sigma_\varepsilon^2 k_0^2 l_s \ll 1. \quad (3.33)$$

При выполнении условия (3.30) уравнение (3.29) сводится к виду параболического уравнения

$$-2jk \frac{\partial \dot{U}(r)}{\partial z} + \nabla_\perp^2 \dot{U}(r) = -k^2 \varepsilon_1(r) \dot{U}(r), \quad 0 < z < z_3, \quad (3.34)$$

где $\nabla_\perp^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – поперечный лапласиан. Решение этого уравнения осуществляется при начальном условии $z = 0$.

За неоднородным ионосферным слоем, где $\varepsilon_1(r) = 0$, распространение дифрагирующей волны описывается в соответствии с (3.34) уравнением

$$-j2k \frac{\partial \dot{U}(r)}{\partial z} + \nabla_\perp^2 \dot{U}(r) = 0, \quad z > z_3. \quad (3.35)$$

Начальное условие для (3.35) определяется из (3.34) при $z = z_3$.

В общем случае параболическое уравнение (3.34)-(3.35) не может быть решено точно. Поэтому используются различные приближенные методы решения, среди которых

наиболее известным является марковское приближение. Оно базируется на следующих предположениях:

- при рассеянии вперед поле на заданной высоте z' зависит только от неоднородностей на высоте $z < z'$;
- при РРВ на расстояние много большее, чем масштаб пространственной корреляции $\varepsilon_1(r)$, поле волны в направлении z меняется очень мало.

Поэтому при вычислении статистических характеристик поля волны корреляционную функцию (КФ) неоднородностей $\varepsilon_1(r)$ можно приближенно заменить на

$$B_\varepsilon(r, r') = \langle \varepsilon_1(\rho, z) \varepsilon_1(\rho', z') \rangle = A_\varepsilon(\rho - \rho') \delta(z - z'), \quad (3.36)$$

где $A_\varepsilon(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} B_\varepsilon(\rho, z) dz$ – интегральная КФ относительных флуктуаций диэлектрической проницаемости ионосферы $\varepsilon_1(\rho, z)$.

Заметим, что согласно (3.26) при выполнении условия (2.25) $f_0^2 \gg 80,8 \bar{N}(z)$ значение

$$\varepsilon_1(\rho, z) \approx \Delta \varepsilon(\rho, z) = 2\Delta n(\rho, z) = -80,8 \Delta N(\rho, z) / f_0^2, \quad (3.37)$$

где $\Delta n(\rho, z)$ – флуктуации коэффициента преломления ионосферы (2.26). Поэтому интегральные КФ для $\varepsilon_1(\rho, z)$ и $\Delta N(\rho, z)$ связаны соотношением

$$A_\varepsilon(\rho) = \left(80,8 / f_0^2\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, z) dz = \left(80,8 / f_0^2\right)^2 A_{\Delta N}(\rho), \quad (3.38)$$

где $A_{\Delta N}(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, z) dz$ – интегральная КФ флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, z)$.

На основе параболических уравнений (3.34)-(3.35) и марковского приближения (3.36), можно получить выраже-

ния для средней интенсивности \bar{I}_r поля волны в точке приема ($\rho = 0, z$) [34, 132]. При передаче монохроматического сигнала (2.21) интенсивность регулярной составляющей поля принимаемой волны $\langle \dot{U}(\rho = 0, z) \rangle$ определяется МПУ как

$$\begin{aligned} I_p(z) &= \left| \langle \dot{U}(\rho = 0, z) \rangle \right|^2 = A_0^2 \exp \left[-k_0^2 z_3 A_\varepsilon(0) / 4 \right] = \\ &= A_0^2 \exp \left[- (r_e \lambda_0)^2 z_3 A_{\Delta N}(0) \right] = \\ &= A_0^2 \exp \left[- (80,8\pi / cf_0)^2 z_3 A_{\Delta N}(0) \right] = A_0^2 \exp \left(-\sigma_\varphi^2 \right), \end{aligned} \quad (3.39)$$

где $k_0 = 2\pi / \lambda_0 = 2\pi f_0 / c$, $r_e \lambda_0 = 80,8\pi / cf_0$, а $A_\varepsilon(0)$ в соответствии с (3.38) определяется как

$$A_\varepsilon(0) = A_\varepsilon(\rho = 0) = (80,8 / f_0^2)^2 A_{\Delta N}(0). \quad (3.40)$$

Отметим, что входящее в (3.39) выражение для σ_φ^2 совпадает по виду с формулой для флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного ионосферного слоя толщиной z_3 , полученной в рамках МФЭ (2.46).

Для гауссовской КФ флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы (2.9) выражение для σ_φ^2 с учетом (2.17), (3.40) можно представить в наиболее удобном для анализа и расчета виде

$$\sigma_\varphi^2 = \sqrt{\pi} (80,8\pi / c)^2 z_3 I_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2 = \sqrt{\pi} k_0^2 z_3 I_s \sigma_\varepsilon^2 / 4, \quad (3.41)$$

где $\sigma_\varepsilon^2 = (80,8\sigma_{\Delta N} / f_0^2)^2$.

Заметим, что первое выражение для σ_φ^2 совпадает с (2.46), полученным в рамках МФЭ, область применимости которого ограничена условием $\sigma_\varphi \ll 1$. Однако здесь оно получено с помощью МПУ и соответствует области применимости (3.30)-(3.36). Второе выражение удобно для аналогичного сравнения и его анализ указывает на справедливость применения (3.41) при $\sigma_\varphi \gg 1$.

В соответствии с (3.39) и (2.59), выражения для средней интенсивности поля монохроматической волны в точке приема и ее составляющих имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{I}_r(z) &= I_p(z) + I_{\text{фл}}(z) = A_0^2 \exp(-\sigma_\varphi^2) + \\ &+ A_0^2 [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = A_0^2 = K_{\text{ос}} P_t, \end{aligned} \quad (3.42)$$

где σ_φ^2 определяется (3.41), справедливым как при $\sigma_\varphi \ll 1$, так и при $\sigma_\varphi \gg 1$.

Тождественность выражений для средней мощности принимаемого сигнала в многолучевом транссионсферном КС (2.40), (2.43) и средней интенсивности поля волны в точке приема (3.42), подтверждают справедливость ранее установленных взаимосвязей (2.66) между $\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\}$ и величиной $\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$, а также возможность применения (2.67) и (2.68) для $\langle |b|^2 \rangle$ и \bar{P}_r в области как $\sigma_\varphi \ll 1$, так и $\sigma_\varphi \gg 1$. При передаче модулированного сигнала (2.69) средняя интенсивность поля принимаемой волны описывается выражением общего вида (2.112):

$$\bar{I}_r(t) = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \Gamma(\Omega_1, \Omega_2) \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] d\Omega_1 d\Omega_2. \quad (3.43)$$

Входящая в (3.43) двухчастотная однопозиционная функция когерентности $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ поля модулированной волны в точке приема ($z, \rho = 0$) при ее транссионсферном распространении определяется из более общего выражения для комплексной нормированной двухчастотной двухпозиционной (ρ_1, ρ_2) функции когерентности $\dot{\Gamma}_n(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2, z)$ поля этой волны, полученного МПУ в виде [132]

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}_H(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1, \rho_2, z) = \Gamma_H(B, \Delta\rho, z) = & \exp\left[-\frac{k_p^4 A_N(0) z_3 (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 k_0^2}\right] \times \\ & \times \exp\left\{\frac{j\pi^2 k_p^4}{k_0 B} \int_0^\infty \left\{ \exp\left[\frac{j\kappa_\perp^2 (z-z_3)B}{k_0(1-B^2)}\right] - \exp\left[\frac{j\kappa_\perp^2 zB}{k_0(1-B^2)}\right] \right\} \times \right. \\ & \left. \times \frac{\Phi_N(\kappa_\perp, 0) J_0(\kappa_\perp \Delta\rho)}{\kappa_\perp} d\kappa_\perp \right\}, \end{aligned} \quad (3.44)$$

где $B = (\omega_1 - \omega_2) / 2\omega_0 = \Delta\Omega / \omega_0$; $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$; $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi f_0 / c$; $k_p = \omega_p / c = 2\pi f_p / c = 2\pi(80,8\bar{N})^{1/2} / c$ – волновое число, соответствующее плазменной частоте $f_p = (80,8\bar{N})^{1/2}$.

Для точки приема ($z, \rho = 0$) значения $\rho_1 = \rho_2 = \Delta\rho = 0$, $J_0(\kappa_\perp \Delta\rho = 0) = 1$ и выражение (3.44) упрощается:

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}_H(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1 = 0, \rho_2 = 0, z) = \Gamma_H(B, z) = & \exp\left[-\frac{k_p^4 A_N(0) z_3 (1+B^2)}{4(1-B^2)^2 k_0^2}\right] \times \\ & \times \exp\left\{\frac{j\pi^2 k_p^4}{k_0 B} \int_0^\infty \left\{ \exp\left[\frac{j\kappa_\perp^2 (z-z_3)B}{k_0(1-B^2)}\right] - \exp\left[\frac{j\kappa_\perp^2 zB}{k_0(1-B^2)}\right] \right\} \frac{\Phi_N(\kappa_\perp, 0)}{\kappa_\perp} d\kappa_\perp \right\}. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Входящие в (3.45) функции $A_N(0)$ и $\Phi_N(\kappa_\perp, 0)$ отличаются от ранее введенных (2.20) функций $A_{\Delta N}(0)$ и $\Phi_{\Delta N}(\kappa_\perp, 0)$ тем, что они определяются КФ относительных флуктуаций ЭК ($\Delta N / \bar{N}$), а не абсолютных (ΔN):

$$B_N(r) = \left\langle \frac{\Delta N(r_1)}{\bar{N}} \cdot \frac{\Delta N(r_1 - r)}{\bar{N}} \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\Delta N(r)}{\bar{N}} \right)^2 \right\rangle = \frac{\sigma_{\Delta N}^2}{(\bar{N})^2}.$$

Для относительных флуктуаций ЭК ($\Delta N / \bar{N}$) ионосферы гауссовская КФ и спектральная плотность отличаются от (2.9)-(2.10) на величину $(\bar{N})^2$:

$$B_N(r) = \frac{\sigma_{\Delta N}^2}{(\bar{N})^2} \exp\left(-\frac{r^2}{l_s^2}\right) = \frac{B_{\Delta N}(r)}{(\bar{N})^2}; \quad (3.46)$$

$$\Phi_N(\kappa) = \frac{\sigma_{\Delta N}^2 l_s^3}{8\pi\sqrt{\pi}(\bar{N})^2} \exp\left(-\frac{\kappa^2 l_s^2}{4}\right) = \frac{\Phi_{\Delta N}(\kappa)}{(\bar{N})^2}. \quad (3.47)$$

В соответствии с этим, интегральная КФ относительных флуктуаций ЭК определяется по аналогии с (2.11), (2.19) выражением

$$\begin{aligned} A_N(\rho) &= \int_{-\infty}^{\infty} B_N(\rho, z) dz = \frac{1}{(\bar{N})^2} \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\rho, z) dz = \\ &= \frac{(2\pi)^2}{(\bar{N})^2} \int_0^{\infty} \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) J_0(\kappa_{\perp} \rho) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} = \frac{A_{\Delta N}(\rho)}{(\bar{N})^2}, \end{aligned}$$

которое при $\rho = 0$ с учетом (2.20) принимает вид

$$A_N(0) = \frac{(2\pi)^2}{(\bar{N})^2} \int_0^{\infty} \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} = A_N(0)/(\bar{N})^2.$$

С учетом этого и (3.38) можно записать два равенства:

$$\begin{aligned} \frac{k_p^4}{k_0^2} A_N(0) &= k_0^2 \left(\frac{k_p}{k_0}\right)^2 A_{\Delta N}(0) = \\ &= k_0^2 \left(\frac{80,8\bar{N}}{f_0^2}\right)^2 \frac{A_{\Delta N}(0)}{(\bar{N})^2} = k_0^2 A_{\varepsilon}(0); \quad (3.48a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{k_p^4}{k_0^2} \Phi_N(\kappa_{\perp}, 0) &= k_0^2 \left(\frac{k_p}{k_0}\right)^2 \Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0) = \\ &= k_0^2 \left(\frac{80,8\bar{N}}{f_0^2}\right)^2 \frac{\Phi_{\Delta N}(\kappa_{\perp}, 0)}{(\bar{N})^2} = k_0^2 \Phi_{\varepsilon}(\kappa_{\perp}, 0). \quad (3.48б) \end{aligned}$$

Равенства (3.48) позволяют получить (3.45) как

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}_H(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1 = 0, \rho_2 = 0, z) = \Gamma_H(B, z) = \exp \left[-\frac{k_0^2 A_\varepsilon(0) z_3}{4} \frac{1+B^2}{(1-B^2)^2} \right] \times \\ \times \exp \left\{ \frac{j\pi^2 k_0^3}{B} \int_0^\infty \left\{ \exp \left[\frac{j\kappa_\perp^2 (z-z_3) B}{k_0 (1-B^2)} \right] - \exp \left[\frac{j\kappa_\perp^2 z B}{k_0 (1-B^2)} \right] \right\} \frac{\Phi_\varepsilon(\kappa_\perp, 0)}{\kappa_\perp} d\kappa_\perp \right\}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Первый сомножитель в (3.49) с учетом (3.39) и соотношения $B = \Delta\Omega / 2\omega_0 \ll 1$ сводится к виду

$$\begin{aligned} \exp \left[-\frac{k_0^2 A_\varepsilon(0) z_3}{4} \frac{1+B^2}{(1-B^2)^2} \right] = \exp \left[-\frac{\sigma_\varphi^2 (1+B^2)}{(1-B^2)^2} \right] \approx \\ \approx \exp[-\sigma_\varphi^2 (1+B^2)] = \exp(-\sigma_\varphi^2) \exp \left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_\varphi} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.50)$$

где σ_φ^2 определяется согласно (3.41).

С учетом второго сомножителя модуль комплексной функции $\dot{\Gamma}_H(\Omega_1, \Omega_2, z)$ можно привести к виду [132]

$$\begin{aligned} \Gamma_H(\Omega_1, \Omega_2) = \left| \dot{\Gamma}_H(\Omega_1, \Omega_2, \rho_1 = 0, \rho_2 = 0, z) \right| = \\ = \exp \left[-\frac{(\omega_1 - \omega_2)^2 \sigma_\varphi^2 (2 + d_1^2)}{4\omega_0^2} \right] = \exp \left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{2\omega_0 / \sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Коэффициент d_1^2 здесь определяется как

$$d_1^2 = (3z^2 - 3z z_3 + z_3^2) / 6k_0^2 a^4, \quad (3.52)$$

где $\frac{1}{a^4} = \int_0^\infty \Phi_{\Delta V}(\kappa_\perp, 0) \kappa_\perp^5 d\kappa_\perp / \int_0^\infty \Phi_{\Delta V}(\kappa_\perp, 0) \kappa_\perp d\kappa_\perp$.

В соответствии с (3.51) выражение для определения двухчастотной однопозиционной функции когерентности с помощью МПУ можно записать в неизменном виде по сравнению с МФЭ (2.106)-(2.107):

$$\Gamma(\Omega_1, \Omega_2) = K_{\text{oc}} \Gamma_{\text{H}}(\Omega_1, \Omega_2) = K_{\text{oc}} \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_{\text{K}})^2]; \quad (3.53)$$

$$\Delta\Omega_{\text{K}} = 2\omega_0/\sigma_{\varphi}(2+d_1^2)^{1/2} = \sqrt{2}\omega_0/\sigma_{\varphi}(1+d_1^2/2)^{1/2}. \quad (3.54)$$

Отметим здесь, что коэффициент d_1^2 , определяемый МФЭ выражением (2.108), при использовании МПУ (учитывающего дифракционные эффекты внутри и за неоднородным ионосферным слоем) описывается более сложным выражением (3.52).

При гауссовской КФ неоднородностей (2.9) спектральная плотность флуктуаций ЭК $\Phi_{\Delta N}(\kappa)$ определяется (2.10) и коэффициент d_1^2 определяется как

$$d_1^2 = \frac{(3z^2 - 3z z_3 + z_3^2)}{6k_0^2} \cdot \frac{1}{8l_s^4} = \frac{(3z^2 - 3z z_3 + z_3^2)c^2}{48\omega_0^2 l_s^4}, \quad (3.55)$$

где z – расстояние от верхней границы ионосферного слоя (толщиной z_3) до точки приема.

Учитывая, что $z = z_3 + z_1$, выражение (3.55) можно представить в виде явной зависимости от толщины ионосферного слоя z_3 и расстояния z_1 от его нижней границы до точки приема как

$$d_1^2 = \frac{(z_3^2 - 3z_3 z_1 + 3z_1^2)c^2}{48\omega_0^2 l_s^4} = \frac{(z_3^2 - 3z_3 z_1)c^2}{48\omega_0^2 l_s^4} + \frac{z_1^2 c^2}{16\omega_0^2 l_s^4}. \quad (3.56)$$

В частном случае применения МФЭ, учитывающего проявление дифракционных эффектов только на пути $z_1 = z - z_3$ за ионосферным слоем (то есть при $z_3 = 0$ и $z_1 = z$), первое слагаемое выражения (3.56) равно нулю и само оно сводится к виду (2.108): $d_1^2 = z_1^2 c^2 / 16\omega_0^2 l_s^4$.

Сравнение (3.55, 3.56) и (2.108) показывает, что при учете дифракционных эффектов внутри ионосферного слоя (z_3) и за ним в свободном пространстве (z_1) с помощью МПУ пара-

метр d_1^2 возрастает по сравнению с МФЭ пропорционально $z_3^2 - 3z_3 z_1$. Поэтому, согласно (2.107), полоса когерентности $\Delta\Omega_k$ трансionoсферного КС при учете дифракционных эффектов внутри ионосферного слоя и за ним будет меньше, чем в случае учета этих эффектов лишь за ионосферным слоем.

Таким образом, выражения (3.43) и (3.53)-(3.54) для средней интенсивности поля модулированной волны в точке приема при ее трансionoсферном распространении $\bar{I}_r(t)$, двухчастотной однопозиционной функции когерентности этой волны $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ и полосы когерентности поля $\Delta\Omega_k$, полученные в рамках МПУ, совпадают по виду с соответствующими выражениями (2.103)-(2.107), полученными с помощью МФЭ. Единственное отличие этих результатов состоит в том, что входящий в (2.107) для $\Delta\Omega_k = \Psi(\omega_0 / \sigma_\varphi, d_1^2)$ коэффициент d_1^2 , полученный в МПУ (3.55)-(3.56), будет превышать его значение d_1^2 (2.108), полученное в МФЭ, поскольку учитывает нарастание дифракционных эффектов во фронте волны не только за неоднородным ионосферным слоем, но и внутри его.

Отсюда следует, что выражение (3.43) для $\bar{I}_r(t)$ можно подобно (2.103) привести к виду (2.114):

$$\bar{I}_r(t) = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) E_t |U_d(t')|^2 + K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] E_t \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \exp[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_k)^2] \exp(j\Delta\Omega t') d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (3.57)$$

отличающемся от последнего тем, что в выражении для полосы когерентности $\Delta\Omega_k = \sqrt{2}\omega_0 / \sigma_\varphi (1 + d_1^2 / 2)^{1/2}$ значение коэффициента d_1^2 определяется в МПУ по формулам (3.55) и превышает величину d_1^2 (2.108), определяемой в МФЭ.

Поскольку выражение для $\bar{I}_r(t)$ (3.57) тождественно выражению (2.102) для средней мощности принимаемого сигнала в многолучевом транссионсферном КС

$$\bar{P}_r(t) = \alpha_p^2 E_t^2 \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + 2\sigma_\phi^2 E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) K_H(\Delta\Omega) \times \\ \times \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi},$$

искомая взаимосвязь соответствует ранее установленной (2.124), то есть

$$K_H(\Delta\Omega) = \exp \left[- \left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_K} \right)^2 \right] = \exp \left\{ - \left[\frac{\Delta\Omega \sigma_\phi (1 + d_1^2/2)^{1/2}}{\sqrt{2}\omega_0} \right]^2 \right\}, \quad (3.58)$$

с теми отличиями, что определяемое с помощью МПУ значение σ_ϕ^2 (3.41) справедливо и при $\sigma_\phi \gg 1$, а значение d_1^2 определяется как (3.55) и превышает найденную ранее МФЭ величину d_1^2 (2.108).

3.3. Выводы

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Представление ионосферы в виде (см. рис. 3.1) толстого слоя (z_3) с неоднородностями ЭК ($\Delta N(\rho, z)$) позволяет описать флуктуации фазового $\phi(\rho, z_3, \omega)$ и амплитудного $A(\rho, z_3, \omega)$ фронта монохроматической ($\omega = \omega_0$) и модулированной ($\omega = \omega_0 + \Omega$) волны на выходе слоя согласно (3.1)-(3.2) и (3.16).

2. Процесс РРВ за ионосферой в свободном пространстве до точки приема ($\rho = 0, z = z_3 + z_1$) можно представить в виде совокупности лучей ($i = 1 \dots M$), образованных элементарными участками (ρ_i) амплитудного и фазового

фронта выходной монохроматической или модулированной волны. Амплитуды $A_i = \sqrt{P_i(t)K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)]$ и фазы φ_i лучей в точке приема при передаче монохроматического сигнала описываются выражениями (3.6)-(3.7) и (3.8)-(3.9), а при передаче модулированных сигналов – выражениями (3.19) и (3.20)-(3.21).

3. На основе (3.6)-(3.9) получены выражения для принимаемого монохроматического ($\omega = \omega_0$) сигнала (3.10) $s_r(t)$ в многолучевом транссионсферном КС и коэффициента его передачи \dot{b} (3.11) в зависимости от флуктуаций фазы $\Delta\varphi_i = \omega\Delta\tau_T(\rho_i)$ и уровня амплитуды $\chi_i = \chi(\rho_i)$ различных участков (ρ_i) фронта выходной волны.

4. На основе (3.19)-(3.21) получены выражения для принимаемого модулированного ($\omega = \omega_0 + \Omega$) сигнала $s_r(t)$ в транссионсферном КС (3.22) и его передаточной функции (3.23) $\dot{K}(\omega)$ в зависимости от $\Delta\varphi(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i)/f_0$ и $\chi(\rho_i)$.

5. Поскольку флуктуации амплитудных коэффициентов передачи лучей $K_i = \sqrt{K_{oc}} \exp[\chi(\rho_i)] \neq \sqrt{K_{oc}}$ не приводят к изменению гауссовского характера случайного коэффициента передачи \dot{b} или передаточной функции $\dot{K}(\omega)$ многолучевого КС, то их статистические характеристики не изменятся по сравнению с (2.39) и (2.99) для $\langle |\dot{b}|^2 \rangle$ и $K_H(\Delta\Omega)$ в приближении МФЭ (то есть при $\chi(\rho_i) = 0$, $K_i = \sqrt{K_{oc}}$). Поэтому и выражения для средней мощности (2.43), (2.102) принимаемого монохроматического \bar{P}_r и модулированного $\bar{P}_r(t)$ сигнала и средней энергии последнего \bar{E}_r (2.93), полученные в приближении МФЭ, остаются справедливыми и для модели многолучевого трансiono-

сферного КС, учитывающей различия амплитуд лучей ($\chi_i = \chi(\rho_i) \neq 0$).

6. Чтобы оценить влияние флуктуаций амплитуды во фронте выходной волны на статистические характеристики поля принимаемой волны целесообразно использовать результаты радиофизического МПУ, учитывающего дифракционные эффекты не только за неоднородным ионосферным слоем, но и внутри него (рис.3.2). Произведенный анализ области применимости МПУ показывает, что она ограничена условиями (3.30)-(3.36), согласно которым результаты МПУ справедливы при значениях $\sigma_\varphi \gg 1$ (тогда как область применимости МФЭ ограничена условием $\sigma_\varphi \ll 1$).

7. Сравнение выражений (3.42) и (2.59) для средней интенсивности поля монохроматической волны ($\bar{I}_r = I_p + I_{\text{фл}}$) в точке приема при ее транссионосферном распространении, полученных на основе МПУ и МФЭ, показывает их полное совпадение. Одинаковыми являются и выражения для $\sigma_\varphi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$, найденные с помощью МПУ (3.41) и МФЭ (2.46). Однако расчеты величины \bar{I}_r по формуле (2.59) справедливы только при $\sigma_\varphi \ll 1$, а по формуле (3.42) – и при $\sigma_\varphi \gg 1$. Поэтому результаты МПУ (3.41)-(3.42) можно использовать при значениях $\sigma_{\Delta N}$, соответствующим как нормальной ионосфере, так и ВИ.

8. Тождественность выражений для средней мощности принимаемого монохроматического сигнала в многолучевом транссионосферном КС \bar{P}_r (2.43) и средней интенсивности поля монохроматической волны в точке приема \bar{I}_r (3.42), полученной с помощью МПУ, подтверждают:

- справедливость ранее установленных взаимосвязей (2.66) $\{\alpha_p^2, 2\sigma_b^2\} = \Psi(\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0)$;

- возможность применения выражений (2.67), (2.68) для $\langle |b|^2 \rangle$ и \bar{P}_r в области значений не только $\sigma_\varphi \ll 1$ но и $\sigma_\varphi \gg 1$.

9. Анализ выражений (3.43), (3.53), (3.54) для средней интенсивности поля модулированной волны в точке приема при ее транссионферном распространении $\bar{I}_r(t)$, двухчастотной однопозиционной функции когерентности $\Gamma(\Omega_1, \Omega_2)$ этой волны и ее полосы когерентности $\Delta\Omega_k$, полученных МПУ, показывает совпадение по виду с соответствующими выражениями (2.103)-(2.107), полученными в МФЭ. Единственное различие этих результатов состоит в том, что входящий в формулу (2.107) для $\Delta\Omega_k = \Psi(\omega_0 / \sigma_\varphi, d_1^2)$ коэффициент d_1^2 (2.108) будет меньше полученного в рамках МПУ (3.55)-(3.56), поскольку последний учитывает нарастание дифракционных эффектов не только за неоднородным ионосферным слоем, но и внутри него.

10. Тожественность выражения для средней интенсивности поля модулированной волны в точке приема $\bar{I}_r(t)$, полученного в МПУ как (3.57), и выражения (2.102) для средней мощности принимаемого модулированного сигнала в транссионферном КС $\bar{P}_r(t)$ указывает на справедливость установленной (2.124) взаимосвязи $K_H(\Delta\Omega) = \psi(F_k \sim f_0 / \sigma_\varphi)$ с учетом двух отличий от результатов применения МФЭ:

- выражение (3.41) для σ_φ^2 , совпадающее по виду с (2.46), справедливо и при $\sigma_\varphi \ll 1$, и при $\sigma_\varphi \gg 1$;
- входящий в выражение для $\Delta\Omega_k$ коэффициент d_1^2 определяется по формуле (3.55) и превышает найденное с помощью МФЭ значение d_1^2 (2.108).

4. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИЕМА СИГНАЛОВ В ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ КАНАЛАХ СВЯЗИ С ЗАМИРАНИЯМИ И ДИСПЕРСИОННЫМИ ИСКАЖЕНИЯМИ

4.1. Помехоустойчивость приема сигналов в трансионосферных КС с общими БЗ

Как отмечалось в главе 1, третьей частной научной задачей исследований является теоретическое обобщение методов анализа помехоустойчивости некогерентного (НК) приема сигналов в КС при одновременном проявлении замираний различных типов (общих БЗ или ЧСЗ), МСИ и ДИ. Требуемый научной результат заключается в установлении аналитических зависимостей (1.68):

$$\gamma^2 = \Psi\left(\sigma_\varphi \sim \frac{\sigma_{\Delta N}}{f_0}\right); \quad \eta_\text{ч} = \Psi\left(\frac{F_0}{F_\text{к}}\right); \quad \eta_\text{м} = \Psi\left(\frac{1}{T_s F_\text{к}}\right);$$

$$\eta_\text{д} = \Psi\left(\frac{F_0}{F_\text{д}}\right); \quad P_\text{ош} = \Psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_\text{ч}, \eta_\text{м}, \eta_\text{д}),$$

где $0 \leq \gamma^2 \leq \infty$; $\eta_\text{ч} \leq 1$; $\eta_\text{м} \geq 0$; $\eta_\text{д} \leq 1$ — коэффициенты, характеризующие глубину общих БЗ и энергетические потери при обработке сигналов с различной степенью ЧСЗ ($F_0 / F_\text{к}$), МСИ ($1 / T_s F_\text{к}$) и ДИ ($F_0 / F_\text{д}$).

Решение этой задачи представляется целесообразным осуществить в несколько этапов последовательно для случаев проявления в трансионосферных КС: 1) общих БЗ; 2) ЧСЗ в отсутствие МСИ; 3) ЧСЗ с МСИ при передаче простых сигналов ($B_s = 1$); 4) ЧСЗ с МСИ при передаче простых сигналов с ЗИ ($B_s = 1$, $B_\text{сл} > 1$); 5) ЧСЗ с МСИ при передаче сложных сигналов ($B_s > 1$, $B_\text{сл} = 1$); 6) общих БЗ, ЧСЗ, МСИ одновременно с ДИ.

Согласно выражениям (1.12), (2.93) помехоустойчивость НК приема двоичных, ортогональных в усиленном смысле, сигналов с общими БЗ райсовского типа определяется как

$$P_{\text{ош}} = \frac{\gamma^2 + 1}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[- \frac{\gamma^2 \overline{h^2}}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \right],$$

где $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2$ – коэффициент, характеризующий глубину общих замираний (величина, обратная параметру глубины $\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2$ общих БЗ); $\overline{h^2} = \overline{E_r} / N_0 = E_r / N_0 = h^2$ – среднее энергетическое отношение «сигнал/шум» на входе приемника, равное соответствующему отношению ($h^2 = E_r / N_0$) при отсутствии замираний; $\overline{E_r} = \alpha_p^2 E_t + 2\sigma_b^2 E_t = K_{\text{ос}} E_t = E_r$ – средняя энергия принимаемого сигнала в КС с райсовскими БЗ, равная энергии принимаемого сигнала в КС без замираний.

Результаты установленных взаимосвязей (2.66), (2.123) мощность регулярной (α_p^2) и флуктуационной ($2\sigma_b^2$) составляющих общих БЗ в транссионосферном КС с дисперсией флуктуаций фазового фронта (σ_φ^2) волны на выходе неоднородного слоя показывают, что выражение (2.93) для $\overline{E_r}$ не изменится

$\overline{E_r} = \alpha_p^2 E_t + 2\sigma_b^2 E_t = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_\varphi^2) E_t + K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] E_t = K_{\text{ос}} E_t = E_r$, а коэффициент общих БЗ γ^2 принимает искомый (1.68) вид

$$\gamma^2 = \frac{\alpha_p^2}{2\sigma_b^2} = \frac{K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_\varphi^2)}{K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)]} = \frac{1}{\exp(\sigma_\varphi^2) - 1}, \quad (4.1)$$

где σ_φ определяется согласно (2.46), (3.41) как

$$\sigma_{\varphi} = \sqrt[4]{\pi} \left(\frac{80,8\pi}{c} \right) \sqrt{z_s l_s} \left(\frac{\sigma_{\Delta N}}{f_0} \right), \text{ (рад)}. \quad (4.2)$$

Согласно (4.1) коэффициент γ^2 зависит только от величины СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны $\sigma_{\varphi} \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$ и изменяется в пределах $\infty \geq \gamma^2 \geq 0$ при увеличении σ_{φ} от 0 до ∞ . График зависимости γ^2 от σ_{φ} в соответствии с выражением (4.1) приведен на рис. 4.1а. Более детальная зависимость γ^2 от изменения σ_{φ} в пределах от 10^{-3} до 1 рад представлена на рис.4.1б.

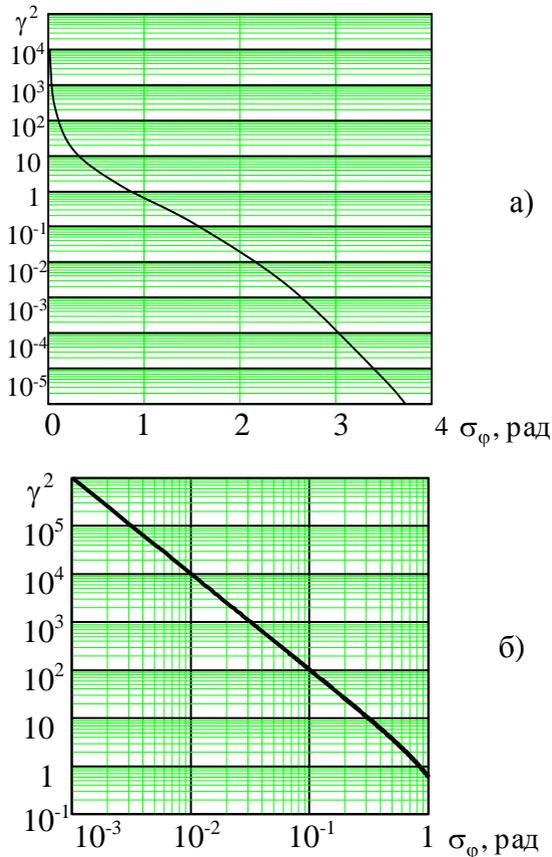


Рис. 4.1. Зависимость коэффициента γ^2 общих БЗ в транссионосферном КС от СКО флуктуаций фазового фронта σ_{φ} волны на выходе ионосферы.

На рис. 4.2 приведены графики зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2 = h^2)$, построенные согласно (1.12) при различных коэффициентах γ^2 и соответствующих им значениям $\sigma_\varphi = \sqrt{\ln(1+1/\gamma^2)}$, приведенным в таблице 4.1.

Таблица 4.1

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
γ^2	∞	100	20	15	10	5	3	0,6	0
σ_φ (рад)	0	0,1	0,22	0,25	0,31	0,43	0,54	1	∞

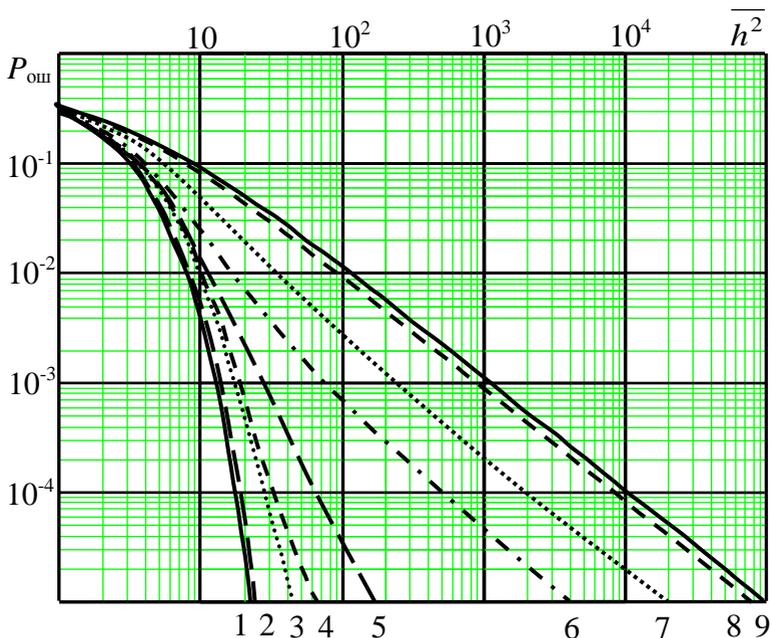


Рис.4.2. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2)$ при некогерентном приеме сигналов с различными коэффициентами общих БЗ γ^2 и соответствующими СКО флуктуаций фазового фронта волны σ_φ на выходе ионосферы (табл. 4.1).

Анализ табл. 4.1 и графиков на рис. 4.2, показывает следующее:

1). При $\sigma_\varphi \leq 0,1$ рад, когда значение $\gamma^2 \geq 10^2$ (кривые 1,2), замирания принимаемых в СКС сигналов практически отсутствуют и для достижения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо обеспечить энергетическое отношение «сигнал/шум» на входе приемника $h^2 = h_n^2 \approx 20$ ($z = z_n \approx 13$ дБ);

2). При $\sigma_\varphi \approx 0,3$ рад, когда $\gamma^2 \approx 10$ (кривая 5), принимаемые в СКС сигналы подверженных неглубоким райсовским БЗ, при которых для достижения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ потребуются обеспечить $\bar{h}^2 \approx 200$ ($\bar{z} \approx 23$ дБ). В этом случае условие осуществления космической связи (1.10) $z \geq z_n + \Delta z_n = 13 + 10 = 23$ дБ выполняется, но при максимальном энергетическом запасе $\Delta z_n = 10$ дБ.

3). При $\sigma_\varphi = 1$ рад, когда значение $\gamma^2 = 0,6$ (кривая 8), замирания принимаемых в СКС сигналов можно считать практически рэлеевскими. В этом случае для достижения $P_{\text{ош}} = P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ потребуются обеспечить $\bar{h}^2 \approx 10^5$ ($\bar{z} \approx 50$ дБ). Поэтому условие (1.34) $\bar{z} \geq z_n + \Delta z_n$ при $\Delta z_n \geq \Delta z_{\text{бз}}$ будет выполнено только при введении коэффициента защиты от общих БЗ величиной $\Delta z_{\text{бз}} \approx 37$ дБ, а при максимально реализуемом в СКС отношении «сигнал/шум» $z = z_n + \Delta z_n = 23$ дБ можно достичь лишь $P_{\text{ош}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

Отсюда следует, что даже незначительные изменения физических параметров ионосферных неоднородностей (β или $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$), приводящие к увеличению $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}$ всего на порядок (от 0,1 до 1 рад), обуславливают существенное (более, чем на 2 порядка) изменение коэффициента общих

БЗ γ^2 (от 10^2 до 0,6, т.е. в $1,7 \cdot 10^2$ раз) и снижение помехоустойчивости СКС ($P_{\text{ош}}$ возрастает до $5 \cdot 10^{-3}$, т.е. > 500 раз).

Проанализируем изменение коэффициента γ^2 (4.1) и зависимости (1.12) $P_{\text{ош}} = \Psi(\overline{h^2}, \gamma^2)$ по мере возрастания величины σ_{φ} .

1. При $\sigma_{\varphi} = 0$ будет иметь

$$\gamma^2 = [\exp(\sigma_{\varphi}^2) - 1]^{-1} = \infty; \quad P_{\text{ош}} = 0,5 \exp(-h^2/2),$$

что характерно для КС без замираний (1.11).

2. При $\sigma_{\varphi} \leq 1$ рад будет иметь

$$0 < \gamma^2 < \infty; \quad P_{\text{ош}} = \frac{\gamma^2 + 1}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \exp\left[-\frac{\gamma^2 + \overline{h^2}}{h^2 + 2(\gamma^2 + 1)}\right],$$

что характерно для КС с БЗ райсовского типа.

При этом соотношение $\sigma_{\varphi} \leq 1$, как показано в п. 2.3, согласуется по виду с известными (1.19) условиями возникновения райсовских БЗ в многолучевых КС:

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i \ll 2\pi; \quad \Delta\tau_i \ll 1/f_0.$$

3. При $\sigma_{\varphi} \gg 1$ рад будем иметь

$$\gamma^2 \approx 0; \quad P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2}),$$

что характерно для КС с БЗ рэлеевского типа (1.13). При этом соотношение $\sigma_{\varphi} \gg 1$ согласуется по виду с известными (1.20) условиями возникновения рэлеевских БЗ в многолучевых КС:

$$\Delta\varphi_i = \omega_0 \Delta\tau_i = 2\pi f_0 \Delta\tau_i \gg 2\pi; \quad 1/f_0 \ll \Delta\tau_i \ll 1/F_0.$$

4.2. Помехоустойчивость приема сигналов в трансионсферных КС с частотно-селективными замираниями

В первой главе было показано, что анализ помехоустойчивости НК схемы приема сигналов с ЧСЗ в КС многолучевостью позволяет получить зависимость (1.49) – (1.50) $P_{\text{ош}} = \overline{\psi(h^2 \eta_{\text{ч}})}$, где коэффициент энергетических потерь при НК обработке сигналов с ЧСЗ $\eta_{\text{ч}} = \psi\{|\dot{\psi}_{11}(\tau)|, \sigma(\tau)\}$ определяется нормированной АКФ передаваемого сигнала $|\dot{\psi}_{11}(\tau)|$ и функцией рассеяния $\sigma(\tau)$ многолучевого КС.

Однако в приложении к трансionoсферным КС более удобной является зависимость $\eta_{\text{ч}}$ от степени возникающих ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}} \geq 1$). Учитывая полученную для трансionoсферного КС взаимосвязь (2.128) – (2.129) нормированной функции рассеяния $\sigma_{\text{н}}(\tau)$ с $F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\phi} \sim f_0^2/\sigma_{\Delta N}$, представляется возможным получить искомую (1.68) зависимость $\eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0/F_{\text{к}} \sim F_0\sigma_{\Delta N}/f_0^2)$ [78, 80, 83, 84, 89].

Следует учесть, что известная [50] методика анализа помехоустойчивости НК приема сигналов в многолучевых КС разработана для случая одновременного проявления ЧСЗ и время-селективных замираний. Однако максимальная длительность передаваемых (с минимальной скоростью $R_{\text{т}} = 25 \dots 300$ бит/с) в СКС сигналов составляет $T_{\text{с}} = (0,3 \dots 4) \cdot 10^{-2}$ с и поэтому в трансionoсферном КС практически всегда выполняется условие отсутствия время-селективных замираний (ВСЗ) [52, 120]

$$T_{\text{с}} \ll \tau_{\text{к}} = l/V_0, \quad (4.3)$$

характеризующихся интервалом временной когерентности $\tau_{\text{к}}$ (иначе – временем корреляции, средним периодом замираний). Это объясняется тем, что $\tau_{\text{к}}$ в трансionoсферном КС совпадает со временем $\Delta t = l/V_0$ перемещения (точнее – дрейфа) со скоростью V_0 неоднородности размером l под

действием ветров на расстояние порядка своего размера [34, 43]. Поскольку скорость ионосферных ветров составляет $V_0 = 20 \div 500$ м/с [45], то время перемещения ионосферной неоднородности с характерным размером $l = l_s \approx 200$ м составляет $\tau_k \approx 0,5 \dots 10$ с. Во время ионосферных возмущений τ_k может уменьшаться до значений $\tau_k \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ с [37, 51, 120], при которых условие (4.3) отсутствия ВСЗ выполняется для сигналов СКС, передаваемых со скоростью $R_T \geq 1200$ бит/с (т.е. $T_s \leq 8,3 \cdot 10^{-4}$ с).

Поскольку проявление ВСЗ сигналов СКС можно не учитывать, целесообразно известную методику [50] упростить, ограничив ее рассмотрением только ЧСЗ. Это упрощение даст возможность разработать новые методы анализа помехоустойчивости СКС при одновременном проявлении ЧСЗ и МСИ в принимаемых сигналах, а также ЧСЗ и ДИ.

Проанализируем основные этапы методики оценки помехоустойчивости приема сигналов, подверженных только ЧСЗ, при использовании некогерентной (НК) схемы их обработки (рис. 4.3), реализованной на согласованных фильтрах (СФ) и квадратичных детекторах огибающей (КДО).

Методика оценки $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ в КС с ЧСЗ и МСИ, разработана в [50, 128] при следующих ограничениях:

1) осуществляется передача двоичных информационных символов (1 или 0) и соответствующих им сигналов с комплексными огибающими $\dot{S}_1(t)$ или $\dot{S}_0(t)$;

2) передаваемые двоичные сигналы имеют равные априорные $P(\dot{S}_{t1}) = P(\dot{S}_{t0})$ и переходные $P(0/1) = P(1/0)$ вероятности, т.е. канал связи является симметричным и $P_{\text{ош}} = P(0/1) = P(1/0)$;

3) передаваемые сигналы имеют одинаковые длитель-

ности (T_s) и энергии

$$E_t = E_{t1} = E_{t0} = \int_0^{T_s} |\dot{S}_{t1}(t)|^2 dt = \int_0^{T_s} |\dot{S}_{t0}(t)|^2 dt ; \quad (4.4)$$

4) КС является гауссовским, стационарным в широком смысле с некоррелированным рассеянием, регулярная составляющая отсутствует;

5) в КС действует белый гауссовский флуктуационный шум;

6) перекрытие (МСИ) сигналов на входе радиоприемника не учитывается, т.е. либо передача ведется с защитными интервалами, либо максимальное время запаздывания лучей $\Delta\tau_i \approx 1/F_k \ll T_s$.

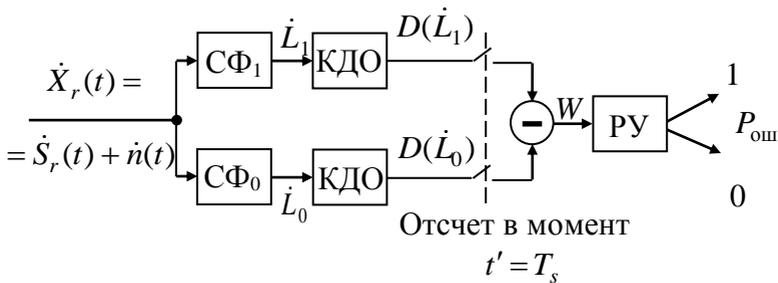


Рис. 4.3 Оптимальный некогерентный приемник на согласованных фильтрах

Напомним, что при передаче модулированного сигнала $s_t(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{\dot{S}_t(t) \exp(j\omega_0 t)\}$ с комплексной огибающей вида (2.69)

$$\dot{S}_t(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp(j\Omega t) d\Omega / 2\pi,$$

принимаемый сигнал с ЧСЗ и ДИ описывался выражением (2.85), (2.86)

$$s_r(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_d(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau \exp(j\omega_0 t') \right\},$$

где

$$\begin{aligned} \dot{U}_d(t' - \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \exp[j\Omega(t' - \tau)] d\Omega / 2\pi = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \exp[j\Omega(t' - \tau)] d\Omega / 2\pi \end{aligned}$$

– нормированная комплексная огибающая передаваемого сигнала $\dot{U}(t)$ с учетом его ДИ в ионосфере, описываемых комплексной ПФ (2.79) $\dot{K}_d(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)]$, и случайной задержки на время $t' - \tau = t - \tau_{\text{ср}} - \tau$; $\dot{b}(\tau)$ – комплексная низкочастотная импульсная функция КС с рассеянием по времени τ запаздывания лучей в точку приема относительного их среднего значения $\tau_{\text{ср}}$.

Если проявление ДИ в трансionoсферном КС не учитывать, то

$$\Delta\Phi_d = 0; \dot{K}_d(\Omega) = 1; \dot{S}_d(\Omega) = \dot{S}(\Omega); \dot{U}_d(t' - \tau) = \dot{U}(t' - \tau) \quad (4.5)$$

и комплексная огибающая принимаемого сигнала (2.85) описывается выражением

$$\dot{S}_r(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_t(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau. \quad (4.6)$$

При передаче сигнала \dot{S}_{11} или \dot{S}_{10} , соответствующего информационному символу 1 или 0, огибающая принимаемого сигнала описывается в соответствии с (4.4), (4.6) как

$$\dot{S}_{r,1,0}(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{1,0}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{11,0}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau. \quad (4.7)$$

С учетом приведенных выше ограничений, при передаче, например, сигнала $\dot{S}_{11}(t)$ на вход схемы НК приема

(рис. 4.3) поступает аддитивная смесь комплексных огибающих принимаемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ и гауссовского шума $\dot{n}(t)$:

$$\dot{X}_r(t) = \dot{S}_{r1}(t) + \dot{n}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau + \dot{n}(t), \quad (4.8)$$

где $t' = t - \tau_{cp}$; τ_{cp} – среднее значение (математическое ожидание) времени запаздывания лучей в точку приема.

Входящие в (4.8) случайные процессы $\dot{b}(\tau)$ и $\dot{n}(t)$ согласно сделанным предположениям являются гауссовскими и описываются следующими математическими ожиданиями и корреляционными функциями (1.44):

$$M[\dot{b}(\tau)] = \langle \dot{b}(\tau) \rangle = 0; \quad M[\dot{b}(\tau) \dot{b}^*(u)] = \sigma(\tau) \delta(\tau - u); \quad (4.9)$$

$$M[\dot{n}(t)] = \langle \dot{n}(t) \rangle = 0; \quad M[\dot{n}(t) \dot{n}^*(u)] = N_0 \delta(t - u).$$

При воздействии на вход схемы обработки (рис. 4.3) аддитивной смеси (4.8) на выходе СФ₁ формируется взаимная корреляционная функция (КФ), значение которой в момент времени $t' = T_s$ (т.е. $t = \tau_{cp} + T_s$) определяется как

$$\dot{L}_1 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) \dot{S}_{t1}^*(t') dt' = \dot{L}_{11} + \dot{L}_{n1}. \quad (4.10)$$

Здесь шумовая \dot{L}_{n1} и сигнальная \dot{L}_{11} составляющие отклика СФ₁ в момент отсчета определяются как

$$\dot{L}_{n1} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) \dot{S}_{t1}^*(t') dt'; \quad (4.11)$$

$$\dot{L}_{11} = \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t) \dot{S}_{t1}^*(t') dt' = \int_0^{T_s} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) \dot{S}_{t1}^*(t') d\tau dt' =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t1}^*(t') dt' \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{11}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.12)$$

где

$$\dot{R}_{11}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t1}^*(t') dt' \quad (4.13)$$

– автокорреляционная функция (АКФ) передаваемого сигнала $\dot{S}_{t1}(t)$ с энергией

$$E_t = E_{t1} = \dot{R}_{11}(\tau = 0) = \int_0^{T_s} |\dot{S}_{t1}(t')|^2 dt'.$$

Аналогично (4.10) – (4.12) на выходе СФ₀ в момент отсчета будем иметь

$$\dot{L}_0 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{t0}^*(t') dt' = \dot{L}_{10} + \dot{L}_{n0}, \quad (4.14)$$

где

$$\dot{L}_{n0} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{t0}^*(t') dt'; \quad \dot{L}_{10} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{10}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau. \quad (4.15)$$

Здесь

$$\dot{R}_{10}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t0}^*(t') dt' \quad (4.16)$$

– взаимная КФ передаваемых сигналов $\dot{S}_{t1}(t)$ и $\dot{S}_{t0}(t)$.

На выходе КДО первого канала схемы обработки (рис. 4.3) формируется дисперсия статистически независимых составляющих отклика \dot{L}_1 (4.10)

$$D(\dot{L}_1) = M(\dot{L}_1 \dot{L}_1^*) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}). \quad (4.17)$$

В соответствии с (4.11) и (4.9) дисперсия шумовой составляющей отклика СФ₁ определяется как

$$\begin{aligned}
 D(\dot{L}_{n1}) &= M(\dot{L}_{n1} L_{n1}^*) = M \left\{ \int_0^{T_s} \int_0^{T_s} \dot{n}(t_1) S_{t1}^*(t_1') n(t_2) \dot{S}_{t1}(t_2') dt_1' dt_2' \right\} = \\
 &= \int_0^{T_s} \int_0^{T_s} M \left\{ \dot{n}(t_1) n(t_2) \right\} S_{t1}^*(t_1') \dot{S}_{t1}(t_2') dt_1' dt_2' = N_0 E_{t1}. \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

В соответствии с (4.12) и (4.9) дисперсия сигнальной составляющей отклика СФ₁ определяется как

$$\begin{aligned}
 D(\dot{L}_{11}) &= M(\dot{L}_{11} L_{11}^*) = M \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{11}(-\tau_1) \dot{b}(\tau_1) R_{11}^*(-\tau_2) b(\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \right\} = \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M \left\{ \dot{b}(\tau_1) b(\tau_2) \right\} \dot{R}_{11}(-\tau_1) R_{11}^*(-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau, \quad (4.19)
 \end{aligned}$$

поскольку $\left| \dot{R}_{11}(-\tau) \right| = \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|$.

На выходе КДО второго канала схемы обработки (рис. 4.3) формируется дисперсия отклика \dot{L}_0 (4.14), определяемая аналогично (4.17) – (4.19)

$$D(\dot{L}_0) = M(\dot{L}_0 L_0^*) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}). \quad (4.20)$$

где

$$D(\dot{L}_{n0}) = M(\dot{L}_{n0} L_{n0}^*) = N_0 E_{t0}; \quad D(\dot{L}_{10}) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau. \quad (4.21)$$

При оговоренном ранее равенстве энергий передаваемых сигналов $E_t = E_{t1} = E_{t0}$ выражения (4.17) – (4.19) и (4.20), (4.21) для дисперсий откликов \dot{L}_1 и \dot{L}_0 согласованных фильтров принимают вид

$$D(\dot{L}_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + N_0 E_t; \quad (4.22)$$

$$M(\dot{L}_0^* L_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{10}(-\tau) \dot{R}_{11}(-\tau) \sigma(\tau) d\tau + N_0 \rho E_t, \quad (4.27)$$

где $\rho E_t = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t0}(t') S_{t1}^*(t') dt'$. Из анализа формулы (4.27)

трудно сделать общие выводы об интересующей зависимости $P_{\text{ош}} = \overline{\psi(h^2)}$. Для ее упрощения исходят из следующих соображений.

Если передаваемые сигналы $\dot{S}_{t1}(t)$ и $\dot{S}_{t0}(t)$ ортогональны ($\rho = 0$) и сохраняют свою ортогональность на выходе КС при произвольном значении τ (что свойственно, например, сигналам ЧТ с большим разномом частот), то их взаимная КФ удовлетворяют условию [51]

$$\left| \dot{R}_{10}(\tau) \right| = \left| \dot{R}_{10}(-\tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t0}^*(t') dt' \right| = 0. \quad (4.28)$$

В этом случае согласно (4.23), (4.27) будем иметь $D(\dot{L}_0) = N_0 E_t$, $M(\dot{L}_0^* L_1) = 0$ и отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника (4.26) принимает максимальное значение

$$W = \frac{\Delta D}{D(\dot{L}_0)} = \frac{D(\dot{L}_1) - D(\dot{L}_0)}{D(\dot{L}_0)} = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t. \quad (4.29)$$

Чтобы получить искомую аналитическую зависимость $P_{\text{ош}} = \overline{\psi(h^2)}$ в КС с ЧСЗ надо связать отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника W (4.29) с отношением «сигнал/шум» на его входе $\overline{h^2} = E_r / N_0$. Для этого необходимо воспользоваться нормированными представлениями для описания входящих в (4.29) АКФ $\dot{R}_{11}(\tau)$ и функции рас-

сеяния КС $\sigma(\tau)$.

Учтем, это согласно (2.69) что огибающую передаваемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ можно представить в виде $\dot{S}_1(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t)$, где $\dot{U}_1(t)$ – нормированная огибающая данного сигнала с условием нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}_1(t)|^2 dt = \int_0^{T_s} |\dot{U}_1(t)|^2 dt = 1.$$

Поэтому огибающая соответствующего $\dot{S}_{r1}(t)$ принимаемого сигнала (4.7) можно записать как

$$\dot{S}_{r1}(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_1(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau,$$

а сигнальную составляющую \dot{L}_{11} (4.12) отклика СФ₁ как

$$\dot{L}_{11} = E_t \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) \dot{b}(\tau) U_1(t')^* dt' d\tau = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\psi}_{11}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.30)$$

где

$$\dot{\psi}_{11}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1(t')^* dt' = \dot{R}_{11}(-\tau) / E_t \quad (4.31)$$

– нормированная АКФ передаваемого сигнала $\dot{S}_1(t)$ с максимальным значением $\dot{\psi}_{11}(\tau=0) = \int_0^{T_s} |\dot{U}_1(t')|^2 dt' = 1$.

В соответствии с (4.31) максимальное отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника (4.29) и выражение (4.25) для $P_{\text{ш}}$ можно записать как

$$W = \frac{E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma(\tau) d\tau}{N_0 E_t} = \frac{2\sigma_b^2 E_t}{N_0} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma(\tau) d\tau}{2\sigma_b^2} = 2\sigma_b^2 h_t^2 \eta_{\text{ч}};$$

$$P_{\text{ош}} = 1/(2 + W) = 1/2(1 + \eta_{\text{ч}} \sigma_b^2 h_t^2),$$

где $h_t^2 = E_t / N_0$, а $\eta_{\text{ч}}$ определяется как (1.50)

$$\eta_{\text{ч}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma(\tau) d\tau}{2\sigma_b^2} = \frac{\int_0^{\Delta L} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma(\tau) d\tau}{2\sigma_b^2}. \quad (4.32)$$

К такому виду сводится приведенное в [50] выражение для коэффициента уменьшения отношения «сигнал/шум» при появлении ЧЗ и ВЗ принимаемых сигналов

$$\eta_{\text{ч,в}} = \frac{\int_0^{\Delta L} \int_0^{\Delta B} |\dot{\psi}_{11}(\tau, \nu)|^2 \sigma(\tau, \nu) d\tau d\nu}{2\sigma_b^2},$$

где $\sigma(\tau, \nu)$ – функция рассеяния многолучевого КС по временным τ и частотным ν сдвигам; $\Delta L \approx 1/F_{\text{к}} \approx \Delta\tau_{i\text{макс}}$ и $\Delta B \approx 1/\tau_{\text{к}}$ – интервалы рассеяния мощности принимаемого сигнала по времени и частоте; $|\dot{\psi}_{11}(\tau, \nu)|$ – двумерная нормированная корреляционная функция передаваемого сигнала $\dot{S}_t(t)$. При $\nu=0$ будем иметь: $\sigma(\tau, \nu=0) = \sigma(\tau)$, $|\dot{\psi}_{11}(\tau, \nu=0)| = |\dot{\psi}_{11}(\tau)|$ и выражение для $\eta_{\text{ч,в}}$ принимает вид (4.32) $\eta_{\text{ч}}$.

Выражение (4.32) можно упростить, если учесть, что функцию рассеяния КС по времени (4.9) можно представить в виде (1.47) $\sigma(\tau) = 2\sigma_b^2 \sigma_{\text{н}}(\tau)$, где $2\sigma_b^2$ – мощность коэффициента передачи (b) КС с рэлеевскими БЗ, а $\sigma_{\text{н}}(\tau)$ – нормированная функция рассеяния КС.

Тогда подстановка (4.31, 1.47) в выражение (4.29) для отношения «сигнал/шум» на выходе НК приемника позволяет записать его в виде

$$W = 2\sigma_b^2 E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau / N_0 E_t = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}, \quad (4.33)$$

где

$$\overline{h^2} = 2\sigma_b^2 E_t / N_0 = \overline{E_r} / N_0 = E_r / N_0 \quad (4.34)$$

– отношение средней энергии $\overline{E_r} = 2\sigma_b^2 E_t / N_0 = E_r$ принимаемого в КС с рэлеевскими БЗ (соответствующей энергии E_r принимаемого сигнала в КС без замираний) к спектральной плотности N_0 шума;

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau \leq 1 \quad (4.35)$$

– коэффициент энергетических потерь (т.е. уменьшения отношения «сигнал/шум» на выходе приемника W по сравнению с $\overline{h^2}$) при НК обработке сигнала, подверженного ЧСЗ.

В соответствии с (4.33) – (4.35) выражение для $P_{\text{ош}}$ (4.25) в зависимости от $\overline{h^2}$ при НК приеме сигналов в КС с ЧСЗ определяется как (1.49)

$$P_{\text{ош}} = 1 / (2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}). \quad (4.36)$$

В частном случае отсутствия ЧСЗ, когда $\sigma_n(\tau)$ вырождается в дельта – функцию $\delta(\tau)$, согласно (4.35) будем иметь

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \delta(\tau) d\tau = |\dot{\psi}_{11}(0)|^2 = 1,$$

и выражение (4.36) сводится к виду (1.13) $P_{\text{ош}} = 1 / (2 + \overline{h^2})$, характерному для КС с рэлеевскими замираниями.

Напомним, что в приложении к транзионосферному КС более удобной является зависимость $\eta_{\text{ч}}$ от степени возникающих ЧСЗ принимаемых сигналов: $F_0 / F_{\text{к}} = \Delta F_0 / \Delta F_{\text{к}}$.

Для получения зависимости $\eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0 / F_{\text{к}})$ конкретизируем для СКС функции $\sigma_{\text{н}}(\tau)$ и $|\dot{\Psi}_{11}(\tau)|$, входящие в выражение (4.35).

Согласно выражению (2.128) нормированная функция рассеяния транссионосферного КС имеет вид гауссовского ЗРВ

$$\sigma_{\text{н}}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_2}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau_2}^2}\right),$$

где σ_{τ_2} связана с полной полосой когерентности $\Delta\Omega_{\text{к}} = 2\pi\Delta F_{\text{к}} = 1/\sigma_{\tau_3}$ транссионосферного КС и величиной σ_{φ} выражением (2.129)

$$\sigma_{\tau_2} = \sqrt{2}\sigma_{\tau_3} = \sqrt{2/\Delta\Omega_{\text{к}}} = 1/\sqrt{2\pi\Delta F_{\text{к}}} = \sigma_{\varphi}(1+d_1^2/2)^{1/2}/\omega_0.$$

Из (2.128), (2.129) можно уяснить физический смысл величины $2\pi\sigma_{\tau_3} = 1/\Delta F_{\text{к}}$. С учетом симметричности гауссовской функции рассеяния (2.128) вероятность того, что случайное отклонение $|\tau|$ не превысит $2\pi\sigma_{\tau_3}$ равно

$$\begin{aligned} P(|\tau| \leq 2\pi\sigma_{\tau_3}) &= \int_{-2\pi\sigma_{\tau_3}}^{2\pi\sigma_{\tau_3}} \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = 2 \left(\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_2}\right)^{-1} \int_0^{2\pi\sigma_{\tau_3}} \exp(-\tau^2/2\sigma_{\tau_2}^2) d\tau = \\ &= \operatorname{erf}(2\pi\sigma_{\tau_3}/\sqrt{2}\sigma_{\tau_2}) = \operatorname{erf}(\pi) \approx 0,99999, \quad (4.37) \end{aligned}$$

где $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-y^2) dy$ – интеграл вероятностей.

Согласно (4.37) вероятность превышения $|\tau|$ над величиной $2\pi\sigma_{\tau_3}$ составляет примерно 10^{-5} . Поэтому по физическому смыслу $2\pi\sigma_{\tau_3} = 1/\Delta F_{\text{к}}$ соответствует максимальному времени запаздывания лучей ($\Delta\tau_{i\text{max}}$) в транссионосферном КС (памяти канала). Этот вывод согласуется с известным [50, 74, 92] утверждением, что $\Delta F_{\text{к}}$ в любых многолучевых КС

связана с $\Delta\tau_{i\max}$ приближенным выражением $\Delta F_k \approx 1/\Delta\tau_{i\max}$.

Напомним, что передаваемые в СКС узкополосные сигналы (ЧТ, ОФТ) имеют прямоугольную огибающую длительностью T_s . Поэтому для прямоугольной огибающей сигнала $\dot{S}_{i1}(t)$ нормированная АКФ является треугольной внутри интервала $\mp T_s = 1/F_0$ и равна нулю вне его:

$$|\dot{\psi}_{11}(\tau)| = \begin{cases} 1 - \frac{|\tau|}{T_s}, & \text{при } -T_s \leq \tau \leq T_s; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.38)$$

Согласно (4.38) нормированная АКФ принимает максимальное значение $|\dot{\psi}_{11}(\tau)| = 1$ при $\tau = 0$ и $|\dot{\psi}(\tau)| = 0$ при τ вне интервала $\pm T_s$.

Поскольку нормированная АКФ имеет симметричное размещение в области $-T_s \leq \tau \leq T_s$, а нормированная функция рассеяния (2.128) описывается гауссовским законом распределения вероятностей (ЗРВ) случайной величины τ с дисперсией $\sigma_{\tau 2}$, выражение (4.35) для η_q сводится к виду

$$\eta_q = \int_{-T_s}^{T_s} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau 2}} \int_0^{T_s} \left(1 - \frac{\tau}{T_s}\right)^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) d\tau. \quad (4.39)$$

Используя представление $(1 - \tau/T_s)^2$ тремя слагаемыми и табличные интегралы [94]

$$\int \exp(-ax^2) dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \operatorname{erf}(x\sqrt{a}); \quad (4.40)$$

$$\int x \exp(-ax^2) dx = -\frac{1}{2a} \exp(-ax^2); \quad (4.41)$$

$$\int x^2 \exp(-a x^2) dx = -\frac{1}{2a^2} x \exp(-a^2 x^2) + \frac{\sqrt{\pi}}{4a^3} \operatorname{erf}(ax), \quad (4.42)$$

выражение (4.39) преобразуется к виду

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_s} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{T_s}{\sqrt{2} \sigma_{\tau 2}} \right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_s} \right) \exp \left(-\frac{T_s^2}{2\sigma_{\tau 2}^2} \right) - 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_s} \right). \quad (4.43)$$

С использованием взаимосвязи (2.129) величины $\sigma_{\tau 2} = \sqrt{2} \sigma_{\tau 3}$ выражение (4.43) можно записать как

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ч}} &= \left[1 + \left(\frac{\sqrt{2} \sigma_{\tau 3}}{T_s} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{T_s}{2\sigma_{\tau 3}} \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right) \exp \left(-\frac{T_s^2}{4\sigma_{\tau 3}^2} \right) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right) = \\ &= \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\pi \frac{T_s}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right) \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_s}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right)^2 \right] - \\ &\quad - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right). \end{aligned} \quad (4.44)$$

С учетом соотношений $2\pi\sigma_{\tau 3} = 1/F_{\text{к}}$ и $T_s = 1/F_0$ выражение (4.44) принимает вид аналитической зависимости коэффициента $\eta_{\text{ч}}$ от степени ЧСЗ ($F_{\text{к}}/F_0 = \Delta F_{\text{к}}/\Delta F_0$):

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right) \exp \left[-\left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right)^2 \right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right). \quad (4.45)$$

График зависимости $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_{\text{к}}/F_0)$, построенный согласно полученному выражению (4.45) приведен на рис. 4.4

В соответствии с выражениями (4.36) и (4.45) для $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2} \eta_{\text{ч}})$ и $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_{\text{к}})$ на рис. 4.5 приведен график для оценки помехоустойчивости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ НК приема

сигналов с различной степенью ЧСЗ (F_0/F_k).

Изменение приведенных на рис. 4.4 и 4.5 графиков зависимости можно объяснить на основе анализа условий (1.14) и (1.3) возникновения ($F_0/F_k \geq 1$) и отсутствия ($F_0/F_k \ll 1$) ЧСЗ и изменения выражений (4.45) и (4.36) по мере роста $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$ и сужения $F_k \sim f_0/\sigma_\varphi \sim f_0^2/\sigma_{\Delta N}$:

1. При передаче сигналов с полосой спектра F_0 при $\sigma_\varphi = 0$ и $F_k \sim f_0/\sigma_\varphi \rightarrow \infty$, когда гарантированно отсутствуют ЧСЗ ($F_0/F_k \rightarrow 0$), имеет место $\text{erf}(\pi F_k/F_0) = 1$; $\exp[-(\pi F_k/F_0)^2] = 0$; $\eta_{\text{ч}} = 1$.

2. При возрастании $\sigma_\varphi \sim f_0/\sigma_{\Delta N}$ до значений, когда еще выполняется условие (2.117) $1 \ll \sigma_\varphi \ll \sqrt{2}\omega_0/\Delta\Omega_0\sqrt{1+d_1^2/2}$ отсутствия ЧСЗ (т.е. $F_0/F_k \ll 1$) и реализуется отношение $F_0/F_k = 0,1$, имеет место

$$\text{erf}(\pi F_k/F_0) \approx 1; \quad \exp[-(\pi F_k/F_0)^2] \approx 0; \quad \eta_{\text{ч}} \approx 1.$$

Это подтверждается графиком рис. 4.4. Поэтому при $F_0/F_k = 0,1$ зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ на рис. 4.5 имеет практически рэлеевский характер $P_{\text{ош}} \approx 1/(2 + \overline{h^2})$.

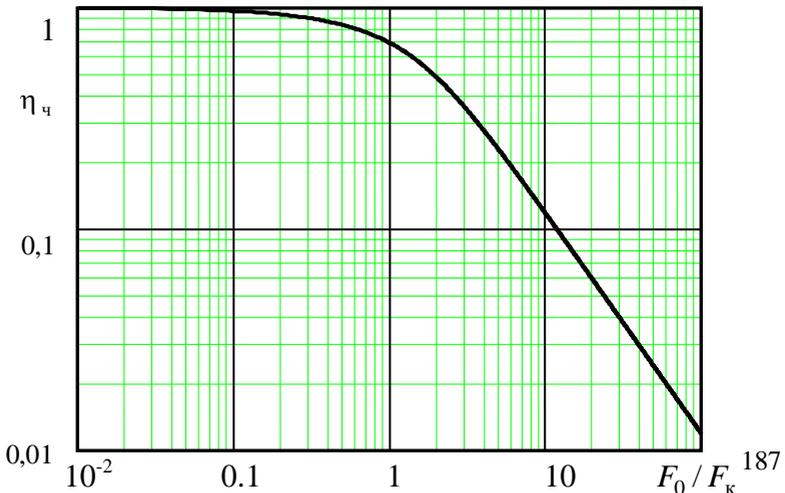


Рис.4.4. Зависимость коэффициента энергетических потерь $\eta_{\text{ч}}$ при НК обработке сигнала от степени его ЧСЗ (F_0/F_k).

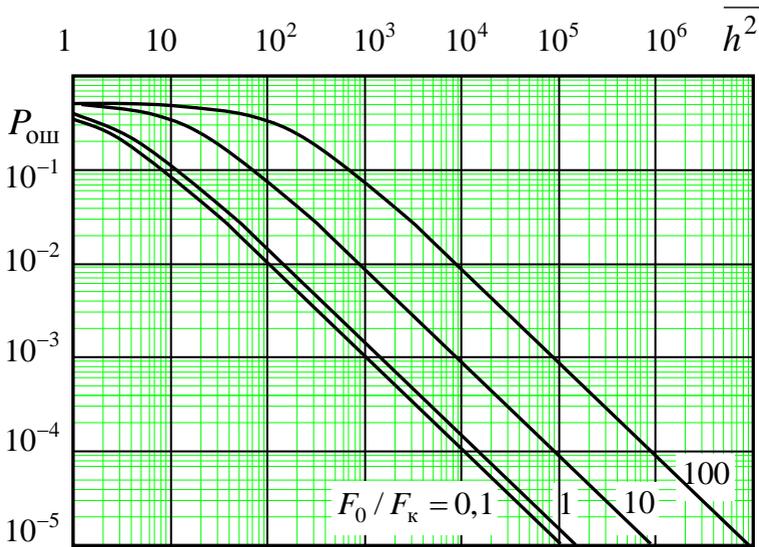


Рис. 4.5. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме сигналов с различной степенью ЧСЗ (F_0/F_k).

3. При дальнейшем увеличении σ_φ до значений, когда выполняется условие (2.120) $\sigma_\varphi \geq \sqrt{2}\omega_0/\Delta\Omega_0\sqrt{1+d_1^2/2}$ возникновения ЧСЗ (т.е. $F_0/F_k \geq 1$) и реализуется отношение $F_0/F_k = 1$ будет иметь место $\text{erf}(\pi F_k/F_0) = \text{erf}(\pi) < 1$; $\exp[-(\pi F_k/F_0)^2] = \exp(-\pi^2) > 0$; $\eta_{\text{ч}} < 1$ и справедливо выражение (4.36) $P_{\text{ош}} \approx 1/(2 + \overline{h^2}\eta_{\text{ч}})$.

4. Согласно рис. 4.4 и 4.5 при $F_0/F_k = 1$ значение $\eta_{\text{ч}} \approx 0,7$ и энергетический проигрыш НК схемы обработки сигналов с такой малой степенью ЧСЗ ($F_0/F_k = 1$) составля-

ет $\overline{h^2}/\overline{h^2}\eta_{\text{ч}} = 1/\overline{h^2} = 1,43$ раза (1,55дБ) при $P_{\text{ош}} = 10^{-5}$. Для компенсации этого проигрыша потребуется дополнительный коэффициент защиты от ЧСЗ $\Delta\overline{h_{\text{к}}^2} = 1/\eta_{\text{ч}} = 1,43$ ($\Delta z_{\text{ч}} = 1,55$ дБ). При реализации максимального отношения «сигнал/шум» на входе приемника СКС $h^2 = \overline{h^2} \approx 200$ ($\overline{z} \approx 23$ дБ) в условиях слабых ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}} = 1$) величина $P_{\text{ош}}$ возрастает до $7 \cdot 10^{-3}$ (т.е. в 1,4 раза по сравнению со случаем БЗ рэлеевского типа, когда $P_{\text{ош}} = 5 \cdot 10^{-3}$).

5. При дальнейшем росте $\sigma_{\text{ф}}$ и сужении $F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\text{ф}}$ до значений, вызывающих сильные ЧСЗ принимаемых сигналов ($F_0/F_{\text{к}} = 10$ и 100), значения $\eta_{\text{ч}} \approx 0,1$ и $0,01$. Поэтому для достижения $P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ коэффициенты защиты от ЧСЗ должны иметь значения $\Delta\overline{h_{\text{к}}^2} = 1/\eta_{\text{ч}} \approx 10$ ($\Delta z_{\text{ч}} \approx 10$ дБ) и 10^2 ($\Delta z_{\text{ч}} \approx 20$ дБ). При реализации $\overline{h^2} \approx 200$ ($\overline{z} \approx 23$ дБ) в условиях сильных ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}} = 10$ и 100) величина $P_{\text{ош}}$ возрастает до $P_{\text{ош}} \approx 4 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-1}$ (т.е. в 8 и 40 раз по сравнению со случаем рэлеевских БЗ).

4.3. Помехоустойчивость приема сигналов в трансionoсферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференцией

В главе 1 приведены основные результаты (1.51) – (1.53) методики оценки помехоустойчивости НК приема простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с МСИ, то есть зависимости $P_{\text{ош}}$ от среднего отношения «сигнал/шум» на входе приемника ($\overline{h^2}$) и произвольной степени МСИ ($1/T_s F_k = F_0/F_k$) через коэффициент $\eta_M = \psi(1/T_s F_k) \geq 0$.

Недостатком данной методики являются сложность используемой общей формулы (1.52) для определения W_{a1c} и ограничение полученных аналитических выражений для W_{a1c} условием $1/T_s F_k < \pi/4$, соответствующем практически отсутствию ЧСЗ принимаемых сигналов ($F_0/F_k < 0,8$). Кроме того, выражения (1.52) для W_{a1c} получены для функции рассеяния, характерной для тропосферного, а не трансionoсферного КС с многолучевостью.

Проведенный в гл.1 анализ достоинств и недостатков известных методик оценки помехоустойчивости НК приема сигналов в КС с ЧСЗ (без МСИ) и в КС с МСИ (без ЧСЗ) позволяет обосновать подход к теоретическому обобщению этих методик для случая КС с многолучевым РРВ при одновременном проявлении МСИ и ЧСЗ. Этот подход включает в себя следующие этапы [81, 85]:

1) представление огибающей последовательности передаваемых сигналов длительностью T_s , соответствующих информационным символам $a1c$ (где $a, c = 0$ или 1), в виде суммы

$$\dot{S}_{ta1c}(t) = \dot{S}_{ta}(t - T_s) + \dot{S}_{t1}(t) + \dot{S}_{tc}(t + T_s). \quad (4.46)$$

Это позволяет записать огибающую аддитивной смеси гауссовского шума и сигналов с ЧСЗ и МСИ на входе НК схемы обработки как

$$\dot{X}_r(t) = \dot{S}_{ra}(t - T_s) + \dot{S}_{r1}(t) + \dot{S}_{rc}(t + T_s) + \dot{n}(t), \quad (4.47)$$

где $\dot{S}_{r1,0}(t)$ определяются аналогично (4.7);

2) парциальные отношения «сигнал/шум» на выходе НК приемника (1.52) для различных последовательностей передаваемых сигналов $\dot{S}_{ra1c}(t)$:

$$W_{a1c} = 2[D_{a1c}(\dot{L}_1) - D_{a1c}(\dot{L}_0)] / \{ [D_{a1c}(\dot{L}_1) - D_{a1c}(\dot{L}_0)]^2 + 4[D_{a1c}(\dot{L}_1)D_{a1c}(\dot{L}_0) - M(\dot{L}_0 \dot{L}_1^*)]^2 \}^{1/2} - [D_{a1c}(\dot{L}_1) - D_{a1c}(\dot{L}_0)]$$

заменяются при допущении ортогональности сигналов (4.28) на их максимальные значения, определяемые по аналогии с (4.26) – (4.29) как

$$W_{a1c} = \frac{D_{a1c}(\dot{L}_1) - D_{a1c}(\dot{L}_0)}{D_{a1c}(\dot{L}_0)}, \quad (4.48)$$

где $D_{a1c}(\dot{L}_1)$ и $D_{a1c}(\dot{L}_0)$ находятся для функции рассеяния, соответствующей транссионсферному КС;

3) устанавливаются зависимости парциальных отношений «сигнал/шум» на выходе НК приемника от входного $\overline{h^2}$ и коэффициентов энергетических потерь при обработке сигналов с ЧСЗ и МСИ:

$$W_{a1c} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}); \quad \eta_{\text{ч}} = \psi(F_0 / F_{\text{к}}); \quad \eta_{\text{м}} = \psi(1 / T_s F_{\text{к}}). \quad (4.49)$$

4) определяется верхняя граница помехоустойчивости НК приема сигналов с ЧСЗ и МСИ согласно выражений (1.51)

$$P_{a1c} = 1 / (2 + W_{a1c}); \quad P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Таким образом, обоснован подход к разработке методики оценки верхней границы помехоустойчивости НК приема сигналов в транссионсферных КС с одновременным

проявлением ЧСЗ и МСИ на основе использования более простой по сравнению с (1.52) формулы для определения отношений «сигнал/шум» на выходе схемы обработки W_{a1c} (4.48) для различных последовательностей (4.46) передаваемых сигналов $\dot{S}_{a1c}(t)$.

На основе предложенного подхода установим аналитическую зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, F_0 / F_k = 1/T_s F_k)$.

Учтем, что при передаче комбинации сигналов, соответствующих информационным символам abc ($a=1, 0$; $b=1, 0$; $c=1, 0$), на длительности T_s анализируемого сигнала (b) на входе схемы обработки будут иметь место отклики КС на предыдущий (a) и последующий (c) сигналы, обусловленные многолучевым растяжением сигналов в КС.

Комбинации символов $a1c$ соответствуют передаваемые сигналы с комплексными огибающими $\dot{S}_{ta}(t - T_s)$, $\dot{S}_{t1}(t)$, $\dot{S}_{tc}(t + T_s)$. Тогда комплексная огибающая принимаемого (r) в СКС колебания $\dot{X}_r(t)$ описывается выражением вида (4.47). Здесь комплексная огибающая анализируемого (регистрируемого) на интервале принимаемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ с ЧСЗ определяется как (4.7)

$$\dot{S}_{r1}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t - \tau_{\text{ср}} - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.50)$$

где $\tau_{\text{ср}}$ и τ – среднее и случайное значение времени запаздывания лучей; $t' = t - \tau_{\text{ср}}$; $\dot{b}(\tau)$ – комплексная низкочастотная импульсная функция КС.

Предшествующий $\dot{S}_{r1}(t)$ и последующий принимаемые сигналы отличаются от (4.50) сдвигом во времени на $\mp T_s$:

$$\dot{S}_{ra,c}(t \mp T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{ta,c}(t' \mp T_s - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau. \quad (4.51)$$

Входящие в (4.47), (4.51) случайные процессы $\dot{n}(t)$ и $\dot{b}(\tau)$, как и в (4.9), будем полагать гауссовскими, с математическими ожиданиями (M) и корреляционными функциями вида

$$M[\dot{n}(t)] = \langle \dot{n}(t) \rangle = 0; \quad M[\dot{n}(t)n(u)] = N_0 \delta(t-u);$$

$$M[\dot{b}(\tau)] = 0; \quad M[\dot{b}(\tau)b(u)] = \sigma(\tau)\delta(\tau-u),$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция; $\sigma(\tau)$ – функция рассеяния КС по времени.

При воздействии на вход схемы НК обработки (рис. 4.3) аддитивной смеси (4.47) на выходе СФ₁ формируется взаимная корреляционная функция, значение которой в момент времени $t' = T_s$ (т.е. $t = \tau_{cp} + T_s$) определяется как

$$\dot{L}_1 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{t1}^*(t') dt' = \dot{L}_{a1}(-T_s) + \dot{L}_{11} + \dot{L}_{c1}(T_s) + \dot{L}_{n1}. \quad (4.52)$$

Здесь шумовая (\dot{L}_{n1}) и сигнальные составляющие \dot{L}_1 описываются с учетом (4.50), (4.51) выражениями:

$$\dot{L}_{n1} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{t1}^*(t') dt'; \quad \dot{L}_{11} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{11}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau; \quad (4.53)$$

$$\dot{L}_{a1}(-T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{a1}(-T_s - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau; \quad \dot{L}_{c1}(T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{c1}(T_s - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.54)$$

$$\text{где} \quad \dot{R}_{11}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t1}^*(t') dt'; \quad (4.55)$$

$$\dot{R}_{a1}(-T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{ta}(t' - T_s - \tau) S_{t1}^*(t') dt'; \quad (4.56)$$

$$\dot{R}_{c1}(T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{tc}(t' + T_s - \tau) S_{t1}^*(t') dt'. \quad (4.57)$$

– корреляционные функции передаваемых сигналов.

На выходе СФ₀ по аналогии с (4.52) – (4.57) будем иметь

$$\dot{L}_0 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{t0}^*(t') dt' = \dot{L}_{a0}(-T_s) + \dot{L}_{10} + \dot{L}_{c0}(T_s) + \dot{L}_{n0}. \quad (4.58)$$

$$\text{Здесь } \dot{L}_{n0} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{t0}^*(t') dt'; \quad \dot{L}_{10} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{10}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau; \quad (4.59)$$

$$\dot{L}_{a0}(-T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{a0}(-T_s - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau; \quad \dot{L}_{c0}(T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{R}_{c0}(T_s - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.60)$$

$$\text{где} \quad \dot{R}_{10}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t0}^*(t') dt'; \quad (4.61)$$

$$\dot{R}_{a0}(-T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{ta}(t' - T_s - \tau) S_{t0}^*(t') dt'; \quad (4.62)$$

$$\dot{R}_{c0}(T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{tc}(t' + T_s - \tau) S_{t0}^*(t') dt'. \quad (4.63)$$

На выходе КДО первого канала обработки (рис. 4.3) в соответствии с (4.52) – (4.57) и (4.9) формируется дисперсия статистически независимых составляющих \dot{L}_1

$$D_{alc}(\dot{L}_1) = M(\dot{L}_1 \dot{L}_1^*) = D[\dot{L}_{a1}(-T_s)] + D(\dot{L}_{11}) + D[\dot{L}_{c1}(T_s)] + D(\dot{L}_{n1}). \quad (4.64)$$

$$\text{Здесь} \quad D(\dot{L}_{n1}) = N_0 \int_0^{T_s} \left| \dot{S}_{t1}(t') \right|^2 dt' = N_0 E_{t1}; \quad (4.65)$$

$$D(\dot{L}_{11}) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.66)$$

$$D[\dot{L}_{a1}(-T_s)] = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{a1}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.67)$$

$$D[\dot{L}_{c1}(T_s)] = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{c1}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau, \quad (4.68)$$

где $E_{t1} = \left| \dot{R}_{11}(0) \right|$ – энергия передаваемого сигнала $\dot{S}_{t1}(t)$, а модули корреляционных функций (4.55) – (4.57) определяются как

$$\left| \dot{R}_{11}(\tau) \right| = \left| \dot{R}_{11}(-\tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) S_{t1}^*(t') dt' \right|;$$

$$\left| \dot{R}_{a1}(\tau + T_s) \right| = \left| \dot{R}_{a1}(-T_s - \tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{S}_{ta}(t' - T_s - \tau) S_{t1}^*(t') dt' \right|;$$

$$\left| \dot{R}_{c1}(\tau - T_s) \right| = \left| \dot{R}_{c1}(T_s - \tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{S}_{tc}(t' + T_s - \tau) S_{t1}^*(t') dt' \right|.$$

На выходе КДО второго канала обработки в соответствии с (4.9) и (4.58) – (4.63) будем иметь аналогичные (4.64 – 4.68) результаты:

$$D_{alc}(\dot{L}_0) = M(\dot{L}_0 L_0^*) = D[\dot{L}_{a0}(-T_s)] + D(\dot{L}_{10}) + D[\dot{L}_{c0}(T_s)] + D(\dot{L}_{n0}), \quad (4.69)$$

где
$$D(\dot{L}_{n0}) = N_0 \int_0^{T_s} \left| \dot{S}_{t0}(t') \right|^2 dt' = N_0 E_{t0}; \quad (4.70)$$

$$D(\dot{L}_{10}) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.71)$$

$$D[\dot{L}_{a0}(-T_s)] = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{a0}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.72)$$

$$D[\dot{L}_{c0}(T_s)] = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{c0}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau. \quad (4.73)$$

Чтобы определить отношения «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки W_{alc} (4.48), конкретизируем выражения (4.64) – (4.73) при передаче четырех возможных комбинаций символов $a1c$ (т.е. 111, 010, 011, 110).

Для $D_{alc}(\dot{L}_1)$ будем иметь:

$$D_{111}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.74)$$

$$D_{010}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{01}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{01}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.75)$$

$$D_{011}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{01}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.76)$$

$$D_{110}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{01}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau. \quad (4.77)$$

Аналогично (4.74) – (4.77) для $D_{alc}(\dot{L}_0)$ получим:

$$D_{111}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.78)$$

$$D_{010}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.79)$$

$$D_{011}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.80)$$

$$D_{110}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau. \quad (4.81)$$

Упростить (4.74) – (4.81) можно на основе результатов методики [128], где показано, что при передаче последовательности символов 111 выполняются равенства

$$D_{111}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}); \quad D_{111}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{n0}), \quad (4.82)$$

из которых следует

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{10}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 0. \quad (4.83)$$

Тогда с учетом (4.83) при выполнении равенства $\left| \dot{R}_{10}(\tau \pm T_s) \right| = \left| \dot{R}_{01}(\tau \pm T_s) \right|$ выражения (4.75) – (4.77) и (4.79) – (4.81) сводятся к виду

$$D_{010}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1});$$

$$D_{010}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{n0}) + 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.84)$$

$$D_{011}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1});$$

$$D_{011}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau + T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau; \quad (4.85)$$

$$D_{110}(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1});$$

$$D_{110}(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{n0}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau - T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau. \quad (4.86)$$

При передаче сигналов с равными энергиями ($E_{t1} = E_{t0} = E_t$) в соответствии с (4.65), (4.70) будем иметь $D(\dot{L}_{n1}) = D(\dot{L}_{n0}) = D(\dot{L}_n) = N_0 E_t$ и тогда подстановка выражений (4.82), (4.84) – (4.86) в (4.48) дает

$$W_{111} = D(\dot{L}_{11}) / D(\dot{L}_n) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t; \quad (4.87)$$

$$W_{010} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau - 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau}{N_0 E_t + 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau}; \quad (4.88)$$

$$W_{011} = W_{110} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau}{N_0 E_t + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau}. \quad (4.89)$$

Достоверность полученных выражений (4.87) – (4.89) для W_{alc} подтверждается двумя обстоятельствами. Во-первых, в частном случае отсутствия МСИ, когда соседние (a, c) с 1 сигналы не передаются или их перекрытие на входе приемника не учитывается (например, при наличии за-

щитных интервалов), будем иметь

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 0 \quad (4.90)$$

и выражения (4.87) – (4.89) сводятся к виду (4.29), (4.33) для случая учета влияния только ЧСЗ

$$W_{alc} = W_{111} = W = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}. \quad (4.91)$$

Во-вторых, в соответствии с (4.91) выражения (4.87) – (4.89) можно записать в виде:

$$W_{111} = W; \quad (4.92)$$

$$W_{010} = W \frac{1 - 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t W}{1 + W \left[2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t W \right]}; \quad (4.93)$$

$$W_{011} = W_{110} = W \frac{1 - \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t W}{1 + W \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau / N_0 E_t W}. \quad (4.94)$$

Анализ (4.92) – (4.94) указывает на выполнение соотношений $W_{111} = W > W_{011} = W_{110} > W_{010}$, аналогичных известным [128]. Отличаются они тем, что помимо МСИ учитывают влияние и ЧСЗ, поскольку согласно (4.91) и (1.50) значение $W_{111} = W = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} < \overline{h^2}$.

Чтобы установить зависимость W_{alc} (4.92) – (4.94) от отношений $\overline{h^2}$ и коэффициентов $\eta_{\text{ч}}$ и $\eta_{\text{м}}$ в транссионосферном КС запишем выражения (4.50), (4.9), (4.13) с использованием нормированных представлений (4.7), (1.47), (4.31):

$$\dot{S}_{r_1}(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_1(t - \tau_{cp} - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_1(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau ;$$

$$\sigma(\tau) = 2\sigma_b^2 \sigma_H(\tau) ;$$

$$\dot{R}_{11}(-\tau) = E_t \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1^*(t') dt' = E_t \dot{\psi}_{11}(-\tau) ,$$

где $\dot{U}_1(t)$, $\sigma_H(\tau)$, $\dot{\psi}_{11}(-\tau)$ – нормированные значения $\dot{S}_{r_1}(t)$, $\sigma(\tau)$, $\dot{R}_{11}(-\tau)$; $2\sigma_b^2$ – мощность коэффициента передачи (b) КС с рэлеевскими замираниями.

В соответствии с (1.47), (4.7), (4.31) зависимость W_{111} (4.91) от $\overline{h^2}$ можно записать как (4.33) – (4.35)

$$W_{111} = W = 2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_H(\tau) d\tau / N_0 = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} , \quad (4.95)$$

где
$$|\dot{\psi}_{11}(\tau)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1^*(t') dt' \right| ;$$

$$\overline{h^2} = 2\sigma_b^2 E_t / N_0 = \overline{E_r} / N_0 ;$$

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_H(\tau) d\tau < 1 .$$

Для определения зависимости $\eta_{\text{ч}}$ от F_0/F_K необходимо конкретизировать выражения для $\sigma_H(\tau)$ и $|\dot{\psi}_{11}(\tau)|$ в трансионосферном КС. С учетом выражений (2.128) и (4.38)-(4.42) зависимость $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_K)$ будет иметь вид (4.45).

Для определения W_{010} (4.93) и $W_{010} = W_{110}$ (4.94) от $\overline{h^2}$ и $F_0/F_K = 1/T_s F_K$ воспользуемся нормированными представлениями для АКФ (4.62), (4.63) соседних с $\dot{S}_{r_1}(t)$ пере-

даваемых сигналов $\dot{S}_{ta,c}(t \mp T_s) = \sqrt{E_t} \dot{U}_{a,c}(t \mp T_s)$ при $a, c = 0$:

$$\dot{R}_{00}(\mp T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t0}(t' \mp T_s - \tau) S_{t0}^*(t') dt' = E_t \dot{\psi}_{00}(\mp T_s - \tau), \quad (4.96)$$

где
$$\dot{\psi}_{00}(\mp T_s - \tau) = \int_0^{T_s} \dot{U}_0(t' \mp T_s - \tau) U_0^*(t') dt'. \quad (4.97)$$

В соответствии с (4.96), (4.97) входящие в подынтегральные выражения (4.93), (4.94) модули указанных АКФ можно записать в виде

$$\left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right| = \left| \dot{R}_{00}(\mp T_s - \tau) \right| = E_t \left| \dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s) \right|, \quad (4.98)$$

где модули нормированных АКФ определяются как

$$\left| \dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s) \right| = \left| \dot{\psi}_{00}(\mp T_s - \tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_0(t' \mp T_s - \tau) U_0^*(t') dt' \right|. \quad (4.99)$$

Поэтому с учетом (4.98) и (1.47) входящие в (4.93), (4.94) интегралы можно записать в виде

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{R}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 2\sigma_b^2 E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma_H(\tau) d\tau. \quad (4.100)$$

Тогда выражения (4.93) и (4.94) в соответствии с (4.100), а также (4.34) $\overline{h^2} = 2\sigma_b^2 E_t / N_0 = \overline{E_r} / N_0$ и (4.33)

$W = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}$ принимают вид

$$W_{010} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} \frac{1 - 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma_H(\tau) d\tau / \eta_{\text{ч}}}{1 + 2 \overline{h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s) \right|^2 \sigma_H(\tau) d\tau / \eta_{\text{ч}}}; \quad (4.101)$$

$$W_{011} = W_{110} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} \frac{1 - 2 \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau / \eta_{\text{ч}}}{1 + \overline{h^2} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau / \eta_{\text{ч}}} . \quad (4.102)$$

Приведенные зависимости (4.101), (4.102) W_{a1c} от $\overline{h^2}$ можно представить в более компактной форме

$$W_{010} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} (1 - 2\eta_{\text{м}} / \eta_{\text{ч}})}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}} ; \quad (4.103)$$

$$W_{011} = W_{110} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} (1 - \eta_{\text{м}} / \eta_{\text{ч}})}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{м}}} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - \overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{м}}} , \quad (4.104)$$

где коэффициент

$$\eta_{\text{м}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau \quad (4.105)$$

по аналогии с (4.35) можно назвать коэффициентом энергетических потерь (уменьшения W) при НК обработке сигнала из-за МСИ. В частном случае отсутствия МСИ, когда $\sigma_{\text{н}}(\tau) = \delta(\tau)$, значения $\eta_{\text{м}} = |\dot{\psi}_{00}(\pm T_s)|^2 = 0$, $\eta_{\text{ч}} = 1$ и $W_{010} = W_{011} = W_{110} = \overline{h^2}$.

Установим зависимость $\eta_{\text{м}}$ от степени МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / F_{\text{к}}$) при передаче простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов (ЧТ) по транссионсферным КС.

Для прямоугольных огибающих передаваемых сигналов $\dot{S}_{t_0}(t \mp T_s) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t \mp T_s)$ нормированные АКФ в отличие от (4.38) будут иметь максимальное значение (равное 1) не при $\tau = 0$, а при $\tau = \mp T_s$. Поэтому выражение для нормированной АКФ, например, сигнала $\dot{S}_{t_0}(t + T_s) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t + T_s)$ можно записать как

$$|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_s)| = \begin{cases} 1 - \frac{|T_s - \tau|}{T_s}, & \text{при } 0 \leq \tau \leq 2T_s; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.106)$$

Согласно (4.97), (4.106) значение $|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_s)| = 1$ при $\tau = T_s$ и $|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_s)| = 0$ при τ вне интервала от 0 до $2T_s$.

Для сигнала $\dot{S}_{t0}(t - T_s) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t - T_s)$ нормированная АКФ будет иметь аналогичный (4.106) вид

$$|\dot{\psi}_{00}(\tau + T_s)| = \begin{cases} 1 - \frac{|T_s + \tau|}{T_s}, & \text{при } -2T_s \leq \tau \leq 0; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.107)$$

Согласно (4.97), (4.107) значение $|\dot{\psi}_{00}(\tau + T_s)| = 1$ при $\tau = -T_s$ и $|\dot{\psi}_{00}(\tau + T_s)| = 0$ при τ вне интервала от $-2T_s$ до 0.

Поскольку нормированные АКФ (4.106), (4.107) симметричны в области $0 \leq \tau \leq 2T_s$ и $-2T_s \leq \tau \leq 0$, а нормированная функция рассеяния трансионосферного КС (2.128) описывается гауссовским ЗРВ случайной величины τ с дисперсией $\sigma_{\tau 2}$, выражения (4.105) сводятся к одному виду:

$$\eta_M = \int_0^{2T_s} |\dot{\psi}_{00}(\tau - T_s)|^2 \sigma_H(\tau) d\tau = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau 2}} \int_0^{T_s} \frac{\tau^2}{T_s^2} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) d\tau; \quad (4.108)$$

$$\eta_M = \int_{-2T_s}^0 |\dot{\psi}_{00}(\tau + T_s)|^2 \sigma_H(\tau) d\tau = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau 2}} \int_0^{T_s} \frac{\tau^2}{T_s^2} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) d\tau. \quad (4.109)$$

Используя табличный интеграл (4.42), выражения (4.108), (4.109) принимают вид

$$\eta_M = \frac{\sigma_{\tau 2}^2}{T_s^2} \operatorname{erf}\left(\frac{T_s}{\sqrt{2} \sigma_{\tau 2}}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma_{\tau 2}}{T_s} \exp\left(-\frac{T_s^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right). \quad (4.110)$$

С учетом взаимосвязей $\sigma_{\tau_2} = \sqrt{2} \sigma_{\tau_3} = 1/\sqrt{2} \pi F_K$ и $T_s = 1/F_0$ выражение (4.110) можно представить в виде явной зависимости η_M от степени ЧСЗ и МСИ $F_0/F_K = 1/T_s F_K = 2\pi \sigma_{\tau_3}/T_s \approx \Delta\tau_{i\max}/T_s$:

$$\eta_M = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\pi \sigma_{\tau_3}}{T_s} \right)^2 \operatorname{erf} \left(\pi \frac{T_s}{2\pi \sigma_{\tau_3}} \right) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi \sigma_{\tau_3}}{T_s} \right) \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_s}{2\pi \sigma_{\tau_3}} \right)^2 \right]; \quad (4.111)$$

$$\begin{aligned} \eta_M &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_K} \right)^2 \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_K}{F_0} \right) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{F_K}{F_0} \right)^2 \right] = \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right)^2 \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right) \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.112)$$

Достоверность полученной в виде (4.112) искомой зависимости $\eta_M = \psi(1/T_s F_K)$ подтверждается тем, что в частном случае отсутствия ЧСЗ и МСИ (т.е. $F_0/F_K = 1/T_s F_K \rightarrow 0$) значения

$$\operatorname{erf}(\pi F_K/F_0) = \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) = 1; \quad \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right] = 0$$

и коэффициент $\eta_M = 0$. При наличии ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_K = 1/T_s F_K > 1$) значение $\eta_M > 0$.

Таким образом, разработана аналитическая методика, позволяющая при передаче по транссионсферному КС с многолучевостью и ограниченной полосой когерентности различных комбинаций простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов $\dot{S}_{i\text{alc}}(t)$ определить отношения «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки W_{alc} (4.95), (4.103), (4.104)

$$W_{111} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}; W_{010} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}}; W_{011} = W_{110} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - \overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{м}}}$$

в зависимости от энергетического отношения «сигнал/шум» ($\overline{h^2} = \overline{E}_r / N_0$) на ее входе и коэффициентов энергетических потерь при обработке сигналов из-за ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \leq 1$) и МСИ ($\eta_{\text{м}} \geq 0$), определяемых степенью одновременно возникающих ЧСЗ и МСИ ($F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}} = 2\pi\sigma_{\tau_3} / T_s \approx \Delta\tau_{\text{imax}} / T_s$) согласно (4.45) и (4.112).

Полученные зависимости $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0 / F_{\text{к}})$, $\eta_{\text{м}} = \psi(F_0 / F_{\text{к}})$ и $W_{\text{alc}} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}})$ совместно с известными (1.51)

$$P_{\text{alc}} = 1 / (2 + W_{\text{alc}}); \quad P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010})$$

позволяют установить аналитическую зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}})$ для оценки помехоустойчивости (точнее – ее верхней границы) НК приема простых сигналов в транссионосферных КС с ЧСЗ и МСИ.

На рис. 4.6 приведены графики зависимостей $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}})$, построенные согласно выражениям (4.45), (4.112), (4.95), (4.103), (4.104), (1.51) для случаев передачи по транссионосферным КС с ограниченной полосой когерентности простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с различной степенью одновременно возникающих ЧСЗ и МСИ ($F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}}$): 1) 8; 2) 1; 3) 0,1; 4) $1,3 \cdot 10^{-2}$; 5) $5 \cdot 10^{-3}$; 6) 0 (РлЗ).

Изменение приведенных на рис.4.6 графиков зависимостей можно объяснить на основе анализа условий возникновения (1.26) ЧСЗ и МСИ ($F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}} \geq 1$), их отсутствия ($F_0 / F_{\text{к}} = 1 / T_s F_{\text{к}} \ll 1$) при $F_{\text{к}} = \text{const}$ и выражений для $\eta_{\text{ч}}$ (4.45), $\eta_{\text{м}}$ (4.112), W_{111} (4.95), W_{010} (4.103); W_{110} (4.104); P_{alc} и $P_{\text{ош}}$ (1.51).

1. При передаче простых сигналов с очень узкой отно-

сительно F_K полосой спектра $F_0 = 1/T_s$ и большой длительностью T_s (т.е. с очень малой скоростью $R_T = 1/T_s$), когда гарантировано отсутствие ЧЗ и МСИ ($F_0/F_K = 1/T_s F_K \rightarrow 0$) с учетом (4.37) будем иметь

$$\operatorname{erf}(\pi T_s F_K) = 1; \quad \exp\left[-(\pi T_s F_K)^2\right] = 0; \quad \eta_{\text{ч}} = 1; \quad \eta_{\text{м}} = 0.$$

Тогда $W_{\text{alc}} = \overline{h^2}$, $P_{\text{alc}} = 1/(2 + \overline{h^2})$ и выражение (1.51) сводится к известному (1.13) виду $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2})$ для КС с рэлеевскими замираниями (кривая 6).

2. При передаче сигналов с шириной спектра F_0 , существенно превышающей полосу когерентности (F_K) транссионсферного КС, когда возникают сильные ЧЗ и МСИ ($F_0/F_K = 1/T_s F_K = 8$) будем иметь

$$\operatorname{erf}(\pi T_s F_K) < 1; \quad \exp\left[-(\pi T_s F_K)^2\right] > 0; \quad \eta_{\text{ч}} < 1; \quad \eta_{\text{м}} > 0. \quad (4.113)$$

В этом случае выполняются следующие неравенства:

$$W_{111} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} > W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - \overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{м}}} > W_{010} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{м}}}; \quad (4.114)$$

$$P_{111} = \frac{1}{2 + W_{111}} = \frac{1}{2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}} < P_{110} = \frac{1}{2 + W_{110}} = P_{011} < P_{010} = \frac{1}{2 + W_{010}}.$$

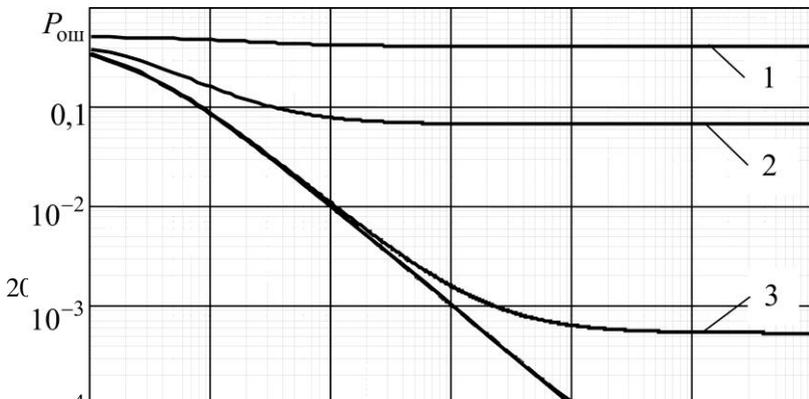


Рис. 4.6. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме сигналов с различной степенью ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_k = 1/T_s F_k$): 1) 8; 2) 1; 3) 0,1; 4) $1,3 \cdot 10^{-2}$; 5) $5 \cdot 10^{-3}$; 6) 0.

Согласно последним выражениям величина $P_{\text{ош}}$ (1.51) резко увеличивается при $\overline{h^2} = \text{const}$. Когда $\overline{h^2} \rightarrow \infty$, значения $W_{111} \rightarrow \infty$, $P_{111} \rightarrow 0$, тогда как

$$\begin{aligned} W_{110} = W_{011} &\rightarrow (\eta_{\text{ч}}/\eta_{\text{м}}) - 1; & W_{010} &\rightarrow (\eta_{\text{ч}}/2\eta_{\text{м}}) - 1; \\ P_{110} = P_{011} &\rightarrow 1/(1 + \eta_{\text{ч}}/\eta_{\text{м}}); & P_{010} &\rightarrow 1/(1 + \eta_{\text{ч}}/2\eta_{\text{м}}). \end{aligned}$$

Следовательно, $P_{\text{ош}} \rightarrow \text{const}$ и появляется характерная для КС с МСИ ($\eta_{\text{м}} > 0$) несократимая вероятность ошибки (кривая 1), которая выражается в виде загиба графика $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ параллельно оси $\overline{h^2}$, равная величине $P_{\text{ошн}} \approx 0,4 \gg P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$. При меньшей степени ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_k = 1/T_s F_k = 1$) величина $P_{\text{ошн}} \approx 7 \cdot 10^{-2}$ (кривая 2).

3. При передаче сигналов с достаточно узкой шириной спектра F_0 и выполнении соотношения ($F_0/F_k = 1/T_s F_k \ll 1$) будем иметь

$$\text{erf}(\pi T_s F_k) \approx 1; \quad \exp[-(\pi T_s F_k)^2] \approx 0; \quad \eta_{\text{ч}} \approx 1; \quad \eta_{\text{м}} \geq 0.$$

Эти значения указывают на то, что ЧЗЗ практически не влияют на результаты обработки сигналов ($\eta_{\text{ч}} \approx 1$), в то время как МСИ еще оказывает влияние ($\eta_{\text{м}} \geq 0$), но менее значительное по сравнению с предыдущим случаем (когда $\eta_{\text{м}} > 0$). Поэтому величина $W_{111} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} \approx \overline{h^2}$ меньше отличается от $W_{110} = W_{011}$ и W_{010} , а несократимая $P_{\text{ош}}$ (загиб графика) появляется при больших значениях $\overline{h^2}$ по сравнению с предыдущим случаем. Этим объясняются графики зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при $F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}} = 10^{-1}$ и $1,3 \cdot 10^{-2}$ (кривые 3 и 4), характеризующиеся $P_{\text{ошн}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-5} . В случае, когда $F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}} < 5 \cdot 10^{-3}$ значение $\eta_{\text{м}} \approx 0$ и несократимая $P_{\text{ош}}$ при $\overline{h^2} \leq 10^5$ не появляется.

Проведенный анализ графиков зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме в транссионосферном КС простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с различной степенью ЧЗЗ и МСИ ($F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}}$) показывает, что для устранения влияния МСИ (т.е. несократимой $P_{\text{ош}}$) необходимо снизить скорость передачи сообщений $R_{\text{т}} = 1/T_s$ до значений, при которых $1/T_s F_{\text{к}} < 5 \cdot 10^{-3}$, т.е. длительность сигналов (T_s) в 200 раз превосходит максимальное время запаздывания лучей $\Delta\tau_{i\text{max}} \approx 1/F_{\text{к}}$ в транссионосферном КС.

Величину $P_{\text{ошн}}$ можно определить из приведенных выражений (4.114) для P_{alc} , найденных при $\overline{h^2} \rightarrow \infty$, как [85, 87].

$$P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}) \rightarrow 0,25[2/(1 + \eta_{\text{ч}}/\eta_{\text{м}}) + 1/(1 + \eta_{\text{ч}}/2\eta_{\text{м}})] = 0,5(1 + \eta_{\text{ч}}/\eta_{\text{м}})^{-1} + 0,25(1 + \eta_{\text{ч}}/2\eta_{\text{м}})^{-1} = P_{\text{ошн}}.$$

В случае выполнения соотношения $\eta_{\text{ч}}/2\eta_{\text{м}} \gg 1$ данное выражение можно записать в приближенном виде $P_{\text{ошн}} \approx \eta_{\text{м}}/\eta_{\text{ч}}$.

В заключение отметим, что сравнение графиков рис. 4.6, построенных по результатам полученной аналитической зависимости $P_{\text{ошн}} = \psi(\overline{h^2}, 1/T_s F_k)$ и графиков рис. 1.3, полученных по результатам численного моделирования этой зависимости на ЭВМ, указывают на их удовлетворительное соответствие. Отличие этих графиков обусловлено тем, что последние построены для случая когерентной обработки сигналов с использованием алгоритма декодирования Витерби [14], что обеспечивает энергетический выигрыш в $4 \div 6$ дБ по сравнению со случаем НК обработки.

4.4. Помехоустойчивость приема сигналов с защитными интервалами в транссионосферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференцией

Проведенный в п.4.3 анализ графиков (рис. 4.6) изменения помехоустойчивости СКС при передаче простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов в транссионосферных КС с ограниченной полосой когерентности (F_k) показал, что даже наличие слабой степени МСИ ($1/T_s F_k \geq 5 \cdot 10^{-3}$) приводит к появлению $\eta_M = \psi(1/T_s F_k) \geq 0$ и несократимой $P_{\text{ошн}}$, препятствующей достижению допустимой $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $\overline{h^2} \rightarrow \infty$. Поэтому МСИ принимаемых сигналов оказывает превалирующее влияние на снижение помехоустойчивости СКС по сравнению с ЧСЗ (влияние которых ($\eta_{\text{ч}} < 1$) можно компенсировать увеличением $\overline{h^2}$).

Как показано в разделе 1, устранение МСИ в КС с многолучевостью возможно за счет передачи простых сигналов с защитными интервалами (ЗИ) длительностью $T_{\text{зи}}$. В этом случае период следования сигналов увеличивается до значения

$$T_{\text{сл}} = T_s + T_{\text{зи}} = T_s (1 + T_{\text{зи}} / T_s) = T_s B_{\text{сл}}, \quad (4.115)$$

где $B_{\text{сл}} = 1 + T_{\text{зи}} / T_s = T_{\text{сл}} / T_s$ – относительный период следования сигналов с ЗИ. Тогда при передаче по транссионосферным КС с ограниченной полосой когерентности простых сигналов с неизменными параметрами (F_0 и $T_s = 1/F_0$) и большими ЗИ (когда $B_{\text{сл}} \gg 1$) будет выполняться условие (1.14) возникновения ЧСЗ ($F_0 / F_k \geq 1$) при выполнении условия (1.33) отсутствия МСИ

$$1/T_{\text{сл}} F_k = F_0 / F_k B_{\text{сл}} = R_{\text{сл}} / F_k \ll 1,$$

где $R_{\text{сл}} = 1/(T_s + T_{\text{зи}}) = 1/T_{\text{сл}} = 1/T_s B_{\text{сл}} = R_T / B_{\text{сл}}$

– скорость передачи сигналов с ЗИ ($R_{\text{сл}} \geq R_T$).

Согласно условиям (1.14), (1.33) степень возникающих ЧСЗ и МСИ в таких трансионосферных КС определяется значениями F_0/F_K и $F_0/F_K B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_K$. От них зависят коэффициенты $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_K)$ и $\eta_{\text{мз}} = \psi(1/T_{\text{сл}} F_K)$. Можно предположить, что введение ЗИ позволит обеспечить значения $\eta_{\text{мз}} < \eta_{\text{м}}$ и устранить несократимую $P_{\text{ош}}$ при более высокой скорости передачи $R_{\text{сл}} = R_T / B_{\text{сл}}$ по сравнению со случаем отсутствия ЗИ (когда $T_3 = 0$, $T_{\text{сл}} = T_s$, $B_{\text{сл}} = 1$ и $R_{\text{сл}} = R_T$). Чтобы обосновать это предположение, надо уточнить условие (1.33) отсутствия МСИ, при котором устраняется несократимая $P_{\text{ош}}$. Для решения этой задачи необходимо обобщить результаты разработанной в подразделе 4.3 аналитической методики оценки зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, F_0/F_K = 1/T_s F_K)$ на случай произвольного выбора относительного периода следования сигналов $B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}}/T_s \geq 1$ [87].

Целью здесь является оценка помехоустойчивости СКС при передаче простых сигналов с произвольными ЗИ в зависимости от степени возникающих ЧСЗ и МСИ, то есть

$$P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, F_0/F_K, 1/T_{\text{сл}} F_K = F_0 B_{\text{сл}} / F_K)$$

через соответствующие коэффициенты энергетических потерь:

$$\eta_{\text{мз}} = \psi(1/T_{\text{сл}} F_K); \eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_K); P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{мз}}, \eta_{\text{ч}}).$$

Напомним, что в разработанной в подразделе 4.3 аналитической методике полагалось, что при передаче по КС информационного символа 1, подлежащего регистрации на приемной стороне, и соседних с ним символов a и c (где

$a, c=1$ или 0) комплексная огибающая соответствующей последовательности передаваемых сигналов (длительностью T_s) описывается выражением (4.46)

$$\dot{S}_{ta1c}(t) = \dot{S}_{ta}(t - T_s) + \dot{S}_{t1}(t) + \dot{S}_{tc}(t + T_s).$$

Тогда при отделении соседних с $\dot{S}_{t1}(t)$ сигналов защитными интервалами (T_3) вместо (4.46) будем иметь

$$\dot{S}_{ta1c}(t) = \dot{S}_{ta}(t - T_{\text{сл}}) + \dot{S}_{t1}(t) + \dot{S}_{tc}(t + T_{\text{сл}}), \quad (4.116)$$

где согласно (4.115) $T_{\text{сл}} = T_s + T_{\text{зи}}$.

При передаче последовательности сигналов (4.116) по КС с многолучевостью огибающая аддитивной смеси принимаемых (r) сигналов $\dot{S}_{ra1c}(t)$ и гауссовского шума $\dot{n}(t)$ описывается выражением

$$\dot{X}_r(t) = \dot{S}_{ra1c}(t) + \dot{n}(t) = \dot{S}_{ra}(t - T_{\text{сл}}) + \dot{S}_{r1}(t) + \dot{S}_{rc}(t + T_{\text{сл}}) + \dot{n}(t). \quad (4.117)$$

Здесь огибающая принимаемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$, регистрируемого на интервале обработки $[0, T_s]$, определяется точно также, как (4.50)

$$\dot{S}_{r1}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t - \tau_{\text{ср}} - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{t1}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.118)$$

Соседние принимаемые сигналы отличаются от (4.118) сдвигом во времени на $\mp T_{\text{сл}} = \pm(T_s + T_{\text{зи}})$:

$$\dot{S}_{ra,c}(t \mp T_{\text{сл}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{ta,c}(t' \mp T_{\text{сл}} - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau. \quad (4.119)$$

Оценим $P_{\text{ош}}$ в некогерентной схеме обработки (рис. 4.3), оптимальной для КС с флуктуирующей фазой или рэлеевскими замираниями, при воздействии на ее вход аддитивной смеси (4.117) – (4.119) гауссовского шума и сигналов с ЧЗ и МСИ по методике, приведенной в подразделе

4.3, с учетом ЗИ ($B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}} / T_s$).

Заметим, что исходные выражения для огибающей аддитивной смеси на входе НК схемы обработки (4.47), (4.50), (4.51) отличаются от (4.117) – (4.119) только тем, что в (4.117) и (4.119) сдвиги на $\mp T_s$ заменены на $\mp T_{\text{сл}}$, а (4.118) полностью совпадает с (4.50). Поэтому выражения (4.52) – (4.104) остаются справедливыми и для случая передачи простых сигналов с ЗИ при замене $\mp T_s$ на $\mp T_{\text{сл}}$.

В соответствии с этими выражениями и совпадением формул (4.50) и (4.118) для $\dot{S}_{r1}(t)$ зависимость выходного отношения «сигнал/шум» W_{111} от входного ($\overline{h^2}$) и коэффициента энергетических потерь при НК обработке сигналов с ЗИ из-за ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}}$) полностью совпадает с (4.95)

$W_{111} = W = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}$, где $\eta_{\text{ч}} \leq 1$ определяется согласно (4.35)

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau \leq 1$$

и зависит от степени ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}}$) в трансionoсферном КС как (4.45)

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right) \exp \left[- \left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right)^2 \right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right).$$

После оговоренной замены в выражениях (4.52) – (4.104) $\mp T_s$ на $\mp T_{\text{сл}} = \mp(T_s + T_{\text{зи}})$ зависимости выходных отношений «сигнал/шум» W_{010} и $W_{011} = W_{110}$ от $\overline{h^2}$, $\eta_{\text{ч}}$ и коэффициента энергетических потерь при НК обработке сигналов с ЗИ из-за МСИ ($\eta_{\text{мс}}$) будут иметь вид, аналогичный (4.103), (4.104)

$$W_{010} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - 2\overline{h^2} \eta_{\text{мз}}}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{мз}}}; \quad W_{011} = W_{110} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{ч}} - \overline{h^2} \eta_{\text{мз}}}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{мз}}}, \quad (4.120)$$

где $\eta_{\text{мз}} \geq 0$ отличается от $\eta_{\text{м}}$ (4.105) заменой $\mp T_s$ на $\mp T_{\text{сл}}$

$$\eta_{\text{мз}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\psi}_{00}(\tau \pm T_{\text{сл}})|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau. \quad (4.121)$$

Чтобы установить зависимость $\eta_{\text{мз}}$ (4.121) от степени МСИ ($F_0/F_{\text{к}} B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}}$) в трансионосферных КС с нормированной функцией рассеяния $\sigma_{\text{н}}(\tau)$ вида (2.128) необходимо конкретизировать выражения для нормированных АКФ передаваемых сигналов (4.116) с огибающей вида $\dot{S}_{t_0}(t \mp T_{\text{сл}}) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t \mp T_{\text{сл}})$.

В отличие от нормированной АКФ (4.38) сигнала $\dot{S}_{t_1}(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t)$, нормированные АКФ соседних с ним сигналов $\sqrt{E_t} \dot{U}_0(t \mp T_{\text{сл}})$ будут иметь максимальное значение (равное 1) не при $\tau = 0$, а при $\tau = \mp T_{\text{сл}}$. Поэтому выражение для нормированной АКФ, например сигнала $\dot{S}_{t_0}(t + T_{\text{сл}}) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t + T_{\text{сл}})$ можно записать в виде

$$|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_{\text{сл}})| = \begin{cases} 1 - \frac{|T_{\text{сл}} - \tau|}{T_s}, & \text{при } T_{\text{сл}} - T_s \leq \tau \leq T_{\text{сл}} + T_s; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.122)$$

Согласно (4.122) значение $|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_{\text{сл}})| = 1$ при $\tau = T_s$ и $|\dot{\psi}_{00}(\tau - T_{\text{сл}})| = 0$ при τ вне интервала $T_{\text{сл}} \mp T_s$. Заметим, что при отсутствии ЗИ ($T_{\text{зи}} = 0$, $T_{\text{сл}} = T_s$) выражение (4.122) сводится к виду (4.106).

Аналогичным образом описывается и нормированная АКФ $|\dot{\psi}_{00}(\tau + T_{\text{сл}})|$ сигнала $\dot{S}_{t_0}(t - T_{\text{сл}}) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t - T_{\text{сл}})$

при замене в (4.122) $T_{\text{сл}}$ на $-T_{\text{сл}}$.

Поскольку нормированная АКФ (4.122) имеет симметричное размещение в области $T_{\text{сл}} - T_s \leq \tau \leq T_{\text{сл}} + T_s$, а нормированная функция рассеяния транссионсферного КС (2.128) описывается гауссовским ЗРВ случайной величины τ с дисперсией $\sigma_{\tau 2}^2$, выражение (4.121) сводится к виду

$$\begin{aligned} \eta_{\text{МЗ}} &= \int_{T_{\text{сл}} - T_s}^{T_{\text{сл}} + T_s} |\psi_{00}(\tau - T_{\text{сл}})|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau 2}} \int_{T_{\text{сл}} - T_s}^{T_{\text{сл}}} \left(1 - \frac{T_{\text{сл}} - \tau}{T_s}\right)^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) d\tau. \end{aligned} \quad (4.123)$$

Произведя преобразование (4.123) с использованием табличных интегралов (4.40) – (4.42) и взаимосвязи (2.129) $\sigma_{\tau 2} = \sqrt{2} \sigma_{\tau 3}$, можно получить выражение вида

$$\begin{aligned} \eta_{\text{МЗ}} &= \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \right)^2 + \left(1 - \frac{T_{\text{сл}}}{T_s} \right)^2 \right] \left\{ \text{erf} \left[\pi \left(\frac{T_{\text{сл}}}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \text{erf} \left[\pi \left(\frac{T_{\text{сл}} - T_s}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right) \right] \right\} + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \left(\frac{T_{\text{сл}}}{T_s} - 1 \right) \times \\ &\quad \times \left\{ \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_{\text{сл}}}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right)^2 \right] - \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_{\text{сл}} - T_s}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right)^2 \right] \right\} - \\ &\quad - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_s} \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_{\text{сл}}}{2\pi\sigma_{\tau 3}} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Данное аналитическое выражение с учетом взаимосвязей $2\pi\sigma_{\tau 3} = 1/F_{\text{к}}$ и $T_{\text{сл}}/T_s = B_{\text{сл}}$ можно представить в виде явной зависимости от $F_0/F_{\text{к}}$, $B_{\text{сл}}$ и $F_0/F_{\text{к}} B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}}$:

$$\eta_{M3} = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_K} \right)^2 + (1 - B_{\text{сл}})^2 \right] \left\{ \text{erf}(\pi T_{\text{сл}} F_K) - \right. \\ \left. - \text{erf} \left[\pi T_{\text{сл}} F_K \left(1 - \frac{1}{B_{\text{сл}}} \right) \right] \right\} + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{F_0}{F_K} (B_{\text{сл}} - 1) \times \\ \times \left\{ \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \right] - \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_{\text{сл}}} \right)^2 \right] \right\} - \\ - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{F_0}{F_K} \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \right]. \quad (4.124)$$

Достоверность выражений (4.123), (4.124) подтверждается тем, что в частном случае передачи сигналов без ЗИ ($T_{\text{зи}} = 0$, $T_{\text{сл}} = T_s$, $B_{\text{сл}} = 1$) они сводятся к выражению (4.112)

$$\eta_M = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right)^2 \text{erf}(\pi T_s F_K) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{1}{T_s F_K} \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right] \geq \eta_{M3},$$

соответствующему максимальному значению η_{M3} (4.124).

Таким образом, получено аналитическое выражение для коэффициента энергетических потерь η_{M3} (4.124) при НК обработке сигналов с произвольными ЗИ (относительными периодами следования $B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}}/T_s = 1 + T_{\text{зи}}/T_s$), передаваемых по транссионосферным КС с ограниченной полосой когерентности (F_K), в зависимости от степени ЧСЗ (F_0/F_K) и МСИ ($F_0/F_K B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_K$). Полученные зависимости (4.45) и (4.124) для $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_K/F_0)$ и $\eta_{M3} = \psi(F_0/F_K, B_{\text{сл}}, 1/T_{\text{сл}} F_K)$ позволяют рассчитать согласно (4.95), (4.120) отношения «сигнал/шум» на выходе приемника $W_{a1c} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{M3})$ и оценить $P_{\text{ош}}$ (1.51).

На рис. 4.7а и 4.7б приведены графики зависимостей

$P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, B_{\text{сл}}, F_0/F_k, 1/T_{\text{сл}} F_k)$, построенные согласно выражениям для $\eta_{\text{ч}}$ (4.45), $\eta_{\text{мз}}$ (4.124), $W_{\text{алс}}$ (4.95), (4.120); $P_{\text{алс}}$ и $P_{\text{ош}}$ (1.51) для случаев передачи по транссионосферным КС с различной степенью ЧСЗ (F_0/F_k) и МСИ ($F_0/F_k B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_k$) сигналов без ЗИ ($B_{\text{сл}} = 1$) и с ЗИ ($B_{\text{сл}} > 1$) соответственно.

Графики зависимостей, приведенные на рис. 4.7а, соответствуют рис. 4.6 и проанализированы в подразделе 4.3.

Приведенные на рис. 4.7б зависимости построены для случая передачи по транссионосферным КС с сильными ЧСЗ ($F_0/F_k = 8$) сигналов с различными ЗИ (относительными периодами следования $B_{\text{сл}} = 5, 7, 9$ и $B_{\text{сл}} \geq 10$) и степенью возникающей МСИ ($F_0/F_k B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_k$). Изменение этих зависимостей объясняется на основе анализа условий (1.14), (1.33) и возникновения ЧСЗ ($F_0/F_k \geq 1$) и отсутствия МСИ ($1/T_{\text{сл}} F_k \ll 1$) и выражений (4.45), (4.124), (4.95), (4.120), (1.51).

1. При передаче сигналов с небольшими ЗИ ($B_{\text{сл}} = 5 \div 9$) по транссионосферным КС с сильными ЧСЗ ($F_0/F_k = 8$) условие (1.33) отсутствия МСИ ($1/T_{\text{сл}} F_k \ll 1$) не выполняется, поскольку $F_0/F_k B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_k = 1, 6 \div 0, 89$. В этом случае при неизменном по сравнению с (4.113) значении $\eta_{\text{ч}} < 1$ будем иметь

$$\text{erf}(\pi T_{\text{сл}} F_k) < 1; \quad 1 - B_{\text{сл}}^{-1} \leq 1; \quad \eta_{\text{мз}} > 0,$$

причем $\eta_{\text{мз}} < \eta_{\text{м}}$. Поэтому выполняются аналогичные (4.114) неравенства

$$W_{111} = h_0^2 \eta_{\text{ч}} > W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2}(\eta_{\text{ч}} - \eta_{\text{мз}})}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{мз}}} > W_{010} = \frac{\overline{h^2}(\eta_{\text{ч}} - 2\eta_{\text{мз}})}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{мз}}},$$

(4.125)

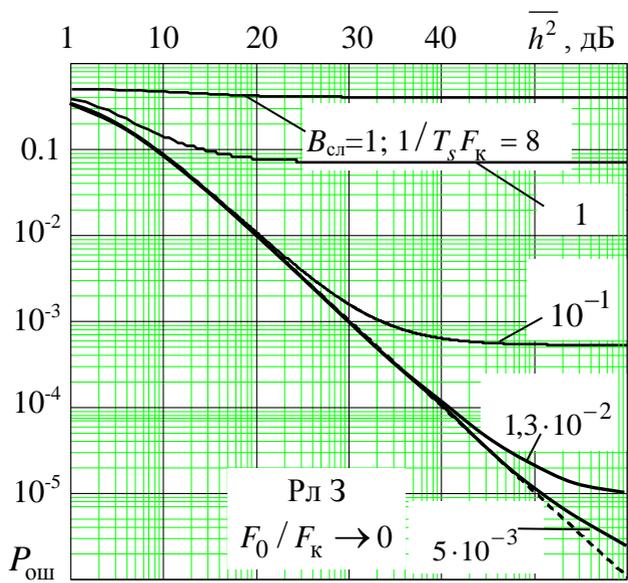


Рис. 4.7а. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме простых сигналов без ЗИ ($B_{\text{сл}} = 1$).

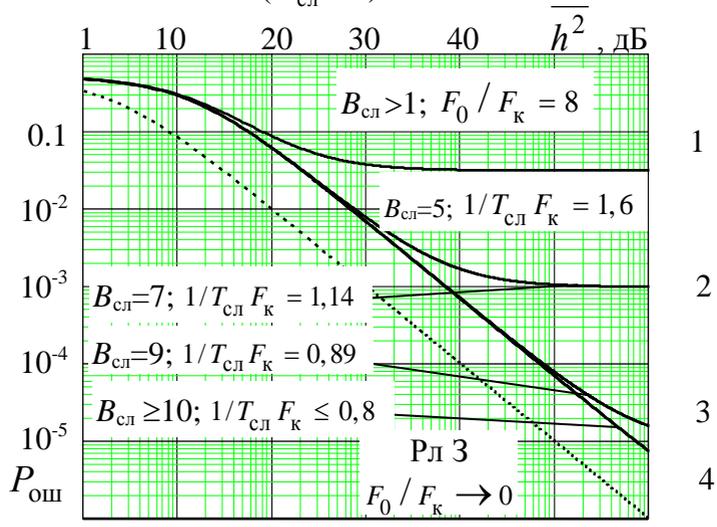


Рис. 4.7б. Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме простых сигналов при наличии защитных интервалов $B_{\text{сл}} > 1$

при которых несократимая $P_{\text{ош}}$ появляется при больших значениях $\overline{h^2}$ (кривые 1 – 3) по сравнению со случаем $B_{\text{сл}}=1$ и $F_0/F_{\text{к}}=8$ (верхним графиком на рис. 4.7а).

2. Чтобы объяснить отсутствие несократимой $P_{\text{ош}}$ (кривая 4) при выборе $B_{\text{сл}} \geq 10$ необходимо обосновать более точное по сравнению с (1.33) условие отсутствия МСИ при передаче сигналов с ЗИ. Анализ выражений (4.123), (4.124) показывает, что при выполнении условия $(T_{\text{сл}} - T_s)/2\pi\sigma_{\tau 3} > 1$, которое с учетом (4.115) можно представить в трех видах:

$$T_{\text{зи}} > 2\pi\sigma_{\tau 3}; \quad B_{\text{сл}} \geq 1 + 2\pi\sigma_{\tau 3}/T_s = 1 + F_0/F_{\text{к}}; \\ 1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}} < (1 - B_{\text{сл}}^{-1}), \quad (4.126)$$

значения сомножителей в фигурных скобках близки к нулю и $\eta_{\text{мз}} \approx 0$. В этом случае вместо неравенств (4.125) выполняются равенства $W_{a1c} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}$ и несократимая $P_{\text{ош}}$ устраняется. Тогда $P_{a1c} = 1/(2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}})$ и выражение (1.51) сводится к известному (1.49) виду $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}})$ для КС с ЧСЗ. Поэтому полученные соотношения (4.126) являются условиями отсутствия МСИ при передаче сигналов с ЗИ по критерию устранения несократимой вероятности ошибки (обеспечиваемой при $\eta_{\text{мз}} = 0$). Согласно (4.126) при заданной степени ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}} = 8$) несократимая $P_{\text{ош}}$ устраняется при $B_{\text{сл}} > 9$ и степени МСИ $F_0/F_{\text{к}} B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}} < 0,89$, т. е. при выборе минимального относительного периода следования $B_{\text{сл}} = 10$ и $1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}} = 0,8$.

Сравнительный анализ графиков на рис. 4.7а и кривой 4 на рис. 4.7б показывает, что для достижения допустимой достоверности приема сигналов в СКС ($P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$)

необходимо обязательно устранить появление несократимой $P_{\text{ош}}$ путем обеспечения величины (4.124) $\eta_{\text{мз}} \approx 0$. Для этого потребуется реализовать значение $1/T_s F_k = F_0/F_k < 5 \cdot 10^{-3}$ при передаче сигналов без ЗИ ($B_{\text{сл}} = 1$) и всего лишь $1/T_{\text{сл}} F_k = F_0/F_k B_{\text{сл}} \leq 0,8$ – при передаче сигналов с ЗИ ($B_{\text{сл}} \geq 10$) в условиях достаточно сильных ЧСЗ ($F_0/F_k = 8$). Следовательно, при введении ЗИ скорость передачи $R_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} \leq 0,8 F_k$ сигналов по трансферному КС с ограниченной полосой $F_k = \text{const}$ можно обеспечить в $R_{\text{сл}}/R_T = 160$ раз выше, чем при отсутствии ЗИ (когда $R_T = 1/T_s \leq 5 \cdot 10^{-3} F_k$). Заметим, что возникающие при этом ЧСЗ не препятствуют принципиальной возможности достижения $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ при реализуемых в СКС значениях $\overline{h^2} = 10 \div 23$ дБ, если использовать пространственно-разнесенный прием сигналов.

Таким образом, разработана аналитическая методика, позволяющая согласно выражениям (1.51), (4.95), (4.120), (4.45), (4.124) оценить достоверность ($P_{\text{ош}}$) некогерентного приема сигналов с защитными интервалами, передаваемых по трансферным каналам связи с ограниченной полосой когерентности (F_k), в зависимости от выбора относительного периода их следования ($B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}}/T_s$), степени возникающих при этом ЧСЗ (F_0/F_k) и МСИ ($F_0/F_k B_{\text{сл}} = 1/T_{\text{сл}} F_k$), а также отношения сигнал/шум ($\overline{h^2} = \overline{E_r}/N_0$) на входе приемника. Анализ полученных выражений позволил обосновать условия (4.126) отсутствия МСИ по критерию устранения несократимой $P_{\text{ош}}$ и сделать вывод о возможности увеличения скорости передачи сигналов по указанным каналам более чем на два порядка за счет

введения защитных интервалов.

4.5. Помехоустойчивость приема сложных сигналов в трансionoсферных КС с частотно-селективными замираниями и межсимвольной интерференцией

В п.4.3 разработана аналитическая методика оценки помехоустойчивости НК приема простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов в зависимости от параметра $F_0 / F_k = 1 / T_s F_k$, характеризующего степень ЧСЗ и МСИ. Однако в СКС помимо простых сигналов применяются сложные (ФМ ШПС) с базой $B_s = T_s F_0 \gg 1$ и полосой спектра $F_0 = B_s / T_s = 1 / T_s$ (где T_s – длительность элементарного двоичного символа ШПС), передаваемые с низкими скоростями $R_T = 1 / T_s = 0,05 \dots 1,2$ кбит/с. Тогда при передаче ШПС, например, с полосой спектра $F_0 = 1 / T_s \approx 2$ МГц (соответствующей ширине спектра простого сигнала $F_0 = 1 / T_s$ при скорости его передачи $R_T \approx 2$ Мбит/с) и базой $B_s = T_s F_0 = T_s / T_s \approx 4 \cdot 10^4$ в трансionoсферном КС с полосой когерентности $F_k \leq 0,1 \div 0,25$ МГц выполняется условие (1.14) возникновения ЧСЗ

$$F_0 / F_k = 1 / T_s F_k = B_s / T_s F_k \geq 1$$

при выполнении условия (1.25) отсутствия МСИ

$$1 / T_s F_k = F_0 / F_k B_s \ll 1.$$

Согласно условиям (1.14), (1.25) степени возникающих ЧСЗ и МСИ в трансionoсферных КС определяются значениями F_0 / F_k и $1 / T_s F_k = F_0 / F_k B_s$ соответственно. В частном случае передачи простых сигналов ($B_s = 1$) условия возникновения ЧСЗ и МСИ выполняются одновременно (т. е. $F_0 / F_k = 1 / T_s F_k > 1$).

Очевидно, что применение в СКС типовых ШПС (с базами $B_s \approx 4 \cdot 10^4$) обеспечивает при наличии сильных ЧСЗ

($F_0/F_k \approx 8$) устранение несократимой $P_{\text{ош}}$, т. к. отсутствует МСИ ($1/T_s F_k = F_0/F_k B_s \approx 2 \cdot 10^{-4} \ll 1$). Однако достигается это за счет большой длительности сигнала T_s , т. е. малой скорости передачи $R_T = 1/T_s$. Чтобы найти границу повышения R_T , необходимо уточнить условие (1.25) отсутствия МСИ, при выполнении которого устраняется несократимая $P_{\text{ош}}$. Решение этой задачи возможно на основе теоретического обобщения разработанной в подразделе 4.3 методики оценки помехоустойчивости на случай использования сложных сигналов с произвольными базами с целью установления аналитической зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ от B_s и параметров F_0/F_k и $F_0/F_k B_s = 1/T_s F_k$, т. е. $P_{\text{ош}} = \Psi(\overline{h^2}, B_s, F_0/F_k, 1/T_s F_k)$ [82].

Напомним, что при передаче комбинации символов $a1c$ последовательность огибающих передаваемых простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с длительностью T_s описывается выражением (4.46):

$$\dot{S}_{ta1c}(t) = \dot{S}_{ta}(t - T_s) + \dot{S}_{t1}(t) + \dot{S}_{tc}(t + T_s)$$

Очевидно, что и последовательность огибающих передаваемых сложных ($B_s = T_s F_0 \gg 1$) сигналов с длительностью T_s будет описываться таким же выражением. Поэтому приведенные в подразделе 4.3 выражения (4.47), (4.50) – (4.105) остаются справедливыми и в случае передачи сложных сигналов.

Следовательно, входящие в выражение (1.51) для оценки помехоустойчивости НК схемы обработки (рис. 4.3) отношения «сигнал/шум» на ее выходе при использовании сложных сигналов с учетом ЧСЗ и МСИ будут определяться выражениями вида (4.95), (4.103), (4.104)

$$W_{111} = \overline{h^2 \eta_{\text{ч}}}; \quad W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2 (\eta_{\text{ч}} - \eta_{\text{м}})}}{1 + h^2 \eta_{\text{м}}}; \quad W_{010} = \frac{\overline{h^2 (\eta_{\text{ч}} - 2\eta_{\text{м}})}}{1 + 2h^2 \eta_{\text{м}}},$$

где коэффициенты энергетических потерь при НК обработке сигналов с ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \leq 1$) и с МСИ ($\eta_{\text{м}} \geq 0$) определяются как (4.35) и (4.105)

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau; \quad \eta_{\text{м}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{00}(T_s \pm \tau)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau.$$

Входящие в (4.35, 4.105) модули нормированных АКФ передаваемых сигналов $\dot{S}_{t1}(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t)$ и $\dot{S}_{ta,c}(t \mp T_s) = \sqrt{E_t} \dot{U}_{a,c}(t \mp T_s)$ при $a, c = 0$ определяются в общем случае согласно выражений (4.31) и (4.99)

$$|\dot{\Psi}_{11}(\tau)| = |\dot{\Psi}_{11}(-\tau)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1^*(t') dt' \right|; \quad (4.126)$$

$$|\dot{\Psi}_{00}(\tau \pm T_s)| = |\dot{\Psi}_{00}(-\tau \mp T_s)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_0(t' \mp T_s - \tau) U_0^*(t') dt' \right|. \quad (4.127)$$

Следует отметить, что огибающие сложных сигналов (например ФМ ШПС) $\dot{S}_{t1}(t)$ и $\dot{S}_{t0}(t \mp T_s)$ отличаются от простых и имеют вид последовательности прямоугольных видеоимпульсов длительностью T_s , занимающих интервал T_s . Поэтому модули нормированных АКФ (4.126), (4.127) сложных сигналов будут отличаться от простых (4.38), (4.106).

Следовательно, для достижения поставленной цели необходимо конкретизировать входящие в выражения для $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_k)$ и $\eta_{\text{м}} = \psi(1/T_s F_k)$ модули нормированных АКФ для случая сложных сигналов.

Известно [18, 35, 93, 126], что нормированная АКФ

сложного ($B_s = T_s F_0 = T_s / T_3 \gg 1$) сигнала имеет основной пик треугольной формы внутри интервала $\pm T_3 = \pm T_s / B_s = \pm 1 / F_0$, а вне его – боковые пики с максимальной амплитудой $\alpha / \sqrt{B_s}$ (где $\alpha = \text{const}$ и может принимать значения от 0,7 до 5÷6). Для определения верхней границы оценки $P_{\text{ош}}$ боковые пики можно не учитывать и записать аналитическое выражение (4.126) для нормированной АКФ сложного сигнала $\dot{S}_{t_1}(t)$ в виде

$$|\psi_{11}(\tau)| = \begin{cases} 1 - |\tau| / T_3, & \text{при } T_3 \leq \tau \leq T_3; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.128)$$

В отличие от (4.128) основной пик нормированной АКФ (4.127) для сложных сигналов $\dot{S}_{t_0}(t)$, сдвинутых во времени на $\mp T_s$, будет иметь максимальное значение (равное 1) не при $\tau = 0$, а при $\tau = \mp T_s$. Поэтому выражение, например для нормированной АКФ сигнала $\dot{U}_0(t + T_s)$ без учета боковых пиков можно записать как

$$|\psi_{00}(\tau - T_s)| = \begin{cases} 1 - \frac{|T_s - \tau|}{T_3}, & \text{при } T_s - T_3 \leq \tau \leq T_s + T_3; \\ 0, & \text{при других } \tau. \end{cases} \quad (4.129)$$

Согласно (4.129) значение $|\psi_{00}(\tau - T_s)| = 1$ при $\tau = T_s$ и $|\psi_{00}(\tau - T_s)| = 0$ при τ вне интервала $T_s \pm T_3$.

Поскольку основной пик АКФ (4.128) сложного сигнала $\dot{U}_1(t)$ имеет симметричное размещение в области $-T_3 \leq \tau \leq T_3$, а нормированная функция рассеяния трансферного КС (2.128) описывается гауссовским ЗРВ случайной величины τ с дисперсией $\sigma_{\tau 2}^2$, выражение (4.39) для $\eta_{\text{ч}}$ сводится к виду

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-T_3}^{T_3} |\psi_{11}(\tau)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau 2}} \int_0^{T_3} \left(1 - \frac{\tau}{T_3}\right)^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) d\tau. \quad (4.130)$$

Используя разложение $(1 - \tau/T_3)^2$ на три слагаемых и табличные интегралы (4.40) – (4.42) выражение (4.130) преобразуется к виду, аналогичному (4.43)

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_3}\right)^2\right] \operatorname{erf}\left(\frac{T_3}{\sqrt{2}\sigma_{\tau 2}}\right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_3}\right) \exp\left(-\frac{T_3^2}{2\sigma_{\tau 2}^2}\right) - 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma_{\tau 2}}{T_3}\right). \quad (4.131)$$

Используя взаимосвязь (2.129) $\sigma_{\tau 2} = \sqrt{2}\sigma_{\tau 3}$, выражение (4.131) можно записать как

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_3}\right)^2\right] \operatorname{erf}\left(\pi \frac{T_3}{2\pi\sigma_{\tau 3}}\right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_3}\right) \exp\left[-\pi^2 \left(\frac{T_3}{2\pi\sigma_{\tau 3}}\right)^2\right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau 3}}{T_3}\right). \quad (4.132)$$

Заметим, что (4.132) отличается от (4.44) только тем, что длительность простого сигнала T_s заменена на длительность элемента T_3 сложного сигнала.

С учетом соотношений $2\pi\sigma_{\tau 3} = 1/F_{\text{к}}$ и $T_3 = 1/F_0$ выражение (4.132) можно представить в виде явной зависимости $\eta_{\text{ч}}$ от степени ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}}$)

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}}\right)^2\right] \operatorname{erf}\left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0}\right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0}\right)^2\right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}}\right). \quad (4.133)$$

Данное выражение не отличается по виду от (4.45), однако в (4.133) полоса спектра F_0 соответствует сложному

сигналу ($F_0 = 1/T_s = B_s/T_s$), а в (4.45) – простому ($F_0 = 1/T_s$). При этом в частном случае передачи простых сигналов, когда $B_s = 1$ и $F_0 = B_s/T_s = 1/T_s$ выражение (4.133) сводится к виду (4.45).

С учетом симметричности размещения главного пика (4.129) сигнала $\dot{U}_0(t+T_s)$ в интервале $T_s - T_s \leq \tau \leq T_s + T_s$ и гауссовского распределения функции рассеяния трансферного КС (2.128) по τ , выражение (4.105) для η_M сводится к виду

$$\begin{aligned} \eta_M &= \int_{T_s - T_s}^{T_s + T_s} |\dot{\Psi}_{00}(T_s \pm \tau)|^2 \sigma_H(\tau) d\tau = \\ &= 2(\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau_2})^{-1} \int_{T_s - T_s}^{T_s} [1 - (T_s - \tau)/T_s]^2 \exp(-\tau^2/2\sigma_{\tau_2}^2) d\tau. \end{aligned} \quad (4.134)$$

Преобразование (4.134) с учетом табличных интегралов (4.40) – (4.42) и взаимосвязи (2.129) $\sigma_{\tau_2} = \sqrt{2}\sigma_{\tau_3}$ дает

$$\begin{aligned} \eta_M &= \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau_3}}{T_s} \right)^2 + \left(1 - \frac{T_s}{T_s} \right)^2 \right] \left\{ \operatorname{erf} \left[\pi \left(\frac{T_s}{2\pi\sigma_{\tau_3}} \right) \right] - \right. \\ &- \operatorname{erf} \left[\pi \left(\frac{T_s - T_s}{2\pi\sigma_{\tau_3}} \right) \right] \left. \right\} + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau_3}}{T_s} \right) \left(\frac{T_s}{T_s} - 1 \right) \left\{ \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_s}{2\pi\sigma_{\tau_3}} \right)^2 \right] - \right. \\ &- \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_s - T_s}{2\pi\sigma_{\tau_3}} \right)^2 \right] \left. \right\} - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi\sigma_{\tau_3}}{T_s} \right) \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{T_s}{2\pi\sigma_{\tau_3}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.135)$$

Данное аналитическое выражение с учетом взаимосвязей $2\pi\sigma_{\tau_3} = 1/F_K$ и $B_s = T_s/T_s = T_s F_0$ можно представить в виде явной зависимости от F_0/F_K , B_s и $F_0/F_K B_s = 1/T_s F_K$:

$$\eta_M = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right)^2 + (1 - B_s)^2 \right] \left\{ \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \right. \\ \left. - \operatorname{erf} \left[\pi T_s F_K \left(1 - \frac{1}{B_s} \right) \right] \right\} + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{B_s}{T_s F_K} (B_s - 1) \left\{ \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right] - \right. \\ \left. - \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_s} \right)^2 \right] \right\} - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{B_s}{T_s F_K} \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right]. \quad (4.136)$$

Достоверность (4.136) подтверждается тем, что в частном случае передачи простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$) оно сводится к полученному в подразделе 4.3 выражению (4.112) соответствующему максимальному значению η_M (4.136):

$$\eta_M = \eta_{MM} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right)^2 \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{1}{T_s F_K} \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right], \quad (4.137)$$

Таким образом, получены искомые аналитические выражения для коэффициентов $\eta_{\text{ч}}$ (4.133) и η_M (4.136) при НК обработке сигналов с произвольными базами ($B_s = T_s F_0 \geq 1$), передаваемых по трансиносферным КС с ограниченной F_K , в зависимости от степени возникающих ЧСЗ (F_0/F_K) и МСИ ($F_0/F_K B_s = 1/T_s F_K$). Указанные зависимости $\eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0/F_K)$ и $\eta_M = \Psi(F_0/F_K, B_s, 1/T_s F_K)$ позволяют рассчитать согласно (4.95), (4.103), (4.104) отношения сигнал/шум на выходе НК приемника $W_{alc} = \Psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_M)$ и оценить $P_{\text{ош}}$ (1.51).

На рис. 4.8 приведены графики зависимости $P_{\text{ош}} = \Psi(\overline{h^2}, F_0/F_K, B_s, 1/T_s F_K)$, построенные в соответствии с выражениями для $\eta_{\text{ч}}$ (4.133), η_M (4.136), W_{alc} (4.95),

(4.103), (4.104), P_{a1c} и $P_{ош}$ (1.51) для случаев передачи по транссионосферным КС с сильными ЧСЗ ($F_0/F_K = 8$) сложных сигналов с различными базами ($B_s = 1, 5, 7, 9$ и $B_s \geq 10$) и степенями возникающей МСИ ($F_0/F_K B_s = 1/T_s F_K$). Для сравнения влияния ЧСЗ и МСИ на рис. 4.8 пунктирной линией показан график зависимости $P_{ош} = \psi(\overline{h^2})$ для случая рэлеевских замираний (РЛЗ).

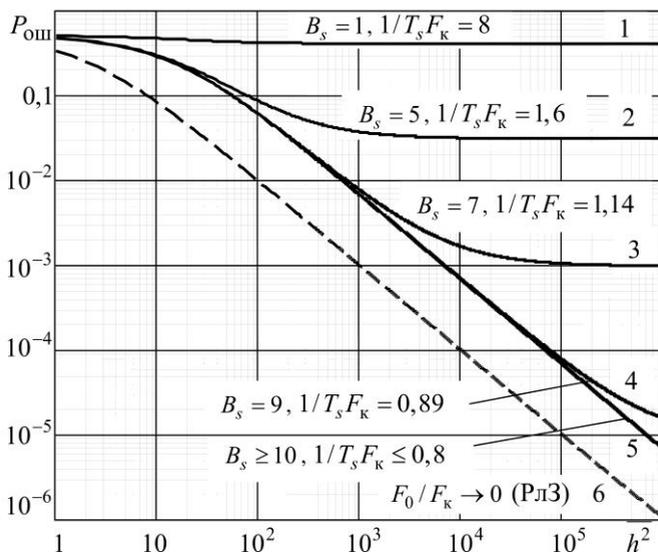


Рис. 4.8. Зависимость $P_{ош} = \psi(\overline{h^2})$ при НК приеме ШПС с ЧСЗ ($F_0/F_K = 8$) от степени МСИ ($1/T_s F_K$): 1) 8; 2) 1,6; 3) 1,14; 4) 0,89; 5) 0,8; 6) $F_0/F_K \rightarrow 0$.

Изменение приведенных на рис. 4.8 графиков можно объяснить на основе анализа условий (1.14), (1.25) и выражений (4.133), (4.136), (4.95), (4.103), (4.104), (1.51).

1. При передаче по транссионосферному КС сигналов с очень узкой по сравнению с F_K полосой спектра F_0 и

большой длительностью T_s , обеспечивающими одновременное отсутствие ЧЗ и МСИ ($F_0/F_k \rightarrow 0$, $1/T_s F_k \rightarrow 0$), будем иметь $\operatorname{erf}(\pi F_k/F_0) = 1$; $\eta_{\text{ч}} = 1$; $\eta_{\text{м}} = 0$. Тогда $W_{\text{alc}} = \overline{h^2}$, $P_{\text{alc}} = 1/(2 + \overline{h^2})$ и выражение (1.51) сводится к известному (1.13) виду $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2})$ для КС с РЛЗ (кривая 6).

2. При передаче простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$) по трансферным КС с ограниченной F_k , обеспечивающей одновременное возникновение ЧЗ и МСИ ($F_0/F_k = 1/T_s F_k = 8$), будем иметь $\operatorname{erf}(\pi F_k/F_0) = \operatorname{erf}(\pi T_s F_k) < 1$; $\eta_{\text{ч}} < 1$; $\eta_{\text{м}} = \eta_{\text{мм}} > 0$. В этом случае выполняются неравенства:

$$W_{111} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} > W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2}(\eta_{\text{ч}} - \eta_{\text{мм}})}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{мм}}} > W_{010} = \frac{\overline{h^2}(\eta_{\text{ч}} - 2\eta_{\text{мм}})}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{мм}}};$$

$$P_{111} = \frac{1}{2 + W_{111}} = \frac{1}{2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}}} < P_{110} = \frac{1}{2 + W_{110}} = P_{011} < P_{010} = \frac{1}{2 + W_{010}},$$

обуславливающие резкое увеличение $P_{\text{ош}}$ (1.51) при $\overline{h^2} = \text{const}$. Причем, когда $\overline{h^2} \rightarrow \infty$ значения $W_{111} \rightarrow \infty$, $P_{111} \rightarrow 0$, тогда как

$$W_{110} = W_{011} \rightarrow \frac{\eta_{\text{ч}}}{\eta_{\text{мм}}} - 1; \quad W_{010} \rightarrow \frac{\eta_{\text{ч}}}{2\eta_{\text{мм}}} - 1;$$

$$P_{110} = P_{011} \rightarrow \left(1 + \frac{\eta_{\text{ч}}}{\eta_{\text{мм}}}\right)^{-1}; \quad P_{110} \rightarrow \left(1 + \frac{\eta_{\text{ч}}}{2\eta_{\text{мм}}}\right)^{-1}.$$

Следовательно, $P_{\text{ош}} \rightarrow \text{const}$ и появляется несократимая $P_{\text{ош}}$ (кривая 1), характерная для КС с МСИ ($\eta_{\text{мм}} > 0$).

3. При передаче сложных сигналов с малыми базами ($B_s = 5 \div 9$) в условиях неизменных ЧЗ ($F_0/F_k = 8$) сте-

пень МСИ будет меньше, поскольку $F_0/F_K B_s = 1/T_s F_K = 1,6 \div 0,89$. В этом случае будем иметь

$\operatorname{erf}(\pi F_K/F_0) < 1$; $\eta_q < 1$, $\operatorname{erf}(\pi T_s F_K) \leq 1$; $1 - B_s^{-1} \leq 1$; $\eta_M > 0$,
причем $\eta_M < \eta_{MM}$. Поэтому выполняются неравенства

$$W_{111} = \overline{h^2} \eta_q > W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2}(\eta_q - \eta_M)}{1 + \overline{h^2} \eta_M} > W_{010} = \frac{\overline{h^2}(\eta_q - 2\eta_M)}{1 + 2\overline{h^2} \eta_M},$$

при которых несократимая $P_{\text{ош}}$ (кривые 2 – 4) появляется при больших значениях $\overline{h^2}$ по сравнению со случаем $B_s = 1$.

Чтобы объяснить отсутствие несократимой $P_{\text{ош}}$ (кривая 5) при той же степени ЧСЗ ($F_0/F_K = 8$) и выборе базы $B_s \geq 10$ (обеспечивающей $F_0/F_K B_s = 1/T_s F_K \leq 0,8$) необходимо обосновать более точное по сравнению с (1.25) условие отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов. Анализ выражения (4.135) показывает, что при условии $(T_s - T_3)/2\pi\sigma_{\tau_3} > 1$ значения в фигурных скобках близки к нулю и величина $\eta_M \approx 0$. Указанное условие отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов по трансферным КС удобнее представить в следующих видах:

$$T_s > T_3 + 2\pi\sigma_{\tau_3}; B_s > 1 + 2\pi\sigma_{\tau_3}/T_3 = 1 + F_0/F_K; 1/T_s F_K < (1 - B_s^{-1}). \quad (4.138)$$

Первый вид условия (4.138) имеет наиболее наглядный физический смысл, иллюстрируемый на примере рис. 4.9.

На верхних рисунках изображены огибающие двух сложных сигналов $U_1(t')$, $U_0(t' + T_s)$, приходящих на вход НК приемника (без учета их искажений из-за ЧСЗ) по двум лучам: с нулевым ($\tau = 0$) и максимальным ($\tau = 2\pi\sigma_{\tau_3}$) временем относительного запаздывания. На нижнем рисунке показаны соответствующие этим сигналам нормированные

АКФ $\psi_{11}(\tau)$, $\psi_{00}(\tau - T_s)$ и их максимальные сдвиги на время $2\pi\sigma_{\tau 3}$ (пунктирные линии). Как видим, при выборе сложных сигналов с достаточно большой длительностью ($T_s > 2\pi\sigma_{\tau 3}$) и узким основанием пика АКФ ($\pm T_3 = \pm T_s / B_s = \pm 1 / F_0$) смещение $B_s > 1 + F_0 / F_k$ на максимальное время $\tau = 2\pi\sigma_{\tau 3}$ не приводит к перекрытию $\psi_{11}(\tau)$ в момент отсчета $\tau = 0$, если выполняется условие $T_s > 2\pi\sigma_{\tau 3} + T_3$. Иначе это условие можно записать в виде $T_s - T_3 > 2\pi\sigma_{\tau 3} \approx \Delta\tau_{i \max}$, аналогичном (4.126) $T_{зи} > 2\pi\sigma_{\tau 3}$. Поэтому разность $T_s - T_3$ фактически выполняет роль защитного интервала ($T_{зи}$).

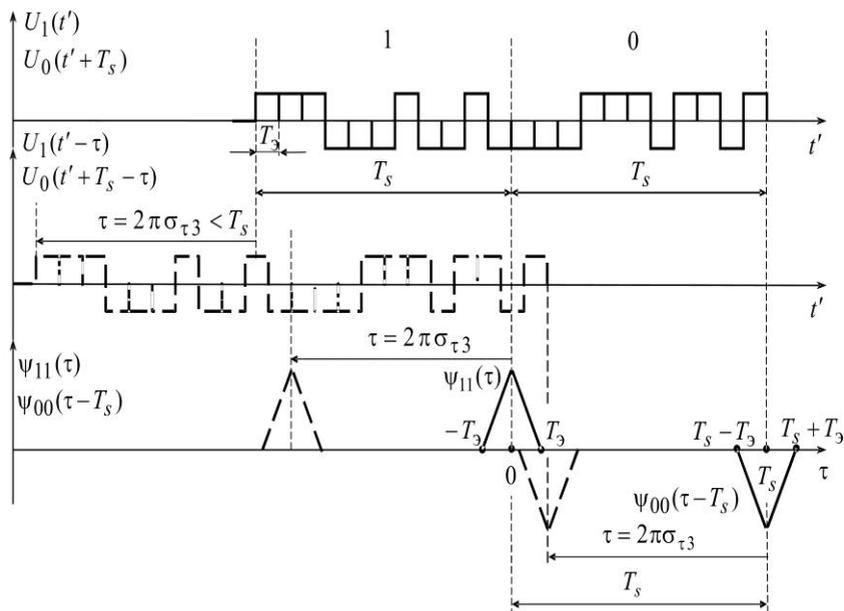


Рис. 4.9. Обоснование условия отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов.

Данное условие, записанное в виде соотношений (4.138) для выбора базы $B_s > 1 + F_0/F_k$ и степени МСИ $1/T_s F_k < (1 - B_s^{-1})$, позволяет объяснить график кривой 5 на рис. 4.8. Согласно последнему устранение несократимой $P_{\text{ош}}$ достигается при $F_0/F_k = 8$ выбором базы $B_s > 9$, обеспечивающей $1/T_s F_k < 0,89$. В этом случае при неизменных ЧСЗ ($F_0/F_k = 8$) и $\eta_{\text{ч}} < 1$ будем иметь $\exp[-(\pi T_s F_k)^2] \approx 0$; $\{\text{erf}(\pi T_s F_k) - \text{erf}[\pi T_s F_k(1 - B_s^{-1})]\} \approx 0$; $\eta_{\text{м}} \approx 0$. Тогда $W_{\text{alc}} = \overline{h^2} \eta_{\text{ч}} < \overline{h^2}$, $P_{\text{alc}} = 1/(2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}})$ и выражение (1.51) сводится к известному (1.49) виду $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2} \eta_{\text{ч}})$ для КС с ЧСЗ.

Сравнительный анализ графиков на рис.4.6, 4.7а и кривой 5 на рис.4.8 показывает, что для достижения допустимой в СКС величины $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ необходимо обязательно устранить МСИ (несократимую $P_{\text{ош}}$). Для этого надо обеспечить значение $1/T_s F_k = F_0/F_k \leq 5 \cdot 10^{-3}$ при передаче простых ($B_s = 1$) сигналов и $1/T_s F_k = F_0/F_k \leq 0,8$ при передаче сложных сигналов с $B_s \geq 10$ и $F_0/F_k = 8$. Поэтому скорость передачи $R_T = 1/T_s \leq 0,8 F_k$ по транссионосферному КС с ограниченной $F_k = \text{const}$ сигналов с малыми базами ($B_s \geq 10$) может быть в 160 раз больше, чем простых ($R_T = 1/T_s \leq 5 \cdot 10^{-3} F_k$). Однако напомним, что в СКС используются сигналы с типовыми базами $B_s \approx 4 \cdot 10^4$, которые при той же степени ЧСЗ ($F_0/F_k = 8$) обеспечивают $1/T_s F_k \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Поскольку при этих параметрах график кривой 5 на рис.4.8 не измениться, то можно сделать вывод о возможности повышения скорости передачи сложных сигналов по транссионосферному КС с ограниченной F_k в

$4 \cdot 10^3$ раз (путем соответствующего уменьшения их базы за счет T_s по сравнению с типовой при неизменной F_0).

Следует отметить, что указанная граница повышения R_T сложных сигналов по транссионосферному КС с заданной степенью ЧСЗ ($F_0/F_K = 8$) является завышенной, поскольку условие (4.138) отсутствия МСИ обосновано без учета боковых пиков АКФ. Если учитывать их влияние, то выбор B_s надо осуществлять из соображений не только сужения основных пиков АКФ ($B_s > 1 + F_0/F_K$), но и уменьшения амплитуды их боковых пиков до пренебрежимо малой величины, например $\alpha/\sqrt{B_s} \leq 0,1$. Тогда выбор базы $B_s \geq 10^2 \alpha^2$ даже при наибольшем значении $\alpha = 6$ (то есть $B_s \geq 3,6 \cdot 10^3$) обеспечивает возможность повышения R_T на порядок по сравнению с типовым $B_s \approx 4 \cdot 10^4$. Заметим, что возникающие ЧСЗ в транссионосферном КС не препятствуют принципиальной возможности достижения $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ при реализуемых в СКС значениях $\overline{h^2} \approx 13 \div 23$ дБ за счет применения методов разнесенного приема.

Таким образом, разработана аналитическая методика, позволяющая на основе известных (1.51), (4.95), (4.103), (4.104) и полученных (4.133), (4.136) выражений оценить помехоустойчивость ($P_{\text{ош}}$) некогерентного приема сигналов, передаваемых по транссионосферным каналам связи с ограниченной полосой когерентности (F_K), в зависимости от их базы ($B_s = T_s F_0$), степени возникающих при этом ЧСЗ (F_0/F_K) и МСИ ($1/T_s F_K$) и среднего отношения сигнал/шум ($\overline{h^2} = \overline{E}_r/N_0$) на входе приемника. Анализ ее результатов показал, что применение сигналов с небольшими базами ($B_s \sim 10 \div 10^3$) позволит устранить МСИ и повысить

за счет этого скорость передачи ($R_T = 1/T_s$) по трансферному КС с заданной степенью ЧСЗ (F_0/F_K) на один – три порядка по сравнению с простыми ($B_s = 1$) и традиционно используемыми сложными ($B_s \sim 10^4 \div 10^5$) сигналами.

4.6. Помехоустойчивость приема сигналов в транссионосферных КС с дисперсионными искажениями и замираниями

Приведенные выше зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2 = \bar{h}^2, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}})$ для оценки помехоустойчивости КС не учитывают проявление ДИ ($\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) = 0$) в принимаемых сигналах (см. 4.5). Проведенный в главе 1 анализ известных методов учета ДИ (1.54), (1.55) показал необходимость введения в модель КС передаточной функции $\dot{K}_{\text{д}}(\Omega)$, учитывающей дисперсионность ионосферы, которая позволит уточнить выражения для полосы дисперсионности $F_{\text{д}}$, коэффициента $\eta_{\text{д}} = \psi(F_0 / F_{\text{д}})$ и установить зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2, \eta_{\text{д}})$ и $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}})$.

Напомним, что при передаче по транссионосферному КС модулированного сигнала (2.69) огибающая принимаемого сигнала с ДИ и рассеянием описывается выражениями (2.77)–(2.86)

$$\begin{aligned} \dot{S}_r(t) &= \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \dot{K}_{\text{д}}(\Omega) \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \\ &= \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\text{д}}(\Omega) \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{\text{д}}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (4.139)$$

где

$$K_{\text{д}}(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] = \exp(j80,8\pi F^2 \bar{N}_{\text{Т}} / cf_0^3) \quad (4.140)$$

– комплексная передаточная функция транссионосферного КС, обусловленная нелинейными фазовыми сдвигами $\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)$ спектральных составляющих волны ($\Omega = \omega - \omega_0 = 2\pi F$) из-за дисперсионности ионосферы с интегральной средней ЭК $\bar{N}_{\text{Т}} = \bar{N}_{m z_3}$;

$$\dot{U}_d(t' - \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \exp[j\Omega(t' - \tau)] \frac{d\Omega}{2\pi} \quad (4.141)$$

– нормированная комплексная огибающая передаваемого сигнала $\dot{U}(t)$ с учетом его ДИ в ионосфере и случайной задержки на время $t' - \tau = t - \tau_{cp} - \tau$.

На базе выражений (4.139) – (4.141) определим искомые (1.68) зависимости $\eta_d = \Psi(F_0 / F_d)$ и $P_{ош} = \Psi(h^2, \eta_d, \gamma^2, \eta_q, \eta_m)$ для оценки помехоустойчивости СКС при использовании НК схемы обработки (рис. 4.3) [78, 80, 83, 84].

Решение этой задачи начнем с простейшего случая приема в транссионосферном КС сигнала, подверженного только ДИ без учета рассеяния (многолучевости). Тогда согласно (2.78), (2.84) будем иметь

$$\Delta\tau_r(\rho_i) = 0; \quad \dot{K}(\omega) = \sqrt{K_{oc}}; \quad \dot{b}(\tau) = \sqrt{K_{oc}}\delta(\tau),$$

и выражение (4.139) сводится к виду

$$\begin{aligned} \dot{S}_r(t) &= \sqrt{E_t K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_t K_{oc}} \dot{U}_d(t') = \\ &= \sqrt{E_t K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi}. \end{aligned} \quad (4.142)$$

Мощность сигнала с ДИ (4.142) на входе приемника СКС определяется как

$$P_r(t) = E_t K_{oc} |\dot{U}_d(t')|^2 = E_t K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.$$

Если не учитывать ДИ, то согласно (4.5)

$$\Delta\Phi_d(\Omega) = 0; \quad \dot{S}_d(\Omega) = \dot{S}(\Omega); \quad \dot{U}_d(t') = \dot{U}(t')$$

и выражения для огибающей принимаемого сигнала (4.142), его мощности и энергии сводятся к самому простому виду,

соответствующему сигналу с постоянными параметрами (или с флуктуациями только начальной фазы):

$$\dot{S}_r(t) = \sqrt{E_t K_{oc}} \dot{U}(t') = \sqrt{E_t K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_t(t'); \quad (4.143)$$

$$P_r(t) = E_t K_{oc} |\dot{U}(t')|^2 = E_t K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega_1) \dot{S}^*(\Omega_2) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}; \quad (4.144)$$

$$E_r = \int_{-\infty}^{\infty} P_r(t) dt = E_t K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(t')|^2 dt' = E_t K_{oc}.$$

Для такого сигнала помехоустойчивость НК схемы обработки определяется зависимостью $P_{ош} = \Psi(h^2)$ вида (1.11)

$$P_{ош} = 0,5 \exp(-h^2/2) = 0,5 \exp(-E_r/2N_0), \quad (4.145)$$

где $h^2 = E_r/N_0$ – отношение энергии сигнала на входе приемника $E_r = E_t K_{oc}$ к спектральной плотности гауссовского шума N_0 .

Покажем, что приведенные выражения для $h^2 = E_r/N_0$ можно получить согласно общей методики (4.7) – (4.34) определения отношения «сигнал/шум» по мощности на выходе НК приемника (W), реализованного на СФ (рис.4.3).

Согласно (4.8) и (4.143) при передаче сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ аддитивная смесь огибающих принимаемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ и гауссовского шума $\dot{n}(t)$ описывается выражением вида

$$\dot{X}_r(t) = \dot{S}_{r1}(t) + \dot{n}(t) = \sqrt{E_t K_{oc}} \dot{U}_1(t') + \dot{n}(t) = \sqrt{K_{oc}} \dot{S}_{t1}(t') + \dot{n}(t). \quad (4.146)$$

При воздействии (4.146) на вход НК схемы (рис. 4.3) на выходе СФ₁ формируется взаимная КФ, значение которой в момент времени $t' = T_s$ (т.е. $t = \tau_{cp} + T_s$) определяется как (4.10)

$$\dot{L}_1 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{r1}(t') dt' = \dot{L}_{11} + \dot{L}_{n1}; \quad (4.147)$$

Здесь шумовая составляющая отклика СФ₁ в момент отсчета не отличается от (4.11)

$$\dot{L}_{n1} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{r1}(t') dt', \quad (4.148)$$

а сигнальную можно определить из (4.12), (4.30) при $\dot{b}(\tau) = \sqrt{K_{oc}} \delta(\tau)$ как

$$\begin{aligned} \dot{L}_{11} &= \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t') S_{r1}(t') dt' = \sqrt{K_{oc}} \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t') S_{r1}(t') dt' = \sqrt{K_{oc}} \dot{R}_{11}(0) = \\ &= \sqrt{K_{oc}} E_t \dot{\Psi}_{11}(0) = \sqrt{K_{oc}} E_t, \end{aligned} \quad (4.149)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{R}_{11}(0) &= \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t') S_{r1}(t') dt' = E_t \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t') U_1(t') dt' = E_t \dot{\Psi}_{11}(0) = \\ &= \int_0^{T_s} |\dot{S}_{r1}(t')|^2 dt' = E_t \int_0^{T_s} |\dot{U}_1(t')|^2 dt' = E_t. \end{aligned} \quad (4.150)$$

– АКФ передаваемого сигнала \dot{S}_{r1} при отсутствии временного рассогласования $\tau=0$, равная его энергии $E_t = E_{r1} = \dot{R}_{11}(\tau=0)$, и ее нормированное значение $\dot{\Psi}_{11}(0) = \dot{R}_{11}(0)/E_t = 1$.

Аналогично (4.147) – (4.149) на выходе СФ₀ в момент отсчета будет иметь

$$\dot{L}_0 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{r0}(t') dt' = \dot{L}_{10} + \dot{L}_{n0}, \quad (4.151)$$

где

$$\dot{L}_{n0} = \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{r0}(t') dt';$$

$$\dot{L}_{10} = \sqrt{K_{\text{oc}}} \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t') S_{t0}(t') dt' = \sqrt{K_{\text{oc}}} \dot{R}_{10}(0); \quad (4.152)$$

$$\dot{R}_{10}(0) = \dot{R}_{10}(\tau = 0) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{t1}(t') S_{t0}(t') dt' \quad (4.153)$$

– взаимная КФ передаваемых сигналов $\dot{S}_{t1}(t')$ и $\dot{S}_{t0}(t')$ при отсутствии временного рассогласования ($\tau = 0$) между ними.

В соответствии с (4.147) – (4.150) дисперсия отклика \dot{L}_1 и его составляющих определяется согласно (4.17), (4.18), а также (4.19) при $\sigma(\tau) = \sqrt{K_{\text{oc}}} \delta(\tau)$:

$$D(\dot{L}_1) = M(\dot{L}_1 L_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{1n}), \quad (4.154)$$

где

$$D(\dot{L}_{n1}) = M(\dot{L}_{n1} L_{n1}) = \int_0^{T_s} M \left\{ \dot{n}(t_1) n(t_2) \right\} \dot{S}_{t1}(t'_1) S_{t1}(t'_2) dt'_1 dt'_2 = N_0 E_t; \quad (4.155)$$

$$D(\dot{L}_{11}) = M(\dot{L}_{11} L_{11}) = |\dot{L}_{11}|^2 = (L_{11})^2 = K_{\text{oc}} |\dot{R}_{11}(0)|^2 = K_{\text{oc}} E_t^2. \quad (4.156)$$

В соответствии с (4.151) – (4.153) дисперсия отклика \dot{L}_0 и его составляющих определяется согласно (4.20), (4.21) при $\sigma(\tau) = \sqrt{K_{\text{oc}}} \delta(\tau)$:

$$D(\dot{L}_0) = M(\dot{L}_0 L_{10}) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}), \quad (4.157)$$

где

$$D(\dot{L}_{n0}) = M(\dot{L}_{n0} L_{n0}) = N_0 E_t; \quad D(\dot{L}_{10}) = K_{\text{oc}} |\dot{R}_{10}(0)|^2. \quad (4.158)$$

Если передаваемые сигналы $\dot{S}_{t1}(t)$ и $\dot{S}_{t0}(t)$ ортогональны, то их взаимная КФ (4.17) равна нулю

$$\dot{R}_{10}(0) = \dot{R}_{10}(\tau = 0) = \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t') \dot{S}_{r0}^*(t') dt' = 0 \quad (4.159)$$

и дисперсии откликов \dot{L}_1 (4.154) – (4.156) и \dot{L}_0 (4.157), (4.158) определяются как

$$D(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) = |\dot{L}_{11}|^2 + D(\dot{L}_{n1}) = K_{oc} E_t^2 + N_0 E_t; \quad (4.160)$$

$$D(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) = D(\dot{L}_{n0}) = D(\dot{L}_{n1}) = N_0 E_t. \quad (4.161)$$

В соответствии с (4.160), (4.161) отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника (4.29) сводится к виду

$$\begin{aligned} W &= \frac{D(\dot{L}_1) - D(\dot{L}_0)}{D(\dot{L}_0)} = \frac{|\dot{L}_{11}|^2 + D(\dot{L}_{n1}) - D(\dot{L}_{n0})}{D(\dot{L}_{n0})} = \\ &= \frac{|\dot{L}_{11}|^2}{D(\dot{L}_{n1})} = \frac{K_{oc} E_t^2}{N_0 E_t} = \frac{K_{oc} E_t}{N_0} = \frac{E_r}{N_0} = h^2. \quad (4.162) \end{aligned}$$

Согласно (4.162) отношение W мощностей сигнальной $D(\dot{L}_{11}) = |\dot{L}_{11}|^2$ и помеховой $D(\dot{L}_{n1})$ составляющих на выходе НК схемы (рис. 4.3) равно отношению h^2 энергии сигнала на входе схемы E_r к спектральной плотности шума N_0 . Поэтому выражение (4.145) для оценки $P_{ош}$ при НК приеме сигналов с постоянными параметрами (4.143) – (4.144) можно записать как

$$P_{ош} = 0,5 \exp(-h^2/2) = 0,5 \exp(-W/2). \quad (4.163)$$

Теперь обобщим полученные результаты на случай НК приема сигналов с ДИ (4.142).

При передаче сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ аддитивная смесь огибающих сигнала с ДИ на входе приемника и гауссовского шума описывается аналогично (4.146)

$$\dot{X}_r(t) = \dot{S}_{r1}(t) + \dot{n}(t) = \sqrt{E_t K_{oc}} \dot{U}_{д1}(t') + \dot{n}(t) =$$

$$= \sqrt{E_t K_{oc}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega) \exp[-j\Delta \Phi_{д}(\Omega)] \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} + \dot{n}(t). \quad (4.164)$$

При воздействии (4.164) на вход НК схемы (рис. 4.3) на выходе СФ₁ сформируется отклик, аналогичный (4.147, 4.148)

$$\dot{L}_1 = \int_0^{T_s} \dot{X}_{r1}(t) S_{r1}^*(t') dt' = \dot{L}_{11} + \dot{L}_{n1} = \dot{L}_{11} + \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{r1}^*(t') dt', \quad (4.165)$$

сигнальная составляющая которого описывается выражением, аналогичным (4.149), (4.150)

$$\begin{aligned} \dot{L}_{11} &= \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t) S_{r1}^*(t') dt' = \sqrt{E_t K_{oc}} \int_0^{T_s} \dot{U}_{д1}(t') S_{r1}^*(t') dt' = \\ &= E_t \sqrt{K_{oc}} \int_0^{T_s} \dot{U}_{д1}(t') U_1(t') dt' = E_t \sqrt{K_{oc}} \dot{\Psi}_{д11}(0), \end{aligned} \quad (4.166)$$

где

$$\dot{\Psi}_{д11}(0) = \int_0^{T_s} \dot{U}_{д1}(t') U_1(t') dt' \leq 1 \quad (4.167)$$

– нормированная АКФ передаваемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ с учетом его ДИ в ионосфере при отсутствии временного рассогласования ($\tau = 0$).

Поскольку нормированная огибающая сигнала $\dot{U}_1(t)$ имеет длительность T_s и вне интервала анализа $[0, T_s]$ равна нулю, то пределы интегрирования в выражении (4.167) можно расширить до $(-\infty, \infty)$ и записать его в спектральном представлении согласно (2.69, 2.86) как

$$\begin{aligned} \dot{\Psi}_{д11}(0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{д1}(t') U_1(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega) \exp[-j\Delta \Phi_{д}(\Omega)] \times \\ &\times \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} U_1^*(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega) \exp[-j\Delta \Phi_{д}(\Omega)] \int_{-\infty}^{\infty} U_1^*(t') \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \times \exp(j\Omega t') dt' &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] \dot{S}_1^*(\Omega) \frac{d\Omega}{2\pi} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] \frac{d\Omega}{2\pi} \leq 1. \quad (4.168) \end{aligned}$$

В частном случае отсутствия ДИ, когда $\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) = 0$ и $\dot{U}_{\text{д}}(t') = \dot{U}(t')$, выражения (4.167), (4.168) принимают максимальное значение

$$\dot{\Psi}_{\text{д11}}(0) = \dot{\Psi}_{11}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}_1(t')|^2 dt' = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 \frac{d\Omega}{2\pi} = 1 \quad (4.169)$$

и выражение (4.166) сводится к виду (4.149) $\dot{L}_{11} = E_t \sqrt{K_{\text{ос}}}$.

Аналогично (4.151) – (4.153) на выходе СФ_0 в момент отсчета будет иметь

$$\dot{L}_0 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) \dot{S}_{t0}^*(t') dt' = \dot{L}_{10} + \dot{L}_{n0} = \dot{L}_{10} + \int_0^{T_s} \dot{n}(t) \dot{S}_{t0}^*(t') dt', \quad (4.170)$$

где сигнальная составляющая описывается выражением

$$\dot{L}_{10} = \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t') \dot{S}_{t0}^*(t') dt' = E_t \sqrt{K_{\text{ос}}} \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t) \dot{U}_0^*(t') dt' = E_t \sqrt{K_{\text{ос}}} \dot{\Psi}_{\text{д10}}(0). \quad (4.171)$$

Здесь

$$\dot{\Psi}_{\text{д10}}(0) = \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t) \dot{U}_0^*(t') dt' \quad (4.172)$$

– нормированная взаимная КФ передаваемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t') = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t')$ с учетом его ДИ $\dot{S}_{\text{дr1}}(t') = \sqrt{E_t} \dot{U}_{\text{д1}}(t')$ и сигнала $\dot{S}_{t0}(t')$ при отсутствии временного рассогласования ($\tau = 0$).

По аналогии с (4.154) – (4.158) дисперсии откликов \dot{L}_1 (4.165) – (4.167) и \dot{L}_0 (4.170) – (4.172) определяются как

$$D(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) = |\dot{L}_{11}|^2 + D(\dot{L}_{n1}) = K_{oc} E_t^2 |\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2 + N_0 E_t ; \quad (4.173)$$

$$D(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) = K_{oc} E_t |\dot{\Psi}_{д10}(0)|^2 + N_0 E_t . \quad (4.174)$$

Если передаваемые сигналы $\dot{S}_{t1}(t)$ и $\dot{S}_{t0}(t)$ ортогональны и сохраняют свою ортогональность на выходе КС при произвольном значении τ и степени ДИ, то их нормированная взаимная КФ по аналогии с (4.28) удовлетворяет условию

$$|\dot{\Psi}_{д10}(\tau)| = \left| \int_0^T \dot{U}_{д1}(t' - \tau) U_0^*(t') dt' \right| = 0 . \quad (4.175)$$

В этом случае $D(\dot{L}_{10}) = 0$ и отношение «сигнал/шум» по мощности на выходе НК приемника при воздействии на его вход сигнала с ДИ определяется как

$$W = \frac{D(\dot{L}_1) - D(\dot{L}_0)}{D(\dot{L}_0)} = \frac{|\dot{L}_{11}|^2}{D(\dot{L}_{n1})} = \frac{K_{oc} E_t |\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2}{N_0} = h^2 |\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2 , \quad (4.176)$$

где $|\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2 \leq 1$ определяется согласно (4.167), (4.168).

Сравнительный анализ выражений (4.176) и (4.162) показывает, что воздействие сигнала, подверженного ДИ, на вход НК схемы обработки приводит к уменьшению отношения «сигнал/шум» на выходе этой схемы в $|\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2$ раз. Поэтому квадрат модуля нормированной АКФ передаваемого сигнала с учетом его ДИ в ионосфере при $\tau = 0$ имеет физический смысл коэффициента энергетических потерь при НК обработке сигнала, подверженного ДИ ($\eta_{д} = |\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2 \leq 1$). С учетом выражений (4.168), (4.169) этот коэффициент удобнее всего записать в спектральной форме представления

$$\eta_d = \frac{|\dot{\Psi}_{д11}(0)|^2}{|\dot{\Psi}_{11}(0)|^2} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 \exp[-j\Delta \Phi_d(\Omega)] d\Omega / 2\pi \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 d\Omega / 2\pi \right|^2} \leq 1. \quad (4.177)$$

Можно показать, что при передаче сигнала $\dot{S}_{i0}(t)$ применение аналогичной (4.164) – (4.176) методики приведет к аналогичному результату определения отношения «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки $W = h^2 |\dot{\Psi}_{д00}(0)|^2$, где $\dot{\Psi}_{д00}(0)$ – нормированная АКФ передаваемого сигнала $\dot{S}_{i0}(t)$ с учетом его ДИ в ионосфере. Поэтому в формуле (4.177) можно опустить индекс 11 и записать (4.176, 4.177) в следующем виде:

$$W = \frac{E_t K_{oc} |\dot{\Psi}_d(0)|^2}{N_0} = \frac{E_r |\dot{\Psi}_d(0)|^2}{N_0} = h^2 \eta_d; \quad (4.178)$$

$$\eta_d = \frac{|\dot{\Psi}_d(0)|^2}{|\dot{\Psi}(0)|^2} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 \exp[-j\Delta \Phi_d(\Omega)] d\Omega / 2\pi \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 d\Omega / 2\pi \right|^2} \leq 1. \quad (4.179)$$

Тогда выражение (4.163) для оценки помехоустойчивости НК приема сигналов, подверженных ДИ в ионосфере будет иметь вид

$$P_{ош} = 0,5 \exp(-W/2) = 0,5 \exp(-h^2 \eta_d / 2), \quad (4.180)$$

где $\eta_d \leq 1$ – коэффициент энергетических потерь при НК приеме сигналов, подверженных ДИ в ионосфере, определяемый согласно (4.179).

В случае отсутствия ДИ, когда $\Delta\Phi_{\text{д}}=0$, значение (4.179) $\eta_{\text{д}}=1$, $W=h^2$ и выражение (4.180) сводится к известному виду (1.11), (4.145). При наличии ДИ, когда $\Delta\Phi_{\text{д}}>0$, значение $\eta_{\text{ч}}<1$, $W=h^2\eta_{\text{д}}<h^2$ и величина $P_{\text{ош}}$ возрастает.

Заметим, что выражение вида (4.179) для $\eta_{\text{д}}$ приведено в [112], но в отрыве от выражения (4.178) для выходного отношения «сигнал/шум» $W=h^2\eta_{\text{д}}$, позволяющего установить искомую зависимость $P_{\text{ош}}=\psi(h^2\eta_{\text{ч}})$ в виде (4.180).

Для определения зависимости $\eta_{\text{д}}=\psi(F_0/F_{\text{д}})$ воспользуемся полученными выражениями (2.104, 2.105) для комплексной ПФ трансionoсферного КС, обусловленной дисперсионностью ионосферы и полосы ее когерентности:

$$K_{\text{д}}(\Omega) = \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] = \exp[j(\Omega/\Delta\Omega_{\text{д}})^2] = \exp[j(2\Omega/\Delta\Omega_{\text{д}})^2],$$

$$\Omega_{\text{д}} = 2\pi F_{\text{д}} = \Delta\Omega_{\text{д}}/2 = \left(\frac{c\omega_0^3}{2 \cdot 80,8\pi^2 \bar{N}_T} \right)^{1/2} = 2\pi \left(\frac{cf_0^3}{80,8\pi \bar{N}_T} \right)^{1/2}.$$

Используя формулу Эйлера $\exp(\pm j\varphi) = \cos \varphi \pm j \sin \varphi$ для ПФ (2.104)

$$\exp[\pm j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] = \exp[\mp j(\Omega/\Omega_{\text{д}})^2] = \cos(\Omega/\Omega_{\text{д}})^2 \mp j \sin(\Omega/\Omega_{\text{д}})^2$$

и свойство обращения в нуль интеграла в симметричных пределах от нечетной функции, выражение (4.179) преобразуется к виду

$$\eta_{\text{д}} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 \cos(\Omega/\Omega_{\text{д}})^2 d\Omega / 2\pi \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}(\Omega)|^2 d\Omega / 2\pi \right|^2} \leq 1. \quad (4.181)$$

Наиболее простой зависимость $\eta_{\text{ч}}=\psi(F_0/F_{\text{д}})$ получается из (4.181) в случае передачи сигналов, у которых огибаю-

щая $\dot{U}(t)$ имеет равномерный спектр ($|\dot{S}(\Omega)|=1$) в пределах полосы частот $\pm F_0 = \pm \Omega_0 / 2\pi$. Тогда выражение (4.181) с помощью табличного интеграла [30] $\int \cos x^2 dx = \sqrt{\pi/2} C(x^2)$ приводится к виду

$$\eta_d = \left[\frac{\int_{-\Omega_0/2\pi}^{\Omega_0/2\pi} \cos(\Omega / \Omega_d)^2 d\Omega / 2\pi}{\int_{-\Omega_0/2\pi}^{\Omega_0/2\pi} d\Omega / 2\pi} \right]^2 = \left[\frac{\int_{-F_0}^{F_0} \cos(F / F_d)^2 dF}{\int_{-F_0}^{F_0} dF} \right]^2 = \frac{\pi}{2(F_0 / F_d)^2} \left[C_2 \left(\frac{F_0}{F_d} \right)^2 \right]^2 = \frac{\pi}{2y} C_2^2(y), \quad (4.182)$$

где $C_2(y) = C \left(\sqrt{\frac{2y}{\pi}} \right) = \frac{1}{2\pi} \int_0^y \frac{\cos t}{\sqrt{t}} dt$ – интеграл Френеля,

$y = (F_0 / F_d)^2$, а F_d определяется согласно (2.105).

Полученное выражение (4.182) совпадает по виду с известным (1.54) и отличается от него аргументом $y = (F_0 / F_d)^2$ и более точным определением полосы дисперсионности F_d .

Достоверность полученной зависимости (4.182) $\eta_d = \Psi(F_0 / F_d)$ подтверждается тем, что в частном случае отсутствия ДИ, когда $y = F_0 / F_d \rightarrow 0$, интеграл $C_2(y) \approx \sqrt{2y/\pi}$ [106] и будем иметь

$$\eta_d = \frac{\pi}{2(F_0 / F_d)^2} \left[C_2 \left(\frac{F_0}{F_d} \right)^2 \right]^2 \approx \frac{\pi}{2(F_0 / F_d)^2} \left[\sqrt{\frac{2(F_0 / F_d)^2}{\pi}} \right]^2 = 1.$$

График зависимости $\eta_d = \Psi(F_0 / F_d)$, построенный согласно (4.182), приведен на рис. 4.10.

В соответствии с выражениями (4.180) и (4.182) для $P_{\text{ош}} = \Psi(h^2 \eta_d)$ и $\eta_d = \Psi(F_0 / F_d)$ на рис. 4.11 приведены графики зависимости $P_{\text{ош}} = \Psi(h^2)$ при НК приеме сигналов с различной степенью ДИ (F_0 / F_d).

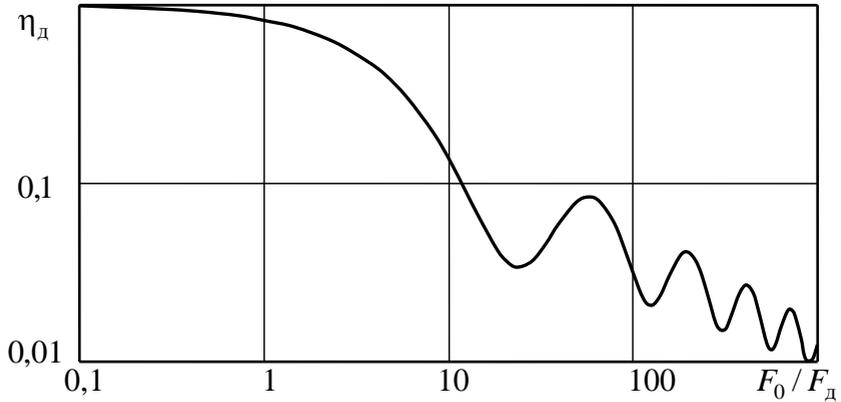


Рис. 4.10 Зависимость коэффициента энергетических потерь (η_d) при НК обработке сигналов от степени их ДИ (F_0 / F_d)

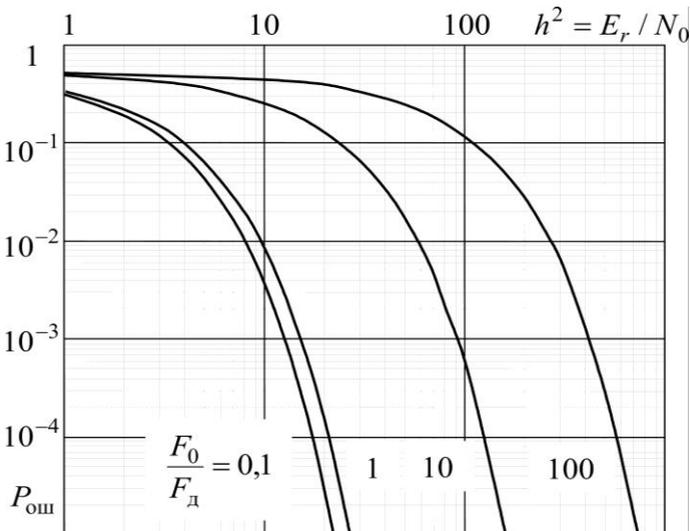


Рис. 4.11 Зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(h^2)$ при НК приеме сигналов с различной степенью ДИ (F_0 / F_d)

Анализ приведенных на рис. 4.10 и 4.11 графиков показывает, что при значительной степени ДИ принимаемых сигналов $F_0 / F_d \approx 10$ величина $\eta_d \approx 0,1$ и на компенсацию этих дисперсионных потерь потребуется введение коэффициента защиты $\Delta h_d^2 = 1/\eta_d \approx 10$ дБ.

Теперь обобщим полученные результаты оценки помехоустойчивости (4.180) на случай приема в транссионосферных КС сигнала, подверженного ДИ и БЗ райсовского или рэлеевского типа. В этом случае согласно (2.88) будем иметь $\dot{K}(\omega) = \dot{b}$ и выражение (4.139) сводится к виду (2.90)

$$\dot{S}_r(t) = \sqrt{E_r} \dot{b} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \exp[j\Omega t'] \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_r} \dot{b} \dot{U}_d(t').$$

Последнее отличается от выражения (4.142) для огибающей принимаемого сигнала с ДИ только заменой коэффициента ослабления по амплитуде $\sqrt{K_{\text{ос}}}$ на комплексный случайный амплитудный коэффициент передачи транссионосферного КС (3.11)

$$\begin{aligned} \dot{b} &= \sqrt{K_{\text{ос}}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i)] \exp[-j\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i)] = \\ &= \sqrt{K_{\text{ос}}} \sum_{i=1}^M \exp[\chi(\rho_i)] \exp[-j\Delta\varphi(\rho_i)], \end{aligned}$$

где $\omega_0 \Delta\tau_r(\rho_i) = \Delta\varphi(\rho_i) \sim \Delta N_r(\rho_i) / f_0$ определяется согласно (2.29, 2.35).

Известная [52, 92, 108, 120] методика оценки $P_{\text{ош}}$ в НК схеме приема сигналов с общими БЗ (в отсутствие ДИ, когда $\Delta\Phi_d(\Omega) = 0$ и $\dot{U}_d(t') = \dot{U}(t')$) базируется на описании

мгновенного отношения «сигнал/шум» на входе приемника случайной величиной

$$h^2 = |\dot{b}|^2 E_t / N_0 = b^2 E_t / N_0 = b^2 \langle b^2 \rangle E_t / N_0 \langle b^2 \rangle = b^2 \bar{h}^2 / \langle b^2 \rangle, \quad (4.183)$$

где $\bar{h}^2 = \langle b^2 \rangle E_t / N_0 = \bar{E}_r / N_0 = K_{oc} E_t / N_0 = E_r / N_0 = h^2$

– среднее значение отношения «сигнал/шум» на входе приемника (равное, согласно (2.43, 2.93) входному отношению $h^2 = K_{oc} E_t / N_0 = E_r / N_0$ в отсутствие общих БЗ).

Заметим, что выражение (4.183) для мгновенного отношения «сигнал/шум» отличается от (4.162) для $W = h^2 = K_{oc} E_t / N_0$ лишь заменой K_{oc} на $|\dot{b}|^2 = b^2$. Поэтому мгновенное отношение «сигнал/шум» по мощности на выходе НК схемы обработки сигналов с общими БЗ можно записать в аналогичном (4.162) виде

$$W = \frac{|\dot{L}_{11}|^2}{D(\dot{L}_{n1})} = \frac{|\dot{b}|^2 E_t^2}{N_0 E_t} = \frac{|\dot{b}|^2 E_t}{N_0} = \frac{b^2 E_t}{N_0} = \frac{b^2 \bar{h}^2}{\langle b^2 \rangle} = h^2. \quad (4.184)$$

Если условную вероятность ошибки при некотором фиксированном значении $b = |\dot{b}|$ обозначить как $P_{ош}(b)$, то безусловная вероятность ошибки при общих БЗ определяется как

$$P_{ош} = \int_0^{\infty} P_{ош}(b) \omega(b) db, \quad (4.185)$$

где $\omega(b)$ — плотность вероятности коэффициента передачи $|\dot{b}| = b$. В случае НК приема сигналов с общими БЗ величина $P_{ош}(b)$ определяется согласно (1.11), (4.145) и (4.183) как

$$P_{ош}(b) = 0,5 \exp(-0,5h^2) = 0,5 \exp\left(-0,5b^2 \bar{h}^2 / \langle b^2 \rangle\right). \quad (4.186)$$

Тогда при общих БЗ рэлеевского типа, описываемых ЗРВ

$$\omega(b) = \frac{2b}{\langle b^2 \rangle} \exp\left(-\frac{b^2}{\langle b^2 \rangle}\right), \quad (4.187)$$

подстановка (4.186, 4.187) в (4.185) дает выражение [52]

$$\begin{aligned} P_{\text{ош}} &= \int_0^{\infty} 0,5 \exp\left(-\frac{0,5b^2\bar{h}^2}{\langle b^2 \rangle}\right) \frac{2b}{\langle b^2 \rangle} \exp\left(-\frac{b^2}{\langle b^2 \rangle}\right) db = \\ &= \int_0^{\infty} \frac{b}{\langle b^2 \rangle} \exp\left(-\frac{b^2(0,5\bar{h}^2 + 1)}{\langle b^2 \rangle}\right) db = \int_0^{\infty} x \exp[-x^2(0,5\bar{h}^2 + 1)] dx = 1/(2 + \bar{h}^2) \end{aligned} \quad (4.188)$$

для оценки помехоустойчивости НК приема ортогональных сигналов в КС с общими БЗ рэлеевского типа (1.13).

Аналогично (4.185) – (4.188) при общих БЗ райсовского типа

$$\omega(b) = \frac{b}{\sigma_b^2} \exp\left(-\frac{b^2 + \alpha_p^2}{2\sigma_b^2}\right) I_0\left(\frac{b\alpha_p}{\sigma_b^2}\right), \quad (4.189)$$

где $\alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = \langle b^2 \rangle$; $I_0(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, помехоустойчивость НК приема сигналов определяется согласно выражению (1.12) как [52]

$$\begin{aligned} P_{\text{ош}} &= \int_0^{\infty} 0,5 \exp\left(-\frac{0,5b^2\bar{h}^2}{\langle b^2 \rangle}\right) \frac{b}{\sigma_b^2} \exp\left(-\frac{b^2 + \alpha_p^2}{2\sigma_b^2}\right) I_0\left(\frac{b\alpha_p}{\sigma_b^2}\right) db = \\ &= \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 + 2(\gamma^2 + 1)} \exp\left[-\frac{\gamma^2\bar{h}^2}{\bar{h}^2 + 2(\gamma^2 + 1)}\right]. \end{aligned} \quad (4.190)$$

Приведенные результаты (4.186) – (4.190) известной методики оценки помехоустойчивости НК приема сигналов с общими БЗ позволяют обобщить ее на случай приема сигналов с БЗ и ДИ, описываемых выражением (2.90).

Напомним, что последнее отличается от выражения (4.142) для принимаемого сигнала с ДИ только заменой $\sqrt{K_{\text{ос}}}$

на \dot{b} . Поэтому представляется очевидным, что согласно методики (4.164) – (4.180) мгновенное отношение «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки сигналов с БЗ и ДИ будет отличаться от (4.176) – (4.178) лишь заменой K_{oc} на $|\dot{b}|^2 = b^2$:

$$W = h^2 \eta_d = |\dot{b}|^2 E_t \eta_d / N_0 = b^2 \langle b^2 \rangle E_t \eta_d / N_0 \langle b^2 \rangle = b^2 \bar{h}^2 \eta_d / \langle b^2 \rangle, \quad (4.191)$$

где

$$\bar{h}^2 = \langle b^2 \rangle E_t / N_0 = (\alpha_p^2 + 2\sigma_b^2) E_t / N_0 = \bar{E}_r / N_0 = K_{oc} E_t / N_0 = E_r / N_0 = h^2. \quad (4.192)$$

В соответствии с выражениями (4.191) и (4.180) условная вероятность ошибки при некотором мгновенном значении $|\dot{b}| = b$ определяется как

$$P_{ош}(b) = 0,5 \exp(-W/2) = 0,5 \exp(-0,5h^2 \eta_d) = \\ = 0,5 \exp(-0,5b^2 \bar{h}^2 \eta_d / \langle b^2 \rangle). \quad (4.193)$$

Поскольку условная вероятность ошибки (4.193) отличается от (4.186) наличием при \bar{h}^2 множителя $\eta_d \leq 1$, то и выражения для безусловной вероятности ошибки при НК приеме сигналов с ДИ и БЗ рэлеевского и райсовского типа будут отличаться от (4.188) и (4.190) наличием такого же множителя η_d :

$$P_{ош} = \int_0^\infty 0,5 \exp\left(-\frac{0,5b^2 \bar{h}^2 \eta_d}{\langle b^2 \rangle}\right) \frac{2b}{\langle b^2 \rangle} \exp\left(-\frac{b^2}{\langle b^2 \rangle}\right) db = \frac{1}{2 + \bar{h}^2 \eta_d}; \quad (4.194)$$

$$P_{ош} = \int_0^\infty 0,5 \exp\left(-\frac{0,5b^2 \bar{h}^2 \eta_d}{\langle b^2 \rangle}\right) \frac{b}{\sigma_b^2} \exp\left(-\frac{b^2 + \alpha_p^2}{2\sigma_b^2}\right) I_0\left(\frac{b\alpha_p}{\sigma_b^2}\right) db = \\ = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)} \exp\left[-\frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_d}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)}\right]. \quad (4.195)$$

Достоверность полученных выражений (4.194) и (4.195) для оценки помехоустойчивости НК приема сигналов с ДИ и БЗ рэлеевского и райсовского типа подтверждается тем, что в частном случае отсутствия БЗ (когда $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 = \infty$) формула (4.195) сводится к ранее полученной (4.180) $P_{\text{ош}} = 0,5 \exp(-h^2 \eta_d / 2)$.

Обобщим полученные выше результаты на случай приема в транссионосферном КС сигналов, подверженных одновременно ДИ и ЧСЗ, описываемых согласно выражениям (4.139) – (4.141).

Напомним, что в частном случае НК приема сигналов с ЧСЗ (4.5) – (4.7) без ДИ применение известной методики (4.8)–(4.35) позволяет получить зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, \eta_q)$ в виде (4.36). Для получения искомой зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, \eta_q, \eta_d)$ необходимо усовершенствовать известную методику в направлении учета проявления ДИ.

Согласно (4.8) при передаче сигнала $\dot{S}_{r1}(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t)$ на вход НК схемы обработки (рис. 4.3) поступает аддитивная смесь КО принимаемого сигнала (4.139) и гауссовского шума

$$\begin{aligned} \dot{X}_r(t) &= \dot{S}_{r1}(t) + \dot{n}(t) = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{d1}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) d\tau + \dot{n}(t) = \\ &= \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega) \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] \dot{K}(\omega) \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} + \dot{n}(t). \end{aligned} \quad (4.196)$$

При воздействии (4.196) на выходе СФ₁ формируется отклик, аналогичный (4.10), (4.11)

$$\dot{L}_1 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{t1}^*(t') dt' = \dot{L}_{11} + \dot{L}_{n1} = \dot{L}_{11} + \int_0^{T_s} \dot{n}(t) S_{t1}^*(t') dt'. \quad (4.197)$$

Его сигнальная составляющая описывается выражением, аналогичным (4.12), (4.30):

$$\begin{aligned} \dot{L}_{11} &= \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t) S_{t1}^*(t') dt' = \sqrt{E_t} \int_0^{T_s} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) S_{t1}^*(t') d\tau dt' = \\ &= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) U_1(t') \dot{b}(\tau) d\tau dt' = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (4.198)$$

где

$$\dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) U_1(t') dt' \leq 1 \quad (4.199)$$

—нормированная АКФ передаваемого $\dot{S}_{t1}(t)$ с учетом его ДИ.

Заметим, что при отсутствии временного рассогласования ($\tau = 0$) выражение (4.199) сводится к виду (4.167) $\dot{\Psi}_{\text{д11}}(0) \leq 1$.

По аналогии с (4.168) пределы интегрирования в (4.199) можно расширить до $\pm\infty$ и записать его в спектральном представлении как

$$\begin{aligned} \dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) U_1(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega_1) \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] \exp[j\Omega_1(t' - \tau)] \times \\ &\times \frac{d\Omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega_2) \exp(-j\Omega_2 t') \frac{d\Omega_2}{2\pi} dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega_1) \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] S_1^*(\Omega_2) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j(\Omega_1 - \Omega_2)t'] dt' \exp(-j\Omega_1 \tau) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \int_{-\infty}^{\infty} S_1^*(\Omega_2) \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(\Omega_1) \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] \times \\ &\times \exp(-j\Omega_1 \tau) \delta(\Omega_1 - \Omega_2) d\Omega_1 \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \int_{-\infty}^{\infty} S_1^*(\Omega_2) \dot{S}_1(\Omega_2) \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)] \times \\ &\times \exp(-j\Omega_2 \tau) \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{S}_1(\Omega_2) \right|^2 \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega)] \exp(-j\Omega \tau) \frac{d\Omega}{2\pi}. \end{aligned} \quad (4.200)$$

С учетом (4.200) выражение (4.198) для \dot{L}_{11} можно записать в спектральном виде как

$$\begin{aligned}
\dot{L}_{11} &= E_t \int \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{S}_1(\Omega) \right|^2 \exp \left[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) \right] \exp(-j\Omega\tau) \frac{d\Omega}{2\pi} \dot{b}(\tau) d\tau = \\
&= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{S}_1(\Omega) \right|^2 \exp \left[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \dot{b}(\tau) \exp(-j\Omega\tau) d\tau \frac{d\Omega}{2\pi} = \\
&= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{S}_1(\Omega) \right|^2 \exp \left[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) \right] \dot{K}(\omega) \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (4.201)
\end{aligned}$$

Отклик на выходе СФ₀ описывается по аналогии с (4.14), (4.15) как

$$\dot{L}_0 = \int_0^{T_s} \dot{X}_r(t) S_{r0}(t') dt' = \dot{L}_{10} + \dot{L}_{n0} = \dot{L}_{10} + \int_{-\infty}^{\infty} \dot{n}(t) S_{r0}(t') dt'. \quad (4.202)$$

Его сигнальная составляющая описывается выражением вида

$$\begin{aligned}
\dot{L}_{10} &= \int_0^{T_s} \dot{S}_{r1}(t) S_{r0}(t') dt' = \sqrt{E_t} \int_0^{T_s} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) \dot{b}(\tau) S_{r0}(t') d\tau dt' = \\
&= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) U_0(t') dt' \dot{b}(\tau) d\tau = E_t \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{\text{д10}}(-\tau) \dot{b}(\tau) d\tau, \quad (4.203)
\end{aligned}$$

$$\text{где} \quad \dot{\Psi}_{\text{д10}}(-\tau) = \int_0^{T_s} \dot{U}_{\text{д1}}(t' - \tau) U_0(t') dt' \leq 1 \quad (4.204)$$

– нормированная взаимная КФ передаваемого сигнала $\dot{S}_{r1}(t)$ с учетом его ДИ и сигнала $\dot{S}_{r0}(t')$.

В частном случае $\tau = 0$ выражение (4.204) сводится к виду (4.172) для $\dot{\Psi}_{\text{д10}}(0) \leq 1$. По аналогии с (4.17) – (4.23) дисперсии откликов \dot{L}_1 (4.197) – (4.199) и \dot{L}_0 (4.202) – (4.204) определяются с учетом (4.9) как

$$D(\dot{L}_1) = D(\dot{L}_{11}) + D(\dot{L}_{n1}) = D(\dot{L}_{11}) + N_0 E_t, \quad (4.205)$$

$$D(\dot{L}_{11}) = M(\dot{L}_{11} \dot{L}_{11}^*) = E_t^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau_1) \dot{\Psi}_{\text{д11}}^*(-\tau_2) M \left\{ \dot{b}(\tau_1) \dot{b}^*(\tau_2) \right\} d\tau_1 d\tau_2 =$$

$$= E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д11}(-\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 2\sigma_b^2 E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д11}(\tau) \right|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau ; (4.206)$$

$$D(\dot{L}_0) = D(\dot{L}_{10}) + D(\dot{L}_{n0}) = D(\dot{L}_{10}) + N_0 E_t ; (4.207)$$

$$D(\dot{L}_{10}) = M(\dot{L}_{10}^* L_{10}) = E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{д10}(-\tau_1) \Psi_{д10}^*(-\tau_2) M \left\{ \dot{b}(\tau_1) \dot{b}^*(\tau_2) \right\} d\tau_1 d\tau_2 =$$

$$= E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д10}(-\tau) \right|^2 \sigma(\tau) d\tau = 2\sigma_b^2 E_t^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д10}(\tau) \right|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau .$$

Если выполняется условие (4.175) ортогональности сигналов на выходе КС при произвольном значении τ и степени ДИ $\left| \dot{\Psi}_{д10}(\tau) \right| = 0$, то $D(\dot{L}_{10}) = 0$ и отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника принимает максимальное значение, определяемое в соответствии с (4.205) – (4.207) аналогичной (4.29, 4.33) формулой

$$W = \frac{D(\dot{L}_1) - D(\dot{L}_0)}{D(\dot{L}_0)} = \frac{D(\dot{L}_{11})}{D(\dot{L}_{n0})} = \frac{2\sigma_b^2 E_t \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д11}(\tau) \right|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau}{N_0} =$$

$$= \bar{h}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д11}(\tau) \right|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau . \quad (4.208)$$

Достоверность полученного выражения (4.208) подтверждается тем, что в двух частных случаях: 1) отсутствия ДИ, когда $\dot{U}_{\text{д}}(t) = \dot{U}(t)$ и $\dot{\Psi}_{д11}(\tau) = \dot{\Psi}_{11}(\tau)$; 2) отсутствия ЧСЗ, когда $2\sigma_b^2 = K_{\text{ос}}$, $\sigma_{\text{н}}(\tau) = \delta(\tau)$, оно сводится к виду (4.33) и (4.178):

$$W = (2\sigma_b^2 E_t / N_0) \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{11}(\tau) \right|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = \bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} ;$$

$$W = (K_{\text{ос}} E_t / N_0) \int_{-\infty}^{\infty} \left| \dot{\Psi}_{д11}(\tau) \right|^2 \delta(\tau) d\tau = h^2 \left| \dot{\Psi}_{д11}(0) \right|^2 = h^2 \eta_{\text{д}} .$$

Чтобы упростить выражение (4.208), необходимо за-

писать его в спектральной форме. С учетом спектральных представлений (4.201) и (1.45), (1.47) дисперсия сигнальной составляющей \dot{L}_{11} определяется как

$$\begin{aligned}
 D(\dot{L}_{11}) &= M(\dot{L}_{11} \dot{L}_{11}^*) = M \left\{ E_t \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] \dot{K}(\omega_1) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \times \right. \\
 &\times E_t \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp[j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)] \dot{K}^*(\omega_2) \frac{d\Omega_2}{2\pi} \left. \right\} = E_t^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \times \\
 &\times \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} M \left\{ \dot{K}(\omega_1) \dot{K}^*(\omega_2) \right\} \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = 2\sigma_b^2 E_t^2 \times \\
 &\times \int \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} K_{\text{н}}(\Omega_1 - \Omega_2) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.
 \end{aligned} \tag{4.209}$$

Тогда выходное отношение «сигнал/шум» описывается выражением

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{D(\dot{L}_{11})}{D(\dot{L}_{n0})} = \bar{h}^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} \times \\
 &\times K_{\text{н}}(\Omega_1 - \Omega_2) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.
 \end{aligned} \tag{4.210a}$$

Такое же выражение можно получить путем преобразования непосредственно (4.208) с учетом спектральных представлений (4.200, 1.46) функций $\dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau)$ и $\sigma_{\text{н}}(\tau)$:

$$\begin{aligned}
 W &= \bar{h}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{\text{д11}}(-\tau) \dot{\Psi}_{\text{д11}}^*(-\tau) \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = \bar{h}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] \times \\
 &\times \exp(-j\Omega_1\tau) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp[j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)] \exp(j\Omega_2\tau) \frac{d\Omega_2}{2\pi} \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau = \\
 &= \bar{h}^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} \sigma_{\text{н}}(\tau) \exp[-j(\Omega_1 - \Omega_2)\tau] \times \\
 &\times d\tau \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \bar{h}^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} \times
 \end{aligned}$$

$$\times K_{\text{H}}(\Delta\Omega) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \quad (4.210\text{б})$$

Заметим, что выражение (4.210б) можно представить в виде

$$W = \bar{h}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} \times \\ \times \sigma_{\text{H}}(\tau) \exp[-j(\Omega_1 - \Omega_2)\tau] d\tau. \quad (4.211)$$

Внутренний двойной интеграл с учетом (4.168) можно записать как

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp\{-j[\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1) - \Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)]\} \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 \exp[-j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_1)] \frac{d\Omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp[j\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega_2)] \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ = \dot{\Psi}_{\text{д11}}(0) \Psi_{\text{д11}}^*(0) = |\dot{\Psi}_{\text{д11}}(0)|^2. \quad (4.212)$$

Последнее выражение с учетом (4.177) выражается через коэффициент $\eta_{\text{д}}$:

$$|\dot{\Psi}_{\text{д11}}(0)|^2 = \eta_{\text{д}} |\dot{\Psi}_{11}(0)|^2 = \eta_{\text{д}} \left| \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 \frac{d\Omega}{2\pi} \right|^2 = \\ = \eta_{\text{д}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \quad (4.213)$$

Согласно (4.212), (4.213) выходное отношение «сигнал/шум» (4.211), (4.210б) можно определить как

$$W = \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \sigma_{\text{H}}(\tau) \exp[-j(\Omega_1 - \Omega_2)\tau] d\tau \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ = \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 K_{\text{H}}(\Delta\Omega) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}. \quad (4.214)$$

Чтобы упростить (4.214) следует заметить, что в отсутствие ДИ ($\Delta\Phi_{\text{д}}(\Omega) = 0$) выражение (4.200) для нормиро-

ванной АКФ передаваемого сигнала $\dot{S}_1(t)$ принимает вид

$$\dot{\Psi}_{11}(-\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1^*(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega)|^2 \exp(-j\Omega\tau) \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (4.215)$$

С учетом (4.215) выражение (4.214) можно записать как

$$\begin{aligned} W &= \bar{h}^2 \eta_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_1)|^2 \exp(-j\Omega_1\tau) \frac{d\Omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_1(\Omega_2)|^2 \exp(j\Omega_2\tau) \frac{d\Omega_2}{2\pi} \sigma_n(\tau) d\tau = \\ &= \bar{h}^2 \eta_d \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\Psi}_{11}(-\tau) \dot{\Psi}_{11}^*(-\tau) \sigma_n(\tau) d\tau = \bar{h}^2 \eta_d \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \bar{h}^2 \eta_d \eta_q, \end{aligned} \quad (4.216)$$

где η_q определяется согласно (4.35), а η_d – согласно (4.177, 4.179).

Достоверность полученного выражения (4.216) подтверждается тем, что в частном случае отсутствия ДИ, когда $\Delta\Phi_d = 0$ и $\eta_d = 1$, оно сводится к виду (4.33) $W = \bar{h}^2 \eta_q$, а при отсутствии ЧСЗ, когда $\sigma_n(\tau) = \delta(\tau)$, оно сводится к виду (4.178) $W = \bar{h}^2 \eta_d = h^2 \eta_d$.

В соответствии с (4.216) и (4.25) помехоустойчивость НК приема сигналов с ДИ и ЧСЗ определяется выражением

$$P_{\text{ош}} = 1/(2 + W) = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_q), \quad (4.217)$$

где зависимости $\eta_d = \Psi(F_0/F_d) \leq 1$ и $\eta_q = \Psi(F_0/F_k) \leq 1$ определяются согласно (4.182) и (4.45).

В частном случае выполнения условия отсутствия ЧСЗ ($F_0/F_k \ll 1$), когда $\eta_q \approx 1$, выражение (4.217) сводится к виду (4.194) $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d)$. При выполнении условия отсутствия ДИ ($F_0/F_d \ll 1$), когда $\eta_d \approx 1$, оно сводится к виду (4.36) $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_q)$. При одновременном выполнении условий отсутствия ДИ и ЧСЗ, когда $\eta_d = \eta_q = 1$, выражение (4.217) сводится к виду (1.13) $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \bar{h}^2)$, ха-

рактерному для НК приема сигналов с рэлеевскими БЗ.

Таким образом, проявление в принимаемом сигнале помимо ЧСЗ еще и ДИ (4.139, 4.196) вызовет дополнительное уменьшение выходного отношения «сигнал/шум» ($\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \leq \bar{h}^2$) в $\eta_{\text{д}}$ раз ($\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_{\text{д}} \leq \bar{h}^2 \eta_{\text{ч}}$). Независимость коэффициентов энергетических потерь при НК обработке сигналов из-за ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}}$) и ДИ ($\eta_{\text{д}}$) обусловлена тем, что они определяются различными параметрами ионосферы. Величина $\eta_{\text{д}} = \Psi(F_0 / F_{\text{д}})$ зависит согласно (2.105) $F_{\text{д}} \sim 1/(\bar{N}_{\text{T}})^{1/2}$ от средней ЭК в ионосфере $\bar{N}_{\text{T}} = z_3 \bar{N}_{\text{m}}$, а $\eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0 / F_{\text{к}})$ зависит согласно (2.107), (3.41) от СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $F_{\text{к}} \sim 1/\sigma_{\Delta N}$.

Теперь обобщим полученные результаты оценки помехоустойчивости на случай НК приема сигналов, подверженных одновременно ДИ, ЧСЗ и МСИ.

Напомним, что в п.4.3 была разработана методика оценки помехоустойчивости НК приема сигналов с ЧСЗ и МСИ согласно выражений (4.95, 4.103, 4.104) и (1.51):

$$W_{111} = W = \bar{h}^2 \eta_{\text{ч}}; W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} - 2\bar{h}^2 \eta_{\text{м}}}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_{\text{м}}}; W_{011} = W_{110} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} - \bar{h}^2 \eta_{\text{м}}}{1 + \bar{h}^2 \eta_{\text{м}}};$$

$$P_{\text{ош}} = 1/(2 + W_{\text{alc}}); P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Здесь коэффициенты $\eta_{\text{ч}}$ и $\eta_{\text{м}}$ описываются выражениями (4.35) и (4.105)

$$\eta_{\text{ч}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{11}(\tau)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau; \quad \eta_{\text{м}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_{\text{н}}(\tau) d\tau,$$

где модули нормированных АКФ сигналов $\dot{S}_{11}(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_1(t)$ и $\dot{S}_{i0}(t) = \sqrt{E_t} \dot{U}_0(t)$ определяются согласно (4.31) и (4.97):

$$\left| \dot{\Psi}_{11}(\tau) \right| = \left| \Psi_{11}(-\tau) \right| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_1(t' - \tau) U_1^*(t') dt' \right|;$$

$$|\dot{\Psi}_{00}(\tau \pm T_s)| = |\dot{\Psi}_{00}(-\tau \mp T_s)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_0(t' \mp T_s - \tau) U_0^*(t') dt' \right|.$$

При одновременном проявлении ЧСЗ и ДИ в принимаемых сигналах отношение «сигнал/шум» на выходе НК приемника описывается согласно выражениям (4.208) – (4.216) как

$$W = W_{111} = \bar{h}^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{д11}(\tau)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \bar{h}^2 \eta_d \eta_{\text{ч}},$$

где модуль нормированной АКФ сигнала $\dot{S}_{11}(t)$ с учетом его ДИ определяется согласно (4.199)

$$|\dot{\Psi}_{д11}(\tau)| = |\dot{\Psi}_{д11}(-\tau)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_{д1}(t' - \tau) U_1^*(t') dt' \right|.$$

Очевидно, что при передаче соседних с $\dot{S}_{11}(t)$ сигналов $\dot{S}_{1a,c}(t)$, где $a, c = 0$, с учетом их ДИ в ионосфере модули нормированных АКФ будут описываться отличным от (4.97) выражением вида

$$|\dot{\Psi}_{д00}(\tau \pm T_s)| = |\dot{\Psi}_{д00}(-\tau \mp T_s)| = \left| \int_0^{T_s} \dot{U}_{д0}(t' \mp T_s - \tau) U_0^*(t') dt' \right|. \quad (4.218)$$

На основе выражения (4.218) и использования аналогичной (4.210б) – (4.216) методики можно получить выражение вида

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{д00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \eta_d \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{\Psi}_{00}(\tau \pm T_s)|^2 \sigma_n(\tau) d\tau = \eta_d \eta_m. \quad (4.219)$$

В соответствии с (4.216), (4.219) вместо выражений (4.103), (4.104) будем иметь

$$W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_d - 2\bar{h}^2 \eta_m \eta_d}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_m \eta_d}; W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_d - \bar{h}^2 \eta_m \eta_d}{1 + \bar{h}^2 \eta_m \eta_d}. \quad (4.220)$$

Анализ полученных выражений (4.216, 4.220) для различных отношений «сигнал/шум» на выходе НК схемы об-

работки сигналов W_{alc} , подверженных ЧЗ и МСИ одновременно с ДИ, показывает, что они отличаются от (4.95), (4.103), (4.104) лишь наличием дополнительного (к $\eta_{\text{ч}}$ или $\eta_{\text{м}}$) сомножителя $\eta_{\text{д}} \leq 1$ к \bar{h}^2 . Очевидно, что уменьшение \bar{h}^2 в $\eta_{\text{д}}$ раз приводит к снижению W_{alc} и согласно (1.51) – к росту $P_{alc} = 1/(2 + W_{alc})$ и $P_{\text{ош}} = 0.25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010})$.

Аналогично (4.220) в выражениях (4.120) для W_{alc} при передаче по транссионферным КС сигналов с ЗИ или ШПС появится дополнительный сомножитель $\eta_{\text{д}}$ при \bar{h}^2 , если эти сигналы подвергаются ДИ в ионосфере.

4.7. Теоретическое обобщение оценок помехоустойчивости СКС при замираниях различных типов и дисперсионных искажениях сигналов

Конечным результатом решения третьей научной задачи является установление единой аналитической зависимости (1.68) $P_{\text{ош}} = \Psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}})$ на базе полученных в п.4.1–4.6 взаимосвязей коэффициентов γ^2 (4.1), $\eta_{\text{ч}}$ (4.45), $\eta_{\text{м}}$ (4.112), (4.124), (4.136) и $\eta_{\text{д}}$ (4.182) с параметрами $\sigma_{\text{ф}}, F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\text{ф}}$ и $F_{\text{д}}$:

$$\gamma^2 = \alpha_{\text{р}}^2/2\sigma_{\text{б}}^2 = \Psi(\sigma_{\text{ф}} \sim \sigma_{\Delta N}/f_0); \quad \eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0/F_{\text{к}} \sim F_0\sigma_{\text{ф}}/f_0); \quad (4.221)$$

$$\eta_{\text{м}} = \Psi(1/T_s F_{\text{к}} \sim \sigma_{\text{ф}}/T_s f_0); \quad \eta_{\text{д}} = \Psi(F_0/F_{\text{д}} \sim F_0 \bar{N}_m^{1/2}/f_0^{3/2}).$$

Напомним, что в главе 2 все статистические характеристики (СХ) системных функций ($\alpha_{\text{р}}^2, 2\sigma_{\text{б}}^2, K_{\text{н}}(\Delta\Omega)$) транссионферного КС с замираниями различных типов были объединены в одну обобщенную СХ (2.130) $K_{\text{об}}(\Delta\Omega)$ бла-

годаря их зависимости от величины одного и того же параметра: $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$. Это позволило записать обобщенные выражения (2.131) и (2.133) для определения средней мощности $\bar{P}_r(t)$ и энергии \bar{E}_r сигнала на входе приемника.

Согласно (4.221) коэффициенты $\gamma^2, \eta_\text{ч}, \eta_\text{м}$, характеризующие глубину общих БЗ и влияние степени возникающих ЧСЗ и МСИ принимаемых сигналов тоже зависят от одного параметра: $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$. Это обстоятельство обуславливает возможность объединения различных выражений для $P_{\text{ош}}$ приема сигналов с общими БЗ, с ЧСЗ или с ЧСЗ и МСИ в одну обобщенную зависимость $P_{\text{ош}} = \Psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_\text{ч}, \eta_\text{м})$.

Проанализируем изменения по мере увеличения σ_φ вида обобщенных выражений (2.130) и (2.131) для $K_{\text{об}}(\Delta\Omega)$ и $\bar{P}_r(t)$ в трансionoсферном КС с замираниями различных типов и ДИ, а также изменения соответствующих этим моделям КС значений коэффициентов $\gamma^2, \eta_\text{ч}, \eta_\text{м}, \eta_\text{д}$ и выражений для оценки $P_{\text{ош}}$.

1. При $\sigma_\varphi = 0$ трансionoсферный КС описывается моделью с ДИ без замираний:

$$\alpha_\text{р}^2 = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_\varphi^2) = K_{\text{ос}}; \quad 2\sigma_\text{б}^2 = K_{\text{ос}}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = 0;$$

$$K_\text{н}(\Delta\Omega) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_\text{к}}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega\sigma_\varphi(1+d_1^2/2)^{1/2}}{\sqrt{2}\omega_0}\right)^2\right] = 1;$$

$$K_{\text{об}}(\Delta\Omega) = \alpha_\text{р}^2 + 2\sigma_\text{б}^2 K_\text{н}(\Delta\Omega) = K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_\varphi^2) + K_{\text{ос}}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \times \\ \times \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_\text{к})^2] = K_{\text{ос}};$$

$$\bar{P}_r(t) = E_r K_{\text{ос}} \exp(-\sigma_\varphi^2) |\dot{U}_\text{д}(t')|^2 + E_r K_{\text{ос}} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \times$$

$$\begin{aligned} & \times \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \exp\left[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_k)^2\right] \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi} = \\ & = E_r K_{oc} \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 = E_r \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 = P_r(t). \end{aligned}$$

Величина $P_{ош}$ при НК приеме такого сигнала с ДИ описывается выражением (4.180)

$$P_{ош} = 0,5 \exp(-h^2 \eta_d / 2) = 0,5 \exp(-E_r \eta_d / 2N_0),$$

где коэффициент $\eta_d \leq 1$ определяется согласно (4.182) как

$$\eta_d = \pi C_2^2(y) / 2y = \pi C_2^2[(F_0/F_d)^2] / 2(F_0/F_d)^2.$$

При выполнении условия отсутствия ДИ в трансферном КС $(F_0/F_d)^2 = y \ll 1$ будем иметь $\dot{U}_d(t') = \dot{U}(t)$, $C_2^2(y) \rightarrow 2y/\pi$, $\eta_d \rightarrow 1$ и выражения (4.180) сводится к известному виду (1.11) $P_{ош} = 0,5 \exp(-h^2/2)$ для оценки НК приема сигналов с постоянными параметрами (без ДИ и замираний).

2. При $\sigma_\phi < 1$ трансферный КС описывается моделью с ДИ и райсовскими БЗ:

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\phi^2) < K_{oc}; 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] > 0;$$

$$K_H(\Delta\Omega) = 1; K_{об}(\Delta\Omega) = K_{oc} \exp(-\sigma_\phi^2) + K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] = K_{oc};$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(t) &= E_r K_{oc} \exp(-\sigma_\phi^2) \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 + E_r K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 = \\ &= E_r K_{oc} \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 = E_r \left| \dot{U}_d(t') \right|^2 = P_r(t). \end{aligned}$$

Выражение для $P_{ош}$ в таком КС имеет вид (4.195)

$$P_{ош} = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)} \exp\left[-\frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_d}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)}\right],$$

где

$$\bar{h}^2 = (\alpha_p^2 + 2\sigma_b^2) E_r / N_0 = \bar{E}_r / N_0 = E_r / N_0 = E_r K_{oc} / N_0 = h^2,$$

а характеризующий глубину общих БЗ коэффициент γ^2

определяется согласно (4.1) как $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 = 1 / [\exp(\sigma_\varphi^2) - 1]$.

В частном случае $\sigma_\varphi^2 \rightarrow 0$ значение $\gamma^2 \rightarrow \infty$ и выражение (4.195) сводится к виду (4.180), характерному для КС с ДИ без БЗ.

3. При выполнении условий $\sigma_\varphi \gg 1$ и $\Delta\Omega_k \gg \Delta\Omega = \Delta\Omega_0$, которые можно записать в виде (2.117)

$$1 \ll \sigma_\varphi \ll \sqrt{2}\omega_0 / \Delta\Omega_0 (1 + d_1^2 / 2)^{1/2} = f_0 / F_0 (2 + d_1^2)^{1/2},$$

трансионосферный КС описывается моделью с ДИ и рэлеевскими БЗ, при которой

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) \approx 0; 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \approx K_{oc};$$

$$K_H(\Delta\Omega) \approx 1; K_{об}(\Delta\Omega) = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \approx K_{oc};$$

$$\bar{P}_r(t) = E_r K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] |\dot{U}_d(t')|^2 \approx E_r K_{oc} |\dot{U}_d(t')|^2 = E_r |\dot{U}_d(t')|.$$

В этом случае $P_{ош}$ определяется согласно (4.194)

$$P_{ош} = 1 / (2 + \bar{h}^2 \eta_d).$$

Данное выражение может быть получено из (4.195) в частном случае $\sigma_\varphi \gg 1$, когда значение (4.1) $\gamma^2 \rightarrow 0$.

4. При выполнении условия $\Delta\Omega_k \leq \Delta\Omega = \Delta\Omega_0 = 2\Omega_0$, или (2.120)

$$\sigma_\varphi \geq \sqrt{2}\omega_0 / \Delta\Omega_0 \sqrt{(1 + d_1^2 / 2)} = f_0 / F_0 \sqrt{(2 + d_1^2)},$$

трансионосферный КС описывается моделью с ДИ и ЧЗ, при которой

$$\alpha_p^2 = K_{oc} \exp(-\sigma_\varphi^2) = 0; 2\sigma_b^2 = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = K_{oc};$$

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

$$K_{об}(\Delta\Omega) = K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] \exp[-(\Delta\Omega / \Delta\Omega_k)^2] =$$

$$= K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] \exp[-(\Delta\Omega\sigma_\phi \sqrt{(1+d_1^2/2)}/\sqrt{2}\omega_0)^2];$$

$$\bar{P}_r(t) = E_t K_{oc} [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] \int \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) S_d^*(\Omega_2) \exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_k)^2] \times \\ \times \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi}.$$

В этом случае $P_{ош}$ описывается выражением (4.217)

$$P_{ош} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi),$$

где коэффициент $\eta_\chi \leq 1$ определяется согласно (4.45) как

$$\eta_\chi = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_k} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_k}{F_0} \right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_k} \right) \exp \left[- \left(\frac{\pi F_k}{F_0} \right)^2 \right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_k} \right).$$

В частном случае отсутствия ЧСЗ, когда выполняются условия (2.117), или $F_0/F_k \ll 1$, будем иметь

$$\operatorname{erf}(\pi F_k/F_0) \rightarrow 1; \quad \exp[-(\pi F_k/F_0)^2] \rightarrow 0; \quad \eta_\chi \rightarrow 1$$

и выражение (4.217) сводится к виду (4.194), характерному для КС с ДИ и рэлеевскими БЗ.

Анализ приведенных выражений (4.180), (4.195), (4.194), (4.217) для оценки $P_{ош}$ при НК приеме сигналов с ДИ без замираний и с замираньями различных типов (БЗ райсовского или рэлеевского типа, ЧСЗ) показывает, что их можно объединить и записать в виде одного обобщенного выражения вида

$$P_{ош} = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[- \frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi}{\bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi + 2(\gamma^2 + 1)} \right], \quad (4.222)$$

где коэффициенты γ^2 , η_d , η_χ , характеризующие глубину общих БЗ и влияние степени ДИ (F_0/F_d) и ЧСЗ (F_0/F_k) принимаемых сигналов определяются согласно (4.1), (4.182) и (4.45).

Очевидно, что по мере роста σ_ϕ от нуля до $\sigma_\phi < 1$ рад и от значений $\sigma_\phi > 1$ рад до значений, удовлетворяющих усло-

виям (2.117), (2.120) выражение (4.222) будет принимать последовательно виды (4.180), (4.195), (4.194) и (4.217). При этом записать выражение для оценки $P_{\text{ош}}$ в более общем виде (4.222) по сравнению с (4.195) можно потому, что при $\sigma_\varphi < 1$ рад значение $\gamma^2 > 0$, а $\eta_\varphi \approx 1$ (т.к. $F_0 / F_K = F_0 \sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2} / f_0 \ll 1$), если же $\sigma_\varphi \gg 1$, то $\gamma^2 = 0$, а $\eta_\varphi < 1$.

Теперь проанализируем возможность дальнейшего обобщения выражений для $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с ДИ и замираниями на случай одновременного проявления МСИ.

Напомним, что при одновременном проявлении ДИ, ЧСЗ и МСИ в транссионосферном КС оценка помехоустойчивости НК приема сигналов производится согласно выражениям (4.216, 4.220, 1.51):

$$W_{111} = \bar{h}^2 \eta_d \eta_\varphi; W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_\varphi \eta_d - \bar{h}^2 \eta_M \eta_d}{1 + \bar{h}^2 \eta_M \eta_d};$$

$$W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_\varphi \eta_d - 2\bar{h}^2 \eta_M \eta_d}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_M \eta_d};$$

$$P_{alc} = 1/(2 + W_{alc}); P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}),$$

где $\eta_d \leq 1$ и $\eta_\varphi \leq 1$ определяются согласно (4.182) и (4.45), а коэффициент энергетических потерь при НК обработке простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов из-за МСИ описывается выражением (4.112)

$$\eta_M = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right)^2 \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right) \exp\left[-(\pi T_s F_K)^2\right] \geq 0.$$

В частном случае выполнения уточненного (см. п. 4.3) условия отсутствия МСИ

$$1/T_s F_K < 5 \cdot 10^{-3}, \quad (4.223)$$

при котором автоматически выполняется традиционное условие (1.3) отсутствия ЧСЗ $F_0/F_k \ll 1$ (где неравенство понимается как отличие примерно на порядок величины [108], то есть соответствует $F_0/F_k \leq 10^{-1}$) будем иметь $\operatorname{erf}(\pi T_s F_k) \approx 1$; $\exp[-(\pi T_s F_k)^2] \approx 0$; $\eta_m \approx 0$; $\eta_q \approx 1$.

Тогда выражения (4.216), (4.220), (1.51) сводятся к видам

$$W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d; P_{alc} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d); P_{ош} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d), (4.224)$$

характерным для транссионосферных КС с ДИ и рэлеевскими БЗ (4.194).

Учитывая зависимость (3.54) $F_k = f_0/\sigma_\varphi(2 + d_1^2)^{1/2}$, уточненное условие одновременного отсутствия МСИ ($1/T_s F_k < 5 \cdot 10^{-3}$) и ЧСЗ ($F_0/F_k \ll 1$) в транссионосферном КС можно записать в виде неравенства

$$1 \ll \sigma_\varphi < 5 \cdot 10^{-3} T_s f_0 / (2 + d_1^2)^{1/2} < f_0 / F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}. (4.225)$$

При выполнении традиционного условия (1.3) отсутствия ЧСЗ ($F_0/F_k \ll 1$) в транссионосферном КС может выполняться уточненное условие возникновения МСИ ($1/T_s F_k > 5 \cdot 10^{-3}$), которые можно записать в виде неравенства

$$1 \ll 5 \cdot 10^{-3} T_s f_0 / (2 + d_1^2)^{1/2} < \sigma_\varphi \ll f_0 / F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}. (4.226)$$

В этом случае будем иметь: $\eta_q \approx 1$; $\eta_m > 0$;

$$W_{111} = \bar{h}^2 \eta_d; W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_d - \bar{h}^2 \eta_d \eta_m}{1 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_m}; W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_d - 2\bar{h}^2 \eta_d \eta_m}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_d \eta_m}$$

$$P_{alc} = 1/(2 + W_{alc}); P_{ош} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Эти выражения характерны для транссионосферного КС с ДИ и МСИ без ЧСЗ.

При передаче сложных сигналов ($B_s = T_s F_0 = T_s / T_s \gg 1$, $F_0 = 1/T_s = B_s / T_s$) по транссионосферному КС возможно вы-

полнение условия возникновения ЧЗ (1.14) $F_0 / F_k = 1/T_s F_k = B_s / T_s F_k > 1$ одновременно с уточненным условием отсутствия МСИ (4.138) $1/T_s F_k < (1 - B_s^{-1})$.

С учетом взаимосвязи (3.54) $F_k = f_0 / \sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2}$, эти условия возникновения ЧЗ при отсутствии МСИ в принятом сложном сигнале можно записать в виде неравенства

$$1 \ll \frac{f_0}{F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}} < \sigma_\varphi < \frac{(1 - B_s^{-1}) f_0 T_s}{(2 + d_1^2)^{1/2}}. \quad (4.227)$$

В этом случае будем иметь: $\eta_m \approx 0$; $\eta_q < 1$;

$$W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d \eta_q; \quad P_{alc} = 1/(2 + W_{alc}) = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_q)$$

и выражение (1.51) принимает вид (4.217)

$$P_{ош} = P_{alc} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_q).$$

Аналогично (4.227) можно записать в виде неравенства условия (1.14), (4.126) возникновения ЧЗ ($F_0 / F_k > 1$) и отсутствия МСИ ($1/T_{сл} F_k < (1 - B_{сл}^{-1})$) в транссионсферных КС при передаче простых сигналов с ЗИ ($B_{сл} = 1 + T_{зи} / T_s = T_{сл} / T_s > 1$)

$$1 \ll \frac{f_0}{F_0 (2 + d_1)^{1/2}} < \sigma_\varphi < \frac{(1 - B_{сл}^{-1}) f_0 T_{сл}}{(2 + d_1^2)^{1/2}}. \quad (4.228)$$

В этом случае, как и в предыдущем, будем иметь: $\eta_m \approx 0$; $\eta_q < 1$; $W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d \eta_q$; $P_{alc} = 1/(2 + W_{alc}) = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_q) = P_{ош}$.

Заметим, что в приведенных выше условиях (4.223), (4.225), (4.226), (4.227), (4.228) значение $\sigma_\varphi \gg 1$ рад и поэтому выражения для парциальных вероятностей ошибки имеют вид $P_{alc} = 1/(2 + W_{alc})$, характерный для НК приема замирающих сигналов без регулярной составляющей (когда коэффициент (4.1) $\gamma^2 = [\exp(\sigma_\varphi^2) - 1]^{-1} \rightarrow 0$).

При величине $\sigma_\phi < 1$ рад, когда в транссионосферном КС с ДИ и рассеянием выполняются условия (4.225) отсутствия ЧСЗ и МСИ (при которых $\eta_\text{ч} \approx 1$, $\eta_\text{м} \approx 0$) и возникновения БЗ райсовского типа (при которых $0 < \gamma^2 < \infty$), выражения (4.216, 4.220) для парциальных отношений «сигнал/шум» на выходе НК схемы приема W_{alc} остаются неизменными по сравнению со случаем рэлеевских БЗ и ДИ (4.224), а выражения для P_{alc} и $P_{\text{ош}}$ изменятся на (4.195):

$$W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_\text{д}; P_{alc} = \frac{\gamma^2 + 1}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 W_{alc}}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \right] = \\ = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_\text{д} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_\text{д}}{\bar{h}^2 \eta_\text{д} + 2(\gamma^2 + 1)} \right] = P_{\text{ош}}. \quad (4.229)$$

Очевидно, что в транссионосферном КС с ДИ и замираниями различных типов (общими БЗ, ЧСЗ) выражения (4.216) для W_{alc} и P_{alc} можно записать с учетом (4.222) в аналогичном (4.229) виде

$$W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_\text{д} \eta_\text{ч}; P_{alc} = \frac{\gamma^2 + 1}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 W_{alc}}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \right] = \\ = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_\text{д} \eta_\text{ч} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_\text{д} \eta_\text{ч}}{\bar{h}^2 \eta_\text{д} \eta_\text{ч} + 2(\gamma^2 + 1)} \right] = P_{\text{ош}}. \quad (4.230)$$

Анализ приведенных выражений (4.216), (4.220), (1.51) для парциальных выходных отношений «сигнал/шум» W_{alc} и обеспечиваемых при этом вероятностей P_{alc} и $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов с ДИ, ЧСЗ и МСИ, а также выражений (4.230) для W_{alc} и $P_{alc} = P_{\text{ош}}$ для транссионосферного КС с ДИ и замираниями различных типов (райсовских и рэлеевских БЗ, ЧСЗ) показывает следующее:

а) при учете МСИ изменяются парциальные значения W_{alc} (т.е. $W_{111} > W_{110} = W_{011} > W_{010}$);

б) для учета БЗ райсовского типа ($0 < \gamma^2 < \infty$) необходимо использовать более сложную (4.229), (4.230) зависимость $P_{alc} = \Psi(W_{alc}, \gamma^2)$, чем при рэлеевских БЗ ($\gamma^2 = 0$): $P_{alc} = 1/(2 + W_{alc})$.

Это позволяет обобщить результаты оценки помехоустойчивости НК приема сигналов в транссионсферных КС с ДИ, замираниями различных типов (общими БЗ, ЧСЗ) и МСИ, записав их в виде выражений (4.216), (4.220), (1.51) (4.230):

$$W_{111} = \bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_{\text{д}}; W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_{\text{д}} - \bar{h}^2 \eta_{\text{м}} \eta_{\text{д}}}{1 + \bar{h}^2 \eta_{\text{м}} \eta_{\text{д}}};$$

$$W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{ч}} \eta_{\text{д}} - 2\bar{h}^2 \eta_{\text{м}} \eta_{\text{д}}}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_{\text{м}} \eta_{\text{д}}};$$
(4.231)

$$P_{alc} = \frac{\gamma^2 + 1}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 W_{alc}}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \right];$$

$$P_{\text{ош}} = 0,25 (P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Здесь коэффициенты γ^2 , $\eta_{\text{ч}}$, $\eta_{\text{м}}$ и $\eta_{\text{д}}$, характеризующие глубину БЗ и степени ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}}$), МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} = B_s F_0/F_{\text{к}}$, $1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}}$) и ДИ ($F_0/F_{\text{д}}$) в транссионсферном КС, определяются согласно (4.1), (4.45), (4.112, 4.136, 4.124) и (4.182):

$$\gamma^2 = 1/[\exp(\sigma_{\text{ф}}^2) - 1]; \quad 0 \leq \gamma^2 \leq \infty;$$

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right) + \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right) \exp \left[-\left(\frac{\pi F_{\text{к}}}{F_0} \right)^2 \right] - \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_{\text{к}}} \right) \leq 1;$$

$$\eta_{\text{м}} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_{\text{к}}} \right)^2 \operatorname{erf} (\pi T_s F_{\text{к}}) - \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{T_s F_{\text{к}}} \right) \exp \left[-(\pi T_s F_{\text{к}})^2 \right] \geq 0;$$

$$\eta_M = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right)^2 + (1 - B_s)^2 \right] \left\{ \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \operatorname{erf} \left[\pi T_s F_K \left(1 - \frac{1}{B_s} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right) (B_s - 1) \left\{ \exp[-(\pi T_s F_K)^2] - \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_s} \right)^2 \right] \right\} -$$

$$+ \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right) \exp[-(\pi T_s F_K)^2] \geq 0;$$

$$\eta_{M3} = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_K} \right)^2 + (1 - B_{\text{сл}})^2 \right] \left\{ \operatorname{erf}(\pi T_{\text{сл}} F_K) - \operatorname{erf} \left[\pi T_{\text{сл}} F_K \left(1 - \frac{1}{B_s} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) (B_{\text{сл}} - 1) \left\{ \exp[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2] - \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_{\text{сл}}} \right)^2 \right] \right\} -$$

$$- \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) \exp[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2] \geq 0;$$

$$\eta_d = \frac{\pi}{2y} C_2^2(y) = \frac{\pi}{2(F_0/F_d)^2} [C_2(F_0/F_d)^2]^2 \leq 1.$$

Указанные коэффициенты зависят от частотно-временных параметров ($f_0, F_0, T_s, B_s, T_{\text{сл}}, B_{\text{сл}}$) передаваемых сигналов КС и физических параметров ионосферы ($\bar{N}, \sigma_{\Delta N}$) через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта выходной волны (3.41) и полос когерентности трансферного КС, обусловленных проявлением дифракционных (2.107, 3.54, 3.55) и дисперсионных (2.105) свойств ионосферы:

$$\sigma_\varphi^2 = \sqrt{\pi} (80,8\pi/c)^2 z_3 l_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2;$$

$$F_K = \Delta F_K / 2 = f_0 / [\sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2}],$$

где

$$d_1^2 = (3z - 3zz_3 - z_3^2) c^2 / 48\omega_0^2 l_s^4;$$

$$F_d = \Delta F_d / 2 = (f_0^3 c / 80,8 \pi z_3 \bar{N}_m)^{1/2}.$$

Для подтверждения достоверности приведенных обобщенных выражений для W_{alc} и P_{alc} и $P_{ош}$ проанализируем изменение их вида по мере возрастания величины σ_ϕ .

1. При $\sigma_\phi = 0$ будем иметь:

$$\gamma^2 = \infty; F_k = \infty; F_0 / F_k = 0; \eta_\phi = 1; \eta_m = 0;$$

$$W_{alc} = h^2 \eta_d; P_{alc} = 0,5 \exp(-h^2 \eta_d / 2) = P_{ош},$$

что соответствует выражению (4.180) для оценки помехоустойчивости НК приема сигналов в транссионосферном КС с ДИ без рассеяния (т.е. без БЗ, ЧСЗ и МСИ).

2. При $\sigma_\phi < 1$ рад будет иметь:

$$\eta_\phi \approx 1; \quad \eta_m \approx 0; \quad W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d;$$

$$P_{alc} = \frac{\gamma^2 + 1}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[- \frac{\gamma^2 \bar{h}^2 \eta_d}{\bar{h}^2 \eta_d + 2(\gamma^2 + 1)} \right] = P_{ош},$$

что соответствует выражению (4.195) для оценки $P_{ош}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с ДИ и райсовскими БЗ.

3. При выполнении соотношения $\sigma_\phi \gg 1$ рад, условия (1.3) отсутствия ЧСЗ и уточненного условия (4.223) отсутствия МСИ ($F_0 / F_k \ll 1$; $1 / T_s F_k < 5 \cdot 10^{-3}$) при передаче простых ($T_s = 1 / F_0$) сигналов, которые можно записать в виде неравенства (4.225)

$$1 \ll \sigma_\phi < 5 \cdot 10^{-3} T_s f_0 / (2 + d_1^2)^{1/2} < f_0 / F_0 (2 + d_1^2)^{1/2},$$

будем иметь

$$\gamma^2 = 0; \quad \eta_\phi \approx 1; \quad \eta_m \approx 0; \quad W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d;$$

$$P_{alc} = 1 / (2 + \bar{h}^2 \eta_d) = P_{ош},$$

что соответствует выражению (4.194) для оценки $P_{ош}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с ДИ и рэле-

евскими БЗ.

4. При $\sigma_\varphi \gg 1$ рад и одновременном выполнении условий возникновения ЧСЗ ($F_0/F_k > 1$) и отсутствия МСИ ($1/T_s F_k < (1 - B_s^{-1})$) при передаче по транссионосферному КС сложных сигналов ($B_s = T_s F_0 \gg 1$), которые можно записать в виде неравенства (4.227)

$$1 \ll \frac{f_0}{F_0(2+d_1^2)^{1/2}} < \sigma_\varphi < \frac{(1-B_s^{-1})f_0 T_s}{(2+d_1^2)^{1/2}},$$

будем иметь:

$$\begin{aligned} \gamma^2 = 0; \quad \eta_\chi < 1; \quad \eta_m \approx 0; \quad W_{alc} = \bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi; \\ P_{alc} = 1/(2 + \bar{h}^2 \eta_d \eta_\chi) = P_{\text{ош}}, \end{aligned}$$

что соответствует выражению (4.217) для оценки $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с ДИ и ЧСЗ.

Такое же выражение (4.217) получается при $\sigma_\varphi \gg 1$ рад и одновременном выполнении условий возникновения ЧСЗ ($F_0/F_k > 1$) и отсутствия МСИ ($1/T_{\text{сл}} F_k < (1 - B_{\text{сл}}^{-1})$) при передаче по транссионосферному КС простых сигналов с ЗИ (4.228):

$$1 \ll \frac{f_0}{F_0(2+d_1^2)^{1/2}} < \sigma_\varphi < \frac{(1-B_{\text{сл}}^{-1})f_0 T_{\text{сл}}}{(2+d_1^2)^{1/2}}.$$

5. При $\sigma_\varphi \gg 1$ рад и выполнении традиционного условия отсутствия ЧСЗ ($F_0/F_k \ll 1$) при передаче простых сигналов ($T_s F_0 = 1$) по транссионосферному КС может выполняться уточненное условие возникновения МСИ ($1/T_s F_k > 5 \cdot 10^{-3}$), которые можно записать в виде неравенства (4.226)

$$1 \ll 5 \cdot 10^{-3} T_s f_0 / (2 + d_1^2)^{1/2} < \sigma_\varphi \ll f_0 / F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}$$

В этом случае будем иметь:

$$\gamma^2 = 0; \eta_{\text{ч}} \approx 1; \eta_{\text{м}} > 0; W_{111} = \bar{h}^2 \eta_{\text{д}};$$

$$W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} - \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}; W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} - 2\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}};$$

$$P_{\text{alc}} = 1/(2 + W_{\text{alc}}); P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Эти выражения характерны для оценки $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов в транссионосферных КС с ДИ и МСИ.

6. При $\sigma_{\varphi} \gg 1$ рад и выполнении условий возникновения одновременно ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}} > 1$) и МСИ при передаче простых сигналов ($1/T_s F_{\text{к}} > 5 \cdot 10^{-3}$), сложных ($1/T_s F_{\text{к}} > (1 - B_s^{-1})$) и простых сигналов с учетом ЗИ ($1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}} > (1 - B_{\text{сл}}^{-1})$), которые можно записать в следующих видах:

$$\sigma_{\varphi} \gg 1 > \frac{5 \cdot 10^{-3} T_s f_0}{(2 + d_1^2)^{1/2}} > \frac{f_0}{F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}};$$

$$\sigma_{\varphi} \gg 1 > \frac{(1 - B_s^{-1}) f_0 T_s}{(2 + d_1^2)^{1/2}} > \frac{f_0}{F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}};$$

$$\sigma_{\varphi} \gg 1 > \frac{(1 - B_{\text{сл}}^{-1}) f_0 T_{\text{сл}}}{(2 + d_1^2)^{1/2}} > \frac{f_0}{F_0 (2 + d_1^2)^{1/2}},$$

будем иметь: $\gamma^2 = 0; \eta_{\text{ч}} < 1; \eta_{\text{м}} > 0; W_{111} = \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}};$

$$W_{110} = W_{011} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}} - \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + \bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}; W_{010} = \frac{\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}} - 2\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\bar{h}^2 \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}},$$

$$P_{\text{alc}} = 1/(2 + W_{\text{alc}}); P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010}).$$

Эти выражения характерны для оценки $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с ДИ, ЧСЗ и МСИ.

4.8. Выводы

1). На базе установленных ранее (2.66, 2.123) взаимосвязей $\{\alpha_p^2, 2\sigma_B^2\} = \psi(\sigma_\varphi)$, получена искомая (1.68) зависимость коэффициента γ^2 , характеризующего глубину общих БЗ в трансionoсферном КС, от СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N} / f_0$, имеющая вид экспоненциальной функции (4.1). Вследствие этого увеличение величины σ_φ на порядок с $\sigma_\varphi = 0,1$ до 1 рад приводит к изменению глубины БЗ (рис. 4.1б) в 170 раз (с $\gamma^2 = 10^2$ до 0,6) и возрастанию величины $P_{\text{ош}}$ (рис. 4.2) более чем на 2 порядка (до $P_{\text{ош}} = 5 \cdot 10^{-3}$ при $\bar{z} = 23\text{дБ}$).

Достоверность полученной зависимости (4.1) $\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi)$ подтверждается тем, что по мере возрастания σ_φ от 0 до и $\sigma_\varphi \gg 1$ рад зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, \gamma^2)$ приобретает вид, характерный для КС без БЗ и с рэлеевскими БЗ.

2). На основе упрощения известной методики анализа помехоустойчивости НК приема сигналов, подтвержденных ЧСЗ и ВСЗ с учетом нормировки функции рассеяния КС (1.47), получена наиболее компактная и удобная для дальнейшего использования формула (4.35) для коэффициента энергетических потерь при НК обработке сигнала с ЧСЗ $\eta_{\text{ч}} = \psi(|\dot{\psi}_{11}(\tau)|^2, \sigma_{\text{н}}(\tau))$.

Конкретизация выражений для нормированных АКФ передаваемого сигнала $|\dot{\psi}_{11}(\tau)| = \psi(T_s = 1/F_0)$ и функции рассеяния трансionoсферного КС $\sigma_{\text{н}}(\tau) = \psi(F_{\text{к}})$ в виде (4.38) и (2.128) позволяют получить искомую (1.68) зависимость коэффициента $\eta_{\text{ч}}$ от степени возникающих ЧСЗ принимаемого сигнала ($F_0 / F_{\text{к}} \sim F_0 \sigma_\varphi / f_0 \sim F_0 \sigma_{\Delta N} / f_0^2$) в виде

(4.45).

Достоверность полученного выражения (4.45) $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_{\text{к}})$ подтверждается тем, что при выполнении условий (1.3 или 2.117) отсутствия ЧСЗ ($F_0/F_{\text{к}} \ll 1$ или $1 \ll \sigma_{\text{ф}} \ll 2\omega_0/\Delta\Omega_0\sqrt{1+d_1^2/2}$) оно принимает значение $\eta_{\text{ч}} \approx 1$ и выражение (4.36) сводится к известному (1.13) виду $P_{\text{ош}} = 1/(2+\overline{h^2})$ для НК приема сигналов с рэлеевскими БЗ.

3). В соответствии с разработанным подходом получены аналитические выражения (4.95), (4.103) и (4.104) для отношений «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки при передаче различных комбинаций сигналов W_{a1c} в зависимости от энергетического отношения «сигнал/шум» на входе приемника ($\overline{h^2} = \overline{E_r}/N_0$) и коэффициентов энергетических потерь при обработке сигналов из-за ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \leq 1$) и МСИ ($\eta_{\text{м}} \geq 0$), т.е. $W_{a1c} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}})$.

Конкретизация выражения общего вида (4.105) для случая передачи простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов по транссионосферному КС позволяет установить аналитическую зависимость (4.112) коэффициента $\eta_{\text{м}}$ от степени возникающих (одновременно с ЧСЗ) МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} = F_0/F_{\text{к}}$) принимаемых сигналов, т.е. $\eta_{\text{м}} = \psi(1/T_s F_{\text{к}})$.

4). На основе известных (1.51) зависимостей $P_{\text{ош}} = \psi(W_{a1c})$ получены искомые аналитические выражения $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}})$ для оценки помехоустойчивости СКС при передаче простых сигналов по транссионосферным КС в зависимости от степени одновременно возникающих ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}}$).

Достоверность разработанной аналитической методики подтверждается результатами проведенного анализа графиков

(рис. 4.6) изменения зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}})$ при различных значениях $F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}}$. В частном случае отсутствия ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}} \rightarrow 0$) она сводится к известной (1.13) зависимости $P_{\text{ош}} = 1/(2 + \overline{h^2})$ для КС с рэлеевскими замираниями. В случае достаточно сильной степени ЧСЗ и МСИ ($F_0/F_{\text{к}} = 1/T_s F_{\text{к}} \approx 8$) она соответствует известным (рис. 1.3) результатам численного моделирования на ЭВМ.

5). Развитие разработанной методики на случай передачи простых сигналов с ЗИ ($B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}}/T_s > 1$) и передачи ШПС ($B_s = T_s F_0 > 1$) позволяет получить зависимости $\eta_{\text{мз}} = \psi(1/T_{\text{сл}} F_{\text{к}}, B_{\text{сл}})$ и $\eta_{\text{м}} = \psi(1/T_s F_{\text{к}}, B_s)$ в виде (4.124), (4.136). Анализ этих выражений и рис. 4.7, 4.8 дают возможность установить условия (4.126) и (4.138) отсутствия влияния МСИ на величину $P_{\text{ош}}$ в СКС.

6). На базе учета ДИ ($\Delta\Phi_{\text{д}} \neq 0$) в выражениях для принимаемых сигналов (4.139, 4.142) и применения известной методики определения отношения «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки (W) получена зависимость $\eta_{\text{д}} = \Psi(F_0/F_{\text{д}})$ в виде (4.182).

Полученные выражения для оценки $P_{\text{ош}}$ в СКС при приеме сигналов с ДИ и замираниями различных видов (4.180), (4.194), (4.195), (4.217), (4.216, 4.220, 1.51) отличаются от известных и приведенных ранее только наличием дополнительного сомножителя $\eta_{\text{д}}$ к $\overline{h^2}$. Независимость коэффициента $\eta_{\text{д}}$ от других ($\gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}$) обусловлена тем, что они определяются различными параметрами ионосферы: $\eta_{\text{д}}$ — средней ЭК \overline{N}_m , а $\gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}$ — ее флуктуациями $\sigma_{\Delta N}$.

7). Благодаря зависимости коэффициентов, характеризующих глубину общих БЗ (γ^2), степени ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} = \Psi(F_0/F_{\text{к}})$) и МСИ ($\eta_{\text{м}} = \Psi(1/T_s F_{\text{к}})$) от величины дисперсии флуктуаций фазового фронта волны (3.41) $\sigma_{\varphi} \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$ на выходе ионосферы согласно выражениям (4.1) и (3.54) для $F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\varphi}$ произведено теоретическое обобщение ранее полученных выражений (4.180), (4.195), (4.194), (4.217), (4.216), (4.220) для оценки $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов в транссионосферном КС с проявлением ДИ и рассеяния (общих БЗ, ЧСЗ, МСИ).

В результате получено искомое (1.68) обобщенное выражение (4.231) для оценки зависимости $P_{\text{ош}} = \Psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}})$, где коэффициенты γ^2 (4.1), $\eta_{\text{ч}}$ (4.45), $\eta_{\text{д}}$ (4.182), $\eta_{\text{м}}$ (4.112, 4.124, 4.136) связаны с частотно-временными параметрами ($f_0, F_0, T_s, B_s, T_{\text{сл}}, B_{\text{сл}}$) передаваемых сигналов, а также физическими параметрами ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$) через значения σ_{φ} (3.41) и полос когерентности транссионосферного КС, обусловленных проявлением дифракционных $F_{\text{к}} \sim f_0/\sigma_{\varphi}$ (2.107, 3.54, 3.55) и дисперсионных $F_{\text{д}} \sim f_0^{3/2}/\bar{N}_m^{1/2}$ (2.105) свойств ионосферы.

Достоверность полученного обобщенного выражения подтверждается тем, что по мере роста величины σ_{φ} от нуля до $\sigma_{\varphi} < 1$ рад и далее до значений, соответствующих условиям (4.225), (4.227), (4.228), (4.226), оно сводится к ранее полученным видам (4.180), (4.195), (4.194), (4.217), (4.216, 4.220, 1.51) для оценки $P_{\text{ош}}$ при НК приеме сигналов с ДИ без замираний, с БЗ райсовского и рэлеевского типа, с ЧСЗ, с МСИ и, наконец, с ЧСЗ и МСИ.

5. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ПРИ ВОЗМУЩЕНИЯХ ИОНОСФЕРЫ В СЛОЕ F

5.1. Обоснование подхода к прогнозированию помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F

Общая методика математического прогнозирования количественных характеристик какого-либо объекта известна [125] и включает в себя следующие этапы:

- 1) сбор и подготовка исходных данных с целью установления общих закономерностей в поведении прогнозируемого объекта;
- 2) выбор и обоснование его математической модели с целью получения функциональной зависимости, связывающей подлежащие прогнозированию характеристики объекта с рядом независимых переменных;
- 3) определение интервалов приращений каких-либо независимых переменных, на которых производится прогнозирование;
- 4) собственно прогнозирование, т.е. вычисление интересующих характеристик объекта при заданных значениях независимых переменных.

Конкретизация этих этапов для рассматриваемого предмета исследований позволяет осуществить прогнозирование помехоустойчивости СКС, т.е. выявить зависимость

$$P_{\text{ош}} = \psi(h^2) \text{ при ВИ в слое } F.$$

В соответствии с первым этапом прогнозирования в главе 1 были установлены общие закономерности (1.28) – (1.30) влияния ВИ в слое F (то есть максимальной средней ЭК \bar{N}_m и СКО флуктуаций ЭК $\sigma_{\Delta N}$ в неоднородностях ионосферы) на помехоустойчивость СКС (то есть зависимость $P_{\text{ош}}$ от h^2) при заданных частотно–временных параметрах (f_0 , F_0 , T_s) передаваемых сигналов. Эти закономер-

ности заключаются в том, что с ростом ионизационных параметров ($\sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m$) при ВИ в слое F увеличивается параметр глубины общих БЗ принимаемых сигналов ($1/\gamma^2 \sim \sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}/f_0$), степень их ЧСЗ ($F_0/F_k \sim F_0 \sigma_\varphi / f_0$), МСИ ($1/T_s F_k \sim \sigma_\varphi / T_s f_0$) и ДИ ($F_0/F_d \sim F_0 \bar{N}_m^{1/2} / f_0^{3/2}$), что может приводить к недопустимо большому увеличению $P_{\text{ош}}$ (вплоть до $\sim 10^{-1}$ при требуемых значениях $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$) при реализуемых отношениях «сигнал/шум» $h^2 \approx 20 \div 200$ (13 ÷ 23 дБ) на входе приемника СКС.

В соответствии со вторым этапом на основе разработанных в главах 2,3 математических (структурно-физических) моделей трансионосферного КС в главе 4 были получены функциональные зависимости $\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi)$, $\eta_\varphi = \psi(F_0/F_k)$, $\eta_M = \psi(1/T_s F_k)$, $\eta_d = \psi(F_0/F_d)$, $P_{\text{ош}} = \psi(h^2, \gamma^2, \eta_\varphi, \eta_d, \eta_M)$. Они связывают подлежащую прогнозу величину $P_{\text{ош}}$ в СКС при заданных параметрах сигналов (энергетических $\bar{h}^2 = h^2 = E_r/N_0 = \text{const}$ и частотно-временных $f_0, F_0, T_s = \text{const}$) с независимыми переменными (параметрами ионосферы $\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N} = \text{Var}$).

Отсюда следует, что прогнозирование помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F ионосферы можно осуществить, если результаты определения указанных функциональных зависимостей

$P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, f_0, F_0, T_s, \sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m)$ дополнить следующими (третьим и четвертым) этапами:

- определение интервалов приращений независимых переменных, т.е. значений \bar{N}_m и $\sigma_{\Delta N}$ при ВИ в слое F ;
- собственно прогнозирование, т.е. расчет зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2)$ в СКС при различных значениях независимых

переменных $\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$ и заданных значениях параметров СКС: f_0, F_0, T_s .

Решение этих задач (этапов) целесообразно предварить обобщением функциональных зависимостей $P_{\text{ош}} = \psi(\bar{h}^2, f_0, F_0, T_s, \sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m)$, полученных для вертикального ($\theta_0 = 0$) трансionoсферного РРВ (см. рис. 2.4 – 2.6, 3.1, 3.2), на случай наклонного РРВ ($\theta_0 = 0 \div 85^\circ$).

При наклонном РРВ через ионосферу под углом $\theta_0 > 0$ эквивалентная толщина ионосферы z_3 и расстояния до точки приема (z, z_1) возрастают до значений

$$z'_3 = z_3 \sec \theta_0; \quad z'_1 = z_1 \sec \theta_0; \quad z' = z \sec \theta_0, \quad (5.1)$$

которые при наибольшей величине $\theta_0 = 85^\circ$ [46, 57, 107] превосходят приведенные выше значения $z_3 = 5 \cdot 10^5$ м, $z_1 = 10^5$ м, $z = 6 \cdot 10^5$ м в $\sec \theta_0 \approx 11,5$ раз.

Возрастание $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ и θ_0 (как и снижение несущей частоты f_0) обуславливают увеличение дисперсии и СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородного слоя согласно выражениям (2.46), (3.41), которые в общем случае наклонного РРВ имеют вид

$$\sigma_\varphi \approx 80,8\pi^{5/4} (l_s z'_3)^{1/2} \sigma_{\Delta N} / c f_0 = 80,8\pi^{5/4} (l_s z_3 \sec \theta_0)^{1/2} \sigma_{\Delta N} / c f_0. \quad (5.2)$$

В свою очередь, увеличение σ_φ обуславливает сужение полосы когерентности трансionoсферного КС согласно выражениям (3.54, 3.55) и (5.1)

$$\begin{aligned} F_\kappa &= \frac{f_0}{\sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2}} = \frac{f_0}{\sqrt{2} \sigma_\varphi (1 + d_1^2 / 2)^{1/2}} = \\ &= \frac{f_0^2 c}{80,8\pi^{5/4} (2l_s z_3 \sec \theta_0)^{1/2} \sigma_{\Delta N} D_1}; \end{aligned} \quad (5.3)$$

где
$$D_1 = (1 + d_1^2 / 2)^{1/2} \geq 1;$$

$$d_1^2 = \frac{3(z')^2 - 3z'z'_3 + (z'_3)^2}{6k_0^2(8l_s^4)} = \frac{(3z^2 - 3zz_3 + z_3^2)c^2 \sec^2 \theta_0}{192\pi^2 f_0^2 l_s^4}. \quad (5.4)$$

Кроме того, ВИ в слое F одновременно с ростом СКО флуктуаций ЭК $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ обычно сопровождаются увеличением максимальной средней ЭК в ионосфере \bar{N}_m , что приводит к сужению полосы ее дисперсионности согласно (2.105) и (5.1):

$$F_d = \left(\frac{c f_0^3}{80,8 \pi \bar{N}_T} \right)^{1/2} = \left(\frac{c f_0^3}{80,8 \pi z'_3 \bar{N}_m} \right)^{1/2} = \left(\frac{c f_0^3}{80,8 \pi \bar{N}_m z_3 \sec \theta_0} \right)^{1/2}. \quad (5.5)$$

Увеличение σ_φ и сужение полос F_K , F_d вызывает:

1). Возрастание параметра глубины общих БЗ принимаемого сигнала в соответствии с (4.1)

$$\gamma^{-2} = 1/\gamma^2 = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2 = \exp(\sigma_\varphi^2) - 1.$$

2). Увеличение степени ЧСЗ (F_0 / F_K) этого сигнала и появление энергетических потерь при НК его обработке (4.45)

$$\eta_{\text{ч}} = \left[1 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_K} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\pi F_K}{F_0} \right) - \frac{1}{\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) \left\{ 2 - \exp \left[- \left(\frac{\pi F_K}{F_0} \right)^2 \right] \right\} \leq 1;$$

3). Увеличение степени МСИ ($1/T_s F_K$) принимаемого сигнала и появление соответствующих потерь при его обработке η_m . Последние для случаев передачи простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$), сложных ($B_s = T_s F_0 > 1$) и сигналов с ЗИ ($B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}} / T_s > 1$) определяются согласно выражениям (4.112), (4.136) и (4.124):

$$\eta_m = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right)^2 \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \frac{1}{\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{T_s F_K} \right) \exp \left[- (\pi T_s F_K)^2 \right] \geq 0;$$

$$\eta_M = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right)^2 + (1 - B_s)^2 \right] \left\{ \operatorname{erf}(\pi T_s F_K) - \operatorname{erf} \left[\pi T_s F_K \left(1 - \frac{1}{B_s} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right) (B_s - 1) \left\{ \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right] - \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_s} \right)^2 \right] \right\} -$$

$$- \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_s}{T_s F_K} \right) \exp \left[-(\pi T_s F_K)^2 \right] \geq 0;$$

$$\eta_{M3} = \left[\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{F_0}{F_K} \right)^2 + (1 - B_{\text{сл}})^2 \right] \left\{ \operatorname{erf}(\pi T_{\text{сл}} F_K) - \operatorname{erf} \left[\pi T_{\text{сл}} F_K \left(1 - \frac{1}{B_{\text{сл}}} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) (B_{\text{сл}} - 1) \left\{ \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \right] - \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \left(1 - \frac{1}{B_{\text{сл}}} \right)^2 \right] \right\} -$$

$$- \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{F_0}{F_K} \right) \exp \left[-(\pi T_{\text{сл}} F_K)^2 \right] \geq 0;$$

4). Увеличение степени ДИ (F_0/F_d) принимаемого сигнала и появление соответствующих энергетических потерь при его обработке (4.182)

$$\eta_d = \pi \left[C_2 \left(\frac{F_0}{F_d} \right)^2 \right]^2 / 2 \left(\frac{F_0}{F_d} \right)^2 \leq 1;$$

Указанные коэффициенты $\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi^2)$, $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0/F_K)$, $\eta_M = \psi(1/T_s F_K)$, $\eta_d = \psi(F_0/F_d)$ позволяют оценить помехоустойчивость НК приема сигналов в трансионосферных КС с ДИ, замираниями различных типов (общих БЗ, ЧЗ) и МСИ согласно обобщенному выражению вида (4.231):

$$P_{\text{ош}} = 0,25(P_{111} + P_{110} + P_{011} + P_{010});$$

$$P_{alc} = \frac{\gamma^2 + 1}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \exp \left[-\frac{\gamma^2 W_{alc}}{W_{alc} + 2(\gamma^2 + 1)} \right];$$

$$W_{111} = \overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}}; \quad W_{110} = W_{011} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}} - \overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + \overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}};$$

$$W_{010} = \frac{\overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{ч}} - 2\overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}{1 + 2\overline{h^2} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{м}}}.$$

Заметим, что коэффициенты γ^2 , $\eta_{\text{ч}}$, $\eta_{\text{м}}$, $\eta_{\text{д}}$, входящие в выражение (4.231), определяются параметрами передаваемых сигналов (f_0, F_0, T_s) и ионосферы ($\sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m$) согласно (5.1) и выражениям: (4.1) $\gamma^2 = [\exp(\sigma_{\phi}^2) - 1]^{-1}$, где $\sigma_{\phi}^2 = \sqrt{\pi}(80,8\pi/c)^2 l_{s,z_3} \sec \theta_0 (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2$; (4.45) $\eta_{\text{ч}} = \psi(F_0 / F_{\text{к}})$, где $F_{\text{к}} = f_0 / \sigma_{\phi} (2 + d_1^2)^{1/2} = f_0 / \sqrt{2} \sigma_{\phi} D_1$; (4.112, 4.136, 4.124) $\eta_{\text{м}} = \Psi(1 / T_s F_{\text{к}})$, где $F_{\text{к}} = f_0 / \sqrt{2} \sigma_{\phi} D_1$; (4.182) $\eta_{\text{д}} = \psi(F_0 / F_{\text{д}})$, где $F_{\text{д}} = (cf_0^3 / 80,8\pi \bar{N}_m z_3 \sec \theta_0)^{1/2}$.

Поэтому совокупность приведенных выше выражений позволяет получить искомую зависимость (1.68) для прогнозирования помехоустойчивости приема сигналов в СКС при ВИ в слое F :

$$P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2}, \gamma^2, \eta_{\text{ч}}, \eta_{\text{м}}, \eta_{\text{д}}) = \psi(\overline{h^2}, f_0, F_0, T_s, \bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}).$$

Анализ совокупности указанных выражений для получения искомой зависимости подтверждает справедливость установленных на первом этапе (в 1 главе) общих закономерностей (1.28) – (1.30) влияния ВИ в слое F (т.е. увеличения \bar{N}_m и $\sigma_{\Delta N}$) на помехоустойчивость СКС. Действительно, по мере увеличения физических параметров неоднородной ионосферы \bar{N}_m , $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ и пути РРВ через нее (5.1) $z'_3 = z_3 \sec \theta_0$ происходит: 1) увеличение дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы (5.2) $\sigma_{\phi}^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 \sec \theta_0$; 2) сужение полосы когерентности транс-

носферного КС (5.3) $F_k \sim \sigma_\varphi^{-1}$, полосы дисперсионности (5.5) $F_d \sim (\bar{N}_m \sec \theta_0)^{-1/2}$; 3) увеличение параметра глубины общих БЗ $\gamma^{-2} = [\exp(\sigma_\varphi^2) - 1]$; 4) увеличение степени ЧСЗ (F_0 / F_k), МСИ ($1/T_s F_k$), ДИ (F_0 / F_d) и появление соответствующих энергетических потерь при обработке сигнала (4.45, 4.112, 4.136, 4.124, 4.182) $\eta_\kappa \leq 1$, $\eta_m \geq 0$; $\eta_d \leq 1$; 5) уменьшение парциальных отношений «сигнал/шум» на выходе НК схемы обработки W_{alc} , увеличение определяемых ими значений $P_{alc} = \psi(W_{alc})$ и средней вероятности ошибочного приема информационного символа (1.51) $P_{ош}$.

5.2. Обоснование интервалов приращений физических параметров неоднородной ионосферы в слое F при ее возмущениях

Для реализации 3-го этапа прогнозирования помехоустойчивости СКС (т.е. определения интервалов приращений максимального среднего значения \bar{N}_m и флуктуаций ЭК $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ в ионосферных неоднородностях при ВИ в слое F) необходимо более детально проанализировать физические параметры НИ, ЕВИ и ИВИ.

Кроме приведенных в п. 1.2 сведениях о максимальной средней ЭК в F слое нормальной ионосферы $\bar{N}(h_m) = \bar{N}_m \approx 2 \cdot 10^{11} \div 10^{12}$ эл/м³ и интенсивности неоднородностей ЭК $\beta = \sigma_{\Delta N} / \bar{N}_m \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$, имеются многочисленные [1, 8 – 10, 19, 28, 33, 38, 42, 57, 58, 61, 100, 113, 114, 121, 123, 124] экспериментальные данные по исследованию вариаций средней интегральной ЭК (или полного электронного содержания) $\bar{N}_T = \int \bar{N}(h) dh \sim \bar{N}_m$. Их анализ указывает

на сильную зависимость \bar{N}_T от сезона, времени суток и солнечной активности (в течении 11 – летнего цикла). Обычно в расчетах за усредненное по всем этим факторам значение \bar{N}_T в НИ принимают величину $\bar{N}_T = (3...5) \cdot 10^{17}$ эл/м² [46, 57, 112, 114, 121].

Наиболее полное обобщение данных по \bar{N}_T приведено в [100]. Согласно последним суточные вариации \bar{N}_T составляют до 10 раз зимой и в равноденствие, уменьшаясь до 3...5 раз летом. Такого же порядка вариации \bar{N}_T в зависимости от солнечной активности. Поэтому в результате изменения геофизических условий \bar{N}_T в НИ может меняться от 10^{16} эл/м² до 10^{18} эл/м², т.е. на 2 порядка. Усредненная по всем сезонам величина $\bar{N}_T = z_3 \bar{N}_m$ для дня и ночи при максимуме и минимуме солнечной активности приведена в табл.5.1. Здесь же представлены расчетные значения $\bar{N}_m = \bar{N}_T / z_3$ при $z_3 = 500$ км.

Табл.5.1

Время суток	Солнечная активность			
	максимум		минимум	
	\bar{N}_T (эл/м ³)	\bar{N}_m (эл/м ³)	\bar{N}_T (эл/м ³)	\bar{N}_m (эл/м ³)
День	$7 \cdot 10^{17}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{11}$
Ночь	$1,2 \cdot 10^{17}$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{17}$	$2,4 \cdot 10^{11}$

Приведенные в [100] данные об интенсивности неоднородностей ЭК (β) в НИ, а также рассчитанные (согласно значениям \bar{N}_m из табл.5.1) величины СКО ЭК $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ представлены в табл.5.2.

Табл.5.2

Состояние ионосферы	Параметры слоя F ионосферы		
	\bar{N}_m (эл/м ³)	β	$\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$ (эл/м ³)
1. НИ (ночь)	$2,4 \cdot 10^{11}$	10^{-2}	$2,4 \cdot 10^9$
2. НИ (день)	$1,4 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^9$
3. ЕВИ	$1,4 \cdot 10^{12}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{10}$
4. ИВИ (слабые)	10^{13}	$5 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{12}$
5. ИВИ (сильные)	$5 \cdot 10^{13}$	1	$5 \cdot 10^{13}$

В [45, 57, 61, 112] интенсивность неоднородностей в НИ принята $\beta = 10^{-2}$, а в [28, 114] – $\beta = (1 \dots 3) \cdot 10^{-3}$. Данные о размерах неоднородностей в F -слое НИ, приводимые разными авторами отличаются более существенно. Как указывалось выше, в [45, 121] приняты наиболее вероятные размеры $l = 300 \dots 400$ м ночью и $l = 400 \dots 600$ м днем. В [28, 37, 38, 61, 100, 114] максимальные (внешние) размеры неоднородностей в F -слое НИ принимаются порядка единиц км. Этот разброс обусловлен тем, что величина l определяется видом пространственного спектра неоднородностей $\Phi_{\Delta N}(\kappa = 2\pi/l)$. Реально в ионосфере $\Phi_{\Delta N}(\kappa)$ имеет степенной вид при размерах (масштабах) l , изменяющихся в инерционном интервале $l_{\min} < l < l_{\max}$ от минимальных значений ($l_{\min} \sim$ единиц метров) до максимальных ($l_{\max} \sim$ единиц километров). С целью упрощения аналитических расчетов в работе выбран $\Phi_{\Delta N}(\kappa)$ гауссовского вида (2.10), который отличается от степенного наличием лишь одного параметра описания: характерного размера неоднородностей l_s (который $l_{\min} < l_s < l_{\max}$). Для НИ значение l_s согласно [57, 123] составляет $l_s = 200 \dots 300$ метров.

Влияние «волокистости» (т.е. вытянутости вдоль магнитных силовых линий земли (МСЛЗ)) неоднородностей

ЭК (см. рис.1.6) на замирания принимаемых сигналов проявляется только в том случае, когда угол между направлением РРВ и направлением МСЛЗ мал ($\Delta\Psi_{\text{МСЛЗ}} < 30^\circ$) [60]. Однако даже при $\Delta\Psi_{\text{МСЛЗ}} = 10^\circ$ и соотношении осей неоднородностей 1:10 поправочный множитель (увеличения σ_φ) не превышает 2, а при $\Delta\Psi_{\text{МСЛЗ}} = 0^\circ$ он равен 3.

Таким образом, физические параметры неоднородной ионосферы (\bar{N}_T , \bar{N}_m , β , $\sigma_{\Delta N}$) при ее нормальном состоянии (НИ) определяются значениями, приведенными в табл. 5.1 и 5.2, при характерном размере неоднородностей $l_s \approx 200$ м (их «волокистость» вдоль МСЛЗ при расчетах помехоустойчивости СКС можно не учитывать).

В условиях ЕВИ, регулярно наблюдаемых в области высоких геомагнитных широт ($\Psi \geq 55^\circ \dots 65^\circ$) и геомагнитного экватора ($\Psi \leq 20^\circ \dots 30^\circ$), замирания принимаемых сигналов при трансionoсферном РРВ намного глубже, чем в области средних широт [1, 2, 19, 23, 27, 28, 33, 34, 42, 60, 65, 100, 105, 131]. Это обусловлено, прежде всего, существенным (на один-два порядка) возрастанием интенсивности неоднородностей (β) в F -слое ЕВИ. Согласно [27, 28] в высокоширотной ионосфере обычно $\beta = 10^{-2} \dots 10^{-1}$. Однако во время магнитных возмущений возможно достижение $\beta \geq 0,2$, а в области севернее полярных сияний $0,15 < \beta < 1$. В экваториальной ионосфере, как и в полярной, интенсивность неоднородностей обычно $\beta \sim 10^{-2} \dots 10^{-1}$ [28, 100]. Замирания при РРВ через экваториальную ЕВИ наблюдаются вплоть до частот $f_0 = 6 \dots 7$ ГГц, а в радиолинии ИСЗ-ЗС на частоте $f_0 = 4$ ГГц при углах возвышения $\alpha_0 = 90^\circ - \theta_0 > 10^\circ$ наблюдались флуктуации амплитуды в 9 дБ [1, 33]. Поскольку отклонения амплитуды от максимума до минимума в 9 дБ соот-

ветствуют величине $\gamma^2 \approx 6$ [1], то согласно выражению (5.2) значения $\sigma_\varphi \approx 0,39$ рад и $\sigma_{\Delta N} \approx 5,7 \cdot 10^{10}$ эл/м³ (при $l_s \approx 2 \cdot 10^2$ м, $z_3 = 5 \cdot 10^5$ м, $\theta_0 < 80^\circ$).

Последнее подтверждает сделанные в [100] выводы, согласно которым величина $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N}$ в экваториальной и полярной ионосфере примерно на порядок выше, чем при НИ (где согласно табл. 5.2 значение $\sigma_{\Delta N} \leq 4,2 \cdot 10^9$ эл/м³). В соответствии с обобщенными данными [100] величина \bar{N}_T в экваториальной ионосфере остается примерно такой же, как и в среднеширотной (табл. 5.1), а в приполярной ионосфере дневные данные табл. 5.1 соответствуют летним, а ночные – зимним.

Исходя из этих сведений о ЕВИ в слое F ее физические параметры будут иметь значения, приведенные в табл. 5.2.

Заметим, что ЕВИ могут возникать в результате следующего рода случайных изменений солнечной активности [25]: вспышки на Солнце (характеризующиеся энергией воздействия $E \sim 10^{16}$ Дж), магнитные и ионосферные бури ($E \sim 10^{15}$ Дж), солнечный терминатор ($E \sim 10^{13}$ Дж), выпадение частиц ($E \sim 10^{10}$ Дж) и т.д. Кроме того, ЕВИ в слое F могут возникать под действием других естественных факторов: землетрясений ($E \sim 10^{19}$ Дж), извержений вулканов ($E \sim 10^{20}$ Дж), образования ураганов ($E \sim 10^{18}$ Дж), молний ($E \sim 10^{10}$ Дж) и т.д.. Так, землетрясения вызывают периодические изменения \bar{N}_T на несколько десятков %.

ИВИ в слое F могут создаваться в результате действия различного рода антропогенных источников ионизации, сопоставимых по энергии с естественными [26, 123]: аварий АЭС ($E \sim 10^{18}$ Дж), стартов крупных ракет ($E \sim 10^{12}$ Дж), включения двигателей КА в космосе ($E \sim 10^7$ Дж), падения крупного КА ($E \sim 10^{12}$ Дж), излучения радиосистем

($E \sim 10^{12}$ Дж), взрывов в ионосфере ($E \sim 10^{11} \dots 10^{17}$ Дж), работы инжекторов плазмы ($E \sim 10^7$ Дж) и т.д.

ИВИ, сопровождаемые образованием интенсивных ($\beta > 10^{-2}$) мелкомасштабных ($l \sim 10 \dots 10^3$ м) неоднородностей ЭК, возникают при осуществлении на высотах слоя F различного рода взрывов, инъекции химических легкоионизирующихся реагентов (бария, цезия) и радионагрева [12 – 14, 39, 71, 95, 123].

Наибольшее число экспериментальных данных по созданию возмущений в F-слое ионосферы относится к ее искусственному радионагреву [39, 72, 130, 134]. Особую ценность им придает то, что измеряемым параметром в этих исследованиях являлась интенсивность неоднородностей β . При воздействии мощного излучения ($P_{\text{прд}} \sim 1$ МВт) на ионосферу величина β , согласно данным большинства экспериментов, может возрасти от одного до десяти процентов (наибольшее значение, указанное в [130], составляло 14 %).

Наибольшее количество сведений о физических параметрах неоднородностей ЭК при ИВИ в слое F было собрано в результате проведенных в США по программам STRESS и PLACES [13, 14, 76, 119] экспериментов по созданию ИВИ путем выброса (инъекции) 48 кг бария на высоту 180 км. Спустя полчаса величина \bar{N}_m в 100 раз превышала нормальный уровень (т.е. $\bar{N}_m \approx 2 \cdot 10^{13} \dots 10^{14}$ эл/м³), а СКО флуктуаций фазового фронта выходной волны на частоте $f_0 = 2$ ГГц достигало значений $\sigma_\varphi = 350$ рад. Последние данные указывают на то, что СКО флуктуаций ЭК в слое F при выбросе легкоионизирующихся химических веществ может принимать значение $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m \approx 5 \cdot 10^{13}$ эл/м³, а $\beta \approx 1$. На возможность возрастания β до 1 при ИВИ в слое F указывается и в [61, 112].

Поскольку анализ известных публикаций по результатам искусственного возмущения ионосферы в слое F не дает ответа на вопросы о значениях эквивалентной толщины ионосферы z_3 , характерных размеров неоднородностей l_s , соотношении между величинами β и \bar{N}_m в данных условиях и т.д., в дальнейшем будем считать, что:

1) характер модели распределения ЭК для ИВИ в слое F и значения физических параметров z_3 и l_s остаются неизменными по сравнению с нормальными (рис. 2.1 – 2.3, $z_3 = 500$ км, $l_s \approx 200$ м).

2) различие в степени возмущения ионосферы определяется только количественными изменениями параметров β и \bar{N}_m .

Назовем условно состояния искусственно возмущенной в слое F ионосферы слабовозмущенным и сильновозмущенным по признаку возрастания величины $\sigma_{\Delta N}$ по сравнению с ЕВИ на 2 и на 3 порядка соответственно. Тогда физические параметры ИВИ в слое F будут иметь значения, приведенные в табл. 5.2.

Качественная иллюстрация распределения ЭК в нормальной ионосфере (рис. 2.1) и при сильных ИВИ в слое F (табл. 5.2) представлена на рис. 5.1.

Отметим, что в последнее десятилетие очень активно развиваются методы и средства оперативного определения (восстановления) высотного распределения ЭК в ионосфере $N(\rho, h) = \bar{N}(h) + \Delta N(\rho, h)$ по результатам измерения параметров радиосигналов и интегральной ЭК $N_T(\rho) = \int N(\rho, h) dh$ в ионосфере [3 – 5, 8 – 10, 19, 23, 131]. Эти исследования открывают возможность более точного определения и прогнозирования интенсивности неоднородностей $\beta = \langle \Delta N^2(\rho, h) \rangle^{1/2} / \bar{N}(h)$, их СКО $\sigma_{\Delta N}(h) = \beta \bar{N}(h)$, харак-

терных размеров l_s и эквивалентной толщины неоднородного слоя z_3 при любом состоянии ионосферы.

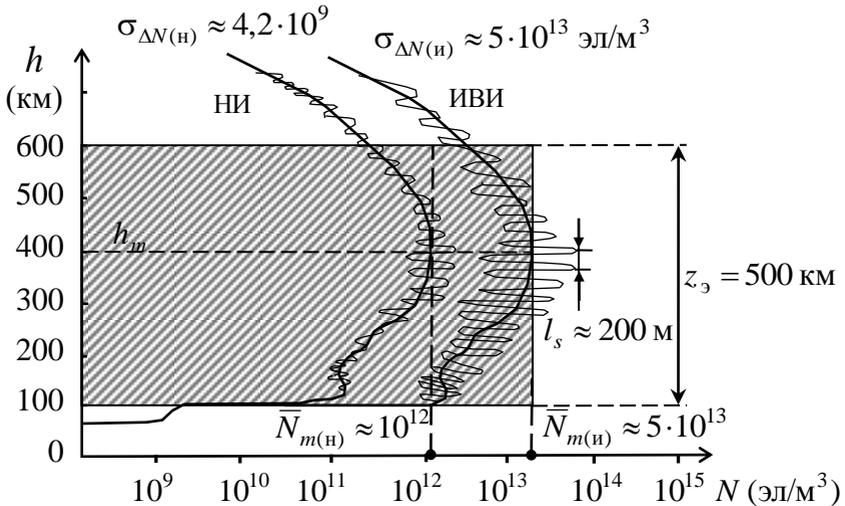


Рис. 5.1. Распределение ЭК в нормальной ионосфере и при ВИ в слое F .

5.3. Прогнозирование помехоустойчивости СКС в условиях возмущений ионосферы в слое F

Как отмечалось в п. 5.1 четвертым этапом прогнозирования помехоустойчивости СКС при ВИ в слое F является расчет зависимостей $P_{\text{ош}} = \Psi(h^2)$ при различных значениях независимых переменных (\bar{N}_m и $\sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$), характеризующих степень возмущения ионосферы, и заданных параметрах сигналов СКС (f_0, F_0, T_s, θ_0).

Установленные выше зависимости (5.2)

$$\sigma_\varphi = \Psi(\sigma_{\Delta N} / f_0, \theta_0), \quad (5.3) \quad F_k = \Psi(f_0 / \sigma_\varphi), \quad (5.5)$$

$F_d = \psi(f_0^{3/2} / \bar{N}_m^{1/2}, \theta_0)$, (4.1) $\gamma^2 = \psi(\sigma_\varphi^2)$, (4.45) $\eta_\text{ч} = \psi(F_0 / F_\text{к})$,
 (4.112, 4.136, 4.124), $\eta_\text{м} = \psi(1/T_s F_\text{к}, B_s, B_\text{сл})$, (4.182)
 $\eta_\text{д} = \psi(F_0 / F_\text{д})$ позволяют осуществить прогнозирование помехоустойчивости современных и перспективных СКС с заданными параметрами ($f_0, R_\text{т} = 1/T_s, F_0 = B_s / T_s$) при различном состоянии ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$) в соответствии с обобщенным выражением для НК приема сигналов (4.231) $P_{\text{ош}} = \Psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_\text{д}, \eta_\text{ч}, \eta_\text{м})$.

В таблице 5.3 приведены основные параметры сигналов СКС, использующих ИСЗ с различной высотой орбиты (500 ÷ 40000 км), в частности: несущие частоты (f_0) передатчиков (ПРД) ИСЗ и приемников (ПРМ) ЗС, скорости передачи ($R_\text{т} = 1/T_s$) в радиолинии ИСЗ – ЗС, базы ШПС (B_s) и ширины их спектра ($F_0 = B_s / T_s$).

В качестве примера решения задачи прогнозирования рассмотрим изменение помехоустойчивости СКС, использующих низкоорбитальные (500 ÷ 2000 км) ИСЗ (Гонец, Сигнал, Globalstar, Iridium, Teledesic), при 5-ти состояниях ионосферного слоя F , соответствующих данным таблицы 5.2: 1) НИ – ночь; 2) НИ – день; 3) ЕВИ; 4) слабые ИВИ; 5) сильные ИВИ.

В таблице 5.4 и рис. 5.2 представлены результаты прогнозирования для 5 различных состояний ионосферного слоя F параметров волны и принимаемых сигналов, определяющих помехоустойчивость СКС «Гонец» при следующих параметрах передаваемых сигналов (табл. 5.3): $f_0 = 400$ МГц; $R_\text{т} = 1/T_s = 2,7$ кбит/с; $\theta_0 = 60^\circ$.

Таблица 5.3

Параметры сигналов			
Тип СКС	Несущая частота (ПРД/ПРМ) f_0 (ГГц)	Скорость передачи (ИСЗ-ЗС) $R_T = 1/T_s$ (кбит/с)	База ШПС ($B_s = T_s F_0$) и ширина спектра $F_0 = B_s / T_s$
1. Низкоорбитальные (500...2000 км)			
Гонец	0,3/0,4; 1,5/1,6	2,7; 9,6...64	
Сигнал	0,4;1,6/1,5; 2,1/1,9; 14/11; 19/15; 30/20	0,3; 0,6 1,2...2,4	3224; 5,8 МГц
Globalstar	1,6/2,5; 5,1/7	2,4...9,6; 19,2; 1200	1,25 МГц
Iridium	1,6/1,6; 29/19	2,4; 400; 12500... 25000	
Teledesic	29/19	16...2048; 155520; 1244160	
2. Средневысотные (5000...15000 км)			
Ellipso	1,6/2,5	4,8	500; 5 (2,5) МГц
Odyssey	1,6/2,5; 29/19	2,4...64	
3. Эллиптические (до 40000 км)			
Связка	0,8/1	0,025...480	1667 (1,2 кбит/с); $4 \cdot 10^4$ (0,05 кбит/с); 2 МГц
4. Геостационарные (35875 км)			
Кристалл	6/4	0,025...480	1667; $4 \cdot 10^4$; 2 МГц
Inmarsat	1,6/1,5; 6/4	0,6...24	
Celestri	29/19	64...155000	
NASA- ACTS	40/30	2...45000 2...622000	

Анализ рис. 5.2 и табл. 5.4 показывает, что при НИ (кривые 1 и 2) значение $\sigma_\phi \approx 0,1 \dots 0,17$ и замирания принимаемых сигналов с частотой $f_0 = 400$ МГц практически отсутствуют ($\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 \approx 109 \dots 35$), в то время как при ЕВИ (кривая 3) значение $\sigma_\phi \approx 2$ рад и принимаемые сигналы будут подвержены общим БЗ почти рэлеевского типа ($\gamma^2 \approx 0,02$). Достоверность последнего результата прогнозирования подтверждается широко известным [33] фактом появления «...значительных мерцаний радиоволн, с которыми столкнулись пользователи 250-МГц канала в геосинхронном спутнике TACSAT, который располагался над западным районом Тихого океана в начале 70-х годов. ...Было показано, что мерцания трансионосферного сигнала...вблизи геомагнитного экватора существуют вплоть до гигагерцовой области». При слабых ИВИ (кривая 4), когда $\sigma_\phi \approx 200$ рад и $\gamma^2 = 0$, в трансионосферном КС будут наблюдаться рэлеевские БЗ (РлЗ). В условиях сильных ИВИ (кривая 5), когда σ_ϕ возрастает до $2 \cdot 10^3$ рад и вызывает сужение F_k до $1,3 \cdot 10^5$ Гц, при передаче по трансионосферным КС простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$) с частотой $f_0 = 400$ МГц и самой низкой скоростью $R_{T1} = 2,7$ кбит/с будут выполняться условия возникновения МСИ ($1/T_s F_k = F_0 / F_k \approx 2 \cdot 10^{-2} > 5 \cdot 10^{-3}$) при отсутствии ЧСЗ ($F_0 / F_k \approx 2 \cdot 10^{-2} \ll 1$) и ДИ ($F_0 / F_d \approx 2 \cdot 10^{-3} \ll 1$). Из-за наличия МСИ в трансионосферном КС при НК приеме сигналов возникает несократимая вероятность ошибки, равная $P_{\text{ошн}} \approx \eta_m / \eta_\phi \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$. Вследствие этого достичь требуемую $P_{\text{ошн}} \leq P_{\text{ошн доп}} = 10^{-5}$ в СКС «Гонец» с указанными параметрами ($f_0 = 400$ МГц, $R_{T1} = 2,7$ кбит/с) в условиях сильных ИВИ в слое F принци-

пиаально невозможно при любых отношениях $\overline{h^2} = h^2 = E_r / N_0$. В то же время в условиях слабых ИВИ величина $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ достигается при $h^2 \approx 10^5$ (50 дБ), а в условиях НИ – при $\overline{h^2} = h^2 = 20 \dots 40$ (13...16 дБ).

В таблицах 5.5, 5.6 и на рис. 5.3, 5.4 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Гонец» на той же несущей частоте $f_0 = 400$ МГц при более высоких скоростях передачи сигналов: $R_{T2} = 9,6$ кбит/с и $R_{T3} = 64$ кбит/с.

Сравнение этих результатов с рис. 5.2 показывает, что при таких скоростях передачи условия возникновения МСИ ($1/T_s F_k > 5 \cdot 10^{-3}$) выполняются даже при слабых ИВИ (кривые 4) в слое F (т.к. значения $1/T_s F_k = F_0 / F_k \approx 7,3 \cdot 10^{-3}$ и $1/T_s F_k \approx 4,85 \cdot 10^{-2}$). Однако в первом случае величина $P_{\text{ош н}} \approx \eta_m / \eta_{\text{ч}} \approx 2,68 \cdot 10^{-6} < P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$, а во втором $P_{\text{ош н}} = 1,2 \cdot 10^{-4} > P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$.

При сильных ИВИ (кривые 5 на рис. 5.3, 5.4) значения несократимой $P_{\text{ош}}$ возрастают до $P_{\text{ош н}} \approx 2,7 \cdot 10^{-4}$ и $1,3 \cdot 10^{-2}$. Заметим, что при $F_0 = 64$ кГц и сильных ИВИ (см. табл. 5.6 и рис. 5.4) помимо МСИ наблюдаются слабые ЧСЗ (т.к. $F_0 / F_k \approx 0,48$) и соответствующие потери $\eta_{\text{ч}} \approx 0,84$.

В таблицах 5.7, 5.8 и на рис. 5.5, 5.6 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Гонец» (см. табл. 5.3) при тех же скоростях передачи $R_{T1} = 2,7$ кбит/с, $R_{T3} = 64$ кбит/с, но на более высокой несущей частоте $f_0 = 1,6$ ГГц. Анализ этих результатов показывает, что при НИ (когда $\sigma_{\phi} \approx 0,02 \dots 0,04 \ll 1$ рад) замирания принимаемых сигналов с частотой 1,6 ГГц отсут-

ствуют, а при ЕВИ (когда $\sigma_\varphi \approx 0,5$ рад) будут наблюдаться достаточно глубокие ($\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2 \approx 3,5$) райсовские БЗ. При слабых ИВИ (когда $\sigma_\varphi \approx 50$ рад) принимаемые сигналы будут подвержены рэлеевским БЗ ($\gamma^2 = 0$). В условиях сильных ИВИ (когда $\sigma_\varphi \approx 5 \cdot 10^2$ рад) при передаче по трансionoсферному КС сигналов с низкой скоростью $R_{T1} = 2,7$ кбит/с условие возникновения МСИ ($1/T_s F_k = F_0 / F_k > 5 \cdot 10^{-3}$) не выполняется (т.к. $F_0 / F_k \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$), а при использовании самой высокой скорости передачи $R_{T3} = 64$ кбит/с выполняется условие возникновения МСИ в трансionoсферном КС: $1/T_s F_k = F_0 / F_k = 2,8 \cdot 10^{-2} > 5 \cdot 10^{-3}$. В этом случае появляется несократимая $P_{\text{ош н}} \approx \eta_m / \eta_\varphi \approx 4 \cdot 10^{-5} > P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$. Можно показать, что при использовании средней скорости передачи $R_{T2} = 9,6$ кбит/с графики зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ не будут отличаться от рис. 5.5 для $R_T = 2,7$ кбит/с.

Отсюда следует, что в СКС «Гонец» при передаче сигналов с несущей частотой $f_0 = 400$ МГц или 1,6 ГГц и небольшой скоростью $R_T = 2,7 \dots 9,6$ кбит/с можно обеспечить требуемую $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ в условиях сильных ИВИ в слое F за счет увеличения входного отношения «сигнал/шум» до $\overline{h^2} = h^2 \approx 10^5$ (50 дБ), а при максимальной скорости $R_{T3} = 64$ кбит/с достичь требуемую помехоустойчивость нельзя из-за появления МСИ и несократимой $P_{\text{ош н}} > P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$.

В таблице 5.9 и на рис. 5.7 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Сигнал» (см.

табл. 5.3) при использовании несущей частоты $f_0 = 400$ МГц и скорости передачи $R_T = 600$ бит/с. В отличие от рис. 5.2 – 5.4, при столь низкой скорости передачи (по сравнению с 2,7...64 кбит/с) по транссионосферному КС с сильными ИВИ (кривая 5) выполняется условие отсутствия не только ДИ ($F_0/F_d \ll 1$) и ЧСЗ ($F_0/F_k \ll 1$), но и МСИ $1/T_s F_k = F_0/F_k \approx 4,5 \cdot 10^{-3} < 5 \cdot 10^{-3}$.

Можно показать, что результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Сигнал» при передаче простых ($B_s = T_s F_0 = 1$) сигналов с более высокой частотой $f_0 = 1,5$ ГГц и наибольшей скоростью $R_T = 9,6$ кбит/с и практически совпадают с результатами рис. 5.5 для СКС «Гонец» с $f_0 = 1,6$ ГГц, $R_{T1} = 2,7$ кбит/с (и $R_{T2} = 9,6$ кбит/с).

В таблице 5.10 и на рис. 5.8 приведены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Сигнал» при передаче сложных ($B_s = T_s F_0 = 3224$) сигналов с шириной спектра $F_0 = 5,8$ МГц и скоростью $R_T = 1/T_s = F_0/B_s = 1,8$ кбит/с на частоте $f_0 = 1,5$ ГГц.

Анализ этих результатов показывает, что при НИ (кривые 1 и 2) замирания отсутствуют. При ЕВИ (кривая 3) являются БЗ райсовского типа ($\gamma^2 \approx 3$), а при слабых ИВИ (кривая 4) – рэлеевские БЗ ($\gamma^2 = 0$). При сильных ИВИ (кривая 5) выполняется условие отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов ($1/T_s F_k \approx 9 \cdot 10^{-4} < (1 - B_s^{-1}) \approx 0,99$) одновременно с возникновением значительных ЧСЗ ($F_0/F_k \approx 2,9 > 1$) и небольших ДИ ($F_0/F_d \approx 0,65$) принимаемых сигналов.

Таблица 5.4

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Гонец»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 400$ МГц	σ_φ (рад)	0,096	0,167	2,007	199,14	1991,4
	γ^2	108,95	35,241	0,018	0	0
$R_{T1} = 2,7$ кбит/с	F_k (Гц)	$2,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^5$
	F_d (Гц)	$1,8 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
$F_0 = 2,7$ кГц	F_0 / F_k	$9,8 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0,002	0,02
	F_0 / F_d	0,00015	0,0004	0,0004	0,0009	0,002
$\theta_0 = 60^\circ$	η_m	$5 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$
	$\eta_\text{ч}$	1	1	0,999	0,999	0,993
	$\eta_\text{д}$	1	1	1	1	1

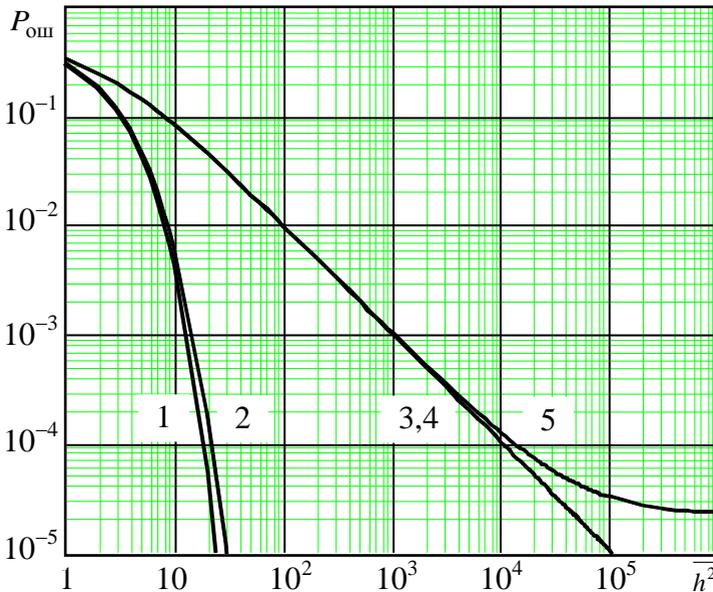


Рис.5.2

Таблица 5.5

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Гонец»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 400$ МГц	σ_φ (рад)	0,096	0,167	2,007	199,14	1991,4
	γ^2	108,95	35,241	0,018	0	0
$R_{12} = 9,6$ кбит/с	F_K (Гц)	$2,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^5$
	F_D (Гц)	$1,8 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
	F_0 / F_K	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$6,1 \cdot 10^{-6}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$	0,007	0,073
$F_0 = 9,6$ кГц	F_0 / F_D	0,0005	0,0013	0,0013	0,0035	0,0078
	η_M	$5 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
$\theta_0 = 60^\circ$	η_C	1	1	0,999	0,997	0,974
	η_D	1	1	1	1	1

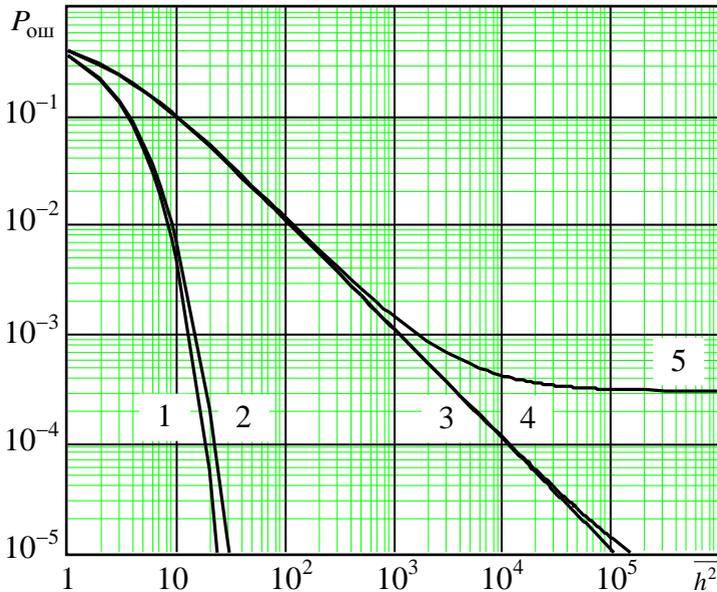


Рис.5.3

Таблица 5.6

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Гонец»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 400$ МГц	σ_ϕ (рад)	0,096	0,167	2,007	199,14	1991,4
	γ^2	108,95	35,241	0,018	0	0
$R_{тз} = 64$ кбит/с	F_k (Гц)	$2,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^5$
	F_d (Гц)	$1,8 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
$F_0 = 64$ кГц	F_0 / F_k	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0,0005	0,0485	0,485
	F_0 / F_d	0,0036	0,0087	0,0087	0,0232	0,052
	η_m	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$8,4 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	0,0001	0,0119
$\theta_0 = 60^\circ$	$\eta_\text{ч}$	0,9999	0,9999	0,9998	0,983	0,8376
	$\eta_\text{д}$	1	1	1	1	1

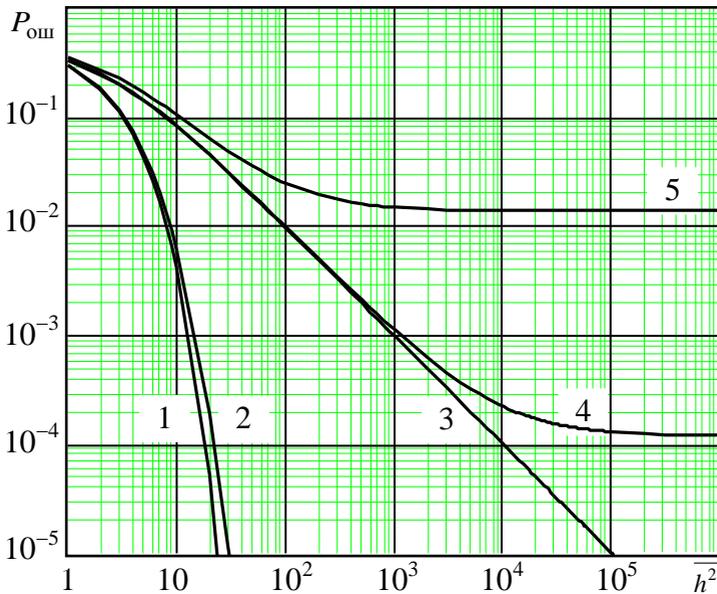


Рис.5.4

Таблица 5.7

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Гонец»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 1,6$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,024	0,042	0,502	49,784	497,84
	γ^2	1750,7	571,32	3,4919	0	0
$R_{\text{тл}} = 2,7$ кбит/с	F_k (Гц)	$4,7 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$
	F_d (Гц)	$1,4 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$9,8 \cdot 10^6$
$F_0 = 2,7$ кГц	F_0 / F_k	$5,7 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	0,0001	0,0012
	F_0 / F_d	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	0,0001	0,0003
	η_m	$1,7 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-8}$
$\theta_0 = 60^\circ$	$\eta_{\text{ч}}$	1	1	1	0,9999	0,9996
	η_d	1	1	1	1	1

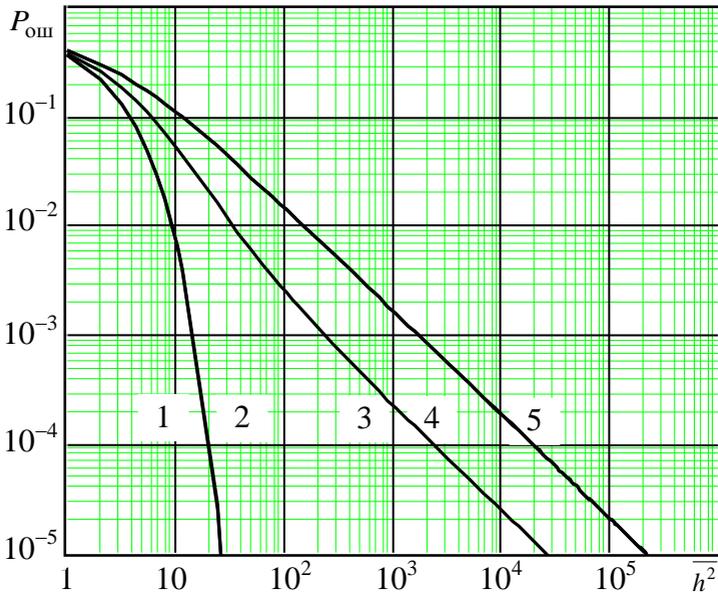


Рис.5.5

Таблица 5.8

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Гонец»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 1,6$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,024	0,042	0,502	49,784	497,84
	γ^2	1750,7	571,32	3,4919	0	0
$R_{T3} = 64$ кбит/с	F_k (Гц)	$4,7 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$
	F_d (Гц)	$1,4 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$9,8 \cdot 10^6$
$F_0 = 64$ кГц	F_0 / F_k	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,0029	0,0283
	F_0 / F_d	0,00045	0,0011	0,0011	0,0029	0,0065
	η_m	$9,3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$4,1 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-5}$
$\theta_0 = 60^\circ$	η_ψ	1	1	0,9999	0,9989	0,9898
	η_d	1	1	1	1	1

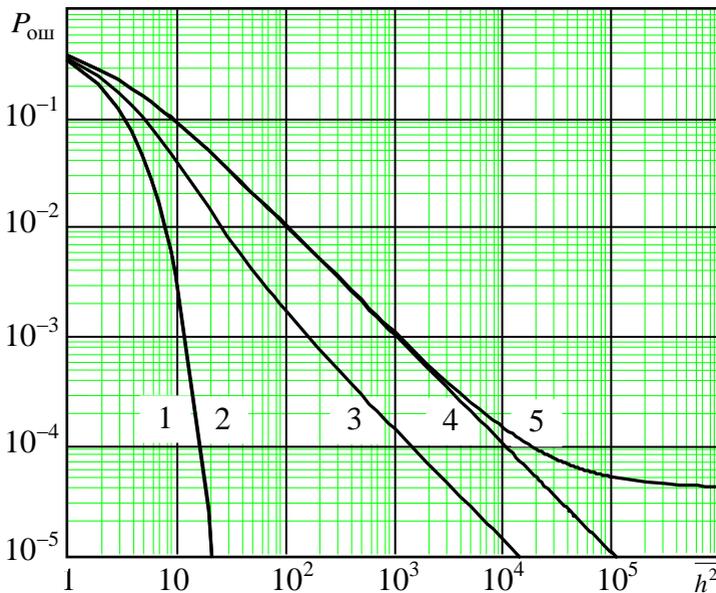


Рис.5.6

Таблица 5.9

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Сигнал»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 400$ МГц	σ_ϕ (рад)	0,0956	0,1673	2,0073	199,14	1991,4
	γ^2	108,95	35,241	0,0181	0	0
$R_{ГЗ} = 600$ бит/с	F_k (Гц)	$2,7 \cdot 10^9$	$1,57 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,32 \cdot 10^6$	$1,32 \cdot 10^5$
	F_d (Гц)	$1,4 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^7$	$2,75 \cdot 10^6$	$1,23 \cdot 10^6$
$F_0 = 600$ Гц	F_0 / F_k	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,00045	0,0045
	F_0 / F_d	0,00045	0,0011	0,0011	0,00022	0,00048
$\theta_0 = 60^\circ$	η_m	$2 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$
	η_ψ	1	1	1	0,9998	0,9984
	η_d	1	1	1	1	1

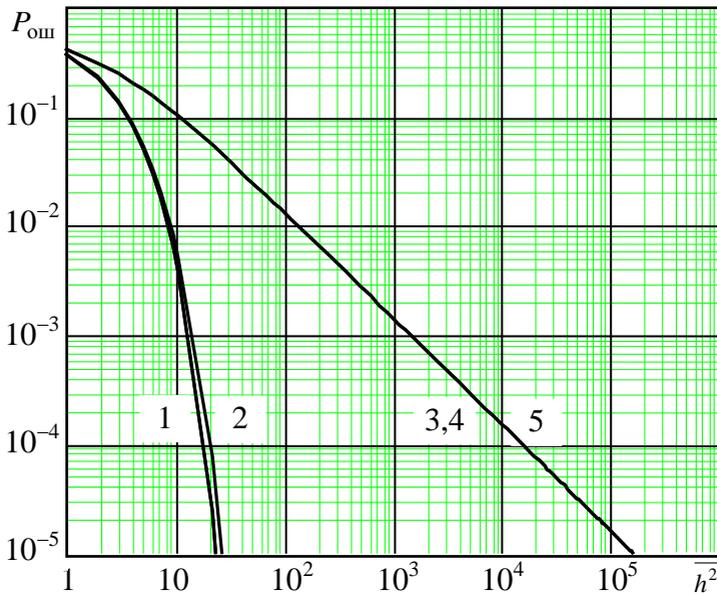


Рис.5.7

Таблица 5.10

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Сигнал»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 1,5$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,02549	0,0446	0,53528	53,103	531,03
	γ^2	1538,6	502,07	3,0139	0	0
$R_T = 1,8$ кбит/с	F_K (Гц)	$4,1 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{10}$	$1,97 \cdot 10^9$	$1,99 \cdot 10^7$	$1,99 \cdot 10^6$
	F_D (Гц)	$1,29 \cdot 10^8$	$5,3 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$8,93 \cdot 10^6$
$B_s = 3224$ МГц	$1/T_s F_K$	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$9,1 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-5}$	0,0009
	F_0 / F_K	0,00014	0,0002	0,0029	0,292	2,92
$F_0 = 5,8$ МГц	F_0 / F_D	0,04499	0,1086	0,1086	0,2904	0,64938
	η_M	0	0	0	0	0
$\theta_0 = 60^\circ$	η_χ	0,99995	0,99991	0,9989	0,8994	0,3645
	η_D	1	0,99997	0,99997	0,97874	0,93886

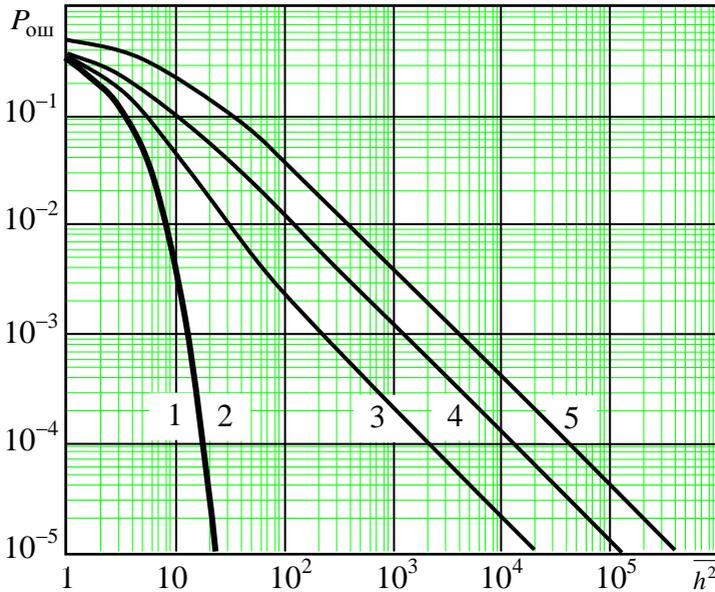


Рис.5.8

В этом случае для достижения величины $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ потребуется увеличить отношение «сигнал/шум» до $\overline{h^2} \approx 3 \cdot 10^5$ (55 дБ) для компенсации влияния ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \approx 0,36$; $1/\eta_{\text{ч}} \approx 2,7$ (4,4 дБ)) и ДИ ($\eta_{\text{д}} \approx 0,94$; $1/\eta_{\text{д}} \approx 1,1$ (0,04 дБ)).

В таблице 5.11 и на рис. 5.9 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Сигнал» при использовании самой высокой несущей частоты $f_0 \approx 20$ ГГц и передаче простых сигналов с наибольшей скоростью $R_{\text{т}} = 9,6$ кбит/с. Их анализ указывает на то, что при НИ и ЕВИ замирения будут отсутствовать, а при слабых и сильных ИВИ они носят характер рэлеевских БЗ ($\gamma^2 = 0$).

Можно показать, что такой же вид рис. 5.9 будут иметь зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(\overline{h^2})$ при использовании в СКС «Сигнал» несущих частот $f_0 = 11$ ГГц и $f_0 = 15$ ГГц при любой скорости передачи $R_{\text{т}} = 1,2 \dots 9,6$ кбит/с.

Таким образом, в СКС «Сигнал» достичь $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ в условиях сильных ИВИ можно при увеличении $\overline{h^2} = h^2$ до 50...55 дБ вследствие применения низких скоростей передачи и отсутствия МСИ (при возможности появления ЧСЗ и ДИ).

В таблице 5.12 и на рис. 5.10 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Globalstar» при передаче сложных ($B_s = T_s F_0 = 130$) сигналов с шириной спектра $F_0 = 1,25$ МГц и наибольшей скоростью $R_{\text{т}} = 1/T_s = 9,6$ кбит/с на частоте $f_0 = 2,5$ ГГц при $\theta_0 = 60^\circ$. Анализ этих результатов показывает, что при НИ замирения отсутствуют. При ЕВИ (кривая 3) появляются БЗ райсовского типа с небольшой глубиной ($\gamma^2 \approx 9$; $\gamma^{-2} \approx 0,8$) при кото-

рых для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо $\overline{h^2} = 200$ (23 дБ). При сильных ИВИ (кривая 5) выполняются условия отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов ($1/T_s F_0 \approx 1,75 \cdot 10^{-3} < (1 - B_s^{-1}) \approx 0,99$), а также ДИ ($F_0 / F_{\text{д}} \approx 0,065 \ll 1$) при наличии очень слабых ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}} \approx 0,23 < 1$). В этом случае принимаемые сигналы практически будут подвержены БЗ рэлеевского типа ($\gamma^2 = 0$) и для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}}$ потребуется обеспечить $\overline{h^2} \approx 10^5$ (50 дБ).

Можно показать, что точно такие же результаты прогнозирования помехоустойчивости будут при $f_0 = 2,5$ ГГц и меньших значениях скоростей передачи: $R_{\text{т}} = 2,4 \dots 4,8$ кбит/с.

В таблицах 5.13, 5.14 и на рис. 5.11, 5.12 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Globalstar» при передаче простых ($B_s = 1$) сигналов на несущей частоте $f_0 = 7$ ГГц со скоростями $R_{\text{т}} = 19,2$ кбит/с и $R_{\text{т}} = 1200$ кбит/с.

Таблица 5.11

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Сигнал»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 20$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,0019	0,0033	0,0401	3,9827	39,827
	γ^2	$2,74 \cdot 10^5$	89346	619,96	$1,3 \cdot 10^{-7}$	0
$R_T = 9,6$ кбит/с	F_K (Гц)	$7,4 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$3,55 \cdot 10^9$	$3,55 \cdot 10^8$
	F_D (Гц)	$6,28 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$	$9,72 \cdot 10^8$	$4,35 \cdot 10^8$
$F_0 = 9,6$ кГц	F_0 / F_K	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$2,3 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
	F_0 / F_D	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
	η_M	$8 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-19}$	$4 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-11}$
$\theta_0 = 60^\circ$	$\eta_\text{ч}$	1	1	1	1	0,99999
	$\eta_\text{д}$	1	1	1	1	1

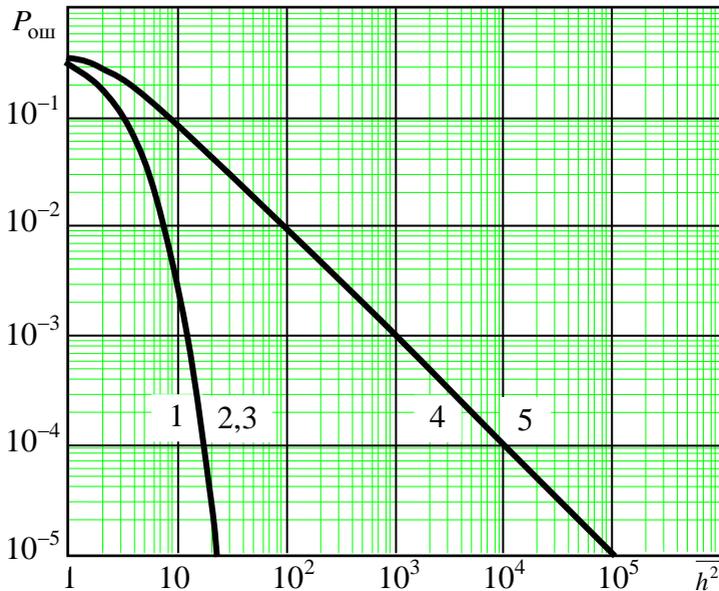


Рис.5.9

Таблица 5.12

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Global- star»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 2,5$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,0153	0,0268	0,3212	31,862	318,62
	γ^2	4274,9	1395,5	9,2033	0	0
$R_T = 9,6$ кбит/с	F_K (Гц)	$1,15 \cdot 10^{11}$	$6,6 \cdot 10^{10}$	$5,5 \cdot 10^9$	$5,5 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^6$
	F_D (Гц)	$2,7 \cdot 10^8$	$1,15 \cdot 10^8$	$1,15 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^7$	$1,92 \cdot 10^7$
$B_s = 130$ $F_0 = 1,25$ МГц	$1/T_s F_K$	$8,3 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	0,00017	0,00174
	F_0 / F_K	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	0,00023	0,02258	0,22576
$\theta_0 = 60^\circ$	F_0 / F_D	0,0045	0,0109	0,0109	0,029	0,065
	η_M	0	0	0	0	0
	η_χ	1	0,99999	0,99992	0,9919	0,9215
	η_D	1	1	1	1	1

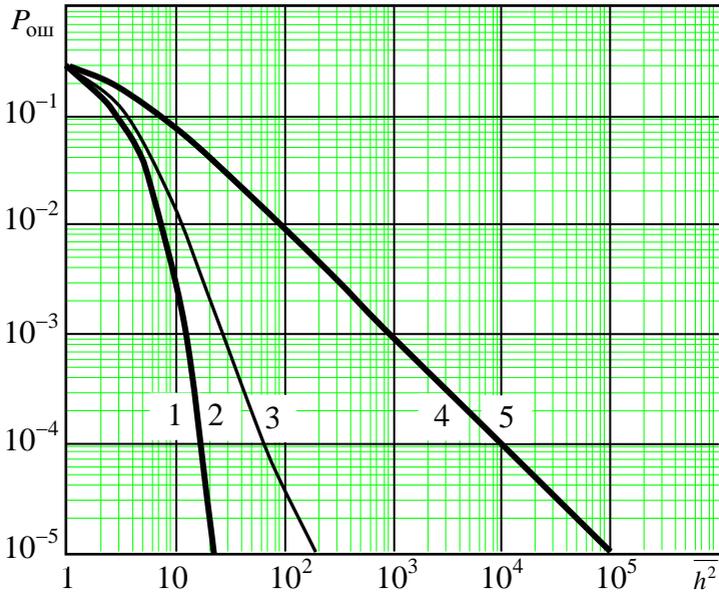


Рис.5.10

Таблица 5.13

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Global- star»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 7$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,00546	0,0096	0,1147	11,379	113,79
	γ^2	33518	10944	75,507	$5,8 \cdot 10^{-7}$	0
$R_{T4} = 19,2$ кбит/с	F_K (Гц)	$9 \cdot 10^{11}$	$5,2 \cdot 10^{11}$	$4,3 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^7$
	F_D (Гц)	$1,3 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^8$	$5,4 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^7$
	F_0 / F_K	$2,1 \cdot 10^{-8}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	0,00044
$F_0 = 19,2$ кГц	F_0 / F_D	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$	0,00021
	η_M	$2,3 \cdot 10^{-17}$	$7 \cdot 10^{-17}$	$1 \cdot 10^{-14}$	$9,8 \cdot 10^{-1}$	$9,8 \cdot 10^{-9}$
$\theta_0 = 60^\circ$	$\eta_\text{ч}$	1	1	1	0,9999	0,9998
	$\eta_\text{д}$	1	1	1	1	1

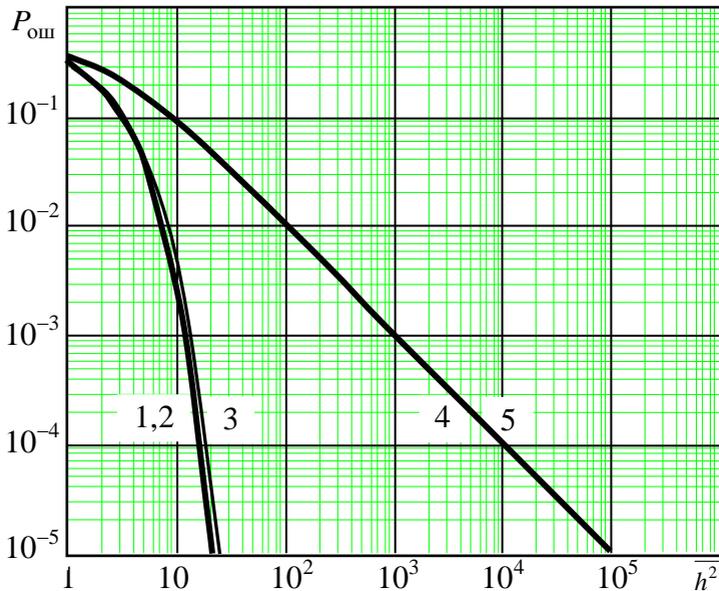


Рис.5.11

Таблица 5.14

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Global-star»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 7$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,00546	0,0096	0,1147	11,379	113,79
	γ^2	33518	10944	75,507	$5,8 \cdot 10^{-7}$	0
$R_{r4} = 1,2$ Мбит/с	F_K (Гц)	$9 \cdot 10^{11}$	$5,2 \cdot 10^{11}$	$4,3 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^7$
	F_D (Гц)	$1,3 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^8$	$5,4 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^7$
	F_0 / F_K	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,0028	0,0276
$F_0 = 1,2$ МГц	F_0 / F_D	0,0009	0,0022	0,0022	0,006	0,0133
	η_M	$8,9 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$3,9 \cdot 10^{-5}$
$\theta_0 = 60^\circ$	η_ψ	1	1	0,9999	0,999	0,99
	η_D	1	1	1	1	1

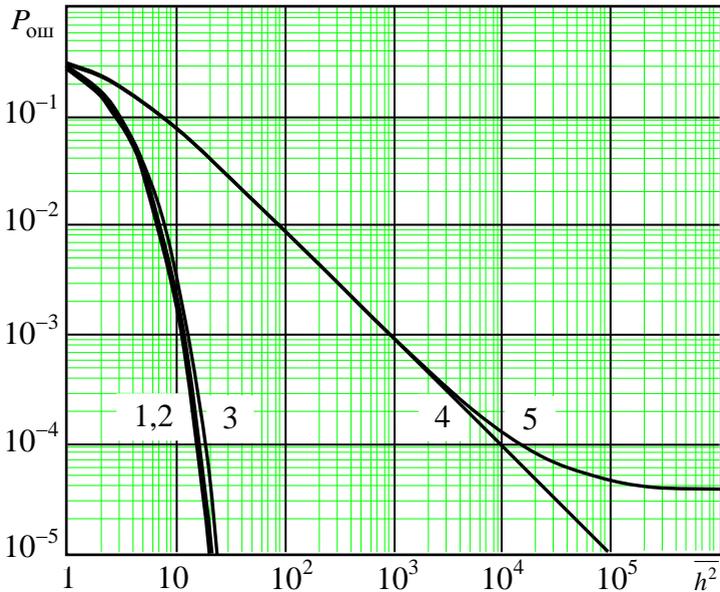


Рис.5.12

Анализ этих результатов показывает, что при НИ замирования отсутствуют, а при ЕВИ (кривые 3) глубина возникающих райсовских БЗ будет очень мала ($\gamma^{-2} = 2\sigma_b^2 / \alpha_p^2 \approx 1/75 \approx 0,013$). Последнее свидетельствует о достоверности получаемых результатов прогнозирования, поскольку согласно экспериментальным данным [1, 60] замирования при РРВ через экваториальную ионосферу наблюдаются вплоть до частот $f_0 = 6...7$ ГГц. При слабых ИВИ (кривые 4) будут возникать рэлеевские БЗ ($\gamma^2 = 0$). При сильных ИВИ и передаче сигналов с относительно небольшой скоростью $R_T = 19,2$ кбит/с (кривая 5 на рис. 5.11) выполняется условие отсутствия МСИ ($1/T_s F_K = F_0 / F_K = 4,4 \cdot 10^{-4} < 5 \cdot 10^{-3}$), а также ЧСЗ ($F_0 / F_K \ll 1$) и ДИ ($F_0 / F_d \approx 2,1 \cdot 10^{-4} \ll 1$). В этом случае будут наблюдаться рэлеевские БЗ ($\gamma^2 = 0$) и для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо обеспечить $\overline{h^2} \approx 10^5$ (50 дБ). При сильных ИВИ и передаче сигналов с высокой скоростью $R_T = 1200$ кбит/с (кривая 5 на рис. 5.12) будет выполняться условие возникновения МСИ ($1/T_s F_K = F_0 / F_K = 2,7 \cdot 10^{-2} > 5 \cdot 10^{-3}$). В этом случае достичь $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ нельзя из-за появления несократимой $P_{\text{ош н}} \approx \eta_m / \eta_{\text{ч}} \approx 3,8 \cdot 10^{-5}$.

В таблицах 5.15 и на рис. 5.13 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Iridium» при передаче простых сигналов ($B_s = 1$) на несущей частоте $f_0 = 1,6$ ГГц с наибольшей скоростью $R_T = 400$ кбит/с (при $\theta_0 = 60^\circ$). Анализ этих результатов показывает, что при НИ замирования отсутствуют, а при ЕВИ будет наблюдаться глубокие райсовские БЗ ($\gamma^2 \approx 3,5$).

В условиях слабых и сильных ИВИ (кривые 4 и 5) будут выполняться условия возникновения МСИ ($1/T_s F_k = F_0 / F_k > 5 \cdot 10^{-3}$), при которых достичь требуемую $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ нельзя из-за появления несократимой $P_{\text{ош н}} \approx \eta_m / \eta_c \approx 1,6 \cdot 10^{-5}$ и $P_{\text{ош н}} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$. Можно показать, что при передаче в условиях сильных ИВИ сигналов с малой скоростью $R_T = 2,4$ кбит/с будет наблюдаться отсутствие МСИ и наличие рэлеевских БЗ при которых для достижения $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо $\overline{h^2} = 10^5$ (50 дБ).

В таблицах 5.16 и рис. 5.14 приведены результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС «Iridium» при передаче простых сигналов с несущей частотой $f_0 = 19$ ГГц с наибольшей скоростью $R_T = 25$ Мбит/с ($\theta_0 = 60^\circ$). Анализ этих результатов показывает, что в условиях НИ и ЕВИ замирания отсутствуют, а при слабых ИВИ (кривая 4) будут наблюдаться рэлеевские БЗ ($\gamma^2 = 0$). При сильных ИВИ (кривая 5) будет выполняться условие возникновения МСИ ($1/T_s F_k = F_0 / F_k = 7,8 \cdot 10^{-2} > 5 \cdot 10^{-3}$), когда достичь $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ нельзя из-за появления несократимой $P_{\text{ош н}} \approx \eta_m / \eta_c \approx 3,1 \cdot 10^{-4}$. Можно показать, что при передаче сигналов с наименьшей скоростью $R_T = 12,5$ Мбит/с достижение $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ также невозможно из-за МСИ и появления $P_{\text{ош н}} \approx 7,8 \cdot 10^{-5}$.

В табл. 5.17, 5.18 и рис. 5.15, 5.16 представлены результаты прогнозирования помехоустойчивости высокоскоростной СКС «Teledesic» при передаче простых сигналов на частоте $f_0 = 19$ ГГц со скоростями $R_T = 2,048$ Мбит/с и $R_T = 1244,16$ Мбит/с.

Таблица 5.15

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Iridium»	волны (сигнала)	1 (НИ- ночь)	2 (НИ- день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 1,6$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,0239	0,0418	0,5	49,784	497,84
	γ^2	1750,7	571,32	3,49	0	0
$R_T = 400$ кбит/с	F_K (Гц)	$4,7 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$
	F_D (Гц)	$1,4 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$9,8 \cdot 10^6$
	F_0 / F_K	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	0,0002	0,0177	0,1769
$F_0 = 400$ кГц	F_0 / F_D	0,0028	0,0068	0,0068	0,0182	0,0407
	η_M	$3,7 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	0,0016
$\theta_0 = 60^\circ$	η_χ	1	0,9999	0,9999	0,994	0,938
	η_D	1	1	1	1	1

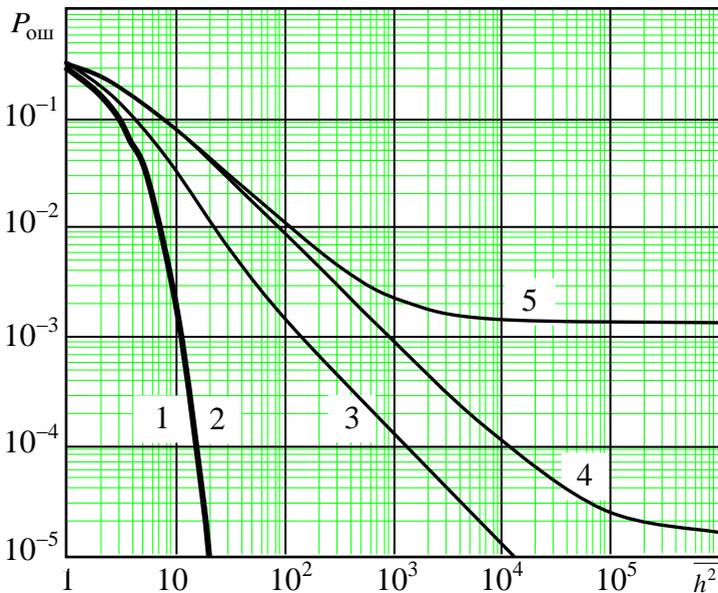


Рис.5.13

Таблица 5.16

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Iridium»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 19$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,0002	0,00035	0,0423	4,1924	41,924
	γ^2	$2,5 \cdot 10^5$	80,635	559,47	$2,3 \cdot 10^{-8}$	0
$R_T = 25$ Мбит/с	F_K (Гц)	$6,7 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^8$
	F_D (Гц)	$5,8 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$
$F_0 = 25$ МГц	F_0 / F_K	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$7,9 \cdot 10^{-5}$	0,0078	0,078
	F_0 / F_D	0,0043	0,01	0,01	0,0278	0,062
	η_M	$7,1 \cdot 10^{-13}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-6}$	0,0003
	η_χ	1	1	0,9999	0,9972	0,9723
$\theta_0 = 60^\circ$	η_D	1	1	1	1	1

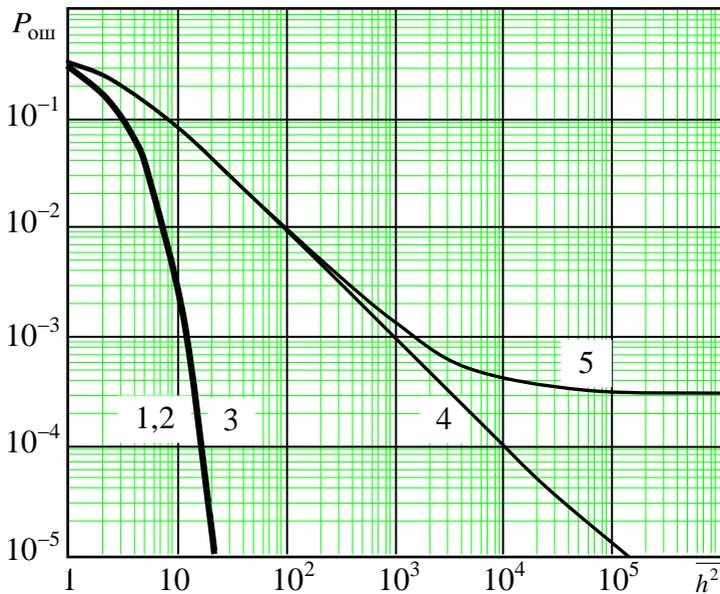


Рис.5.14

Таблица 5.17

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Teledesic»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 19$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,0002	0,00035	0,0423	4,1924	41,924
	γ^2	$2,5 \cdot 10^5$	80,635	559,47	$2,3 \cdot 10^{-8}$	0
$R_T =$ $= 2,048$ Мбит/с	F_K (Гц)	$6,7 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^8$
	F_D (Гц)	$5,8 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$
$F_0 =$ $= 2,048$ МГц	F_0 / F_K	$3 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-6}$	0,0006	0,0064
	F_0 / F_D	0,0003	0,00008	0,00008	0,0023	0,005
$\theta_0 = 60^\circ$	η_M	$4,7 \cdot 10^{-13}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	η_ψ	1	1	1	0,9998	0,9977
	η_D	1	1	1	1	1

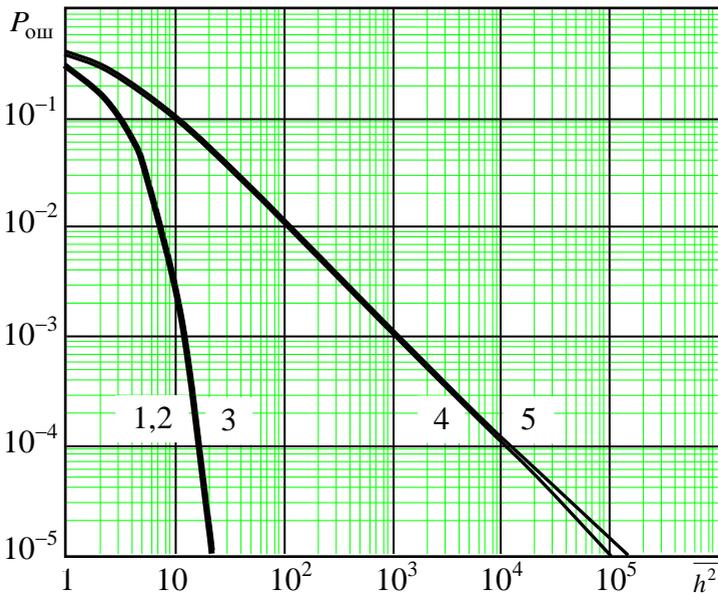


Рис.5.15

Таблица 5.18

Параметры		Состояния ионосферы				
СКС «Teledesic»	волны (сигнала)	1 (НИ-ночь)	2 (НИ-день)	3 (ЕВИ)	4 (Слаб. ИВИ)	5 (Сильн. ИВИ)
$f_0 = 19$ ГГц	σ_ϕ (рад)	0,002	0,0035	0,0423	4,1924	41,924
	γ^2	$2,5 \cdot 10^5$	80635	559,47	$2,3 \cdot 10^{-8}$	0
$R_T \approx 1,2$ Мбит/с	F_K (ГГц)	$6,7 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^8$
	F_D (ГГц)	$5,8 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$
	F_0 / F_K	0,0002	0,0003	0,004	0,388	3,8825
$F_0 \approx 1,2$ МГц	F_0 / F_D	0,214	0,517	0,517	1,382	3,09
	η_M	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$5,4 \cdot 10^{-9}$	$7,8 \cdot 10^{-7}$	0,0076	0,2086
$\theta_0 = 60^\circ$	$\eta_\text{ч}$	1	0,99988	0,9986	0,868	0,286
	$\eta_\text{д}$	1	1	0,9593	0,4574	0,0463

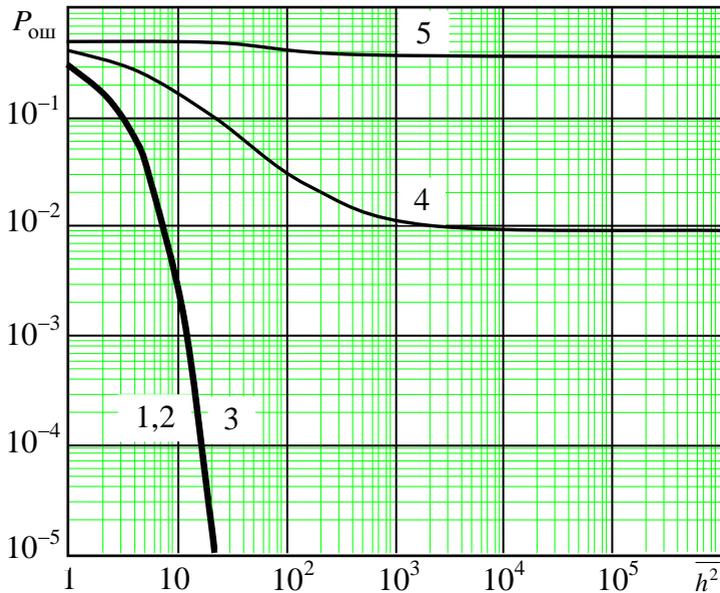


Рис.5.16

Анализ таблицы 5.17 и рис. 5.15 показывает, что в условиях НИ и ЕВИ (кривые 1, 2 и 3) замирения отсутствуют, а при сильных ИВИ (кривая 5) будут наблюдаться рэлеевские БЗ ($\gamma^2 = 0$), когда для достижения $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ необходимо обеспечить $\overline{h^2} \approx 10^5$ (50 дБ). Анализ таблицы 5.18 и рис. 5.16 показывает, что при НИ и ЕВИ замирения отсутствуют. При слабых ИВИ (кривая 4) будут выполняться условия возникновения ДИ ($F_0 / F_{\text{д}} \approx 1,38 > 1$) и МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / F_{\text{к}} \approx 0,39 \gg 5 \cdot 10^{-3}$). Вследствие этого требуемая $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ не достигается из-за несократимой $P_{\text{ошн}} \approx \eta_{\text{м}} / \eta_{\text{ч}} \approx 8,8 \cdot 10^{-3}$. При сильных ИВИ (кривая 5) будут выполняться условия возникновения ДИ ($F_0 / F_{\text{д}} \approx 3,1 > 1$), ЧСЗ ($F_0 / F_{\text{к}} \approx 3,9 > 1$) и МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / F_{\text{к}} \approx 3,9 \gg 5 \cdot 10^{-3}$). Вследствие последнего обстоятельства требуемую $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ обеспечить невозможно из-за появления несократимой $P_{\text{ошн}} \approx 0,35$. Можно показать, что при снижении скорости передачи до $R_{\text{т}} = 155,52$ Мбит/с обеспечить $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ также нельзя из-за появления МСИ и несократимой $P_{\text{ошн}} \approx 1,2 \cdot 10^{-4}$ при слабых ИВИ и $P_{\text{ошн}} \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ при сильных ИВИ.

Таким образом, проведенный анализ помехоустойчивости современных и перспективных СКС показал (рис. 5.2 – 5.16) следующее:

- 1). При передаче сигналов на любых несущих частотах $f_0 = 0,4 \dots 19$ ГГц с относительно низкой скоростью в условиях слабых ИВИ в слое F (кривые 4) принимаемые сигналы будут подвержены БЗ рэлеевского типа ($\gamma^2 = 0$). В этом случае для достижения требуемой $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ необходимо увеличить отношение «сигнал/шум» на входе при-

емника до $\overline{h^2} \approx 50$ дБ, а при реализуемых значениях $\overline{h^2} \leq 23$ дБ обеспечивается лишь $P_{\text{ош}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

2). При передаче сигналов в условиях слабых ИВИ с максимальной скоростью ($R_T = 64$ кбит/с на $f_0 = 0,4$ ГГц, $R_T = 400$ кбит/с на $f_0 = 1,6$ ГГц, $R_T = 1,244$ Гбит/с на $f_0 = 19$ ГГц) принимаемые сигналы (см. рис. 5.4, 5.13, 5.16) могут быть подвержены одновременно ДИ, ЧСЗ и МСИ. Вследствие МСИ достижение требуемой $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ невозможно из-за появления несократимой $P_{\text{ош н}} > P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$.

3). В условиях сильных ИВИ (кривые 5) принимаемые сигналы будут подвержены МСИ (рис. 5.2 – 5.4, 5.14, 5.16) при передаче сигналов как на низкой несущей ($f_0 = 400$ МГц) частоте с относительно небольшой скоростью ($R_T \geq 2,7$ кбит/с), так и на высокой несущей частоте ($f_0 = 19$ ГГц) с очень большой скоростью $R_T = 155,52$ Мбит/с, $R_T = 1,244$ Гбит/с.

4). При передаче ШПС в условиях сильных ИВИ (см. рис. 5.8, 5.10) могут возникать ДИ и ЧСЗ, но обеспечивается отсутствие МСИ.

5.4. Рекомендации по обеспечению помехоустойчивости СКС в условиях ионосферных возмущений в слое F

Полученные в п.5.3. результаты прогнозирования помехоустойчивости современных и перспективных СКС (рис.5.2 – 5.16) показали, что выбранные для них частотные (f_0, F_0) и временные (T_s) параметры передаваемых сигналов позволяют достичь требуемой величины $P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при реализуемых отношениях «сигнал / шум» на входе приемника $\overline{h^2} \leq 200$ (23дБ) только в условиях нормальной ионосферы, а при ИВИ в слое F требуемая

$P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ не обеспечивается. Однако анализ рис.5.5, 5.7, 5.9, 5.10, 5.11, 5.15 подтверждает обоснованную в п.1.2 возможность обеспечения в СКС требуемой помехоустойчивости в условиях ВИ в два этапа:

- 1) полного устранения МСИ принимаемых сигналов (обеспечения $\eta_{\text{м}} \approx 0$), а затем их ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \approx 1$) и ДИ ($\eta_{\text{д}} \approx 1$) за счет выбора параметров передаваемых сигналов: f_0, F_0, T_s ;
- 2) ослабление влияния рэлеевских БЗ за счет применения строенного ($n = 3$) пространственно–разнесенного приема сигналов.

Зависимость $\eta_{\text{м}} = \Psi(1/T_s F_{\text{к}}) \geq 0$ коэффициента энергетических потерь при некогерентной обработке сигналов с МСИ от степени проявления последних ($1/T_s F_{\text{к}}$) получена в виде аналитического выражения (4.112). Анализ последнего позволил получить (рис. 4.6) уточненное условие устранения влияния МСИ на $P_{\text{ош}}$ (т.е. достижения $P_{\text{ош н}} \ll P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$) при передаче простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$) в виде соотношения $1/T_s F_{\text{к}} = F_0 / F_{\text{к}} \leq 5 \cdot 10^{-3}$.

С учетом выражения (5.3) для $F_{\text{к}}$ это соотношение можно записать в виде ограничения на максимально допустимую скорость передачи в транссионосферном КС

$$R_{\text{т}} \leq R_{\text{т доп}} = 5 \cdot 10^{-3} F_{\text{к}} = 5 \cdot 10^{-3} f_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2}, \quad (5.6)$$

где $\sigma_{\varphi} = \Psi(\sigma_{\Delta N} / f_0, \theta_0)$ и $d_1^2 = \Psi(f_0, \theta_0)$ определяются согласно (5.2) и (5.4).

В случае передачи сложных ($B_s = T_s F_0 > 1$) сигналов зависимость $\eta_{\text{м}} = \Psi(1/T_s F_{\text{к}}, B_s) \geq 0$ получена в виде (5.136). Ее анализ позволил определить условие отсутствия МСИ при передаче сложных сигналов по транссионосферному КС в нескольких видах (4.138):

$$T_s > T_3 + 2\pi\sigma_{\text{тз}} = 1/F_0 + 1/F_{\text{к}}; T_s - T_3 > 1/F_{\text{к}}; 1/T_s F_{\text{к}} < (1 - B_s^{-1}).$$

Последнее с учетом (5.2) – (5.4) можно записать как

$$R_T \leq R_{T \text{ доп}} = (1 - B_s^{-1})F_k = (1 - B_s^{-1})f_0 / \sigma_\phi (2 + d_1^2)^{1/2}. \quad (5.7)$$

Сравнительный анализ соотношений (5.6) и (5.7) показывает, что в транссионферном КС с определенной полосой когерентности $F_k = \text{const}$ скорость передачи сложных сигналов может значительно превосходить скорость передачи простых сигналов при отсутствии МСИ.

В случае передачи по транссионферному КС простых сигналов ($B_s = T_s F_0 = 1$) с ЗИ (когда $B_{\text{сл}} = T_{\text{сл}} / T_s > 1$) зависимость $\eta_m = \Psi(1/T_s F_k, B_{\text{сл}})$ получена в виде (4.124). В этом случае условие отсутствия МСИ имеет аналогичный (4.138) вид (4.126)

$$T_{\text{сл}} - T_s = T_{\text{зи}} > 1/F_k; \quad 1/T_s F_k < (1 - B_{\text{сл}}^{-1}).$$

Его можно записать аналогично (5.7)

$$R_T \leq R_{T \text{ доп}} = (1 - B_{\text{сл}}^{-1})F_k = (1 - B_{\text{сл}}^{-1})f_0 / \sigma_\phi (2 + d_1^2)^{1/2}. \quad (5.8)$$

При ограничении скорости передачи R_T по транссионферному КС полученными максимально допустимыми значениями $R_{T \text{ доп}}$ (5.6), (5.7), (5.8) значения $\eta_m \approx 0$ и практически не влияет на величину $P_{\text{ош}}$ в СКС.

После устранения МСИ необходимо устранить влияние ЧСЗ ($\eta_{\text{ч}} \approx 1$) и ДИ ($\eta_{\text{д}} \approx 1$) в принимаемых сигналах путем выполнения традиционных условий их отсутствия (1.3) $F_0 / F_k \ll 1$ и (1.2) $F_0 / F_d \ll 1$. Если под знаком неравенства традиционно понимать один порядок [108], то при отношениях $F_0 / F_k = 0,1$ и $F_0 / F_d = 0,1$ значения коэффициентов энергетических потерь при обработке сигналов с ЧСЗ и ДИ согласно рис.4.4 и 4.10 будут равны $\eta_{\text{ч}} \approx 1$ и $\eta_{\text{д}} \approx 1$. Поэтому условиями устранения влияния ЧСЗ и ДИ на величину $P_{\text{ош}}$ можно считать соотношения $F_0 / F_k \leq 0,1$ и $F_0 / F_d \leq 0,1$, которые с учетом выражений (5.3) – (5.5) для F_k и F_d можно записать как

$$F_0 \leq F_{0\text{доп}} = 0,1F_k = 0,1f_0 / \sigma_\varphi (2 + d_1^2)^{1/2}; \quad (5.9)$$

$$F_0 \leq F_{0\text{доп(д)}} = 0,1F_d = 0,1(cf_0^3 / 80,8 \pi z_3 \bar{N}_m \sec \theta_0)^{1/2}, \quad (5.10)$$

где $F_{0\text{доп}}$ и $F_{0\text{доп(д)}}$ – максимально допустимые значения полосы спектра (F_0) передаваемых сигналов по трансионо-сферному КС, при которых ЧСЗ и ДИ не проявляются.

На рис.5.17 представлены графики частотных зависимостей $F_k = \Psi(f_0)$ и $F_d = \Psi(f_0)$, построенные согласно (5.3) – (5.5) для 5 различных состояний ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N} = \beta \bar{N}_m$) (см. табл. 5.2) при неизменных значениях $\theta_0 = 60^\circ$, $z_3 = 5 \cdot 10^5$ м, $l_s = 2 \cdot 10^2$ м, $z = 6 \cdot 10^5$ м.

Анализ рис. 5.17 показывает, что на частоте $f_0 = 400$ МГц в условиях нормальной ионосферы (ночь) полоса когерентности намного больше полосы дисперсионности $F_{k1} \approx 2$ ГГц $\gg F_{d1} \approx 20$ МГц, а в условиях сильных ИВИ в слое F – наоборот $F_{k5} \approx 100$ кГц $\ll F_{d5} \approx 1$ МГц. Заметим, что значение $F_{k5} \approx 100$ кГц согласуется с результатами численных расчетов, приведенных в [25].

В соответствии с рис. 5.17 и соотношениями (5.6), (5.9), (5.10) на рис. 5.18 – 5.19 приведены графики зависимостей $R_{\text{т доп}} = \Psi(f_0)$ и $F_{0\text{доп}} = \Psi(f_0)$, $F_{0\text{доп(д)}} = \Psi(f_0)$ для 5-ти различных состояний ионосферы.

Анализ этих графиков показывает, что при использовании в СКС наименьшей частоты $f_0 = 400$ МГц в условиях сильных ИВИ (кривые 5) допустимая скорость передачи простых сигналов не должна превышать $R_{\text{т доп}} \approx 650$ бит/с, допустимая ширина спектра – $F_{0\text{доп}} \approx 12$ кГц $< F_{0\text{доп(д)}} \approx 120$ кГц. При использовании в СКС наибольшей несущей частоты $f_0 \approx 19$ ГГц в условиях сильных ИВИ должны обеспечиваться $R_{\text{т}} \leq R_{\text{т доп}} = 1,6$ Мбит/с, $F_0 \leq F_{0\text{доп}} \approx 320$ МГц $< F_{0\text{доп(д)}} \approx 400$ МГц.

Значительные ограничения скорости передачи простых сигналов (5.6) по транссионосферным КС в условиях ИВИ в слое F можно существенно ослабить при использовании ШПС или защитных интервалов. В этих случаях согласно соотношениям (5.7), (5.8) при использовании ШПС с несущей $f_0 = 19$ ГГц и базой $B_s \geq 10^2$ скорость передачи ограничивается величиной $R_T \leq R_{T\text{доп}} = (1 - B_s^{-1})F_K = 317$ Мбит/с, которая в 198 раз выше, чем при использовании простых сигналов ($R_{T\text{доп}} \approx 1,6$ Мбит/с). Такой же выигрыш в скорости передачи обеспечивается и при использовании простых сигналов с ЗИ и относительным периодом следования $B_{\text{сл}} \geq 10^2$. Зависимость $R_{T\text{доп}} = \Psi(f_0)$ при передаче ШПС с базами $B_s \geq 10^2$ или сигналов с ЗИ ($B_{\text{сл}} \geq 10^2$) по транссионосферным КС в условиях различного состояния ионосферы будут иметь вид, практически совпадающий с зависимостями $F_K = \Psi(f_0)$ на рис. 5.17, поскольку в этих случаях (5.7), (5.8) сводятся к виду $R_T \leq R_{T\text{доп}} \approx F_K$.

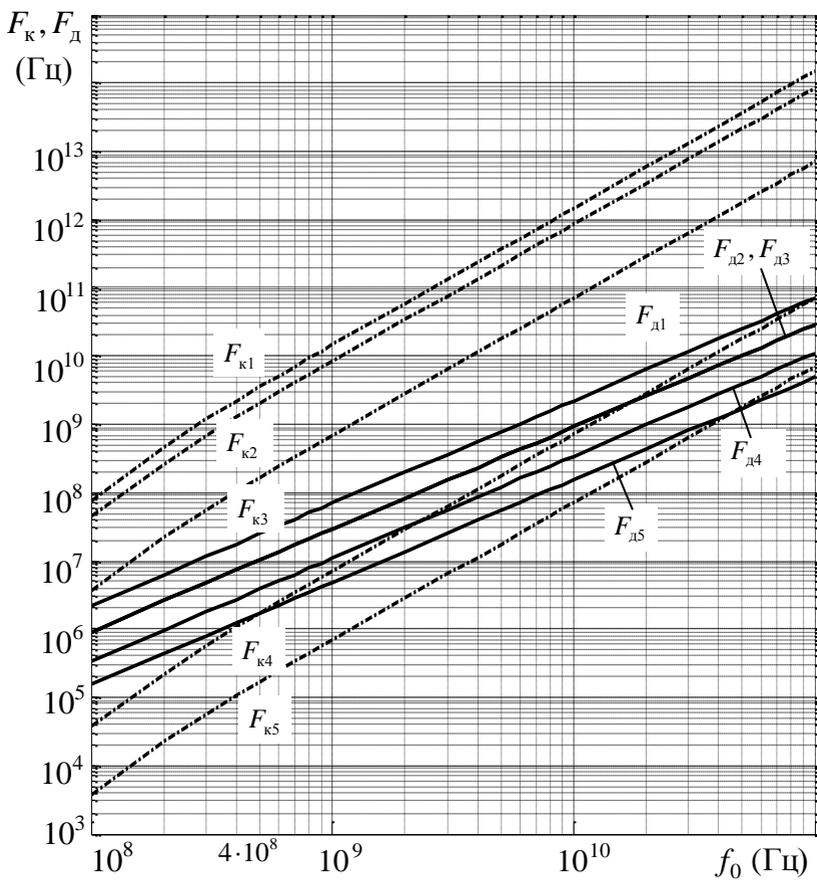


Рис.5.17. Зависимости полос когерентности (F_k) и дисперсионности (F_d) ионосферы при пяти ее состояниях от несущей частоты (f_0).

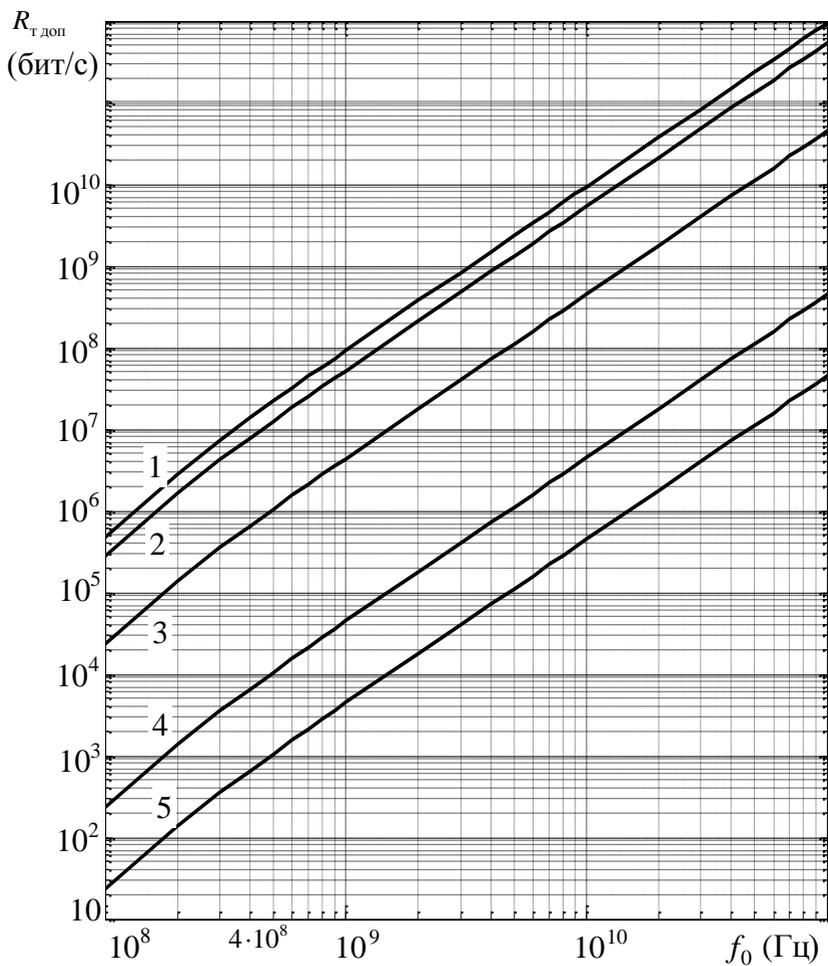


Рис.5.18. Зависимости максимально допустимой скорости передачи простых сигналов по трансионосферному КС при пяти состояниях ионосферы от несущей частоты.

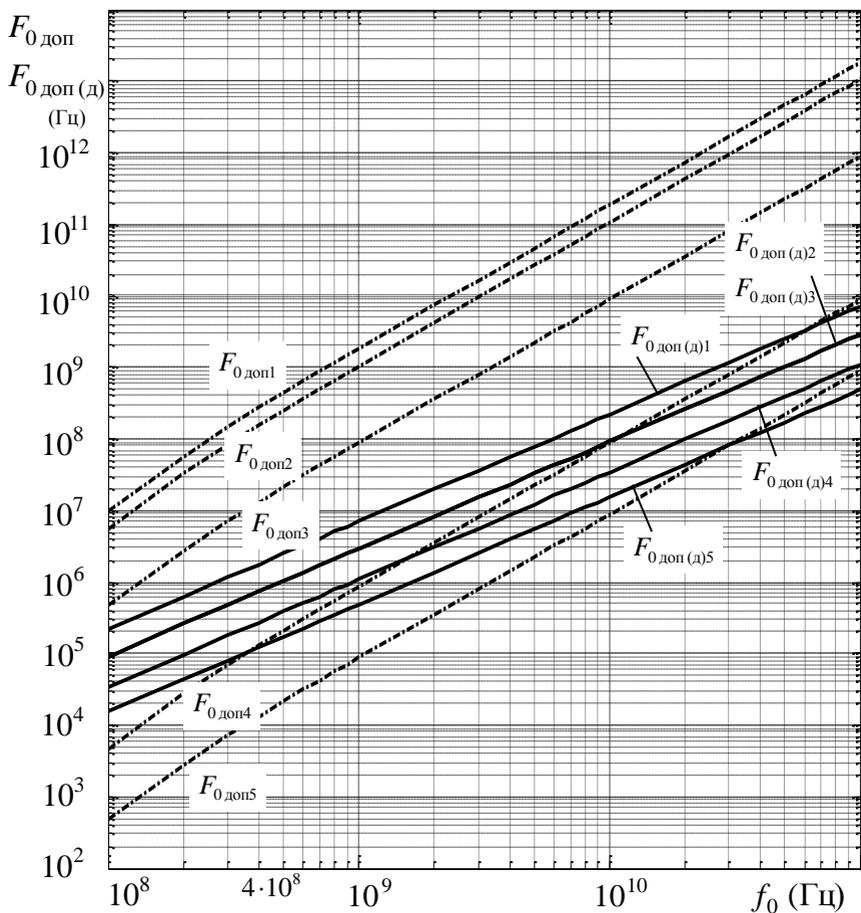


Рис.5.19. Зависимости максимально допустимых полос спектра передаваемых сигналов по трансионосферным КС при пяти состояниях ионосферы от несущей частоты (f_0).

Отметим, что при передаче любых видов сигналов их скорость ограничивается величиной $R_{т доп} \sim F_k \sim f_0 / \sigma_\phi \sim f_0^2$, растущей прямо пропорционально квадрату несущей частоты. Аналогично $R_{т доп}$ максимально допустимые значения полосы спектра передаваемых сигналов ($F_{0 доп} \sim F_k \sim f_0^2$,

$F_{0 \text{ доп (д)}} \approx F_{\text{д}} \sim f_0^{3/2}$) увеличиваются пропорционально f_0^2 и $f_0^{3/2}$.

Результаты проведенного выше анализа позволяют дать следующие практические рекомендации по обеспечению требуемой помехоустойчивости СКС ($P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $\bar{h}^2 = h^2 \leq 23$ дБ) в условиях ВИ в слое F :

1. Выбрать по возможности наибольшие значения несущей частоты передаваемых сигналов (f_0) и угла возвышения (места) приемных антенн ($\alpha_0 = 90^\circ - \theta_0$), обеспечивающие расширение $F_{\text{к}} \sim f_0 / \sigma_{\varphi}$ из-за уменьшения σ_{φ} (5.2)

$$\sigma_{\varphi} = [\sqrt{\pi}(80,8\pi/c)^2 z_s l_s (\sigma_{\Delta N} / f_0)^2 \sec \theta_0]^{1/2}.$$

2. Осуществить выбор скорости передачи сообщений $R_{\text{т}} = 1/T_s$ исходя из условия отсутствия МСИ ($1/T_s F_{\text{к}} < 5 \cdot 10^{-3}$) и обусловленных ими потерь ($\eta_{\text{м}} = 0$) согласно (5.6)

$$R_{\text{т}} \leq R_{\text{т доп}} = 5 \cdot 10^{-3} F_{\text{к}} = 5 \cdot 10^{-3} f_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2},$$

а в случае передачи простых сигналов с ЗИ или ШПС выбрать $R_{\text{т}}$ согласно (5.7), (5.8)

$$R_{\text{т}} \leq R_{\text{т доп}} = (1 - B_s^{-1}) F_{\text{к}} = (1 - B_s^{-1}) f_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2};$$

$$R_{\text{т}} \leq R_{\text{т доп}} = (1 - B_{\text{сл}}^{-1}) F_{\text{к}} = (1 - B_{\text{сл}}^{-1}) f_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2}.$$

3. Исходя из условий устранения энергетических потерь из-за ЧЗЗ (5.9) и ДИ (5.10) принимаемых сигналов осуществить выбор ширины спектра сигналов

$$F_0 \leq F_{0 \text{ доп}} = 0,1 F_{\text{к}} = 0,1 f_0 / \sigma_{\varphi} (2 + d_1^2)^{1/2};$$

$$F_0 \leq F_{0 \text{ доп д}} = 0,1 F_{\text{д}} = 0,1 (c f_0^3 / 80,8 \pi z_s \bar{N}_m \sec \theta_0)^{1/2}.$$

4. Использовать строенный ($n=3$) пространствен-разнесенный прием сигналов для ослабления влияния рэлевских БЗ на $P_{\text{ош}}$.

5.5. Выводы

1. На основе конкретизации общей методики прогнозирования количественных характеристик объекта для рассматриваемого предмета исследований обоснована 4-х этапная методика прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F , включающая в себя: 1) анализ общих закономерностей влияния ВИ (т.е. возрастания \bar{N}_m и $\sigma_{\Delta N}$) на зависимость $P_{\text{ош}} = \psi(h^2)$ в СКС; 2) получение функциональной зависимости $P_{\text{ош}} = \psi(h^2, f_0, F_0, T_s, \sigma_{\Delta N}, \bar{N}_m)$, связывающей величину $P_{\text{ош}}$ в СКС при заданных параметрах (энергетических $\bar{h}^2 = h^2 = E_r / N_0 = \text{const}$ и частотно-временных $f_0, F_0, T_s = \text{const}$) сигналов с независимыми параметрами неоднородной ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$); 3) определение интервалов приращений параметров ионосферы в слое F ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$) при ее естественных и искусственных возмущениях; 4) собственно прогнозирование помехоустойчивости СКС, то есть расчет $P_{\text{ош}}$ при заданных параметрах сигналов (\bar{h}^2, f_0, F_0, T_s) для различных значений параметров ионосферы ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$).

Первый этап прогнозирования осуществлен в главе 1, второй этап – в главах 2-4. Обобщение результатов последнего этапа на случай наклонного РРВ относительно вертикали $\theta_0 = 0^\circ \dots 85^\circ$ произведено путем учета (5.1) – (5.5) увеличения расстояний, проходимых волной в ионосферном слое и за ним.

2. Характер модели распределения ЭК при ИВИ в слое F можно считать неизменным по сравнению с НИ (рис. 5.1, $z_3 = 500$ км, $l_s \approx 200$ м), а различие в степени возмущения ионосферы определять только количественными изменениями интенсивности неоднородностей (β) и максимальной средней ЭК (\bar{N}_m).

СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях слоя F ионосферы при ее естественных возмущениях ($\sigma_{\Delta N} \approx 5 \cdot 10^{10}$ эл/м³) возрастает (табл. 5.2) примерно на порядок по сравнению с наибольшим значением в дневной НИ ($\sigma_{\Delta N} = \bar{N}_m \approx 4,2 \cdot 10^9$ эл/м³) за счет приращения на порядок интенсивности неоднородностей (с $\beta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ до $3,6 \cdot 10^{-2}$) без изменения средней (фоновой) ЭК ($\bar{N}_m \approx 1,4 \cdot 10^{12}$ эл/м³).

СКО флуктуаций ЭК в слое F при слабых ИВИ ($\sigma_{\Delta N} \approx 5 \cdot 10^{12}$ эл/м³) может возрасти на 2 порядка по сравнению с ЕВИ ($\sigma_{\Delta N} \approx 5 \cdot 10^9$ эл/м³) за счет приращения (примерно на порядок) и $\beta \approx 0,5$, и $\bar{N}_m \approx 10^{13}$ эл/м³.

СКО флуктуаций ЭК в слое F при сильных ВИ ($\sigma_{\Delta N} \approx 5 \cdot 10^{13}$ эл/м³) может возрасти на 3 порядка по сравнению с ЕВИ за счет приращения примерно на полтора порядка и $\beta \approx 1$, и $\bar{N}_m \approx 5 \cdot 10^{13}$ эл/м³.

3. Результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях ЕВИ (кривые 3) показывают (рис. 5.9, 5.11, 5.12, 5.14 – 5.16), что при использовании лишь достаточно высокой несущей частоты $f_0 \geq 7$ ГГц принимаемые сигналы не будут подвержены замираниям и ДИ, что позволяет достичь требуемой $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при реализуемых отношениях «сигнал/шум» на входе приемника $h^2 = 13 \div 23$ дБ. При использовании в СКС более низких несущих частот $f_0 = 1,5 \div 2,5$ ГГц или $f_0 = 0,4$ ГГц принимаемые в условиях ЕВИ сигналы будут подвержены райсовским БЗ (рис. 5.5, 5.6, 5.8, 5.10, 5.13) или рэлеевским БЗ (рис. 5.2 – 5.4, 5.7). В последнем случае для достижения $P_{\text{ош}} \leq 10^{-5}$ необходимо увеличить h^2 до 10^5 (50 дБ), а при максимальном реализуемом значении $h^2 = 23$ дБ обеспечивается лишь $P_{\text{ош}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

Результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях слабых ИВИ (кривые 4) показывают, что на любых несущих частотах $f_0 = 0,4 \div 19$ ГГц принимаемые сигналы будут подвержены рэлеевским БЗ, а при использовании высокоскоростных (рис. 5.4, 5.13, 5.16) режимов передачи (когда $R_T = 64$ кбит/с на $f_0 = 400$ МГц, $R_T = 400$ кбит/с на $f_0 = 1,6$ ГГц, $R_T = 1,244$ Гбит/с на $f_0 = 19$ ГГц) принимаемые сигналы подвержены МСИ. В последнем случае достичь требуемую $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ принципиально невозможно из-за появления несократимой вероятности ошибки $P_{\text{ош н}} > P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$.

Результаты прогнозирования помехоустойчивости СКС в условиях сильных ИВИ (кривые 5) показывают, что передача сигналов на относительно низких частотах $f_0 = 400$ МГц (рис. 5.2 – 5.4) даже с небольшой скоростью ($R_T = 2,7 \div 9,6$ кбит/с) сопровождается появлением МСИ. Однако МСИ может возникать и при передаче сигналов на самой высокой несущей частоте $f_0 \approx 20$ ГГц (рис. 5.14, 5.16) при использовании высокоскоростных режимов ($R_T \geq 25$ Мбит/с).

Помимо МСИ в условиях сильных ИВИ в принимаемых сигналах возможно проявление ЧЗ и ДИ при передаче простых сигналов с очень высокой скоростью (рис. 5.4, 5.13, 5.16) или передаче ШПС с $F_0 > 5$ МГц (рис. 5.8).

4. Устранение влияния МСИ на помехоустойчивость СКС (обеспечивающее $\eta_M \approx 0$ и $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$) возможно при выполнении требований по ограничению скорости передачи простых сигналов в виде соотношения (5.6) $R_T \leq R_{T \text{ доп}} = 5 \cdot 10^{-3} F_k$, сложных сигналов в виде (5.7)

$R_T \leq R_{T\text{доп}} = (1 - B_s^{-1})F_K$, простых сигналов с ЗИ – в виде (5.8)

$R_T \leq R_{T\text{доп}} = (1 - B_{\text{сл}}^{-1})F_K$.

Устранение энергетических потерь при обработке сигнала из-за ЧЗ ($\eta_{\text{ч}} \approx 1$) и ДИ ($\eta_{\text{д}} \approx 1$) реализуется при выполнении требований по ограничению полосы спектра передаваемых сигналов в виде соотношений (5.9)

$F_0 \leq F_{0\text{доп}} = 0,1F_K$ и (5.10) $F_0 \leq F_{0\text{доп(д)}} = 0,1F_{\text{д}}$.

Допустимые значения $R_{T\text{доп}}$, $F_{0\text{доп}}$ зависят прямо пропорционально от несущей частоты f_0 передаваемого сигнала и обратно пропорционально – от параметров ионосферы ($\sigma_{\Delta N}$, \bar{N}_m). Графики зависимостей $R_{T\text{доп}}$ и $F_{0\text{доп}}$ от f_0 при 5-ти состояниях ионосферы приведены на рис. 5.18 и 5.19.

Практические рекомендации по обеспечению требуемой помехоустойчивости СКС в условиях ВИ в слое F ($P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-3}$ при $h^2 \leq 23$ дБ) сводятся к выбору по возможности наибольшего значения несущей частоты f_0 , ограничению скорости передачи R_T сообщений согласно соотношениям (5.6) или (5.7), (5.8), ограничению полосы спектра F_0 передаваемых сигналов условиями (5.9), (5.10) и применению строенного ($n = 3$) пространственно разнесенного приема сигналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая монография, по-видимому, является первой попыткой разработки структурно – физических моделей трансionoсферного КС с рассеяниями и их применения к задачам прогнозирования и повышения помехоустойчивости приема сигналов в СКС при возмущениях ионосферы в слое F . Отличительной особенностью этих возмущений является возрастание не только максимального среднего значения ЭК (\bar{N}_m), но и СКО флуктуаций ЭК ($\sigma_{\Delta N}$) в неоднородностях ионосферы. Предложенный подход к построения структурно – физических моделей КС базируется на комплексном применении методов, разработанных в статистической теории связи (построения многолучевых моделей КС с рассеянием и замираниями) и статистической радиофизике (методы фазового экрана и параболического уравнения) в приложении к одному и тому же процессу РРВ через неоднородности ионосферы в радиолинии ИСЗ – ЗС. С использованием этого подхода в монографии решена актуальная научная проблема теоретического обобщения методов анализа помехоустойчивости приема сигналов в СКС с учетом проявления рассеивающих и дисперсионных свойств неоднородной ионосферы на основе разработки методов построения структурно-физических моделей трансionoсферных КС.

В интересах решения общей научной проблемы были решены следующие частные научные задачи:

1) обоснования комплексных моделей распределения ЭК в ионосфере, позволяющих одновременно учесть дисперсионные и рассеивающие эффекты при РРВ в трансionoсферных КС;

2) разработки метода построения структурно-физической модели трансionoсферного КС;

3) теоретического обобщения методов анализа помехоустойчивости приема сигналов в СКС при одновременном проявлении замираний (общих или частотно-селективных),

межсимвольной интерференции и дисперсионных искажений.

Научная новизна полученных в монографии результатов состоит в том, что впервые:

1) обоснованы комплексные модели пространственного распределения ЭК в ионосфере, позволяющие учесть проявление как дисперсионных свойств ионосферы (определяемых максимальным значением средней ЭК \bar{N}_m) при РРВ, так и рассеяния на неоднородностях ЭК (определяемых статистическими характеристиками флуктуаций ЭК ΔN);

2) установлены аналитические взаимосвязи с несущей частотой f_0 передаваемых в СКС сигналов и среднеквадратическим отклонением флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $\sigma_{\Delta N}$ следующих статистических характеристик системных функций трансionoсферного КС:

а) мощности регулярной α_p^2 и флуктуационной $2\sigma_b^2$ составляющих коэффициента передачи трансionoсферного КС через величину дисперсии флуктуаций фазового фронта волны на выходе неоднородной ионосферы $\sigma_\phi^2 \sim \sigma_{\Delta N}^2 / f_0^2$;

б) нормированной двухчастотной корреляционной функции трансionoсферного КС $K_H(\Delta\Omega)$ через полосу его когерентности $F_K \sim f_0 / \sigma_\phi \sim f_0^2 / \sigma_{\Delta N}$;

3) получено выражение для передаточной функции трансionoсферного КС, обусловленной проявлением дисперсионных свойств ионосферы $K_d(\Omega)$ через полосу ее дисперсионности $F_d \sim (f_0^3 / \bar{N}_m)^{1/2}$;

4) установлены зависимости коэффициента $\gamma^2 = \alpha_p^2 / 2\sigma_b^2$, характеризующего глубину общих БЗ, от величины σ_ϕ^2 и зависимости коэффициентов энергетических потерь при некогерентной обработке сигналов с частотно-селективными замираниями ($\eta_\chi \leq 1$), межсимвольной интер-

ференцией ($\eta_m \geq 0$) и дисперсионными искажениями ($\eta_d \leq 1$) от отношений F_0/F_k , $1/T_s F_k$ и F_0/F_d , характеризующих степени проявления этих эффектов в принимаемом сигнале.

5) получены выражения для определения коэффициента энергетических потерь при некогерентной обработке сигналов вследствие межсимвольной интерференции ($\eta_m \geq 0$) при передаче по транссионосферному КС широкополосных ($B_s = T_s F_0 \gg 1$) сигналов (ШПС) и сигналов, следующих с защитными (ЗИ) интервалами ($B_{сл} = T_{сл}/T_s > 1$), уточнены условия отсутствия влияния межсимвольной интерференции на $P_{ош}$ при использовании простых сигналов ($B_s = 1$), ШПС и сигналов с ЗИ;

6) получены обобщенные аналитические выражения для анализа (оценки) ПУ помехоустойчивости приема сигналов в транссионосферном КС с общими или частотно-селективными замираниями и одновременным проявлением межсимвольной интерференции и дисперсионных искажений $P_{ош} = \psi(\bar{h}^2, \gamma^2, \eta_{ч}, \eta_m, \eta_d)$.

Практическая ценность полученных результатов состоит в том, что они позволяют:

1) прогнозировать помехоустойчивость СКС с заданными частотно-временными параметрами ($f_0, F_0 = B_s/T_s, T_s, T_{сл}$) передаваемых сигналов в условиях ВИ в слое F, сопровождаемых ростом \bar{N}_m и $\sigma_{\Delta N}$;

2) разработать научно обоснованные практические рекомендации по обеспечению требуемой помехоустойчивости СКС ($P_{ош} \leq P_{ош доп} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ) при известных параметрах ВИ в слое F ($\bar{N}_m, \sigma_{\Delta N}$) за счет выбора при заданной (или наибольшей из возможных) несущей частоте (f_0) предельно допустимых значений скорости передачи ($R_T = 1/T_s$), и ширины спектра ($F_0 = B_s/T_s$) передаваемых

сигналов.

На основании этих результатов достигнута цель исследований, которая состояла в прогнозировании помехоустойчивости КС в условиях возмущений ионосферы в слое F и разработке рекомендаций по обеспечению требуемых значений $P_{\text{ош}} \leq P_{\text{ош доп}} = 10^{-5}$ при $h^2 \leq 23$ дБ за счет выбора частотно – временных параметров передаваемых сигналов .

Следует отметить, что разработанный подход к построению структурно – физических моделей трансионосферного КС имеет широкую область применимости и может быть использован для решения следующих актуальных задач:

- построения структурно – физических моделей декаметровых КС с диффузным рассеянием и повышения надежности и своевременности систем декаметровой связи [79, 85];

- анализа и прогнозирования влияния возмущений ионосферы в слое F на показатели качества систем спутниковой радионавигации (ССРН) [83, 84].

Актуальность решения последней задачи подтверждается непрерывным ростом числа публикаций, посвященных вопросам оперативного зондирования параметров ионосферы с помощью ССРН и влияния ионосферных возмущений на точность определения координат [3 – 5, 8 – 10, 23, 65, 131].

Однако исследование этих вопросов ограничивается рассмотрением возмущений ионосферы, которые не сопровождаются образованием интенсивных неоднородностей, многолучевого РРВ и появлением ЧЗ принимаемых сигналов. При возмущениях F -слоя ионосферы известные методы зондирования ее параметров и компенсации ионосферной погрешности (в том числе и двухчастотный метод) будут неэффективными, что может привести к существенному росту погрешности определения координат с помощью ССРН (до нескольких километров).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ааронс Дж. Глобальная морфология ионосферных мерцаний // ТИИЭР. – 1982. – Т. 70. – № 4. – с. 45 – 66.
2. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. – М.: Наука, 1972. – 563 с.
3. Андрианов В., Арманд В., Мосин Е., Смирнов В. Зондирование ионосферы Земли с помощью спутниковых навигационных систем // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 1997. – №2. – с. 11 – 17.
4. Андрианов В.А., Мосин Е.Л., Смирнов В.М. Применение радиосигналов спутниковой радионавигационной системы для зондирования ионосферы Земли // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т.41. – №9. – с. 1029 – 1032.
5. Андрианов В.А., Смирнов В.М. Определение высотного профиля электронной концентрации ионосферы Земли по двухчастотным измерениям радиосигналов искусственных спутников Земли // Радиотехника и электроника. – 1993. – Т.38. – №7. – с. 1326 – 1335.
6. Андронов И.С., Финк Л.М. Передача дискретных сообщений по параллельным каналам. – М.: Сов. радио, 1971. – 408 с.
7. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн / Под. ред. Г.А. Ерохина. – М.: Радио и связь, 1996. – 352 с.
8. Афраймович Э.Л., Караченцев В.А., Неудакин А.А. Методика прогнозирования (по данным глобальной сети GPS) погрешностей функционирования спутниковых радиотехнических систем, обусловленных неоднородной и нестационарной ионосферой Земли // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2003. – №4. – с. 51 – 60.

9. Афраймович Э.Л., Лесюта О.С., Ушаков И.И. Геомагнитные возмущения и функционирование навигационной системы GPS // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42. – с. 220 – 227.
10. Ашманец В.И., Зубарев А.Н., Ортиков М.Ю., Троицкий Б.В. Оперативная оценка состояния околоземного космического пространства // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – Т. 40. – №1. – с. 109 – 112.
11. Барабашов Б.Г., Вертоградов Г.Г. Динамическая адаптивная структурно-физическая модель ионосферного радиоканала // Математическое моделирование. – 1996. – Т.8. – №2. – с. 3 – 18.
12. Белло Ф. Исследование зависимости между искажениями из-за многолучевого распространения и пространственным спектром показателя преломления в линиях связи // ТИИЭР. – 1971. – Т. 59. – № 1. – с. 52 – 82.
13. Богуш Р.Л., Гильяно Ф.У., Непп Д.Л. Влияние частотно-селективных эффектов распространения радиоволн на автоматическое слежение за сигналом в приемниках широкополосных систем связи // ТИИЭР. – 1981. – Т. 69. – № 7. – с. 21 – 32.
14. Богуш Р.Л., Джульяно Ф.У., Непп Д.Л. Частотно-селективные замирания и их коррекция методом решающей обратной связи в высокоскоростных цифровых спутниковых каналах связи // ТИИЭР. – 1983. – Т. 71. – № 6. – с. 78 – 94.
15. Буга Н.Н. Основы теории связи и передачи данных. Часть 2. – Л.: ЛВКИА, 1970. – 707 с.
16. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Том 1. – М.: Сов. радио, 1972. – 744 с.

17. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Том 3. – М.: Сов. радио, 1977. – 664 с.
18. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. – М.: Радио и связь, 1985. – 284 с.
19. Василевский Г.С. и др. Комплекс оперативного контроля интегрального содержания электронов в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – Т. 39. – №3. – с. 124 – 128.
20. Васин В.А., Калмыков В.В., Себекин Ю.Н. и др. Радиосистемы передачи информации. – М.: Горячая линия – Телеком, 2005. – 472 с.
21. Возенкрафт Дж., Джекобс И. Теоретические основы техники связи. – М.: Мир, 1969. – 640 с.
22. Волков Л.Н., Немировский М.С., Шинаков Ю.С. Системы цифровой радиосвязи: базовые методы и характеристики. – М.: Эко-Тренз, 2005. – 392 с.
23. Воробьев В.В. и др. Структура ионосферы по данным радиопросвечивания спутниками GPS-“MICROLAB-1”: предварительные результаты // Исследование Земли из космоса. – 1997. – №4. – с. 74 – 83.
24. Галкин А.П., Лапин А.Н., Самойлов А.Г. Моделирование каналов систем связи. – М.: Связь, 1979. – 96 с.
25. Гармаш К.П. и др. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергетическими источниками. Часть 1 // Успехи современной радиоэлектроники. – 1999. – №7. – с. 3 – 15.

26. Гармаш К.П. и др. Радиофизические исследования процессов в околосредней плазме, возмущенной высокоэнергетическими источниками. Часть 2 // Успехи современной радиоэлектроники. – 1999. – №8. – с. 3 – 19.
27. Гельберг М.Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. – Новосибирск: Наука, 1986. – 193 с.
28. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
29. Гинзбург В.Л. Теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1949. – 358 с.
30. Грандштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Наука, 1971. – 1108 с.
31. Гудмен Дж. М. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988. – 528 с.
32. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1975. – 280 с.
33. Гудмен Дж.М., Ааронс Ж. Влияние ионосферных эффектов на современные электронные системы // ТИИЭР. – 1990. – Т. 78. – № 3. – с. 59 – 76.
34. Гундзе Е., Чжаохань Лю. Мерцания радиоволн в ионосфере // ТИИЭР. – 1982. – Т. 70. – № 4. – с. 5 – 45.
35. Долгов В.И., Пашинцев В.П. Основы общей теории связи (учебник для вузов РВСН). – МО РФ, 2000. – 480 с.
36. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. – М.: Связьиздат, 1972. – 336 с.

37. Долуханов М.П. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. – М.: Связь, 1971. – 183 с.
38. Девис К. Радиоволны в ионосфере. – М.: Мир, 1973. – 502 с.
39. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н. Искусственная ионосферная турбулентность (Обзор) // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 1987. – Т. XXX. – №2. – с. 208 – 225.
40. Зюко А.Г. и др. Теория электрической связи / Под ред. Д.Д. Кловского. – М.: Радио и связь, 1998. – 432 с.
41. Информационные технологии в радиотехнических системах / В.А. Васин, И.Б. Власов, Ю.М. Егоров и др.; Под. ред. И.Б. Федорова. – М.: Изд-во МГТУ им Н.Э. Баумана, 2004. – 768 с.
42. Ионосферные возмущения и их влияние на радиосвязь/ Под ред. Р.А. Зевакиной, Л.Н. Ляховой – М.: Наука. Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, 1971. – 240 с.
43. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1 – М.: Мир, 1981. – 280 с.
44. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2 – М.: Мир, 1981. – 317 с.
45. Калинин А.И., Черенкова Л.Е. Распространение радиоволн и работа радиолиний. – М.: Связь, 1971. – 439 с.
46. Калинин А.И. Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. – М.: Связь, 1979. – 296 с.
47. Каменев В.Е., Черкасов В.В., Чечин Г.В. Спутниковые сети связи. – М.: “Альпина Паблишер”, 2004. – 256 с.

48. Карташевский В.Г. Обработка пространственно-временных сигналов в каналах с памятью. – М.: Радио и связь, 2000. – 272 с.
49. Кеннеди Р. Каналы связи с замираниями и рассеянием. – М.: Сов.радио, 1973. – 304 с.
50. Кирилов Н.Е. Помехоустойчивая передача сообщений по линейным каналам со случайно изменяющимися параметрами. – М.: Сов. радио, 1971. – 256 с.
51. Кловский Д.Д. Передача дискретных сообщений по радиоканалам – М.: Связь, 1969. – 375 с.
52. Кловский Д.Д. Теория передачи сигналов. – М.: Связь, 1973. – 376 с.
53. Кловский Д.Д., Николаев Б.И. Инженерная реализация радиотехнических схем (в системах передачи дискретных сообщений в условиях межсимвольной интерференции). – М.: Связь, 1975. – 200 с.
54. Кловский Д.Д., Сойфер В.А. Обработка пространственно-временных сигналов (в каналах передачи информации). – М: Связь, 1976. – 208 с.
55. Кловский Д.Д. Передача дискретных сообщений по радиоканалам – М.: Радио и связь, 1982. – 304 с.
56. Кловский Д.Д., Конторович В.Я., Широков С.М. Модели непрерывных каналов связи на основе стохастических дифференциальных уравнений / Под ред. Д.Д. Кловского. – М.: Радио и связь, 1984. – 248 с.
57. Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. Распространение радиоволн при космической связи. – М.: Связь, 1969. – 155 с.

58. Кравцов Ю.А., Фейзуллин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. – М.: Радио и связь, 1983. – 224 с.
59. Красовский В.Н. и др. Электромагнитная доступность радиоизлучений и антенные устройства. – Л.: ВАС, 1984. – 204 с.
60. Крейн Р.К. Мерцания радиоволн в ионосфере // ТИИЭР. – 1977. – Т.65. – №2. – с. 5 – 29.
61. Космические траекторные измерения / Под ред. П.А. Агаджанова, В.Е. Дулевича, А.А. Коростелева. – М.: Сов. радио, 1969. – 504 с.
62. Ли У. Техника подвижных систем связи. Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1986. – 280 с.
63. Лобкова Л.М. Статистическая теория антенн сверхвысоких и оптических частот (влияние атмосферной турбулентности на характеристики антенн). – М.: Связь, 1975. – 256 с.
64. Лобкова Л.М. Распространение радиоволн над морской поверхностью. – М.: Радио и связь, 1991. – 176 с.
65. Лобойко Б.И., Бублик С.М. Влияние возмущений ионосферы на навигационные определения // Измерительная техника. – 1999. – №4. – с. 5 – 9.
66. Маслов О.Н. Моделирование радиосигналов с использованием многомерных устойчивых распределений // Радиотехника. – 1991. – №10. – с. 28 – 31.
67. Маслов О.Н., Царьков С.В. Энергетический спектр напряженности поля простых излучателей несинусоидальных волн // Радиотехника и электроника. – 1993. – Т.38. – №3. – с. 396 – 400.

68. Маслов О.Н. Устойчивые распределения и их применение в радиотехнике. – М.: Радио и связь, 1994. – 152 с.
69. Маслов О.Н. Моделирование характеристик несинусоидального случайного сигнала с применением устойчивых распределений // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т.41. – №1. – с. 85 – 88.
70. Мешалкин В.А., Сосунов Б.В. Основы энергетического расчета радиоканалов. – Л.: ВАС, 1991. – 110 с.
71. Мешалкин В.А., Сосунов Б.В., Филиппов В.В. Поля и волны в задачах разведзащищенности и радиоэлектронной защиты систем связи. – С. – Пб.: ВАС, 1993. – 332 с.
72. Модификация ионосферы мощным радиоизлучением. – М.: ИЗМИРАН, 1986. – 153 с.
73. Невдяев Л.М., Смирнов А.А. Персональная спутниковая связь. – М.: Эко-Трендз, 1998. – 215 с.
74. Немировский А.С. Борьба с замираниями при передаче аналоговых сигналов. – М.: Радио и связь, 1984. – 208 с.
75. Николаев Б.И. Последовательная передача дискретных сообщений по непрерывным каналам с памятью. – М.: Радио и связь, 1988. – 264 с.
76. Нэпп Д.Л. Расчет временных характеристик стохастических волн методом фазовых экранов // ТИИЭР. – 1983. – Т. 71. – № 6. – с. 40 – 58.
77. Основы технического проектирования систем связи через ИСЗ / Под ред. А. Д. Фортушенко. – М.: Связь, 1970. – 331 с.

78. Пашинцев В.П., Сапожников А.Д., Вититлов Л.Л. Аналитическая методика оценки влияния ионосферы на помехоустойчивость систем космической связи // Радиотехника. – 1991. – №11. – с. 80 – 83.
79. Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Антонов В.В. Применение теории фазового экрана для разработки модели однокачкового декаметрового канала связи // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41. – № 1. – с. 21 – 26.
80. Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Смирнов А.А. Влияние ионосферы на обнаружение сигналов в системах космической связи // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44. – № 2. – с. 143 – 150.
81. Пашинцев В.П., Тишкин С.А., Солчатов М.Э. Влияние частотно-селективных замираний и межсимвольной интерференции на помехоустойчивость высокоскоростных систем космической связи // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2001. – №9. – с. 49 – 60.
82. Пашинцев В.П., Стрекалов А.В., Солчатов М.Э., Боровлев И.И. Анализ помехоустойчивости приема сигналов с произвольными базами в каналах космической связи с ограниченной полосой когерентности // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2002. – № 1. – с. 23 – 32.
83. Пашинцев В.П., Гамов М.В. Влияние дисперсионности ионосферы на измерение псевдодалности в спутниковой радионавигационной системе ГЛОНАСС // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2002. – №9. – с. 59 – 68.
84. Пашинцев В.П., Гамов М.В. Влияние ионосферы на измерение времени запаздывания сигнала в спутниковых радионавигационных системах // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2002. – №12. – с. 3 – 13.

85. Пашинцев В.П., Боровлев И.И. Повышение своевременности передачи сообщений в однолучевой декаметровый радиоканал за счет выбора оптимальной скорости передачи сигналов // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2003. – №11. – с. 26 – 34.
86. Пашинцев В.П., Солчатов М.Э., Гахов Р.П., Еремин А.М. Модель пространственно-временного канала космической связи // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2003. – Т. 6. – № 5. – с. 63 – 69.
87. Пашинцев В.П., Солчатов М.Э. Достоверность и скорость передачи сигналов с защитными интервалами по космическим каналам с ограниченной полосой когерентности // Радиотехника и электроника. – 2004. – Т. 49. – № 7. – с. 810 – 816.
88. Пашинцев В.П. Принципы построения трактов радиоприемников систем военной связи (учебник для вузов РВСН): МО РФ, 1998. – 260 с.
89. Пашинцев В.П., Гахов Р.П., Солчатов М.Э., Смирнов А.А. Методика расчета оптимальной полосы спектра сигналов широкополосных систем космической связи // Системы обработки информации. Сборник научных трудов. Вып. 1 (5). – Харьков: НАНУ, ПАНИ, ХВУ. – 1999. – с. 9 – 12.
90. Пашинцев В.П., Солчатов М.Э., Сидоренко С.М. Методика расчета тепловых потерь в ионосфере для ВСКС // Тематический научно-технический сборник, вып. 18. – Ставрополь: ФРВИ РВ. – 2000. – с. 49 – 51.

91. Пашинцев В.П. Метод оценки помехоустойчивости систем космической связи при возмущениях ионосферы и многолучевом распространении радиоволн // Тезисы докладов и сообщений II Международной научно-технической конференции «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». – Самара: СГУ. – 2003. – с. 142.
92. Пенин П.И. Системы передачи цифровой информации. – М.: Сов. радио, 1976. – 364 с.
93. Помехозащищенность систем со сложными сигналами / Под ред. Г.И.Тузова. – М.: Сов. радио, 1985. – 264 с.
94. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. – М.: Наука, 1981. – 800 с.
95. Пьер Дж. Уиттвер Л. А. Защита линий СОИ от помех, вызываемых ЯВ // Аэрокосмическая техника. – 1988. – № 5. с. 138 – 142.
96. Радиорелейные и спутниковые системы передачи /А.С. Немировский, О.С. Данилович, Ю.И. Маримонт и др.; Под ред. А.С. Немировского. – М.: Радио и связь, 1986. – 392 с.
97. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Редактор Д. Стробен – М.: Мир, 1981. – 416 с.
98. Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник / Ширман Я.Д., Лосев Ю.И., Миневрин Н.Н. и др.; под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: ЗАО «Маквис», 1998. – 828 с.
99. Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений: Справочник /В.И. Коржик, Л.М. Финк, К.Н. Щелкунов. Под ред. Л.М. Финка. – М.: Радио и связь, 1981. – 232 с.

100. Рыжкина Т.Е., Федорова Л.В. Исследование статических и спектральных трансатмосферных радиосигналов УКВ – СВЧ диапазона // Журнал радиоэлектроники. РАН. – 2001. – №2. – 16 с.
101. Рыгов С.М. Кравцов Ю.Н., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 464 с.
102. Серков В.П. Распространение радиоволн и антенные устройства. – Л.: ВАС, 1981. – 468 с.
103. Средства космической связи. Выпуск 2. / Д.Л. Каргу, А.В. Кожак, О.И. Лагутенко, В.Г. Стародубцев. – С.-Пб: ВИКА, 1995. – 44 с.
104. Складар Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение: Пер. с англ. – М.: Издательский дом «Вильямс», 2003. – 1104 с.
105. Спилкер Дж. Цифровая спутниковая связь. – М.: Связь, 1979. – 592 с.
106. Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица, И.Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
107. Спутниковая связь и вещание /Под ред. Л.Я. Кантора – М.: Радио и связь, 1988. – 344 с.
108. Стейн С., Джонс Д. Принципы современной теории связи и их применение к передаче дискретных сообщений. – М.: Связь, 1971. – 376 с.
109. Татарский В.И. Теория флуктуационных явлений при распространении радиоволн в турбулентной атмосфере. – М.: АН СССР, 1959. – 232 с.
110. Татарский В.И. Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 246 с.

111. Теплов Л.Н. Теория передачи сообщений по электрическим каналам связи. – М.: Воениздат, 1976. – 424 с.
112. Тепляков И.М. Ионосферные искажения цифровых сигналов с широкополосной модуляцией // Радиотехника. – 1984. – №4. – с. 8 – 13.
113. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Сов. радио, 1970. – 560 с.
114. Теоретические основы радиолокации / А.А. Коростелев, Н.Ф. Ключев, Ю.А. Мельник и др; Под ред. В.Е. Дулевича. – М.: Сов. радио, 1978. – 608 с.
115. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. – М.: Сов. радио, 1966. – 678 с.
116. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов – М.: Радио и связь, 1983. – 320 с.
117. Филиппов Л.И. Теория передачи дискретных сигналов. – М.: Высшая школа, 1981. – 176 с.
118. Филипп Н.Д. Ракурсное рассеяние УКВ среднеширотной ионосферой. – Кишинев: Штиниица, 1980. – 244с.
119. Филипп Н.Д. и др. Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере. – Кишинев: Штиниица, 1986. – 536 с.
120. Финк Л.М. Теория передачи дискретных сообщений. – М.: Сов. радио, 1970. – 728 с.
121. Черенкова Л.Е., Чернышов О.В. Распространение радиоволн. – М.: Радио и связь, 1984. – 272 с.
122. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1975. – 171 с.
123. Черногор Л.Ф. Физика космоса и астрофизика. – Харьков: ХГУ, 1990. – 136 с.

124. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1972. – 464 с.
125. Чуев Ю.В., Михайлов Ю.Б., Кузьмин В.И. Прогнозирование количественных характеристик процессов. – М.: Сов. радио, 1975. – 40 с.
126. Шумоподобные сигналы в системах передачи информации / Под ред. В.Б. Пестрякова. – М.: Сов. радио, 1975. – 424 с.
127. Энергетические характеристики космических радиолиний / Г.П. Вимберг, Ю.В. Виноградов, А.Ф. Фомин и др.; под ред. О.В. Зенкевича. – М.: Сов. радио, 1972. – 495 с.
128. Bello P.A., Nelin B.D. The Effect of Frequency Selective Fading on the Binary Error Probabilities of Incoherent and Differentially Coherent Matched Filter Receivers. // Radio Science, 1998 – V.33 – №6 – p. 1705 – 1726.
129. Bedrosian E. Transionospheric propogation of FM signals // IEEE Transaction on communication technology, 1970 – Vol.Com. 18 – №2 – p. 102 – 109.
130. Gordon W.E., Carlson H.S. Arebico heating experiments. // Radio Science, 1974 – V.9 – №11 – p. 43 – 61.
131. Ho C.M., Iijima B.A., Lindqwister X.P. et al. Ionospheric total electron content perturbations monitored by the GPS global network during two northern hemisphere winter storms. // J. Geophys. Res., 1998 – V.103– p. 26409 – 26420.
132. Liu C.H., Wernik A.W., Yeh K.C. Propagation of pulse trains trough a random medium. // IEEE Trans. Antennas Propogat., 1974 – V.AP – 22– p. 624 – 627.

133. Liu C.H., Wernik A.W. A characterization of transionospheric fading communication channel. // IEEE Trans. Commun., 1975 – V.COM – 23 – p. 773 – 776.
134. Rose J. Experimental results from the HERO project in situ measurement of ionospheric modification using sounding rocket. // Journal of geophysical research, 1983 – V.90 – №3 – p. 112 – 126.

Научное издание

*Маслов Олег Николаевич
Пашинцев Владимир Петрович*

**МОДЕЛИ
ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ РАДИОКАНАЛОВ
И ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМ
КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ**

Приложение к журналу
«Инфокоммуникационные технологии»

Выпуск 4

Компьютерная верстка – М.Э. Солчатов, С.А. Сперанская.

Подписано в печать 19.06.2006.
Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Печать оперативная.
Объем 20,93 усл. печ. л. Заказ 449. Тираж 300 экз.

Отпечатано с готового оригинал-макета в типографии ООО «Офорт»
443068, г. Самара, ул. Межевая, 7
Тел.: 279-08-22, 335-37-01, 335-37-45.

