

Национальная Академия Наук Украины

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова

На правах рукописи

ЛОГВИНОВ ЮРИЙ ФЕДОРОВИЧ

УДК 538.36:621.371

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ
ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

01.04.03 - радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Научный консультант
Разсказовский Вадим Борисович,
доктор технических наук, профессор

ХАРЬКОВ — 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	5
ВВЕДЕНИЕ	8
РАЗДЕЛ 1. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ. ОБЗОР ПРИМЕНИМОСТИ СУЩЕСТВУЮЩИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МЕТОДА МОДЕЛИРОВАНИЯ	24
1.1 Введение	24
1.2 Краткий анализ результатов экспериментальных исследований	26
1.2.1 Зеркальная (когерентная компонента)	26
1.2.2 Множитель влияния подстилающей поверхности	29
1.2.3 Случайная (некогерентная, диффузная) компонента	34
1.2.4 Спектр флюктуаций амплитуды радиосигнала при его рассеянии морской поверхностью	38
1.2.5 Особенности многолучевого распространения над сушей	42
1.2.6 Угловые ошибки определения координат целей	43
1.2.7 Выводы к подразделу 1.2	48
1.3 Теоретические методы описания многолучевого распространения радиоволн	49
1.4 Дифракция на вершинах неровностей как альтернатива отражательной трактовке рассеяния радиоволн при малых углах скольжения	59
1.5 Выводы по разделу	65
РАЗДЕЛ 2. ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ВТОРИЧНОГО ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ	68
2.1 Введение	68

2.2 Комбинированное поле, рассеянное освещенными элементами подстилающей поверхности	69
2.3 Метод Кирхгофа и метод вторичных источников Гюйгенса	82
2.4 Выводы по разделу	87
РАЗДЕЛ 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРОВОГО МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕИВАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ	89
3.1 Введение	89
3.2 Метод моделирования ветрового морского волнения	91
3.3 Статистические характеристики морской поверхности при малых углах скольжения	111
3.4 Пространственно-временные характеристики освещенных участков морской поверхности при наблюдении под малыми углами скольжения	124
3.5 Статистические характеристики освещенных вершин морских волн	135
3.6 Выводы по разделу	150
РАЗДЕЛ 4. ПОЛЕ НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ	153
4.1 Поле над морской поверхностью: освещенная зона	153
4.1.1 Выводы к подразделу 4.1	171
4.2 Поле над морской поверхностью: многократная дифракция	172
4.2.1 Выводы к подразделу 4.2	189
4.3 Поле над морской поверхностью: переходная зона	191
4.3.1 Области применимости приближений	192
4.3.2 Когерентная компонента	203
4.3.3 Некогерентная компонента	205
4.3.4 Выводы к подразделу 4.3	211
РАЗДЕЛ 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ ЦЕЛЕЙ	213

5.1 Введение	213
5.2 Ошибки измерения угла места	214
5.2.1 Выводы к подразделу 5.1	231
5.3 Ошибки измерения азимута	231
5.3.1 Выводы к подразделу 5.2	246
РАЗДЕЛ 6. ВЛИЯНИЯ ДВУКРАТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАДИОВОЛНЫ С МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ НА УРОВЕНЬ ВТОРИЧНОГО ПОЛЯ	248
6.1 Введение	248
6.2 Поле над морской поверхностью: двукратное рассеяние радиоволн	250
6.3 Выводы по разделу	266
ВЫВОДЫ	268
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	279

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

d - горизонтальная протяжённость трассы

$|E_0(h_R)|$ - абсолютная величина (модуль) поля свободного пространства в точке приема;

$|E_R(h_R)|$ - абсолютная величина поля в той же точке с учетом влияния условий

E^0 - напряженность электрической компоненты поля свободного пространства,

H^0 - напряженность магнитной компоненты поля свободного пространства;

h - высота неровностей поверхности;

h_T - высота источника;

h_R - высота приемника;

$G(F)$ - энергетический спектр флуктуаций сигнала;

F - частота;

K - волновое число;

K_i - волновое число i -той гармоники;

K_{\max} - волновое число, соответствующее максимальной границе спектра морского волнения;

$N_{\bar{o}_{\text{зам}}}$ -среднее число зеркальных элементов без учета затенений;

$N_{\bar{o}_{\text{зам}}}$ -среднее число зеркальных элементов с учетом затенений;

$R_0(\gamma)$ коэффициент отражения от плоской границы раздела сред (коэффициент Френеля);

R_A, R_B - расстояние от вершины неровности до излучателя и приемника;

R_{AB} - расстояние по прямой между передатчиком и приемником;

$S(K)$ - одномерный спектр морского волнения;

$S(\omega, \theta)$ - спектр морского волнения;

$S(\omega_i, \theta_j)$ - отсчеты двумерного энергетического спектра, соответствующие одному из принятых в настоящее время спектров морского волнения, например, спектру JONSWAP;

U_{10} - скорость ветра на высоте 10 м над средним уровнем поверхности, м/с;

g - ускорение свободного падения;

$Z(x, y, t)$ - высота точки морской поверхности с координатами x , y в момент времени t над средним уровнем;

$\omega_m(S_{\max})$ - частота, соответствующая максимуму спектра морского волнения;

$\Delta\sigma$ - величина прироста среднеквадратического отклонения высот морских волн за счет изменения значения K_{\max} ;

$\Delta\omega$ - шаг дискретизации отсчетов по частоте;

$\Delta\theta$ - шаг дискретизация отсчетов по углу;

ε - угол наклона максимума диаграммы направленности;

Λ - длина энергонесущей морской волны;

Λ_m - длина волны морского волнения, соответствующая максимуму энергетического спектра;

Λ_i - пространственная длина волны i -той гармоники;

λ - длина волны радиосигнала;

γ - угол скольжения;

$\gamma_{\text{эфф.}}$ - среднеквадратическое (эффективное) отклонение наклонов морской поверхности;

ξ - высота экрана над средней поверхностью;

σ - среднеквадратическое отклонение высот морского волнения;

σ_h - среднеквадратическое значение высот мелкомасштабных неровностей;

$\sigma_{\text{эфф}}$ - эффективная высота неровностей поверхности;

ρ - радиус кривизны рассеивающего элемента поверхности (фацета);

φ_{ij} - случайное число, равномерно распределенное на интервале $[0, 2\pi]$ и

имеющее физический смысл начальной фазы;

ω_{\max} - максимальная частота спектра морского волнения;

СКО, С.К.О. – среднеквадратическое отклонение;

МКП – метод касательной плоскости;

СВЧ – сверхвысокие частоты.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем создания современных радиолокационных средств обнаружения целей и управления оружием является преодоление негативного влияния на их работу возмущений электромагнитного поля при его распространении над поверхностью раздела. Особенно сильным это влияние становится в условиях, когда высоты антенных систем передающих и приемных устройств и объект радиолокационного наблюдения находятся на небольших высотах над поверхностью. Так, например, противокорабельные ракеты на конечном участке траектории для противодействия радиолокационному обнаружению их средствами защиты корабля летят на высотах в единицы метров над поверхностью моря [1]. Соответственно, средства для их радиолокационного обнаружения и наведения на них средств поражения также должны быть эффективны в этой области приводного пространства [2]. Примерно на такой же по высоте и дальности зоне пространства на сухопутных трассах функционируют противотанковые комплексы. Именно в этой, прилежащей к поверхности моря или суши зоне, и должны функционировать радиотехнические системы обнаружения целей и управления высокоточным оружием. Достижение высокой эффективности таких систем возможно только при условии, что еще на этапе их разработки будут максимально учтены и количественно оценены все эффекты, обусловленные особенностями распространения радиоволн в таких условиях. Вследствие многообразия влияния и сложности формы поверхностей, классические методы расчета здесь оказываются неэффективны, и приходится использовать модельные представления как формы поверхности, так и вызываемых ей искажений электромагнитного поля.

Актуальность темы

Диссертация посвящена решению проблемы создания метода описания распространения радиоволн в часто встречающихся на практике условиях, когда источник сигнала и его приемник (корреспондирующие пункты) располагаются над подстилающей поверхностью на высотах, сравнимых с высотами неровностей самой подстилающей поверхности. Дальности трасс ограничиваются единицами километров. Это обусловлено, в основном, применением в этих условиях сантиметровых и миллиметровых радиоволн, распространение которых ограничено дальностями прямой видимости. Именно в таких условиях функционируют многие радиолокационные комплексы миллиметрового и сантиметрового диапазонов длин волн, работающие как на суше, так и на море. Они выполняют задачи радиолокационного контроля зон обслуживания морских и воздушных портов, обнаружению опасных плавающих объектов и буев, загрязнений водной поверхности нефтепродуктами, обнаружению и сопровождению различных целей: корабли и катера, крылатые, противокорабельные, противотанковые ракеты, танки, бронемашины, автомобили и т.п. Кроме того, все системы сотовой связи в населенных пунктах работают именно в рассматриваемых нами условиях, когда элементами неровностей поверхности можно считать городские застройки. Типичная высота антенной системы над поверхностью раздела в случае размещения радиотехнических комплексов на мобильных объектах не превышает 3...5 м. При размещении радиолокационных комплексов на суше, когда имеется возможность установки антенной системы на мачту, можно увеличить высоту поднятия антенной системы до 20 и более метров. В случае применения таких радиосистем на море, высота антенной системы не может, как правило, превышать 20 м – и это в случае установки ее на корабле. Кроме того требования к повышению скрытности транспортных средств заставляют разработчиков снижать высоты поднятия антенных систем.

Второй причиной ограничения дальности в единицы километров является тот факт, что на таких дальностях возмущения электромагнитной волны на неоднородностях тропосферы, как правило, значительно уступают возмущениям, обусловленными влиянием шероховатой границей раздела и тропосферными эффектами можно пренебречь [3].

В диссертационной работе в качестве поверхности раздела рассматривается, в основном, поверхность воды. Это связано с тем, что поверхность воды является более удобным объектом для моделирования распространения радиоволн по сравнению с поверхностью суши по целому ряду причин:

- а) водная поверхность покрывает большую часть поверхности Земли;
- б) водная поверхность является электрически однородной и ее диэлектрические характеристики для соленой и пресной вод при различных длинах волн электромагнитного излучения достаточно хорошо исследованы;
- в) существует обширная база данных экспериментальных исследований по распространению радиоволн на морской поверхностью, что значительно облегчает верификацию разрабатываемого метода описания распространения радиоволн;
- г) разработана методика описания цифрового профиля морского волнения, что позволяет производить статистический анализ как самой морской поверхности, так и радиоволн, рассеянных на ней;

Каждая сухопутная трасса требует конкретного описания [3]. Поверхности суши очень многообразна по профилю (равнины, горы), по составу (песок, глина, чернозем, различный по составу камень), по растительному покрову (пустыни, степи, леса). Кроме того, существует еще и сезонная изменчивость диэлектрических характеристик подстилающей поверхности как за счет изменения водности растительного покрова, так и за счет сезонных изменений агрегатных состояний выпадающих осадков (снег, дождь, лед). Степень шероховатости почв также сильно влияет на

распространение радиоволн. Все это делает поверхность суши достаточно сложным для моделирования объектом, в котором существует множество конкурирующих факторов, которые могут маскировать основные механизмы взаимодействия радиоволны и подстилающей поверхности. Поэтому водная поверхность, а точнее ветровое волнение, в диссертации выбрано приоритетным. Хотя принципиальных ограничений для использования разрабатываемого метода описания распространения радиоволн для поверхности суши нет. Необходимо только задать цифровой профиль суши, ее диэлектрические характеристики и особенности растительного покрова.

Ориентация разработанного метода описания распространения радиоволн на миллиметровый и сантиметровый диапазоны обусловлено не только широким применением их в реальных радиолокационных системах, работающих в рассматриваемых условиях. Используемые в диссертации численные методы моделирования взаимодействия радиоволн с поверхностью раздела подразумевают малую величину проникновения радиоволны в среду (малую величину скин-слоя), составляющую подстилающую поверхность. Для водной поверхности и выбранных частот используемых радиосигналов величина скин-слоя согласно, например, [4] составляет, как правило, порядка длины радиоволны.

Одной из особенностей разработанного в диссертации способа описания распространения радиоволн в отличие от широко известных моделей [5-8], в которых угол скольжения падающей радиоволны принимался неизменным, является существенная изменчивость условий облучения подстилающей поверхности от дальности. То есть разрабатываемый метод описания распространения радиоволн должен давать не противоречащие экспериментам результаты как в условиях слабых затенений подстилающей поверхности, так и в условиях, когда большая часть подстилающей поверхности затенена. Другой особенностью разрабатываемого метода описания распространения радиоволн является

использование, как неотъемлемой его части, формы подстилающей поверхности.

Многочисленные попытки создания моделей распространения радиоволн в рассматриваемых условиях носили, как правило, ограниченный характер, так как они базировались на двух широко распространенных в данное время теоретических методах: методе малых возмущений [9] и методе касательной плоскости [5-8]. Метод малых возмущений неприменим из-за требования малости неровности поверхности относительно длины используемой радиоволны. В методе касательной плоскости таких ограничений нет, но он применим в условиях полной освещенности источником подстилающей поверхности. В рассматриваемых условиях распространения радиоволн освещенность поверхности источником радиоволны существенно изменяется в зависимости от дальности, Вблизи источника радиоволны подстилающая поверхность почти полностью освещена (угол скольжения составляет десятки градусов). Но уже на дальностях в сотни метров от источника угол скольжения резко уменьшается и на дальностях в единицы километров он составляет, как правило, единицы миллирадиан. В таких условиях ни метод возмущений, ни метод касательной плоскости, строго говоря, не применимы. В условиях сильных затенений, как показано в работах [10-20], на поверхности моря остаются освещенными и участвуют в формировании переизлученного поля только вершины наиболее высоких волн. Кроме того, полученные экспериментальные данные о свойствах поля СВЧ при малых углах скольжения и малых, в единицы метров и менее, высотах над морской и равнинной поверхностями показали, что многие особенности как флюктуаций, так и средних значений поля в этих условиях не могут быть объяснены в рамках теории, использующей метод касательной плоскости. Одним из противоречий является то, что согласно данным экспериментов коэффициент отражения, выражающий амплитуду зеркальной составляющей переизлученного поверхностью поля, при

уменьшении угла скольжения возрастает до значений, близких к единице, в то время как согласно выводам [8, 21], начиная с углов скольжения порядка значений эффективных наклонов неровностей, должно происходить его монотонное уменьшение из-за затенений поверхности неровностями. С другой стороны, при малых, порядка высоты волн высотах над поверхностью моря, как показано, например, в [22 - 27], уровни поля существенно превышают рассчитанные методами работ [8, 21], и для достижения согласия теории с экспериментом приходится вводить в расчет характеристики неровностей, не соответствующие реально существовавшим во время проведения опытов. Невозможно также объяснить в рамках теории, основанной на методе касательной плоскости особенности флюктуаций фаз при распространении сантиметровых волн над равнинной сухопутной трассой.

Таким образом, ограниченность применимости известных теоретических методов расчета электромагнитных полей над шероховатой поверхностью раздела и несоответствие их предсказаний экспериментально полученным данным с одной стороны, и значительная стоимость экспериментов по верификации новых методов обнаружения и сопровождения целей с другой стороны, сделали задачу построения метода описания распространения радиоволн над шероховатой границей раздела в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей поверхности весьма актуальной и востребованной задачей.

Связь работы с научными программами, планами, темами

Исследования, положенные в основу диссертационной работы, выполнялись в Институте радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины по приоритетным направлениям науки и техники в Украине, определенными постановлением Верховной Рады Украины от 16.10.1992 г. №2705-12, постановлением Кабинета Министров Украины от 20.12.1997г.

№1441 и Законом Украины от 11.07.2001г. №2623-11, в рамках госбюджетных тем: "Исследование и разработка моделей влияния распространения ММ и СМ радиоволн над поверхностью Земли и их рассеяние объектами на информационные свойства сигналов" (шифр "Радуга"): отчет о НИР / ИРЭ НАН Украины; ГР 01.93U042280; Инв. № 02.97U001232. – Харьков, 1996. – 159с., "Исследование пространственно-временных, частотных и поляризационных возмущений, в том числе рассеяния электромагнитного поля неоднородной средой с поверхностью раздела сложной формы", отчет о НИР (шифр "Ранчо") № гос. регистрации 0197U006563, ИРЭ НАН Украины, Харьков, 2001. – 257 с., "Исследование взаимодействия радиоволн с природными объектами и разработка методов дистанционной диагностики окружающей среды", отчет о НИР ("Равелин") № гос. регистрации ГР01.00U006443, ИРЭ НАН Украины, Харьков, 2003. – 272 с., "Исследование и разработка моделей влияния природной среды на излучение, распространение и рассеяние электромагнитных волн с целью развития методов дистанционного зондирования", отчет о НИР (шифр "Радикал") № гос. регистрации 0103U002264, ИРЭ НАН Украины, Харьков, 2006. – 244 с., "Вивчення особливостей та розробка методів опису електромагнітних полів у природних неоднорідних середовищах з межами розподілу стосовно задач дистанційного зондування та радіолокації", отчет о НИР (шифр "Сакура"), № гос. регистрации 01060011977, ИРЭ НАН Украины, Харьков, 2011. – 179 с., "Розробка нових методів вивчення тонкої структури електромагнітних полів у діапазонах частот від одиниць мегагерц до десятків гігагерц у природних неоднорідних анізотропних середовищах та поблизу поверхонь їх розподілу", отчет о НИР (шифр "Терразонд"), № гос. регистрации 0111U010476, ИРЭ НАН Украины, Харьков, 2014. – 212 с., «Разработка новых моделей и методов изучения тонкой структуры электромагнитных полей в диапазонах частот от единиц мегагерц до десятков гигагерц в природных неоднородных, анизотропных средах и вблизи их поверхностей раздела для задач

дистанционного зондирования и радиолокации»,

Цель и задачи исследования

Целью работы является выявление особенностей распространения радиоволн в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности, а также обоснование и разработка метода описания распространения радиоволн в таких условиях, что позволит определять амплитудно-фазовые характеристики сигнала в любой точке пространства на трассе распространения. Это позволит еще на этапе проектирования определять характеристики разрабатываемых радиотехнических систем, получать оценки эффективности их работы, а также проводить тестирование различных методов обнаружения и сопровождения целей.

Для достижения поставленной цели в работе необходимо было решить следующие задачи:

- а) выявить физические процессы, происходящие при взаимодействии электромагнитного поля с шероховатой границей подстилающей поверхности в условиях малых углов скольжения;
- б) обосновать подходы к созданию метода описания распространения радиоволн в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности;
- в) разработать алгоритмы расчета энергетических характеристик распространяющейся радиоволны и угловых ошибок измеряемых координат источников излучений (угломестных и азимутальных) в том числе с учетом применения реальных антенных систем;
- г) исследовать и оценить влияние многократного рассеяния электромагнитной волны подстилающей поверхностью на характеристики принимаемого радиосигнала.

Объект исследований – радиофизические явления при распространении радиоволн, влияющие на амплитудно-фазовые характеристики поля в

апертуре приемной антенной системы, которые могут быть использованы для определения энергетических параметров сигнала в точке приема и определения пространственных координат источников излучения.

Предмет исследований – распространение радиоволн над шероховатой поверхностью моря на дальностях до 5...7 км при малых углах скольжения и при высотах корреспондирующих пунктов, сравнимых с высотами морских волн.

Методы исследований — При разработке метода описания распространения радиоволн над шероховатой границей раздела были использованы известные расчетно-теоретические и численные методы исследований, творчески доработанные и адаптированные для решения поставленных в диссертационной работе задач.

Получение формы ветрового волнения, исследование затенений, нахождение характеристик освещенных элементов морского волнения проводилось методами численного моделирования. Расчетно-теоретическими и с помощью метода Кирхгоффа и тесно связанного с ним метода вторичных источников Гюйгенса были проведены исследование множителя влияния поверхности, исследования угломестных и азимутальных ошибок определения координат источника радиосигнала, а также исследования двукратного взаимодействия распространяющейся электромагнитной волны с морской поверхностью.

Применением в диссертационных исследованиях известных и многократно проверенных методов теоретической и статистической радиофизики обеспечило достоверность полученных результатов. Кроме того, полученные в диссертации результаты хорошо согласуются как с теоретическими, так и с экспериментальными данными, которые были получены в том числе и другими исследователями.

Научная новизна полученных результатов

- Впервые определены основные механизмы взаимодействия радиоволн с взволнованной морской поверхностью в условиях малых высот корреспондирующих пунктов и малых углов скольжения. Показано, что в рассмотренных условиях на характеристики принятого сигнала влияют два основных механизма: отражение радиоволны от освещенного гребня морской волны и дифракция электромагнитного поля на этом же гребне, причем доминантным является дифракционный механизм рассеяния радиоволны, роль которого возрастает при уменьшении углов.
- Впервые разработан метод описания распространения радиоволн над шероховатыми поверхностями в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей поверхности, который может быть использован для расчета характеристик распространяющегося электромагнитного поля в условиях сильных затенений.
- Впервые определены расчетные значения множителя влияния поверхности при многократной дифракции сигнала на гребнях ветровых волн, которые, в отличие от прогноза по методу касательной плоскости, согласуются с экспериментом, в том числе и в зоне тени.
- Впервые в условиях многократной дифракции электромагнитного поля на гребнях морских волн определены участки поверхности, которые имеют доминантное влияние на когерентную и дифракционную компоненты поля, а также на закон изменения поля в точке приема
- Впервые оценены угловые ошибки определения координат целей при многократной дифракции радиоволны над морской поверхностью с учетом реальных характеристик используемых в настоящее время антенных систем.
- Впервые проведена сравнительная оценка вклада двукратного взаимодействия радиоволны с подстилающей поверхностью на множитель влияния поверхности Установлено, что поляризационные особенности

электромагнитного поля и характеристики мелкомасштабной компоненты морского волнения имеют доминантное влияние на характеристики электромагнитного поля при двухкратном взаимодействии его с взволнованной морской поверхностью.

Практическое значение полученных результатов

- Разработан метод расчета характеристик электромагнитных полей при сильных затенениях и малых углах скольжения. Этот метод может быть использован при разработке и создании эффективных радиотехнических и радиолокационных систем, работающих в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами шероховатостей подстилающей поверхности.
- Разработана методика расчета множителя влияния поверхности при распространении электромагнитного поля над шероховатой поверхностью раздела, которая позволяет определять энергетические характеристики перспективных радиотехнических и радиолокационных систем.
- Разработаны методики определения линейных и угловых координат целей, которые используются для улучшения параметров радиолокационных систем и позволяют проводить тестирование различных методов определения координат целей.
- Впервые разработана методика оценивания характеристик радиоволны при ее двухкратном взаимодействии с подстилающей поверхностью. Определены факторы, влияющие как на усиление вклада двухкратного взаимодействия радиосигнала с подстилающей поверхностью на результирующий сигнал, так и минимизирующие этот вклад.

Личный вклад соискателя

В диссертационной работе представлены обобщённые результаты теоретических и экспериментальных исследований по разработке метода описания распространения радиоволн миллиметрового и сантиметрового диапазонов над шероховатой поверхностью моря в условиях соизмеримости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности и дистанциями в 5...7 км. Исследования проводились в Институте радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова Национальной академии наук Украины на протяжении многих лет лично автором и в соавторстве с коллегами. Личный вклад диссертанта заключается в следующем.

В работе [28] автор участвовал в разработке критериев построения способа описания дифракционного распространения радиоволн. Было обосновано применение дифракционного описания поля при взаимодействии последнего с шероховатой водной поверхностью. В работах [10-20] автор разработал методику моделирования ветрового морского волнения применительно к радиофизическим задачам распространения электромагнитных волн над морской поверхностью. Были получены статистические характеристики освещенных элементов поверхности, взаимодействующих с излученным источником радиосигналом. В работах [23 - 27] автор занимался обработкой экспериментальных данных и обобщал полученные результаты. Были получены законы распределений флюктуаций множителя влияния поверхности на реальных морских трассах и объяснены особенности влияния затенений на спектр флюктуаций радиосигнала при его распространении над морем. В работах [29 - 32] автор разрабатывал аппаратуру и методику экспериментальных исследований, обрабатывал и обобщал полученные результаты. Были получены характеристики радиосигнала, рассеянного водной поверхностью, возмущенной дождем. В работах [33 - 36] автор разработал методику экспериментальных измерений,

принимал непосредственное участие в экспериментальном исследовании, обработке и обобщении полученных результатов. Были получены статистические характеристики обработанных сельскохозяйственных поверхностей. В работах [37, 38] автор принимал участие обработке данных и обобщении полученных результатов. Были получены аналитические выражения по влиянию на рассеянный почвой радиосигнал при слоистой неоднородности диэлектрической проницаемости и влажности. В работах [39 , 40] автор принимал участие в экспериментальных исследованиях, обработке и обобщении полученных результатов. Были получены характеристики радиосигнала, рассеянного искусственно обработанными почвенными покровами. В работах [41 - 64] автор участвовал в постановке задач, исследований, обобщении полученных результатов. В этих работах на основе проведенных в предыдущих работах исследований были получены основные результаты, используемые в данной диссертации в качестве положений, выносимых на защиту. В монографиях [65, 66] эти результаты были представлены в виде целостной концепции метода описания рассеяния радиоволн морской поверхностью при малых высотах корреспондирующих пунктов.

Апробация результатов диссертации проводилась на национальных и международных семинарах, конференциях и симпозиумах, в том числе на 7-ой Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь – 1997 г.), Proc.of Third InfKharkov Symp"Physics and Engof Millimeter and Submillimeter waves (Ukraine, Kharkov, sept.15 -17, 1998), Второй Всероссийской научной конференции «Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами» (Санкт-Петербург – 2004 г.), 2-ом Международном радиоэлектронном форуме "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития". МРФ 2005 (Харьков – 2005 г.), Proc. Of

The 4th International Kharkov Symposium “Physics and Engineering of Millimeter and SubMillimeter Waves” (MSMW’2007): - Kharkov – 2007), 3-ем Международном радиоэлектронном форуме “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2008 (Харьков – 2008 г.), MSMW 2010 Proceeding. Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010, 4-ом Международном радиоэлектронном форуме “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2011 (Харьков – 2011 г.), на конференции ”Электромагнитные методы исследования окружающего пространства” [Электронный ресурс] : Сб. тез. докл. Первой украинской конференции (Харьков, 25-27 сент. 2012 г.), 5-ом Международном радиоэлектронном форуме “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2014 (Харьков – 2014 г.).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 2 монографиях [65, 66] и 23 оригинальных статьях [10–14, 23, 26, 28–30, 33, 37, 39, 41, 44–47, 49, 54, 57, 60, 64] (в том числе 4 статьи в изданиях иностранных государств [26, 28, 45, 60], 1 статья в украинском издании, включенном в международные научометрические базы [64]) в научных зарубежных и отечественных специализированных изданиях, и в 13 тезисах международных научных конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, шести разделов, выводов и списка использованной литературы. Полный объем диссертации составляет 299 страниц, из них основная часть (введение, разделы, выводы) составляет 271 страницу. В диссертации содержится 90 рисунков, 25 таблиц, 155 наименований использованных источников.

Первый раздел диссертации посвящен анализу существующих

экспериментальных данных по многолучевому распространению сантиметровых и миллиметровых радиоволн над поверхностью Земли. Проведен обзор основных существующих методов расчета электромагнитного поля. Показана несостоительность применения в условиях малых углов скольжения метода касательной плоскости – практически единственного до настоящего времени метода по расчету характеристик вторичного поля. Показана перспективность для расчета характеристик вторичного поля в условиях малых углов скольжения метода многократной дифракции на вершинах освещенных неровностей поверхности.

Во втором разделе проведено обоснование применения в диссертации известных методов расчета рассеянного подстилающей поверхность поля: аналитического метода, представляющего вторичное поле как сумму отраженного и дифрагированного полей, причем уровень поля дифракции возрастает при уменьшении углов скольжения, и численного метода Кирхгофа-Гюйгенса. С учетом взаимодействия электромагнитного поля с подстилающей поверхностью при малых углах скольжения была проведена адаптация этих методов к цифровой модели ветрового морского волнения и разработан метод описания характеристик распространения электромагнитного поля в этих условиях.

В третьем разделе представлен метод моделирования ветрового волнения. Показана важная роль выбора верхней учитываемой границы спектра морского волнения. Для малых углов скольжения получены статистические характеристики затенений на поверхности, пространственно-временные характеристики освещенных элементов поверхности, а также статистические характеристики освещенных вершин морских волн.

Четвертый раздел посвящен получению с помощью представленного метода описания основных характеристик поля в трех условных областях: освещенной зоне, зоне многократной дифракции и переходной зоне. Проведен подробный анализ вкладов различных участков трассы в

характеристики зеркальной и диффузной компонент поля. Оценено влияние высот и расположения рассеивателей на трассе на характеристики множителя влияния поверхности в условиях многократной дифракции поля на неровностях поверхности. Проведено сравнение полученных результатов с данными экспериментов

В пятом разделе проведен анализ полученных в рамках предложенного метода описания распространения электромагнитного поля над морской поверхностью при малых углах скольжения угломестных и азимутальных ошибок измерения координат целей. Проведено сравнение с данными эксперимента и проведено модельное тестирование так называемого "внеосевого" метода определения координат цели в то числе и с использованием параметров реальных антенных систем.

В шестом разделе проведен анализ влияния на характеристики вторичного поля двукратного рассеяния электромагнитных волн. Показано, что степень двукратного взаимодействия поля с подстилающей поверхностью в значительной степени зависит от вида применяемой поляризации электромагнитного поля. Вклад двукратного взаимодействия поля с подстилающей поверхностью оказывается выше при горизонтальной поляризации сигнала, что объясняется видом угловой зависимости коэффициента отражения горизонтально-поляризованного поля.

РАЗДЕЛ 1

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ. ОБЗОР ПРИМЕНИМОСТИ СУЩЕСТВУЮЩИХ
ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МЕТОДА
МОДЕЛИРОВАНИЯ

1.1 Введение

Уже в первых опытах по распространению радиоволн исследователи обратили внимание на существенное влияние подстилающей поверхности на характеристики распространяющейся радиоволны. В ранних теоретических работах была сформирована концепция двухлучевой модели поля ультракоротких и сверхвысокочастотных радиоволн в освещенной области над подстилающей поверхностью, когда интерферируют волна "свободного" пространства и зеркально отраженная от поверхности. Критерием "зеркальности" служил критерий Релея [7, 8, 67, 68]

$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \gamma}, \quad (1.1)$$

где h - высота неровностей поверхности;

λ - длина электромагнитной волны;

γ - угол скольжения. Физический смысл выражения (1.1) заключается в том, что разность фаз при отражении радиоволны длиной λ от верхней и нижней границ неровностей высотой h под углом скольжения γ является малой величиной (обычно принималась менее $\pi/2$). Освоение коротковолновой части СВЧ диапазона и, в особенности, миллиметрового диапазона радиоволн показало недостаточность этой концепции, так как

механизм отражения радиоволн от поверхности с неровностями, высота которых может во много раз превосходить длину радиоволны, существенно отличен от зеркального. Теоретически и экспериментально установлено [3, 5-8, 69, 70], что в этом случае переизлучённое поле может быть представлено как результат интерференции множества волн, распространяющихся по лучам с отражениями от квазиплоских элементов неровностей поверхности (фацетов). Такой механизм распространения послужил основанием для термина "многолучевое распространение", широко используемого в настоящее время в отечественной и зарубежной научной и технической литературе.

В данное время рассеянное неровной поверхностью раздела электромагнитное поле принято представлять в виде суммы двух, отличающихся своими статистическими свойствами, компонент. Первая - зеркальная или когерентная, обладает всеми свойствами поля, отраженного от гладкой поверхности, отличаясь от нее только амплитудой; в случае отражения от взволнованной морской поверхности она образует с полем свободного пространства стабильную во времени интерференционную картину. Вторая компонента имеет случайные как во времени, так и в пространстве фазу и амплитуду; она называется диффузной или некогерентной. Заметим, что названия зеркальная и диффузная являются более универсальными, так как в равной мере применимы к рассеянию как на неподвижных, так и изменяющихся во времени поверхностях. Методы расчета и экспериментального определения параметров этих компонент при очень малых углах скольжения рассмотрены в [3, 5-8, 69, 70].

Особое внимание исследователей всегда привлекала и привлекает область малых углов скольжения над поверхностью, так как именно ей соответствуют условия работы систем радиолокации и радиосвязи, установленные на мобильных наземных и корабельных средствах. С другой стороны, именно в ней наиболее сильно проявляется многолучевое

распространение, причем в наиболее его полной форме, когда присутствуют обе компоненты.

1.2 Краткий анализ результатов экспериментальных исследований

1.2.1 Зеркальная (когерентная компонента)

В этом подразделе, не вдаваясь в подробности, приведем основные, важные для построения модели, экспериментально подтвержденные сведения о свойствах электромагнитного поля миллиметрового и сантиметрового диапазонов длин волн при его распространении над морем и сушей при малых углах скольжения. Экспериментально установлено, что при определенных условиях в электромагнитном поле, переизлученном статистически неровной поверхностью, может быть выделена компонента с закономерно меняющимся в функции высоты над поверхностью фазой, направлением прихода и амплитудой. Так как фаза и направление прихода соответствуют зеркальному отражению падающих волн от средней границы раздела, она получила название зеркальной компоненты. В то же время при отражении от поверхностей, меняющихся во времени, например морской поверхности, эта компонента имеет неизменные во времени параметры, функционально связанные с параметрами облучающего поля, что служит основанием для ее второго названия – когерентная.

Экспериментально установлено, что амплитуда зеркальной компоненты, описываемой коэффициентом отражения, в функции характеристик неровностей и геометрии трассы близка к теоретической зависимости

$$R(\gamma, \lambda, \sigma) = R_0(\gamma) \exp(-2k^2 \sigma^2 \sin^2 \gamma), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.2)$$

где $R_0(\gamma)$ коэффициент отражения от плоской границы раздела сред (коэффициент Френеля);

γ - угол скольжения;

λ - длина радиоволны;

σ - среднеквадратическое значение высот неровностей. Хорошее согласие с экспериментом отмечается, по крайней мере, при $R \geq 0,25R_0(\gamma)$. При меньших значениях R его экспериментальное определение становится недостаточно надежным. В работах [3, 7, 8] этот вывод сделан для высот корреспондирующих пунктов более единиц метров над поверхностью, т.е. для случая, когда они существенно превышают среднеквадратическую высоту неровностей. Воспользуемся результатами экспериментальной работы [71]. На рис.1.1, представлена эмпирическая зависимость коэффициента отражения для зеркальной компоненты $R(\gamma)/R_0(\gamma)$ от параметра шероховатости $\sigma\gamma/\lambda$ (σ - значение среднеквадратического отклонения высот морского волнения). Сплошная кривая – теория, штриховая – усредненная экспериментальная зависимость, кружочки – данные отдельных опытов.

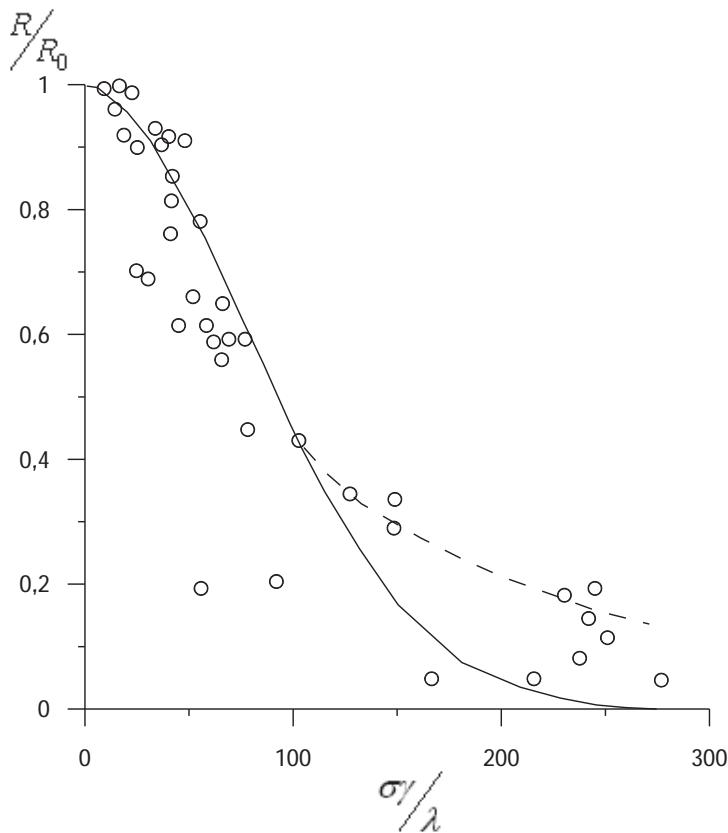


Рисунок 1.1 – Нормированный коэффициент отражения зеркальной компоненты

Обратим внимание, что никто из авторов экспериментальных работ не отмечает предсказываемого теорией [8] снижения коэффициента отражения вследствие затенений, хотя последние должны были быть достаточно существенными. Как показано в [22, 72], это свойство сохраняется вплоть до нулевых высот одного из корреспондирующих пунктов.

Важным с точки зрения представлений о механизме формирования вторичного поля над морской поверхностью является вывод о том, что при уменьшении угла скольжения происходит возрастание коэффициента отражения до значений, близких к единице, причем влияние затенений части поверхности практически не проявляется даже при очень малых высотах корреспондирующего пункта.

1.2.2 Множитель влияния подстилающей поверхности

Одной из характеристик, используемой при описании распространения радиоволн, является множитель ослабления. Его еще называют в литературе, когда речь идет о влиянии подстилающей поверхности на распространяющийся над ней радиоволны, множителем влияния поверхности, который представляет собой величину

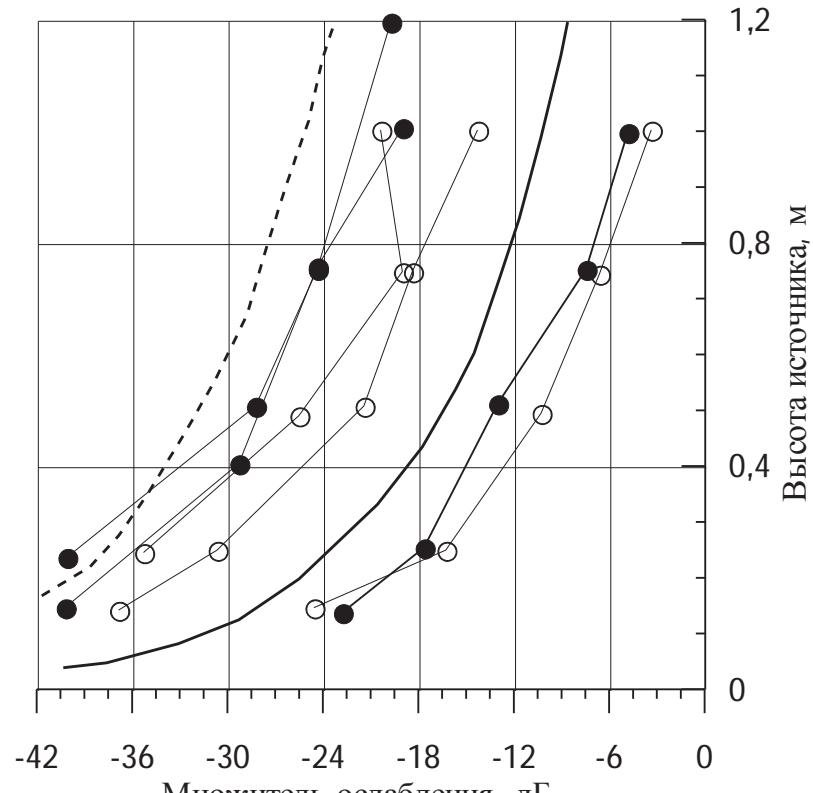
$$W(h_R) = \frac{|E_R(h_R)|}{|E_0(h_R)|}, \quad (1.3)$$

где $|E_0(h_R)|$ - абсолютная величина (модуль) поля свободного пространства в точке приема;

$|E_R(h_R)|$ - абсолютная величина поля в той же точке с учетом влияния условий распространения, в нашем случае влияния подстилающей поверхности. Из всех экспериментальных работ по измерению множителя ослабления над морской поверхностью в рассматриваемых нами условиях малости углов скольжения, наиболее методически проработанной является работа [72]. Эксперименты проводились на волнах 3,2 см и 8 мм над морем. Протяженность трасс составляла от 1 до 14,5 км. Как показали исследования, средние значения множителя ослабления удовлетворительно согласуются с результатами расчетов по интерференционным формулам, в которые подставляются значения коэффициента отражения, вычисленные по формулам работ [3, 7, 8] для высот волн на море (сила волнения до трех баллов) без учета затенения. Сказанное иллюстрируется рис.1.2, на котором кружочками представлены экспериментальные значения множителя ослабления. Тонкими линиями соединены результаты опытов одного дня, т.е. в условиях неизменной метеорологической обстановки, а сплошными

жирными линиями - результаты расчета по интерференционным формулам.

Как отмечалось в работе [23], когда один из корреспондирующих пунктов находился на высоте в единицы или десятки сантиметров над поверхностью, средние значения множителя ослабления отличаются от расчетных оценок, основанных на интерференционных представлениях поля над неровной поверхностью и методе касательной плоскости. На этих высотах отмечаются более высокие, чем предсказываемые, значения множителя ослабления, причем разница возрастает с укорочением длины волны. Аналогичные эффекты отмечались в работах [22, 61]. В работе [22], например, для приведения в соответствие расчетных и экспериментальных оценок было предложено для высот одного из пунктов в десятки сантиметров вводить в расчет коэффициента отражения среднеквадратическую высоту неровностей, в несколько раз превышающую существующую.



а) длина волны 3,2 см

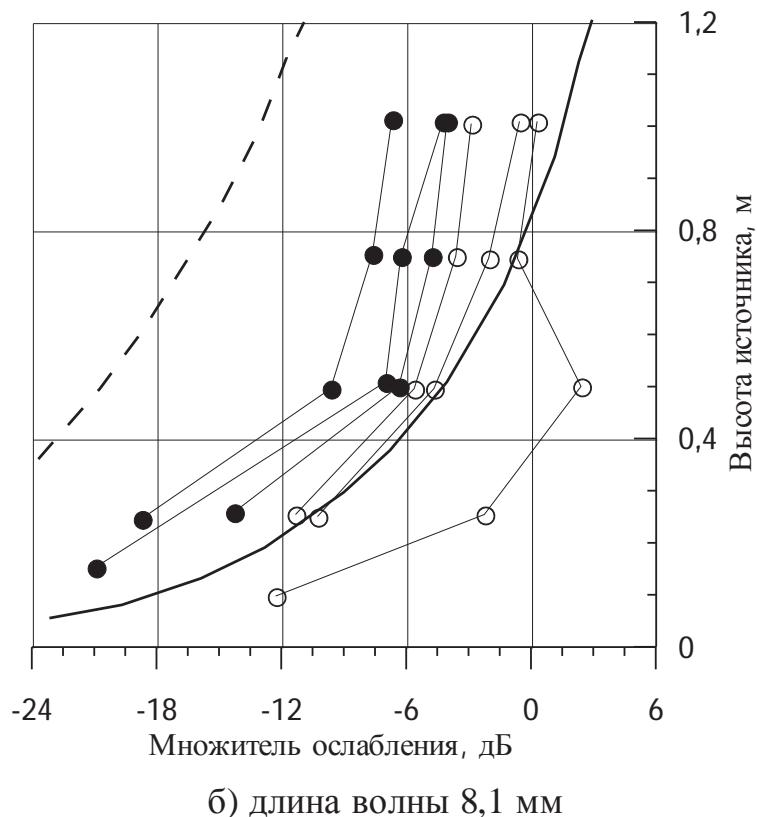


Рисунок 1.2- Множители ослабления при распространении радиоволн на морской трассе

Дистанция 14,5 км;

- эксперимент при вертикальной поляризации;
- - эксперимент при горизонтальной поляризации;
- — — расчет по интерференционным формулам при условии нормальной рефракции (эквивалентный радиус Земли 8500 км);
- расчет по интерференционным формулам при условии критической рефракции (эквивалентный радиус Земли 10000 км).

При этом указывается, что превышение расчетной высоты неровностей над реальной зависит от высоты точки приема над поверхностью.

Флуктуации множителя ослабления в изучавшихся диапазонах волн при высоте источника излучения более 0,5 м [23] могут описываться с достаточной для практических задач точностью распределением Райса или распределением Накагами (m - распределением), характеризующим

соотношение в амплитуде сигнала стабильной и флюктуационной компонент

$$\overline{m} = \frac{(\overline{A^2})^2}{(A^2 - \overline{A^2})^2} \geq \frac{1}{2} \quad (1.4)$$

где A - амплитуда сигнала. Наблюдавшиеся в опытах отклонения от этих распределений, в частности, разброс значений коэффициентов асимметрии и эксцесса, не носят закономерного характера и могут быть объяснены нестационарностью флюктуаций в пределах реализации. Причиной последней может быть изменчивость во времени характеристик волнения трассы в различных частях "блестящей зоны" трассы, типичная для использовавшихся прибрежных трасс и неустановившегося ветрового волнения. Вполне закономерным является наблюдавшееся изменение в зависимости от дальности и длины волны параметра m . Сравнение значений параметра m на волнах 3,2 и 0,8 см при одинаковых остальных условиях показывает, что глубина флюктуации на более короткой волне оказывается несколько выше. На малых дальностях зеркальное отражение от поверхности моря разрушено частично либо полностью, в особенности, на волне 0,8 см, и параметр m имеет значение, соответствующее отношению мощностей поля прямого сигнала и диффузной компоненты отраженного от поверхности ($m \approx 4,8...6,9$ дБ). В опытах работы [23] на дальностях 5...14,5 км значение параметра Рэлея $\sigma \sin \gamma / \lambda$ при среднеквадратической высоте морских волн 0,05...0,1 м (сила волнения 1...2 балла) лежит в пределах от 0,0081 до 0,0014 для волны 3,2 см и от 0,032 до 0,0055 для волны 0,8 см. Следовательно, в отраженном сигнале на этих дальностях преобладает зеркальная компонента поля, а так как на обеих волнах излучатель находился в пределах первого интерференционного лепестка, то значения параметра m оказываются высокими. Заметим, что, несмотря на неприменимость на этих дальностях метода касательной плоскости, правомерным остается представление

отраженного поля в виде суммы когерентной и некогерентной компонент. Более того, допустима формальная экстраполяция расчетных зависимостей для интенсивностей когерентной и некогерентной компонент отраженного поля на область углов скольжения, в которых метод касательной плоскости неприменим.

Анализ, проведенный в работе [23] показал, что при высоте корреспондирующего пункта, близкой к высоте морских волн, и углах скольжения, меньших крутизны склонов морских волн, на статистические свойства флюктуации амплитуды будут влиять эффекты затенения. Благодаря дифракции радиоволн, на гребнях морских волн каждый акт затенения приводит лишь к более или менее значительному ослаблению поля, а не его полному исчезновению: Следствием этого должно быть, во-первых, уменьшение величины параметра m при уменьшении высоты антенны до значений порядка высоты морских волн и при укорочении волны, во-вторых, соответствующие изменения закона распределения флюктуации амплитуды. Такое уменьшение значений параметра m наблюдалось экспериментально при высотах излучателя 0,25 м а также при укорочении длины волны.

Как показали результаты экспериментальных исследований, на сантиметровых и миллиметровых волнах вплоть до дальностей, соответствующих радиогоризонту, на высотах в десятки сантиметров над морской поверхностью множитель ослабления поля имеет достаточно высокие уровни, как правило, существенно превышающие расчетные значения для стандартной рефракции и реально существующих высот морских волн. Укорочение длины волны с 3,2 см до 0,8 см приводит при таких высотах к возрастанию множителя ослабления примерно на 10 дБ. Высокая корреляция изменения средних значений множителя ослабления на этих двух волнах от опыта к опыту указывает на возможную роль повышенной рефракции в тонком приводном слое атмосферы.

Статистические характеристики флюктуации множителя ослабления на

интервалах времени 50... 100 с при дальностях, соответствующих освещенной зоне пространства, и высотах более 0,5... 1 м над поверхностью согласуются с выводами работ [7, 8], в которых поле над поверхностью представляется как сумма поля свободного пространства, зеркальной (когерентной) и диффузной (некогерентной) компонент отраженного поля. При высотах, близких к высотам морских волн, особенно вблизи границы тени, происходит повышение вероятности низких уровней поля по сравнению с флюктуациями на высотах более 0,5...1 м. Вследствие этого, а также из-за влияния при работе вблизи радиогоризонта изменений во времени рефракции радиоволн, коэффициенты асимметрии и эксцесса распределений оказываются отличны от соответствующих распределений Райса и Накагами. Однако этими законами можно пользоваться с достаточной для практики точностью во всем исследованном диапазоне изменения геометрии трасс и длин волн.

1.2.3 Случайная (некогерентная, диффузная) компонента

В теоретических работах эта компонента определяется как разность полного переизлученного поля и его среднего значения, т.е. зеркальной компоненты. Экспериментально ее свойства наиболее изучены при распространении над морем, где она представляет собой флюктуационную часть полного поля и по этому признаку легко идентифицируется. В отличие от зеркальной компоненты параметры поля диффузной компоненты зависят не только от характеристик неровностей поверхности раздела, но и от их распределения в пространстве и изменений во времени. С этой точки зрения случайная компонента несет значительно больше информации как о механизме рассеяния радиосигнала, так и свойствах отражающей

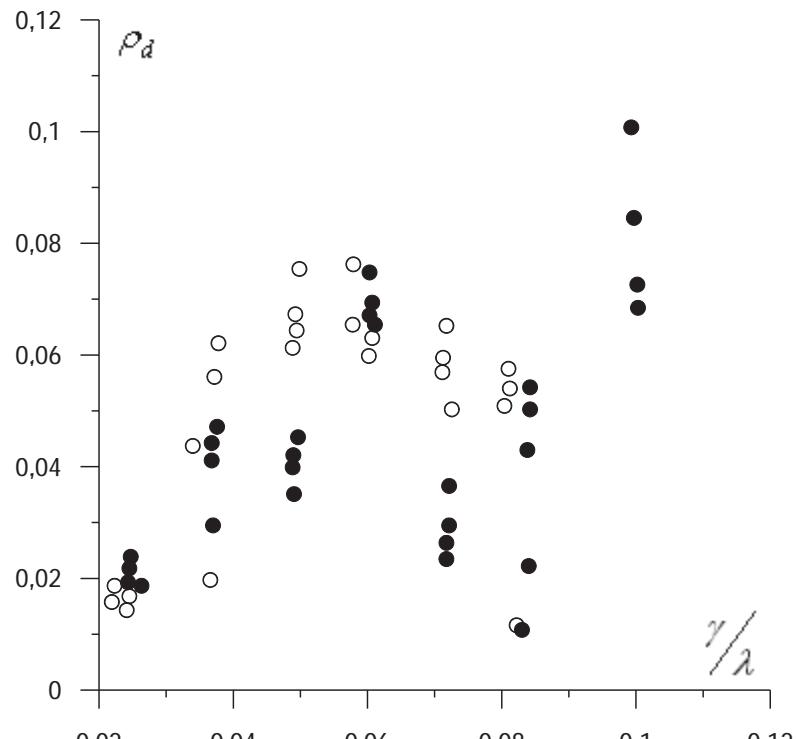
поверхности. В данном подразделе акцентируется внимание в первую очередь на тех особенностях этой компоненты, которым не удается дать объяснение в рамках существующих на данный момент теоретических предположений. Воспользуемся следующей записью параметра Релея

$$q = \frac{h \sin \gamma}{\lambda}. \quad (1.5)$$

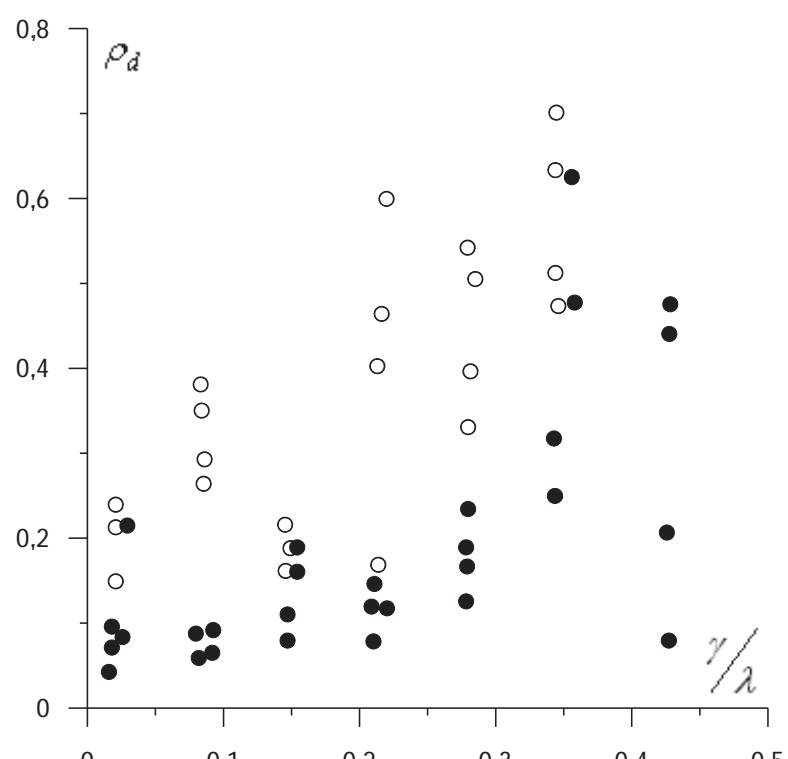
Зависимость амплитуды диффузной компоненты от угла скольжения описывается коэффициентом диффузного рассеяния ρ_d , который выражает отношение диффузно рассеянной поверхностью энергии к общему потоку пришедшей на поверхность энергии. В отличие от выводов работы [73] о том, что коэффициент диффузного рассеяния, как и коэффициент зеркального отражения, зависит только от значения параметра Релея q (выражение (1.5)) и при $q \rightarrow 0$ обращается в нуль, в работе [74] было установлено, что это может иметь место только, если $h \rightarrow 0$. В противном случае, т.е. когда $q \rightarrow 0$ за счет $\gamma \rightarrow 0$, коэффициент диффузного рассеяния не убывает до нуля. Кроме того, анализируя результаты работы [74], можно прийти к выводу, что происходит факт возрастания флюктуации фазы сигнала при уменьшении практически до нуля высоты одного из корреспондирующих пунктов, причем использовавшаяся в этой работе трасса малой протяженности не позволяет объяснить наблюдаемые флюктуации тропосферными эффектами.

Экспериментальные исследования на реальных трассах, результаты которых изложены в [73-76], в целом подтверждают пригодность зависимости коэффициента диффузного рассеяния работы [71] для практических расчетов при не слишком малых углах скольжения. Результаты нахождения коэффициента диффузного рассеяния ρ_d в опытах на одной из

трасс на волнах около 3 см и 8 мм показаны на рис.1.3а,б.



a) $\lambda = 3,2 \text{ см};$



б) $\lambda = 8,1 \text{ мм}$

Рисунок 1.3 – Коэффициент диффузного рассеяния на трассе протяженностью 16 км

Особенностью экспериментов на этой трассе, пересекавшей залив, была неоднородность волнения в пределах "блестящей поверхности" и его заметное отличие от данных гидрографических постов, находившихся в стороне от трассы. В связи с этим по осям абсцисс графиков рис.1.3 отложены не значения параметра шероховатости, а отношение γ/λ , которое изменялось за счет перемещения по высоте передатчика; разными знаками показаны данные, полученные в разные дни с незначительно отличающимися состояниями моря, волнение которого было около 2...3 баллов. Сравнение данных рис.1.3 с эмпирической зависимостью работы [71] позволило оценить среднеквадратическую высоту неровностей, которая получилась равной $\sigma=0,3$ м, что не противоречит гидрографическим замерам, относящимся ко времени проведения опытов.

В опытах на короткой трассе (около 750 м) коэффициент диффузного рассеяния удалось определить только в сантиметровом диапазоне, где, как видно из рис.1.4,

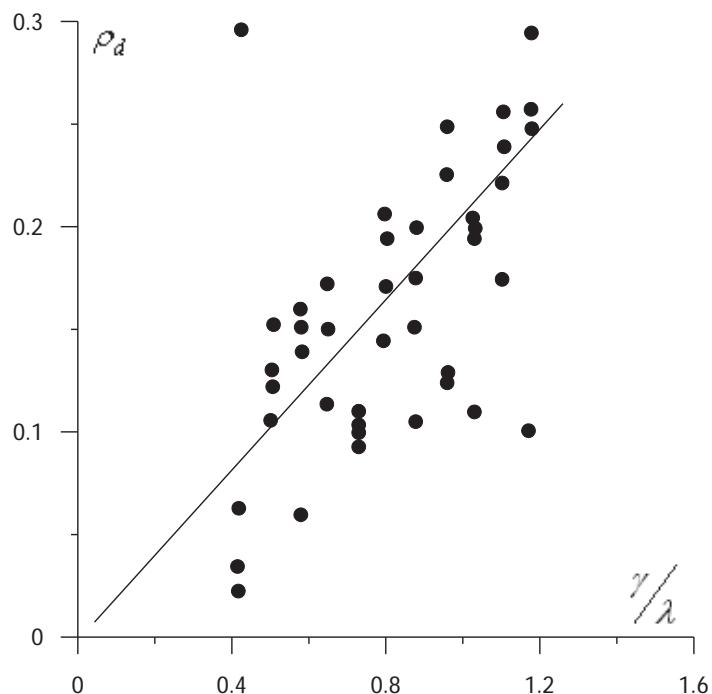


Рисунок 1.4 – Коэффициент диффузного рассеяния на трассе протяженностью 750 м при $\lambda = 3,2$ см и $\sigma = 0,05$ м

имеет место хорошее совпадение экспериментальных данных и оценок по эмпирической зависимости работы [71] (сплошная прямая).

При диффузном рассеянии происходит частичная деполяризация поля. При малых углах скольжения в суммарном поле измерить интенсивность и определить другие характеристики кроссполяризационной компоненты не удается, так как она оказывается на уровне эффектов, связанных с несовершенством поляризационных характеристик антенн и поляриметрических сверхвысокочастотных устройств.

1.2.4 Спектр флюктуаций амплитуды радиосигнала при его рассеянии морской поверхностью

Одной из важных характеристик электромагнитного поля при его распространении над морем является спектр флюктуаций амплитуды радиоволны при ее рассеянии подстилающей поверхностью. Изучение спектра позволяет определить механизм взаимодействия электромагнитной волны с поверхностью. В работах [28, 77] изучение спектров флюктуаций амплитуды проводилось в широком диапазоне длин волн, начиная с сантиметрового диапазона и вплоть до коротковолновой части миллиметрового диапазона и на различных трассах от 0,5 до 16 км.. Исследования показали следующие характерные для всех диапазонов особенности формы энергетических спектров.

Основной максимум спектра лежит в области частот 0,2...0,7 Гц и по мнению всех авторов перечисленных работ совпадает с максимумом спектра морского волнения. При дальнейшем понижении частоты спектральная плотность флюктуаций падает. Исключения наблюдались на трассах протяженностью около 10 км и более, где при некоторых состояниях

приводных слоев тропосфера вслед за спадом спектральной плотности возобновлялся ее рост при частотах в сотые доли Герца, а в отдельных опытах область спада вообще отсутствовала [78]. На частотах, превосходящих частоту максимума, в большинстве опытов наблюдается монотонное спадание спектральной плотности по закону

$$G(F) \rightarrow F^{-n}, \quad (1.6)$$

где F - частота спектра амплитудных флюктуаций радиосигнала. Иногда в этой области частот на фоне монотонного спадания наблюдаются вторичные максимумы, наиболее часто такая многомодальность энергетического спектра флюктуаций отмечалась на волне 2 мм при малой протяженности трассы [78-80].

Результаты определения показателя степени n в выражении (1.6) показывают, что наиболее вероятные его значения лежат в интервале $n = 2...2,6$, причем четкой зависимости его от длины волны и метеоусловий установить не удалось. Существенной особенностью является слабая зависимость формы спектра и его верхней граничной частоты, определяемой по некоторому выбранному уровню, обычно -10 дБ по отношению к максимуму, от длины волны: в диапазоне от 3 см до 2 мм она меняется не более, чем в 3...4 раза, причем такая разница является максимальной в опытах на трассах различной протяженности и в отличающихся метеоусловиях. Это особенно четко видно, когда измерения проводились синхронно в двух диапазонах волн. Пример таких спектров из работы [28] на волнах 3,2 см (кривая 1) и 8,1 мм (кривая 2) при протяженности 14,5 км, высоте излучателя 0,25 м, приемника 12 м и волнении около 2 баллов приведены на рис.1.5.

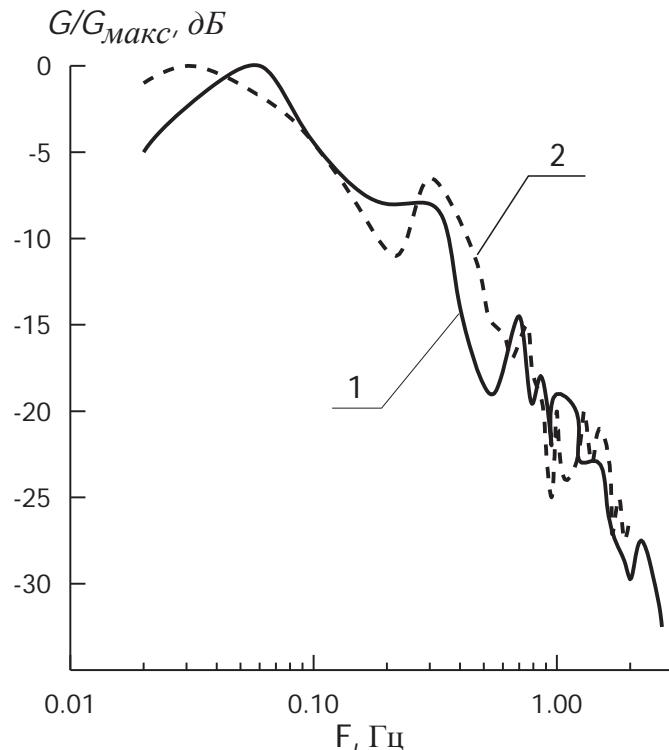


Рисунок 1.5 – Спектры флюктуаций амплитуды радиосигналов, рассеянных морской поверхностью на длинах волн 3,2 см (кривая 1) и 8,1 мм (кривая 2)

Результаты систематизации опытных данных, выполненной в [81] представлены в табл.1.1

Таблица 1.1 – Экспериментальные данные

Длина трассы, км	Длина волны, см	Граничная частота, Гц	Показатель степени
9,6	3,2	$0,50 \pm 0,06$	$2,5 \pm 0,4$
9,6	0,86	$0,73 \pm 0,05$	$2,1 \pm 0,1$
7,2	0,86	$0,80 \pm 0,06$	$1,9 \pm 0,1$
7,2	0,2	$2,20 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$
3,5	0,86	$0,84 \pm 0,04$	$2,3 \pm 0,4$
3,5	0,2	$1,60 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,5$

В качестве комментария к табл.1.1 можно отметить, что узкие доверительные интервалы, по-видимому, означают лишь достаточно большой массив данных в реализации, по которым рассчитывались спектры, но не свидетельствуют о статистической представительности результатов в смысле охвата метеоусловий. На это, в частности, указывает ничем не объяснимое отличие данных о показателе степени на трассе 7,2 км от полученных на двух других трассах, причем разница значительно превосходит указанный доверительный интервал.

Отмеченные выше особенности спектров флюктуаций амплитуд согласуются с выводами теоретических работ [82-84], предполагающих дифракционный механизм переизлучения поля неровностями при малых углах скольжения. И, наоборот, очень слабую, практически отсутствующую зависимость формы и параметров спектров флюктуаций от несущей частоты не удается объяснить, используя результаты теории, основанной на приближении метода касательной плоскости.

Сказанное выше о спектрах относится к случаям, когда корреспондирующие пункты установлены на неподвижных платформах и существует хотя бы слабое волнение (как правило опыты проводились при волнениях от 1 до 3...4 баллов). Наблюдения в условиях штиля показали, что флюктуации амплитуд как в сантиметровом, так и в миллиметровом диапазонах настолько нестационарны, что их не удается обработать статистически.

Если хотя бы один из корреспондирующих пунктов колеблется в вертикальном направлении вместе с морской волной, как это имеет место в опытах с установкой излучателя на поплавке, в спектре флюктуаций подчеркивается либо основная частота энергонесущих волн, либо их вторая гармоника, если средняя высота излучателя совпадает с экстремумом интерференционной картины. Особенно четко это проявлялось, когда излучатель находился в окрестностях интерференционного минимума [72].

Проведенные в работах [29, 30] исследования по определению влияния на вторичное поле падающего на водную поверхность дождя показали, при малых углах скольжения на сантиметровых и миллиметровых волнах, как правило, основной вклад в рассеяние радиоволн создают возмущения на водной поверхности от мест падения дождевых капель.

1.2.5 Особенности многолучевого распространения над сушей

Анализ и систематизация характеристик поля сантиметровых и миллиметровых волн на сушей существенно сложнее, чем над морем, из-за влияния рельефа местности, изменений растительного покрова и характеристик неровностей грунта от участка к участку в пределах одной и той же трассы распространения. На трассах в равнинной местности и в отдельных областях пространства на холмистых трассах наблюдается четко выраженная интерференционная структура поля [3]. Рассчитанные по ней значения коэффициента отражения имеют такую же зависимость от угла скольжения, как и над морем, отличаясь от них количественно вследствие влияния растительного покрова. Важной особенностью поля над сушей является то, что, как правило, амплитуда поля на границе геометрической тени, создаваемой деталями рельефа, оказывается существенно больше, чем оно должно быть при дифракции на выпуклой поверхности, аппроксимирующей рельеф местности. В ряде случаев, особенно часто в летний период, его амплитуда приближалась к значениям, предсказываемых для дифракции на полуплоскости в месте расположения высшей точки рельефа.

Флуктуации интенсивности электромагнитного поля, превышающие единицы процентов при распространении над сушей на дальностях в

единицы километров наблюдаются тогда, когда-либо отражающий участок трассы имеет достаточно густой растительный покров, либо линии визирования касаются вершин крон деревьев. Систематизированные данные об этих флюктуациях в миллиметровом диапазоне отсутствуют, а имеющиеся единичные экспериментальные работы указывают на то, что спектр этих флюктуаций имеет максимум в области нулевой частоты и по ширине не превышает единиц Герц даже при сильном ветре.

Проведенные в работах [33, 37] исследования по наиболее распространенным в Украине видам обработанных сельскохозяйственных земель подтвердили выводы о сильной зависимости как характеристик обработанных почвенных покровов, так и характеристик рассеянных такими покровами радиосигналов от множества факторов: вида обработки, погодных условий, состава почвенных покровов, уровня эродированности, наличия растительности и т.п.

1.2.6 Угловые ошибки определения координат целей

Достаточно полные исследования этого важного вопроса проведены в работах [3, 28]. Как показано в [3, 77], наибольшие ошибки измерения координат целей наблюдаются в угломестной плоскости. В выбранном диапазоне длин электромагнитных волн и при реальных размерах апертур антенн они составляют, как правило, доли ширины диаграммы направленности. Ошибки измерения азимута существенно меньше, обычно они не превышали единиц угловых минут, но и такие точности не удовлетворяют практическим потребностям. Экспериментально и теоретически была установлена связь между эффективным наклоном неровностей и дисперсией флюктуаций углов прихода в горизонтальной

плоскости. Исследования статистических характеристик флюктуации азимутального угла прихода в сантиметровом и миллиметровом диапазонах показало, что в тех диапазонах волн, в которых достаточно четко выражена интерференционная структура поля, происходит связанное с ней изменение дисперсии флюктуации. Экспериментальные и теоретические исследования подтверждают связь дисперсии флюктуаций азимутальных углов прихода D_β с двумя параметрами: эффективным наклоном неровностей и параметром P_0 , являющимся отношением мощностей стабильной и флюктуационной компонент принятого сигнала. Он легко определяется путем статистической обработки флюктуаций амплитуды сигнала. На рис.1.6 приведены зависимости экспериментальных значений D_β в функции $1/P_0$ полученных на волне 3,2 см (протяженность трассы около 5 км, высота корреспондирующих пунктов около 12 м, волнение моря от 1 до 4 баллов).

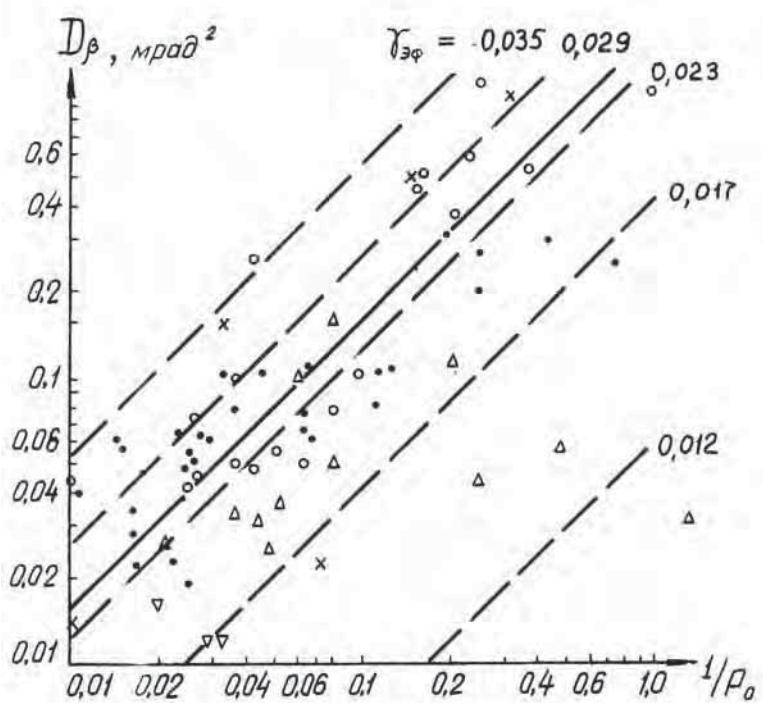


Рисунок 1.6 - Дисперсия флюктуаций азимутальных углов при различных эффективных наклонах поверхности моря

По оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложены значения $1/P_0$, а по оси ординат тоже в логарифмическом масштабе - значения дисперсий азимутальных флюктуаций D_β , причем обе величины определялись путем обработки синхронных записей флюктуаций амплитуды и угла прихода. Штриховыми прямыми показаны результаты расчета функциональной зависимости $D_\beta(1/P_0)$ для ряда значений эффективных наклонов неровностей $\gamma_{\text{эфф}}$. Из рис.1.6 видно, что максимальные азимутальные ошибки измерения координат цели не превышают единиц миллирадиан. Сплошная прямая является линией регрессии; как показано в [77], при $P_0 > 1$ зависимость $D_\beta(1/P_0)$ близка к линейной. В представленных результатах можно отметить два момента. Во-первых, эффективные наклоны, полученные из этих данных, оказываются меньше в 2...3 раза, чем рассчитанные по формулам для ветрового волнения. Во-вторых, в диапазоне изменения силы волнения, примерно от 1 до 4 баллов, не прослеживается соответствующего изменения эффективных наклонов. Авторы экспериментальной работы [3] объясняют эти противоречия тем, что с увеличением скорости ветра крутизна волн возрастает за счет сравнительно мелкомасштабной составляющей волнения, в то время как вторичное поле формируется отражениями от протяженных участков с размерами порядка длины энергонесущих волн. На это указывают и сравнительно малые значения эффективных наклонов, при которых расчетные дисперсии флюктуации согласуются с экспериментальным (рис. 1.6). Изменение длины волны при одинаковых значениях параметра P_0 , также не сопровождалось существенными изменениями дисперсии флюктуации, что согласуется с представлениями о механизме формирования диффузной компоненты поля и связи ее характеристик со статистическими свойствами углов прихода.

Более существенными являются дисперсии флюктуаций углов

прихода в угломестной плоскости. На рис.1.7 представлены экспериментальные и расчетные данные, полученные при одинаковых с рис.1.6 условиями распространения.

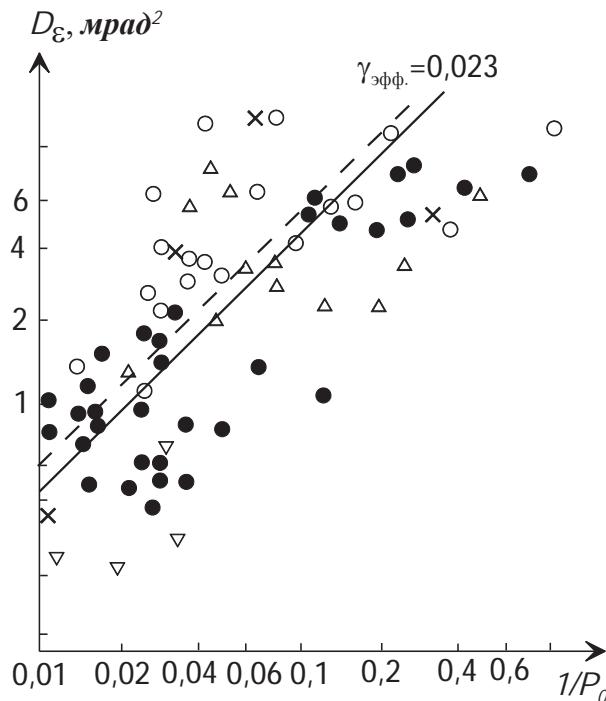


Рисунок 1.7 - Дисперсия флуктуаций углов прихода в угломестной плоскости

Как отмечено в работе [3], физика формирования углов прихода в вертикальной плоскости - ошибок измерения угла места источника излучения является более сложной, чем физика образования азимутальных углов прихода. Только в длинноволновой части сантиметрового диапазона преобладающей составляющей всегда является стабильное во времени, функционально зависящее от высоты корреспондирующих пунктов смещение угла прихода, соответствующее интерференции прямой и зеркально-отраженной волн. Результаты измерений этого смещения на волне 10 см при протяженности трассы около 16 км [85] показали, что его значения в зависимости от рефракции, изменившей фазовые соотношения между прямой и зеркальной волнами, лежат в пределах от +25 до -10 мрад. Большие

положительные смещения наблюдались в дни, когда условия работы радиолинии соответствовали окрестностям интерференционного минимума поля. Большую часть времени условия рефракции были такими, что наблюдения велись вдали от минимума; при этом углы прихода в течение суток в основном варьировались в пределах ± 5 мрад. Периоды вариаций были соизмеримы с суточным циклом циркуляции воздушных масс в прибрежной зоне и связанными с ними изменениями вертикального градиента коэффициента преломления.

В коротковолновой части сантиметрового диапазона флюктуационная составляющая ошибок угла места уже соизмерима по значению со стабильной и разделить их можно только в результате статистической обработки записей относительно длительных процессов.

В миллиметровом диапазоне волн, включая его длинноволновую часть, флюктуационная составляющая ошибок превосходит стабильную практически при всех состояниях моря, исключая случай полного отсутствия ветрового волнения и зыби. При изменении высоты источника излучения или расстояния до него в областях, соответствующих окрестностям интерференционных минимумов, наблюдается возрастание флюктуации угла прихода в вертикальной плоскости. Подъем по углу места максимума диаграммы направленности пеленгационной антенны позволяет, как правило, в несколько раз снизить стабильную и флюктуационную составляющие ошибок. Это видно из приведенных в табл. 1.2 данных работы [77], полученных на трассе протяженностью 8 км при угловой высоте источника излучения 1,5...2 мрад, где находилась область интерференционного минимума. Ширина диаграммы направленности пеленгационной системы составляла 22 мрад; при внеосевом режиме измерения ее ось была наклонена вверх по отношению к горизонту на 16 мрад в целях ослабления приема вторичного поля, переизлученного поверхностью моря. Волнение моря во время опытов составляло 1...1,5 балла.

Таблица 1.2 – Ошибки измерения угла места на трассе 8 км для длины волны 8 мм

Параметр	Стабильная составляющая угла прихода в угломестной плоскости, мрад	Флуктуационная составляющая угла прихода в угломестной плоскости, мрад
Горизонтальная ориентация диаграммы	4,5; 4,0; -0,9	3,7; 2,3; 0,5; 0,3
Внеосевое измерение	2,5; -2,0; -2,2	0,4; 0,3; 0,25; 0,4

Еще более четко этот эффект проявился на меньших дальностях, где в отличие от трассы протяженностью 8 км влияние изменений рефракции в тропосфере неискажало данных. Опыты проводились с установкой источников излучения на катере, высота передающих антенн была около 5 м. При внеосевом режиме измерения ось диаграммы направленности пеленгационной антенны ориентировалась на 13 мрад выше направления на передающую антенну.

1.2.7 Выводы по разделу

Подводя итоги краткого исследования существующих экспериментальных результатов по распространению миллиметровых и сантиметровых радиоволн над поверхностями Земли при малых углах скольжения в условиях многолучевого распространения, можно сформулировать основные требования к разрабатываемой модели явления. Модель должна подтвердить:

- наличие зеркальной (когерентной) компоненты, не убывающей при уменьшении угла скольжения вплоть до нулевых значений вне зависимости от наличия взаимных затенений неровностей поверхности;
- убывание уровня диффузной (некогерентной) компоненты при убывании угла скольжения лишь до некоторого конечного значения;
- слабую зависимость от длины волны формы спектров флюктуаций амплитуды и углов прихода сигналов при скользящем распространении над морской поверхностью;
- зависимость угловых (угломестных и азимутальных) ошибок определения координат цели от степени морского волнения. Снижение угловых ошибок при использовании внеосевого метода определения угловых координат целей.

1.3 Теоретические методы описания многолучевого распространения радиоволн

Кратко проанализируем основные методы теоретического исследований рассматриваемого явления с точки зрения соответствия их результатам экспериментальным данным. В настоящее время все многообразие подходов к расчету параметров электромагнитного поля при его прямом распространении на шероховатыми поверхностями раздела двух сред сводится к двум методам. Первый – это метод малых возмущений [5-9, 69], который может быть применен к поверхностям, для которых разность фаз, обусловленная вариациями высот неровностей, мала по сравнению с λ , а наклоны поверхности много меньше единицы. Математически эти условия можно записать в следующем виде

$$\sigma \ll \lambda, \quad \gamma_{\text{эфф}} \ll 1, \quad (1.7)$$

где σ - среднеквадратическая (эффективная) высота неровностей поверхности;

λ - длина радиоволны;

$\gamma_{\text{эфф}}$ - эффективный наклон неровностей. В англоязычной научной литературе его еще называют “методом Релея”, “методом Релея-Райса” или “подходом Релея-Фано”. Учитывая, что мы исследуем распространение радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов над поверхностями моря и суши, эффективные высоты которых значительно превосходят длину радиоволны, метод малых возмущений непригоден для наших исследований.

Второй метод исследования распространения радиоволн над шероховатыми поверхностями Земли имеет несколько названий: в русскоязычной литературе его часто называют методом плавных возмущений или методом Кирхгофа [5, 6, 8], В зарубежной литературе его чаще называют “методом касательной плоскости” или “методом физической оптики”. В этом методе рассеянное подстилающей поверхностью поле представляется суммой множества сферических волн, переизлучаемых квазиплоскими элементами поверхности (фацетами), ориентация которых соответствует зеркальному рассеянию падающей радиоволны в точку наблюдения. Рассеянное подстилающей поверхностью поле зависит только от коэффициентов отражения Френеля и локального угла падения электромагнитной волны [5-9, 69]. Этот метод не налагает ограничений на высоту неровностей поверхности и имеет ясный физический смысл: средняя квадратичная величина флюктуаций разности фаз на краях зоны Френеля должна быть мала по сравнению с λ , что приводит к требованию малой кривизны (плавности) неровностей, т.е. радиусы кривизны должны быть велики по сравнению с длиной радиоволны

$$\rho \gg \lambda, \quad (1.8)$$

где ρ - радиус кривизны отражающего элемента поверхности. Каждый освещенный элемент подстилающей поверхности (“фацет”), на который падает радиоволна из точки излучения, считается отражающим электромагнитную энергию (“луч”) в точку приема. Подстилающая поверхность представляется множеством таких отражателей или фацетов. В точку приема приходит множество сигналов от таких отражающих (переизлучающих) элементов поверхности, что говорит о многолучевости механизма распространения радиосигнала. Предполагая, что наиболее отражающими являются элементы поверхности зеркально ориентированные на точку приема, часто такие модели называют моделями зеркальных точек, а совокупность отражающих элементов поверхности – зеркальной поверхностью. На мой взгляд, наиболее правильным было бы называть этот метод методом касательной плоскости – как это принято в англоязычной литературе, а не методом Кирхгофа – как это принято в русскоязычной литературе. Дело в том, что изначально метод Кирхгофа или как его еще называют *приближение Кирхгофа* заключалось в предположении равенства электромагнитного поля на освещенной части поверхности полю свободного пространства, а в затененной части поверхности – оно принималось равным нулю [86], т.е.

$$E = \begin{cases} E^0 & \text{в освещенной зоне} \\ 0 & \text{в зоне тени} \end{cases}, \quad H = \begin{cases} H^0 & \text{в освещенной зоне} \\ 0 & \text{в зоне тени} \end{cases}, \quad (1.9)$$

где E^0 - напряженность электрической компоненты поля свободного пространства;

H^0 - напряженность магнитной компоненты поля свободного пространства. Приближение Кирхгофа используется в методе касательной плоскости как составная часть по расчету параметров электромагнитных полей. Как будет показано далее, приближение (метод) Кирхгофа используется и в других методах расчета, в частности - в методе многоократной дифракции.

В области малых углов скольжения, где затенения велики, метод касательной плоскости дополняются учетом затенений поверхности. Такой подход позволил дать объяснение явлений и получить расчетные зависимости для поля над поверхностью при не слишком малых углах скольжения. Однако по ряду причин он не может дать правильных количественных результатов при углах скольжения, менее нескольких угловых градусов.

Рассмотрим подробнее причины этого. Критерием применимости метода касательной плоскости к криволинейным поверхностям согласно работе [6, 67] является неравенство

$$\sin \gamma >> \sqrt[3]{\frac{\lambda}{2\pi\rho}}, \quad (1.10)$$

где γ - угол скольжения по отношению к отражающему фацету или к касательной плоскости к рассматриваемому участку поверхности;

λ - длина волны,

ρ - радиус кривизны рассеивающего элемента поверхности (фацета). Исследования, проведенные в работах [10, 11, 87] на трассе с дальностью 3 км показали, что средний радиус кривизны освещенного отражающего элемента поверхности для высот корреспондирующих пунктов около 10 м составляет около 55,5 м для морской поверхности с длиной энергонесущей ветровой волны около 80 м и 21...35 м при длине энергонесущей волны

около 40 м. В этом случае граничный угол скольжения должен быть значительно больше 1,7...2,4 градусов (предполагая, что $\lambda = 1$ см), что означает, что высоты корреспондирующих пунктов должны быть значительно больше 92... 127 м для трассы с дальностью в 3 км. Для более протяженных трасс эти высоты должны быть еще больше. В то время как практические потребности требуют рассчитывать характеристики сигналов при высотах корреспондирующих пунктов, как правило 3...5 м, реже 10...20 м.

Кроме того, при значениях угла скольжения γ меньших, чем значение эффективного наклона неровностей $\gamma_{\text{эфф}}$ возникают эффекты, обусловленные взаимными затенениями неровностей поверхности, значительно влияющими на характеристики распространяющейся электромагнитной волны. В некоторых работах, в частности в [8], затенения учитываются как чисто геометрический фактор, уменьшающий долю переизлучающей поверхности. На основе такого подхода предсказан ряд ожидаемых эффектов, в частности, кажущиеся изменения высоты средней отражающей поверхности и эффективного наклона неровностей, а также снижение интенсивностей зеркальной и диффузной компонент переизлучённого поля при уменьшении угла скольжения. Эти выводы подтвердило изучение влияния затенений, проведенное методом моделирования многолучевого распространения на ЭВМ в рамках лучевого приближения при представлении морского волнения как трехмерной, изменяющейся во времени неровной поверхности со спектром Пирсона-Московитца [10, 11]. Оно позволило оценить параметры поверхности в окрестностях точек отражения от поверхности: их высоту над средней плоскостью, наклон и главные радиусы кривизны элемента - а также определить траектории движения этих точек и время их нахождения выше границы тени, создаваемой другими неровностями. Отметим следующие наиболее важные с точки зрения понимания физики явлений результаты моделирования.

Во-первых, при уменьшении угла скольжения от значений $\gamma \geq \gamma_{\text{эфф}}$ ($\gamma_{\text{эфф}}$ - эффективный наклон неровностей) до значений $\gamma \approx 1$ мрад количество незатененных точек зеркального отражения уменьшается в десятки или даже сотни раз. В табл. 1.3 приведены средние значения количества зеркальных элементов морской поверхности на трассе с протяженностью 3 км с учетом затенений $N_{\text{зам}}$ и без учета затенений $N_{\delta, \text{зам}}$.

Таблица 1.3 - Среднее число зеркальных элементов на морской трассе с протяженностью 3 км

	$\sigma = 0,36$ м, $d = 3$ км							
$h_T = h_R$, м	1,2	2	3	4	6	10	20	40
$N_{\delta, \text{зам.}}$	527,4	524,1	518,8	513,3	502,9	497,5	465,1	450,3
$N_{\text{зам.}}$	1,3	3,7	8,7	14,3	21,6	39,6	93,3	199,2

Примечание. σ -среднеквадратическое отклонение высот морского волнения;

d - дальность трассы;

h_T - высота источника;

h_R - высота приемника;

$N_{\delta, \text{зам.}}$ -среднее число зеркальных элементов без учета затенений;

$N_{\text{зам.}}$ -среднее число зеркальных элементов с учетом затенений

Так, при протяжённости трассы 3000 м, высоте передатчика и приемника 10 м и среднеквадратической высоте морских волн 0,36 м условие зеркального отражения выполняется для приблизительно 497 фацетов, из которых незатененными со стороны приемника и передатчика остаются только 39 фацетов. При уменьшении высоты корреспондирующих пунктов до 3 м их количество сокращается до единиц. Поскольку, как показало моделирование,

кривизна поверхности в точках отражения при уменьшении угла скольжения γ в среднем практически остается постоянной, в рамках лучевого приближения уменьшение числа "активных" фацетов должно приводить к пропорциональному снижению интенсивности вторичного поля, чего не наблюдается на практике [3, 7, 70]. В этих условиях, как показывают данные экспериментов, происходит рост эффективного коэффициента отражения до значений, близких к единице [3]. Как показывают результаты моделирования на ЭВМ и расчётов, количественного согласия оценок, полученных в рамках метода касательной плоскости и экспериментальных данных не удается достичь уже при углах скольжения порядка 10·миллирадиан и ниже.

Во-вторых, при углах скольжения в единицы миллирадиан активными фацетами остаются только в окрестностях вершин неровностей, т.е. гребней волн. Их время жизни, т.е. продолжительность пребывания выше границ тени по отношению к излучателю и приемнику, мало по сравнению со временем, за которое происходит существенное изменение кривизны и наклона элемента, а также его высоты. Сказанное видно из табл. 1.4 работы [26]. В ней обобщены данные, полученные в результате модельного поиска на морских ветровых волнах зеркально отражающих элементов поверхности. Трасса выбиралась симметричной (высота источника h_T равнялась высоте приемника h_R). При моделировании находился зеркальный элемент, отслеживалась его эволюция и определялись характеристики траектории: максимальные перемещения по вертикали и по горизонтали, средняя высота траекторий, время существования зеркального элемента в освещённой области. Такие характеристики были получены для различных частей трассы. Далее данные усреднялись по множеству реализаций. В строке 2 табл. 1.4 указаны расстояния от источника радиоволны до центра рассматриваемого 100-метрового участка.

Таблица 1.4 - Результаты моделирования

Оцениваемая Величина	Вариант 1:				Вариант 2:			
	$\sigma = 0,18 \text{ м}; h_T = h_R = 10 \text{ м};$ $\Lambda = 40 \text{ м}; d = 3000 \text{ м.}$				$\sigma = 0,36 \text{ м}; h_T = h_R = 10 \text{ м};$ $\Lambda = 80 \text{ м}; d = 3000 \text{ м.}$			
Дальность от источника до центра рассматриваемого 100-метрового участка, м	1145	1018	436	291	1440	720	288	144
Протяжённость траектории точки отражения вдоль трассы (средняя), м	3,81	4	3,15	1,93	6,48	7,68	5,76	0,8
Максимальное изменение высоты (среднее), м	0,04	0,06	0,05	0,03	0,06	0,08	0,08	0,01
Средняя высота точки отражения, м	0,23	0,22	0,19	0,17	0,6	0,6	0,6	0,55
Среднее "время жизни", с	1,08	1,12	0,93	0,56	1,24	1,48	1,14	0,27

Примечание. σ - среднеквадратическое значение высоты морских волн;

Λ - длина энергонесущей морской волны;

h_T , h_R - высоты корреспондирующих пунктов;

d - горизонтальная протяжённость трассы.

В строке 3 указаны средние протяжённости траекторий зеркальных точек (изменение координат вдоль направления распространения).

Максимальные изменения высот зеркальных элементов за время их существования, усредненные для 20 реализаций поверхностей, приведены в четвертой строке табл. 1.4. В строке 5 таблицы приведены также данные о средней высоте отражающего элемента. Среднее время "жизни" зеркального элемента приведено в шестой строке. Из таблицы видно, что к концу трассы протяжённость траекторий зеркальных точек значительно укорачивается. Амплитуда вертикального перемещения зеркального элемента значительно меньше эффективной высоты волн и уменьшается к концу трассы. При этом высота переизлучающих участков над средним уровнем поверхности приблизительно в 1,5 раза больше эффективной высоты волн. Используя данные табл.1.4, можно предсказать некоторые особенности рассеянного сигнала для рассмотренных условий распространения радиоволн. Очевидно, что изменение пространственных координат рассеивающего элемента будет приводить к фазовой модуляции сигнала. Вне зависимости от способа рассеивания радиоволны на освещенных элементах поверхности (зеркальное переизлучение электромагнитного сигнала от гребня морской волны как от квазиплоского элемента поверхности или дифракция радиоволны на этом гребне) элементарный сигнал от освещенного элемента поверхности будет представлять собой радиоимпульс с достаточно крутыми фронтами в моменты выхода гребня морской волны из тени и захода в неё. Модуляция фазы радиосигнала внутри этого импульса за счет изменения высоты точки отражения существенно меньше, чем в отсутствие затенений, когда вертикальные перемещения отражающего фацета соизмеримы с высотой морской волны. Как показано в [26], вследствие этого ширина спектра флуктуаций сигнала будет определяться в первую очередь средней длительностью таких элементарных импульсов, т.е. средним временем жизни активных фацетов, а скорость спадания спектральной плотности за пределами области максимума спектра должна соответствовать трапециевидному импульсу и описываться зависимостью

$$G(F) \sim |F^{-n}|, \quad (1.11)$$

где $G(F)$ - энергетический спектр флюктуаций сигнала;

F - частота. Показатель степени n изменяется в пределах от $n = 2$ (прямоугольный импульс) до $n = 4$ (треугольный импульс). Таким образом, форма спектра оказывается не зависящей от несущей частоты. Более строгий учет влияния движения активных фацетов на фазу переизлучённых ими сигналов показывает, что для концевых участков трассы индекс модуляции может превышать в миллиметровом диапазоне значение 2 и для этой составляющей должна существовать зависимость ширины спектра от несущей частоты. Таким образом наблюдаемые в экспериментах особенности спектра флюктуаций амплитуды радиосигнала при его рассеянии морской поверхностью удовлетворительно объясняются чисто геометрическими эффектами при малых углах скольжения падающей электромагнитной волны и не зависят от методов описания рассеяния электромагнитных волн на неровностях подстилающей поверхности.

Выше приведенные отличия и расхождения между экспериментальными данными и предсказаниями, получаемыми в рамках метода касательной плоскости, указывает на необходимость поисков представлений о механизме рассеяния радиоволн элементами неровной поверхности, отличных от геометрооптических.

1.4 Дифракция Френеля на вершинах неровностей как альтернатива отражению от них при малых углах скольжения

Экспериментаторы, проводившие исследования распространения миллиметровых радиоволн на коротких (порядка единиц сотен метров) морских трассах при малых углах скольжения обратили внимание, что часто высотная зависимость рассеянного подстилающей поверхностью сигнала представляла собой подобие высотной зависимости рассеяния электромагнитной волны на полубесконечном экране. Было высказано предположение, что основным механизмом распространения радиосигнала на морской поверхности при малых углах скольжения является не отражение от криволинейных неровностей (метод касательной плоскости), а дифракция на гребнях морских волн, которые можно представить клинообразными препятствиями. Поскольку нас интересует область пространства вблизи границы тени, клиновидное препятствие можно заменить полу平面остью. Правомерность замены дифракции радиоволн на реальном препятствии при определенных условиях дифракцией на полу平面ости обоснована в работах Фока и впоследствии широко использовалась рядом исследователей, главным образом, для расчётов поля на трассах в гористой местности. Критерием правомерности такой замены может служить неравенство работ [7, 88]

$$\rho \leq 10^{-3} \sqrt{\frac{k \cdot R_A^3 \cdot R_B^3}{2 \cdot R_{AB}^3}}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.12)$$

где ρ - радиус кривизны неровности, заменяемой полу平面остью;

R_A, R_B - расстояние от вершины неровности до излучателя и

приемника;

R_{AB} - расстояние между передатчиком и приемником. Оценки показывают, что для ветровых морских волн это неравенство выполняется в миллиметровом и более длинноволновых диапазонах при расстояниях R_A, R_B превышающих сотни метров. Оценим на качественном уровне, соответствие метода дифракции на вершинах неровностей существующим экспериментальным данным, полученных при малых углах скольжения.

В работах [28, 82, 83] была произведена оценка достижимых характеристик зеркальной компоненты при дифракционном механизме распространения радиоволн над неровной подстилающей поверхностью. Для случайно расположенных на трассе множества экранов (рис.1.8) было выяснено, что среднее поле, отраженное такой системой экранов, существует только в окрестностях направления зеркального отражения от “эффективной” плоской границы раздела, соответствующей средней высоте экранов, т.е. при углах $\gamma_1 = \gamma_2$.

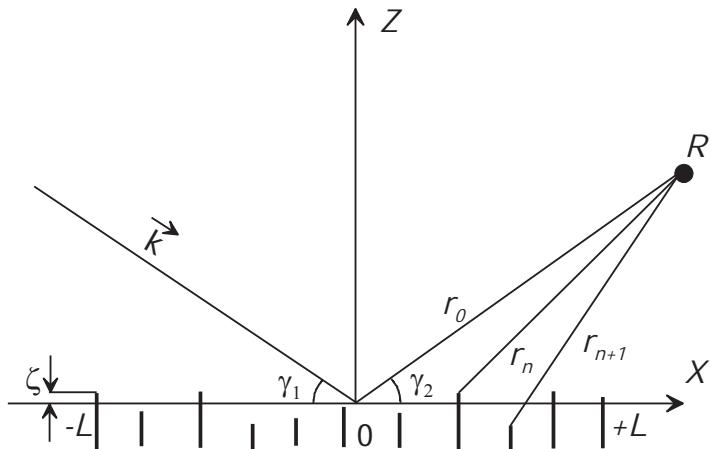


Рисунок 1.8- Схема трассы с экранами

В этих же работах [28, 82, 83], была произведена оценка соотношению амплитуд вторичного поля в функции угла скольжения при расчёте по методу касательной плоскости и для дифракции на полу平面ости, представленная

на рис.1.9.

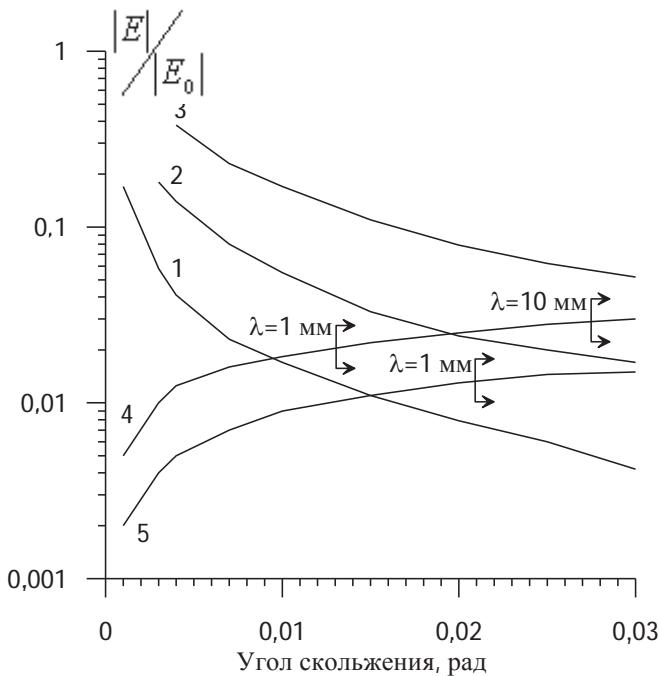


Рисунок 1.9 – Множители ослабления при дифракции и при отражении от цилиндра

- 1- Дифракция на полуплоскости, $\lambda=1 \text{ мм};$
- 2- дифракция на полуплоскости, $\lambda=10 \text{ мм};$
- 3- дифракция на полуплоскости, $\lambda=10 \text{ см};$
- 4- переизлучение от цилиндра, $K_u=0,015 \text{ м}^{-1};$
- 5- переизлучение от цилиндра, $K_u=0,06 \text{ м}^{-1};$

В качестве расчётных значений кривизны примем . $K_u = 0,015 \text{ м}^{-1}$ и $K_u = 0,06 \text{ м}$, которые являются средними значениями кривизны в точках зеркального отражения, полученными в работе [10, 11] при моделировании морского волнения суммой пятидесяти пространственно-временных гармонических составляющих с амплитудами, изменяющимися в функции частоты в соответствии со спектром Пирсона-Московитца; среднеквадратические значения высоты волны были 0,4 м и 0,1 м при энергонесущих длинах волн 80 м и 20 м соответственно. Первое значение

характерно для морских волн при глубинах более 50 м, а второе - для мелководных прибрежных зон. На кривых для метода касательной плоскости (переизлучения от цилиндров) вертикальными отрезками отмечены условные границы применимости метода, соответствующие неравенству (1.10). Из графиков видно, что в области углов скольжения 10^{-2} рад, во-первых, метод касательной плоскости, строго говоря, не применим, во-вторых, предсказываемые им вторичные поля оказываются существенно ниже, чем при дифракции на полуплоскости.

Из результатов анализа, проведенного в [28, 82, 83], следует, что при дифракции на множестве полубесконечных экранов с прямолинейными границами, высота которых по отношению к некоторой средней плоскости является случайной величиной с дисперсией $\langle \sigma^2 \rangle$, переизлучённое поле в освещенной области пространства содержит компоненты, аналогичные по своим свойствам зеркальной и диффузной компонентам работ [7, 8, 69]. Их амплитуда и средняя мощность могут быть выражены через коэффициент отражения R и удельную среднюю бистатическую ЭПР σ^0 :

$$R = \frac{C}{4k \cdot \sin^2 \gamma} \cdot \exp(-2k^2 \langle \zeta^2 \rangle \sin^2 \gamma), \quad (1.13)$$

$$\sigma^0 = \frac{C}{2k(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)^2}, \quad (1.14)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где $C = \frac{\langle N \rangle}{L}$ - среднее число экранов на единицу длины трассы;

γ_1, γ_2 - углы скольжения падающей и переизлучённой плоских волн (в случае зеркальной компоненты $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$);

$\langle \sigma^2 \rangle$ - дисперсия высоты границ экранов. Выражения справедливы

при следующих ограничениях:

$$\gamma_{1,2} < \sqrt[3]{\frac{\lambda}{2\pi\rho}}, \quad \gamma_{1,2} \geq \gamma_{\min} = \sqrt{\frac{0,4 \cdot \langle N \rangle}{k \cdot L}} \quad (1.15)$$

где γ_{\min} - минимальный угол скольжения падающей волны, при котором край рассматриваемой полуплоскости находится на границе полутиени от предыдущего экрана и поле на нем по величине равно полю свободного пространства. Последнее неравенство обусловлено тем, что при выводе выражений (1.13), (1.14) не учитываются эффекты многократной дифракции.

Как показано в [28, 82, 83], количество освещенных гребней, на которых происходит дифракция падающей волны, т.е. величина $\langle N \rangle_L$ для случая $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ может быть представлена в виде

$$\frac{\langle N \rangle}{L} \approx n_0 \cdot \gamma \quad (1.16)$$

а для случая $\gamma_1 \neq \gamma_2$, наиболее сильно влияет меньший из углов, т.е.

$$\frac{\langle N \rangle}{L} = n_0(\gamma_1) \cdot \gamma_2, \quad \gamma_2 < \gamma_1 \quad (1.17a)$$

или

$$\frac{\langle N \rangle}{L} = n_0(\gamma_2) \cdot \gamma_1, \quad \gamma_2 > \gamma_1 \quad (1.17b)$$

Коэффициент n_0 зависит от статистических свойств неровностей: их

высоты и пространственной корреляции. С учетом (1.17а), (1.17б)

$$R = \frac{n_0}{2k\gamma} \cdot \exp(-2k^2 \langle \zeta^2 \rangle \cdot \sin^2 \gamma), \quad (1.18)$$

$$\sigma^0(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{n_0(\gamma_{1,2}) \cdot \gamma_{2,1}}{2k\gamma_{1,2}^2}, \quad (1.19)$$

Из (1.13), (1.14) и (1.18), (1.19) видно, что дифракция обуславливает рост интенсивности обеих компонент вторичного поля - зеркальной и диффузной - с уменьшением угла скольжения до значения последнего, определяемых неравенством (1.15). При соответствующем (1.15) граничном значении γ получим:

$$R = 0.625 \cdot \exp(-2k^2 \langle \zeta^2 \rangle \cdot \sin^2 \gamma), \quad (1.20a)$$

$$\sigma^0 \approx 0.31, \quad (1.20б)$$

причем важно заметить, что оба эти значения не зависят от отношения $\langle N \rangle / L$. При дальнейшем уменьшении угла скольжения рост интенсивности переизлучённого поля замедляется, а затем прекращается, так как каждый экран оказывается в зоне полутени от других, расположенных по обе стороны от него. В предельном случае $\gamma \rightarrow 0$ при $\langle \zeta^2 \rangle \rightarrow 0$ получим $R \rightarrow 1$, что наблюдается в эксперименте. Результаты [28, 82] объясняют, почему в области, где не правомерно применение метода касательной плоскости, полученные с его использованием значения для коэффициента отражения согласуются с экспериментальными данными, причем без учета явления затенения.

Ряд особенностей спектра флюктуаций поля и его корреляции при разнесении точек наблюдения в горизонтальной плоскости перпендикулярно

трассе оценены в работ [89], в которой граница полуплоскости, на которой происходит дифракция, предполагается статистически неровной. В ней, в частности, показано, что при $\gamma \rightarrow 0$ функция корреляции поля при разнесении точек наблюдения повторяет функцию корреляции неровностей края с масштабным коэффициентом, зависящим от соотношения расстояний между корреспондирующими пунктами и границей экрана, причем радиус корреляции не зависит от длины волны. Отмечено также, что при возрастании угла скольжения ширина углового спектра переизлучённого поля оказывается такой же, как предсказываемая в [8], использующей приближение метода касательной плоскости.

1.5 Выводы по разделу

Основываясь на экспериментальных данных, учитывая проведенный в данном разделе анализ существующих теоретических исследований, можно сделать следующие выводы:

а) учет влияния сильных взаимных затенений неровностей при малых углах скольжения на сигналы, переизлученные элементами поверхности, позволяет объяснить ряд особенностей спектров флюктуации при многолучевом распространении над морем исключительно геометрическими соображениями без привлечения особенностей рассеивания радиоволн на неровностях поверхности. В частности, малым временем, в течение которого переизлучающий элемент остается не затененным, и скачкообразным появлением и исчезновением сигнала при выходе элемента из тени и захода в нее объясняется отсутствие существенной зависимости формы спектра флюктуации от несущей частоты сигнала и его спадающая функциональная зависимость в высокочастотной области;

б) представление механизма формирования вторичного поля при малых углах скольжения как суммы полей, возникающих в результате дифракции на краях полуплоскостей, соответствующих вершинам неровностей, в частности, гребням морских волн, дает результаты, лучше согласующиеся с экспериментальными данными, чем при использовании широко применяемой отражательной трактовки (метода касательной плоскости);

в) при дифракционной модели формирования вторичного поля сохраняется правомерность представления его в виде двух компонент зеркальной (когерентной) и диффузной (случайной), как это имеет место и в рамках метода касательной плоскости. В то же время дифракционная модель устраняет один из главных недостатков метода касательной плоскости - противоречащее экспериментальным данным убывание интенсивности вторичного поля при уменьшении углов скольжения в области их малых значений, вызванное быстрым уменьшением числа рассеивающих элементов подстилающей поверхности под влиянием взаимных затенений. При дифракционной модели формирования поля происходит либо возрастание его интенсивности, что выражается, в частности, в росте коэффициента отражения зеркальной компоненты, либо убывание интенсивности поля до некоторого конечного уровня в случае диффузной компоненты;

г) проведенный в первом разделе диссертации обзор позволяет сделать вывод о перспективности разработки дифракционной модели многолучевого распространения над поверхностью при малых углах скольжения. Наиболее важно было бы рассмотрение области предельно малых углов скольжения, где необходимо рассматривать эффекты многократной дифракции (на последовательности препятствий). Такая геометрия трасс представляет значительный практический интерес. В этой области более перспективным представляется применение численных методов расчета в отличие от аналитических, использование которых затруднено из-за необходимости

рассмотрения многоократной дифракции на вершинах неровностей поверхности.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [10, 11, 23, 26, 28, 29 – 40, 82, 83].

РАЗДЕЛ 2

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ВТОРИЧНОГО ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

2.1 Введение

В предыдущем разделе было показано, что экспериментальные данные в ряде случаев противоречат применяемому на данный момент методу касательной плоскости как основному методу расчета вторичного поля, применяемому в условиях малых углов скольжения. Было показано, что альтернативой методу касательной плоскости при расчетах вторичного поля над морем может служить метод последовательной дифракции на экранах с высотами равными высотам освещенных вершин морских волн. В данном разделе рассмотрим две основные методики моделирования, которые применяются исследователями при расчетах вторичного поля над поверхностями, в частности, над городскими постройками, и которые используют механизм дифракции на неровностях подстилающих поверхностей. В обеих методиках исходными данными являются характеристики освещенных вершин рассеивающей поверхности, полученные в результате цифрового моделирования формы подстилающей поверхности (морского волнения) и учета затенений

Первая методика основана на аналитических выкладках и допущениях, сделанных в работах [6, 8, 89-95]. Она заключается в том, что элемент рассеивающий неровной поверхности представляется как цилиндр с образующей, перпендикулярной направлению распространения радиоволны (двумерная задача). Кривизна цилиндра равна кривизне вершины морской волны. Он является источником рассеянной радиоволны. В зависимости от

угла скольжения, под которым падает на рассеивающий элемент электромагнитное поле, доминирующим механизмом рассеяния радиосигнала является или отражение или дифракция. При некотором угле скольжения оба эти механизма дают одинаковый вклад в значение рассеянного поля. Таким образом, аналитически определяется комбинированное рассеянное поле от каждого освещенного элемента поверхности как сумма полей дифрагированного поля и отраженного от цилиндрической поверхности.

Вторая методика основана на работах [6, 86, 91, 92, 94-101] и представляет собой комбинацию метода Кирхгофа и метода вторичных источников Гюйгенса. В диссертации использовались обе методики расчета вторичного поля, как для определения характеристик распространяющейся радиоволны, так и для взаимной верификации.

2.2 Комбинированное поле, рассеянное освещенными элементами подстилающей поверхности

Рассмотрим типичные для практических применений схемы трасс распространения радиоволн. На рис.2.1 представлена условная схема распространения радиоволн для одиночного препятствия (рис.2.1 а) и группы препятствий (рис.2.6 б).

Считаем, что выполняются условия неравенств

$$\frac{h_{T,R}}{D_{T,R}} \ll 1, \quad D_{T,R} \gg \lambda, \quad h_{T,R} \gg \lambda, \quad \psi \ll 1, \quad (2.1)$$

где физический смысл переменных понятен из рис.2.1.

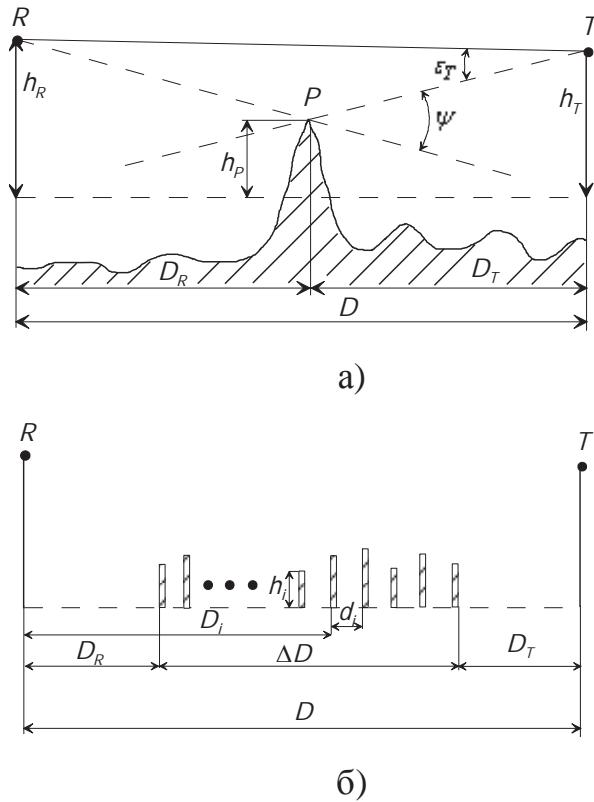


Рисунок 2.1 - Схема трассы распространения радиоволн:

- a) – одиночное препятствие;
- б) – группа препятствий типа городских строений

В случае одиночного экрана прямые PR и PT (см. рис.2.1 а), проведенные через вершину препятствия из точек приема и излучения, являются геометрическими границами тени, и структура поля при выполнении критериев работ [21, 94] описывается дифракцией Френеля на непрозрачной полуплоскости.

В зависимости от значения параметра дифракции

$$u = \gamma \sqrt{\frac{k}{2} \cdot \frac{D_i(D - D_i)}{D}} \approx \left(\frac{h_T - h_i}{D - D_i} + \frac{h_R - h_i}{D_i} \right) \sqrt{\frac{k}{2} \cdot \frac{D_i(D - D_i)}{D}}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.2)$$

где D_i - расстояние от приемника до i -того экрана на трассе;

D - дальность трассы;

γ - угол скольжения падающей радиоволны относительно средней подстилающей поверхности. Различают следующие области пространства:

- освещенная область пространства, характеристики поля в которой определяются в первую очередь влиянием среды распространения и многолучевым распространением над поверхность раздела:

$$u \gg 1; \quad (2.3 \text{ а})$$

- переходная область:

$$u > 1; \quad (2.3 \text{ б})$$

- область полутени:

$$1 > u > -1; \quad (2.3 \text{ в})$$

- область глубокой тени, дифрагированное поле в которой имеет очень низкую интенсивность, и работа в ней радиосистем связана с использованием полей, проникающих за счет рассеяния в тропосфере или отражения от ионосферы:

$$u \ll -1. \quad (2.3 \text{ г})$$

При группе препятствий, как показано в [3] и ряде других экспериментальных работ, предельными в некотором смысле являются две ситуации. При первой компактная группа препятствий занимает малую часть общей протяженности трассы. К таким, например, относятся лесополосы, группы компактно расположенных строений и тому подобные объекты. Высотная структура поля за такими объектами, по крайней мере, при значениях параметра u , не превышающих нескольких единиц, близка к

картине дифракции Френеля на полуплоскости [3, 94, 102]. Противоположным к рассмотренному является случай, когда препятствия заполняют трассу на всем ее протяжении. Такие условия имеют место при распространении над населенными пунктами, в частности, ряд авторов показывают применимость модели многократной дифракции Френеля к расчету уровней сигналов мобильной связи в условиях городской застройки [96, 97].

В основе используемого подхода к описанию электромагнитного поля неровной поверхности в условиях сильных затенений лежит представление его в виде суммы облучающего поля свободного пространства, образованного сферическими или плоскими волнами, и вторичного поля, рассеянного поверхностью. Поскольку в исследуемых случаях всегда будет предполагаться, что точка наблюдения находится от любой точки поверхности раздела на расстоянии многих длин волн, все взаимодействия поля с поверхностью можно рассматривать в приближении волновой зоны. При высоте точки наблюдения, превышающей границу тени, поле рассеянное неровной границей раздела сред с пространственно-временными характеристиками морской поверхности с ветровыми волнами может быть представлено как сумма рассеяний множества незатененных вершин неровностей. Поэтому следующим этапом расчета поля является изучение рассеяния радиоволн рассматриваемых миллиметровых и сантиметровых диапазонов. Отметим, что современное состояние теории рассеяния радиоволн и средств вычислительной математики не позволяют аналитически или численными методами строго решить задачу рассеяния электромагнитных волн границей раздела воздух-вода при произвольных соотношениях размеров неровностей и длины волны. Теоретически обоснован метод приближенного решения, при котором неровности поверхности представляются как суперпозиция ординат двух поверхностей. Одна из них выбирается так, чтобы отражения от нее можно было описать,

используя варианты приближения метода возмущений [7, 95], считая в дальнейшем поверхность гладкой, но с некоторыми эквивалентными отражающими свойствами [8]; ее неровности условно именуются мелкомасштабными. Оставшиеся неровности – крупномасштабные должны допускать применение к описанию отражения от них приближения геометрической оптики [6-8]. Такой метод расчета рассеяния волн неровными поверхностями широко используется в радиофизике и акустике для расчета рассеяния в широком диапазоне длин волн и при различных условиях облучения поверхности, в том числе в задачах обратного рассеяния. Именно такой подход к разделению неровностей на мелкомасштабные и крупномасштабные (наравне с этими названиями будем использовать и понятие «рельефообразующие», хоть оно в литературе чаще используется применительно к сухопутным трассам) необходимо использовать уже на этапе моделирования формы морской поверхности с ветровыми волнами. В качестве количественного критерия для выбора границы разделения неровностей на эти две категории используется значение параметра Рэлея, который уже в несколько другом виде применялся в разделе 1 (выражение (1.4))

$$q = \frac{\sigma_h \sin \gamma}{\lambda}, \quad (2.4)$$

где γ - угол скольжения падающего (и отраженного) луча в рассматриваемой точке поверхности с крупномасштабными неровностями;

σ_h - среднеквадратическая высота мелкомасштабных неровностей на рассматриваемом участке крупномасштабной неровности. Очевидно, что применение этого критерия при таком его определении практически невозможно. Однако следует учесть, что локальное значение угла скольжения γ всегда меньше угловой высоты источника излучения или

точки наблюдения по отношению к горизонтальной оси (ось X) для точки на оси X , соответствующей абсциссе рассматриваемой точки на неровности, т.е.

$$|\gamma| < |\gamma_{RP}| = \arctg \frac{h_R}{D_R} , \quad (2.5)$$

$$|\gamma| < |\gamma_{TP}| = \arctg \frac{h_T}{D_T} , \quad (2.6)$$

где d_T , d_R - горизонтальные расстояния от точек R и T до точки отражения луча от поверхности неровности;

γ_{TP} , γ_{RP} - углы скольжения для лучей TP и RP соответственно (рис.2.1а). Это позволяет заменить условие малости параметра Рэлея (2.4) при отнесении неровностей к мелкомасштабным более жестким, но легко оцениваемым:

$$\frac{\sigma_h \sin(\gamma_{TP})}{\lambda} \ll 1 , \quad (2.7)$$

$$\frac{\sigma_h \sin(\gamma_{RP})}{\lambda} \ll 1 . \quad (2.8)$$

Заметим, что условия (2.7) и (2.8) в отличие от ранее приведенного (2.4) допускают отнесение к мелкомасштабным неровностям, среднеквадратическое значение высот которых над рельефообразующей поверхностью существенно превышает длину радиоволны.

Следствием изложенного выше является вывод о том, что поле над морской поверхностью в рассматриваемой нами области высот, углов скольжения и силы волнения можно представить как сумму поля свободного пространства в случае если точка наблюдения не затенена каким-либо элементом поверхности, и полей, рассеянных неровностями поверхности, причем рассеяние может однократным и многократным, если рассматриваемый рассеивающий элемент облучается не только полем

свободного пространства, а и вторичными источниками, находящимися на меньших расстояниях от первичного источника излучения, чем рассматриваемый. Поскольку в дальнейшем при исследовании случая многоократной дифракции будем считать, что элементы рассеивающие поле находятся друг по отношению к другу в волновой зоне, базовым с точки зрения теоретического описания будем считать рассеяние сферической (или плоской) электромагнитной волны на выпуклой вершине неровности, сферической в пределах области взаимодействия с полем, характеризующейся радиусом кривизны и высотой точки взаимодействия над средней поверхностью. Согласно [6, 8, 95] такой точкой взаимодействия является точка зеркального отражения луча в геометрической оптике. Она же переходит в точку границы тени. Для выбора метода описания воздействия поверхности раздела на рассеянное поле воспользуемся результатами моделирования формы поверхности вершин неровностей, которые приведены в [47]. Моделирование выполнялось аналогично методике, рассмотренной при анализе статистических характеристик освещенных вершин. Для моделирования были выбраны 3 значения Λ_m , равные 20, 40 и 80 м, условно соответствующие слабому, умеренному и сильному волнению. Высокочастотная граница спектра выбиралась в 3 раза большей частоты спектрального максимума для морского волнения, т. е. равной $3\omega_m$. Рассчитанные по модельной поверхности значения параметров неровностей, усредненных по 20 независимым реализациям формы поверхности, приведены в табл.2.1. В ней в дополнение к параметрам, аналогичным показанным ранее в табл.2.1, приведены средние значения радиусов кривизны вершин неровностей. Из табл.2.1, в частности, видно, что усиление волнения, т.е возрастание Λ_m , сопровождается ростом радиусов кривизны вершин от значений 8...12 м при $\Lambda_m=20$ м до 40...50 м при $\Lambda_m=80$ м и увеличением средних расстояний между рассеивающими неровностями с

одновременным сокращением их числа.

Таблица 2.1 - Параметры освещенных вершин неровностей морской поверхности с ветровыми волнами

Λ_m , м	$h_{T,R}$, м	N_L	ρ , м	H , м	d , м
20	5	77,0	7,96	0,16	24,9
	10	153	8,95	0,13	12,6
	20	295	12,4	0,09	6,71
40	5	38,9	23,8	0,32	49,6
	10	82,3	17,7	0,25	23,2
	20	140	20	0,19	13,2
80	5	18	39,5	0,66	95,5
	10	40	33,3	0,5	48,6
	20	71	47,7	0,4	27

Примечание:

N_L - среднее значение количества освещенных вершин;

H - их высоты;

ρ - радиусы кривизны;

d - расстояние между освещенными гребнями.

Главным с точки зрения описания рассеяния морскими вершинами электромагнитных волн является вывод о неприменимости к ним приближения метода касательной плоскости. Напомним, что условием его использования является неравенство [6]

$$\sin \gamma > (k\rho)^{-\frac{1}{3}} = \sqrt[3]{\frac{\lambda}{2\pi\rho}}. \quad (2.9)$$

Например, приняв для оценки порядка величины допустимого угла скольжения значение радиуса кривизны при умеренном волнении ($\Lambda_m = 40$ м) равными 25 м, получим для длины радиоволны 1 см условие $\sin \gamma > 0,04$ рад. В средней части трассы протяженностью в единицы километров при высоте корреспондирующих пунктов менее 20 м значения углов скольжения лежат, как правило, в области ниже 0,02 рад, т.е. для них условие представления рассеянного поля, как продукта зеркального отражения от плоских фасетов неправомерно, и его можно использовать только для концевых участков трасс. Как следует из работ [6, 95] в области углов скольжения, соответствующих полутени и не глубокой тени, необходимо учитывать дифракционный механизм распространения электромагнитных волн. Согласно [6, 8, 94, 95], дифрагированное на выпуклой поверхности поле в окрестности границы тени может быть в первом приближении описано как результат дифракции Френеля на границе полуплоскости. Условием правомерности такой замены, как уже отмечалось, является выполнение неравенства [6, 88, 94]

$$\rho < \sqrt{\frac{\pi r_T^3 r_R^3}{\lambda r_{TR}^3}}, \quad (2.10)$$

где r_T, r_R - расстояния от точки поверхности до излучателя и точки наблюдения соответственно;

r_{TR} - расстояние между точками излучения и приема. Согласно [94] разница между точным и расчетным значениями множителя ослабления на границе геометрической тени не превышает 1 дБ. В работе [95] показано, что в области полутени рассеянное выпуклой поверхностью поле можно представить как сумму двух полей: одного, отраженного по законам

геометрической оптики, второго, описываемого дифракцией Френеля на плоскости с границей, являющейся линией пересечения выпуклой поверхности с нормальной к ней плоскостью. При этом при угле скольжения γ_0 , равном

$$\gamma_0 = \sqrt[3]{\frac{\lambda}{\pi^2 \rho}}, \quad (2.11)$$

амплитуды обеих волн равны. Дальнейшее уменьшение угла скольжения приводит к падению амплитуды отраженной волны и росту до некоторого предельного значения амплитуды волны, обусловленной дифракцией (ее ряд авторов называет «дифракционной волной»).

При последующем описании поля над поверхностью, создаваемого множеством рассеивающих вершин неровностей (в дальнейшем для краткости просто «рассеивающих элементов») будем использовать несколько упрощающих допущений, часть которых упоминалась ранее.

Во-первых, что все элементы поверхности находятся в волновой зоне как по отношению друг к другу, так и к точкам излучения и наблюдения, т.е. все расстояния существенно превышают длину радиоволны.

Во-вторых, что вертикальные размеры рассеивающих элементов и расстояния между ними до источника излучения и точки наблюдения таковы, что всегда выполняется условие дальней зоны, т.е. создаваемую каждым из них волну можно считать сферической. Это допущение требует, чтобы выполнялись следующие неравенства:

$$r_{TS} \gg \frac{\zeta_s^2}{\lambda}, \quad r_{RS} \gg \frac{\zeta_s^2}{\lambda}, \quad \frac{\lambda}{\zeta_s} > \frac{h_T}{r_{TS}}, \quad \frac{\lambda}{\zeta_s} > \frac{h_T}{r_{RS}}, \quad (2.12)$$

где r_{TS} , r_{RS} - расстояния до элемента от источника и до точки наблюдения;

ζ_s - длина проекции элемента на вертикальную плоскость. Эти требования учитывают, что направления облучения и рассеяния образуют в исследуемой нами задаче малые углы с горизонтальной плоскостью.

В дальнейших случаях, когда это не оговорено специально, предполагается однократное возмущение облучающего поля поверхностью. То есть на рассматриваемый рассеивающий элемент падает невозмущенная поверхностью волна и рассеянная волна при распространении до точки наблюдения не подвергается влиянию поверхности.

При сделанных выше допущениях поле в точке наблюдения R может быть представлено как сумма волн поля свободного пространства $\vec{U}_0(R)$ и волн $\vec{U}_i(R)$, рассеянных всеми присутствующими на поверхности трассы незатененными вершинами неоднородностей.

$$\vec{U}(R) = \vec{U}_0(R) + \sum_{i=0}^N \vec{U}_i(R), \quad (2.13)$$

где N - количество активных, т.е незатененных вершин. Нормируя обе части этого выражения на комплексную амплитуду поля свободного пространства, получим эквивалентные (2.13) выражения для множителя ослабления:

$$W(R) = \frac{\vec{U}(R)}{\vec{U}_0(R)} = 1 + \sum_{i=0}^N W_i(R), \quad (2.14)$$

$$\vec{W}_i(R) = \frac{\vec{U}_i(R)}{\vec{U}_0(R)}. \quad (2.15)$$

Учитывая ранее сказанное о двух одновременно действующих физических механизма формирования поля в зоне полутени, множитель ослабления в ней представим как сумму двух слагаемых:

1) часть, соответствующую отражению в приближении геометрической оптики от поверхности с неровностью, которую будем считать цилиндром радиуса ρ , на которой присутствуют мелкомасштабные неровности [8]

$$\vec{V}_C = F_{HV}(\gamma_L) q(\gamma_L) \sqrt{\frac{\rho(r_{TS} + r_{RS}) \sin \frac{\gamma_L}{2}}{r_{TS} r_{RS}}} \exp[ik(r_{TS} + r_{RS} - r_{TR})], \quad (2.16)$$

2) и часть, соответствующую так называемой «дифракционной волне», являющейся продуктом дифракции Френеля на границе тени

$$\vec{V}_D = \frac{q(\gamma_L)}{\sqrt{2\pi u}} \exp\left[i\frac{\pi}{2}u^2 - \frac{3}{4}\pi\right], \quad u = \sin \gamma_L \sqrt{\frac{k}{\pi} \frac{r_{TS} r_{RS}}{r_{TS} + r_{RS}}} < 1, \quad (2.17)$$

где u - параметр дифракции, определенный ранее в выражении (2.2);

γ_L - локальное значение угла скольжения относительно плоскости, касательной к поверхности крупномасштабной неровности, в точке отражения (точка S рис.2.2).

Используемые в (2.16) и (2.17) величины поясняются схематическим изображением трассы распространения на рис.2.2. Луч под локальным углом скольжения γ_L падает на элемент поверхности S , который имеет радиус кривизны ρ .

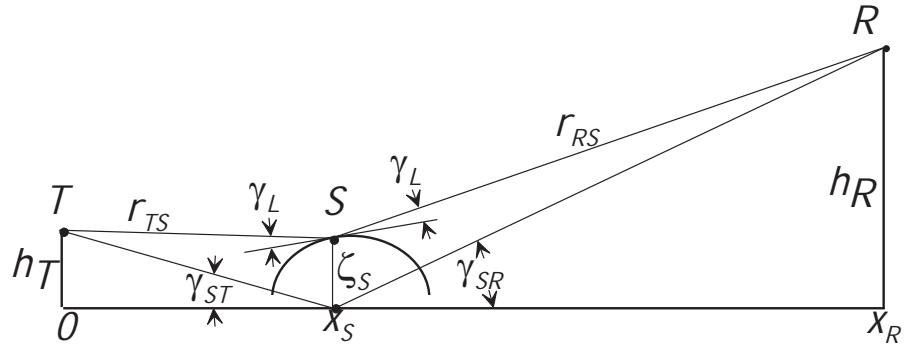


Рисунок 2.2 - Схема трассы

Для учета уменьшения амплитуды рассеянного поля под влиянием мелкомасштабной составляющей неровностей поверхности в выражении (2.16) введен множитель

$$q(\gamma_L) = \exp(-2k^2\sigma_h^2 \sin^2 \gamma_L), \quad (2.18)$$

где σ_h - среднеквадратическое значение высоты мелкомасштабных неровностей;

γ_L - локальное значение угла скольжения относительно плоскости, касательной к поверхности крупномасштабной неровности, в точке отражения (точка S рис.2.2). Физически присутствие этих неровностей на поверхности означает, что часть облучающего поверхность поля рассеивается в пространство хаотично в направлениях, далеких от соответствующих зеркальному. Методов расчета характеристик рассеянного ими поля в настоящее время не существует, но теоретические и экспериментальные оценки показывают, что интенсивность его практически во всех областях пространства существенно ниже, чем при отражении от поверхности с крупномасштабными неровностями, а распределение по направлениям близко к изотропному [103, 104]. Уменьшение амплитуды поля, отраженного от поверхностей крупномасштабных элементов,

обусловленное рассмотренным явлениям, согласно [8] может быть учтено уменьшением значений коэффициента Френеля, соответствующего каждой точке поверхности крупномасштабной неровности на коэффициент $q(\gamma_L)$. Как показано в [3], введением такого же множителя можно учесть и уменьшение амплитуды волн дифракции вследствие искаженной формы границы тени мелкомасштабными неровностями.

2.3 Метод Кирхгофа и метод вторичных источников Гюйгенса

Вторая методика моделирования заключалась в том, что на трассе распространения выделялись области, в которых происходило возбуждение вторичных источников Гюйгенса, которые в свою очередь являлись источниками вторичных сферических волн. Для удобства расчетов эти области пространства выбирались над освещенными верхушками неровностей поверхности. Реальная освещенная неровность поверхности заменялась виртуальным экраном. Условием такой замены служило неравенство (2.10). Естественно должно выполняться и условия дальней зоны, т.е. условия (2.12).

При численных расчетах использовался подход, примененный в работах [6, 96, 105]. В работе [96] для двумерного случая была разработана методика, примененная для расчетов характеристик распространения радиоволн сотовой связи в городских условиях и позволяющий без существенного снижения точности ограничить область интегрирования по высоте отрезком, равным малому числу диаметров первой зоны Френеля в месте расположения соответствующей полуплоскости. Условная схема рассеяния поля на системе экранов приведена на рис.2.3.

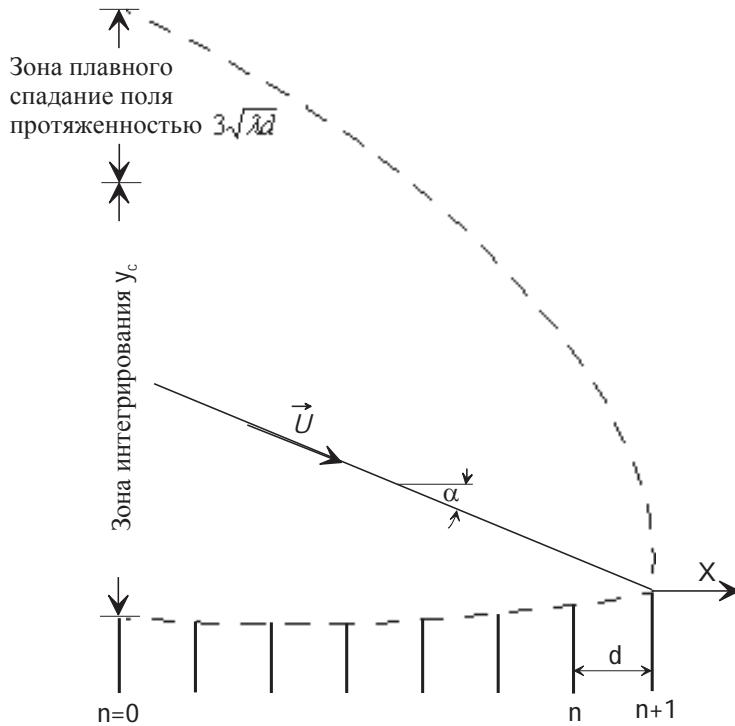


Рисунок 2.3 – Условная схема, поясняющая метод численного расчета многократной дифракции на множестве экранов

На нем указана условно показана система из $n + 1$ экранов, над которыми распространяется поле \vec{U} . Штриховой линией область пространства существенная для формирования поля над $n + 1$ -ым экраном. Для двумерного случая поле над 1-м экраном в произвольной точке области y_1 можно определить как

$$\vec{U}(y_1) = \frac{e^{ikr}}{\sqrt{r}}, \quad (2.19)$$

где r - расстояние от точечного источника до произвольной точки области y_1 . А поле над $n + 1$ экраном в любой точке области y_{n+1}

$$\vec{U}_{n+1}(y_{n+1}) = \frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{\lambda}} \int_{h_n}^{\infty} \vec{U}_n(y_n) \frac{e^{ikr}}{\sqrt{r}} (\cos\delta + \cos\alpha) dy_n, \quad (2.20)$$

$$r = \sqrt{d^2 + (y_{n+1} - y_n)^2}, \quad (2.21)$$

$$\cos \delta = \frac{d}{r}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.22)$$

где d - горизонтальное расстояние между экранами n и $n+1$;

h_n - высота n -того экрана;

y_{n+1} - область пространства над $n+1$ экраном;

y_n - область пространства над n -тым экраном;

λ - длина радиоволны;

α - угол между направлением распространения волны и осью OX , совпадающей по модулю с углом скольжения γ (см. рис.2.3).

В выражении (2.20) коэффициент перед интегралом введен для двумерного варианта расчета (в трехмерном варианте расчета этот коэффициент равен $-ik/2\pi$). Верхняя граница интегрирования не может быть равна бесконечности при численном интегрировании в выражении (2.20). Поэтому интегрирование ведется в ограниченной области с размерами

$$y_c = Nd \tan \gamma + \sqrt{\frac{N\lambda d}{2\pi\chi}} \frac{1}{\cos \alpha} \quad (2.23)$$

где N - число экранов;

χ - допускаемая ошибка (если $\chi=0,1$, то ошибка составит 10%).

Анализ выражения (2.23) показывает, что область интегрирования начинает резко возрастать при увеличении точности расчетов (уменьшении χ) и при увеличении угла скольжения γ . Ограничение интегрирования конечной

величиной приводит к разрыву в области интегрирования и нежелательным ошибкам в расчетах. При этом для исключения артефактов, возникающих из-за наличия второй (в нашем случае верхней) границы интегрирования под интеграл вводится дополнительный множитель типа функции Гаусса, формирующий плавное спадание поля на верхнем пределе интегрирования (суммирования).

$$\begin{cases} \eta(y') = 1, & y' < y_c \\ \eta(y') = \exp\left[\frac{-(y' - y_c)^2}{w^2}\right], & y_c < y' < y_c + 3w, \\ \eta(y') = 0 & y' > y_c + 3w \end{cases} \quad (2.24)$$

где $w = \sqrt{\lambda d}$ ширина по высоте переходной области интегрирования для сглаживания краевых эффектов:

y' - координата текущего элемента интегрирования. Численное моделирование показало, что попытки выбора других спадающих функций вместо функции Гаусса не дает принципиальных отличий в значениях рассчитанных полей.

Шаг интегрирования определялся как

$$\Delta = \frac{d \tan \alpha}{q}, \quad (2.25)$$

где q - целое число, выбираемое так, чтобы $\Delta \leq \lambda$. В ходе расчетов, при увеличении угла скольжения для получения непрерывной первой производной исследуемого поля часто приходилось уменьшать шаг интегрирования до величины $\lambda/4$.

Использование методики, описанной в выражениях (2.19)...(2.25)

позволило, например, обеспечить выполнение расчета поля при дифракции на 20 экранах с погрешностью менее единиц процентов за время порядка нескольких десятков минут на компьютере средней мощности.

Для трехмерного варианта расчетов использовались выражения аналогичные по своей сути выражениям (2.19)...(2.25), но с учетом добавления еще одной координаты.

Для трехмерного случая поле над 1-м экраном в произвольной точке области S_1 определяется как поле сферической волны

$$U(S_1) = \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.26)$$

где r - расстояние от точечного источника до произвольной точки области S_1 над первым экраном. А поле над $n+1$ экраном в любой точке области S_{n+1}

$$U_{n+1}(S_{n+1}) = \frac{-ik}{2\pi} \int_{h_n y_a}^{Z_b y_b} U_n(S_n) \frac{e^{ikr}}{r_n} (\cos\delta + \cos\alpha) dz dy, \quad (2.27)$$

где r_n - расстояние от элемента области S_{n+1} до элемента области S_n ;

$$r_n = \sqrt{(x_{n+1} - x_n)^2 + (y_{n+1} - y_n)^2 + (z_{n+1} - z_n)^2}, \quad (2.28)$$

где область S_n представляет собой множество элементов с координатами x_n, y_n, z_n и с элементарной площадью $dz dy$. Предполагается, что направление распространения электромагнитной волны происходит в направлении возрастания координаты x . Рассматриваемые области над

экранами и сами экраны перпендикулярны оси $0X$. Интегрирование над n -ым экраном ведется в пределах от y_a до y_b по оси $0Y$ и от верхнего края экрана с координатой h_n до некоторого значения Z_b по оси $0Z$. Значения y_a , y_b , Z_b определяются по общей методике, примененной в выражении (2.23), а весовые коэффициенты для сглаживания скачков на границах интегрирования определяются по методике выражения (2.24). При этом однократный интеграл выражения (2.20) трансформируется в двукратный (выражение (2.27)) и вычислительные затраты относительно двумерного варианта расчетов, как правило, возрастают на несколько порядков.

2.4 Выводы по разделу

В разделе для выделенных 4-х возможных случаев взаимодействия электромагнитного поля с подстилающей поверхностью предложены два основных метода расчета вторичного электромагнитного поля.

Предложенный первый метод расчета предполагает представление вторичного поля как продукта аддитивного сложения отраженного и дифрагированного электромагнитных полей. Причем как отражение, так и дифракция происходит на одном и том же элементе неровности подстилающей поверхности. Второй метод расчета (метод Кирхгофа-Гюйгенса) известен с конца 19-го века и при расчете не разделяет вторичное электромагнитное поля на поля отражательное и дифракционное.

Первый метод расчета требует значительно меньших вычислительных ресурсов, чем метод Кирхгофа-Гюйгенса. К недостаткам метода можно отнести его плохую адаптацию к расчету электромагнитных полей на трехмерной поверхности.

Метод расчета Кирхгофа-Гюйгенса позволяет решать задачу многократной дифракции с высокой точностью при минимальных предварительных условиях. Он потребляет значительные вычислительные ресурсы, но хорошо адаптируется для решения рассеяния радиоволн для трехмерных задач и для решения задач многократных рассеяний радиоволн.

Описанные выше методы расчета вторичного электромагнитного поля применялись в комплексе с цифровой моделью ветрового морского волнения, способ создания которой будет описан в следующем разделе.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [47, 54, 60, 63, 64].

РАЗДЕЛ 3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРОВОГО МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕИВАЮЩИХ

ЭЛЕМЕНТОВ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

3.1 Введение

В диссертационной работе создание формы ветрового волнения является важным этапом построения модели рассеяния электромагнитных волн. Это обусловлено тем, что от правильности построения как “замороженной” формы подстилающей поверхности, так и ее пространственно-временных изменений будут зависеть как пространственные, так и временные характеристики рассеянного на ней электромагнитного поля. Многие исследователи с целью упрощения расчетов отказывались от моделирования профиля подстилающей поверхности. Ее влияние учитывали введением “виртуальных” переизлучающих рассеивателей, распределенных по высоте и по дистанции по определенным, удобным для последующих расчетов математическим законам. Критерием выбора таких законов, как правило, служила простота их использования или логические умозаключения, т.е. строго обоснования выбора законов распределений различных параметров не приводилось хотя бы по той причине, что это было невозможно сделать без построения модели подстилающей поверхности. Примером таких исследований могут служить работы [106, 107].

Второй подход в моделировании заключался в замене случайной трехмерной поверхности Земли удобной для математической обработки функцией. В частности, поверхность моря заменяли ее аналогом в виде

синусоиды или пилы [108, 109], набора геометрических фигур, в частности сфер, [110, 111]. Очевидно, что при таком подходе правильное решение возможно только для очень ограниченных условий распространения радиоволн, и каждый раз обоснованность такого подхода необходимо доказывать косвенными методами, которые в свою очередь тоже требуют обоснования.

Таким образом, необходимость создания цифровой модели подстилающей поверхности очевидна. Полученный цифровой профиль шероховатой поверхности максимально приближенной по своим характеристикам к реальному профилю при правильно выбранной методике расчета вторичного поля позволит как бы "автоматически" получать адекватные экспериментальным результатам данные. Примером удачных решений радиофизических задач на основе анализа характеристик расположенных на смоделированной морской поверхности элементов переизлучения радиоволн могут служить работы [13, 26]. В них для случая прямого распространения радиоволн только на основе геометрических исследований координат незатененных рассеивателей, времени их жизни и перемещения за время их существования даны объяснения зависимости от параметров морского волнения положения максимума спектра рассеянного поверхностью радиосигнала и его закона спадания в высокочастотной области. Для случая обратного рассеивания радиоволн, опять же только на основе геометрических исследований времени жизни освещенных участков морского волнения, их скорости перемещения, была показана непротиворечивость полученных модельных данных экспериментальным результатам [3] по длительности всплесков отраженного морем сигнала и его доплеровским скоростям.

В данном разделе будет применительно к случайной поверхности, соответствующей в линейном приближении морскому ветровому волнению поверхности, будут оценены статистические характеристики освещенных и

затененных элементов неровностей, в частности, их количество, высоты, протяженность и распределение по длине трассы. Эти характеристики необходимы для дальнейшего моделирования дифракции электромагнитного поля на неровностях подстилающей поверхности. Проведенные исследования показали, что при малых углах скольжения остаются освещенными только вершины самых высоких неровностей. Именно они формируют вторичное, рассеянное поверхностью поле. Поэтому дальше в терминологии наряду с “освещенными элементами поверхности” будем пользоваться и термином “освещенные вершины”. В качестве метода решения задачи определения характеристик освещенных элементов поверхности было выбрано численное моделирование формы поверхности с ветровыми волнами, выделение на ней точек, находящихся вне области тени при заданной геометрии трассы и расчет статистических характеристик высот и количества точек на разных участках трассы. Основные результаты, рассмотренные в данном разделе, ранее были опубликованы в работах [10 - 20]. Здесь остановимся только на наиболее важных моментах.

3.2 Метод моделирования ветрового морского волнения

Рассмотрим параметры морского волнения необходимые для последующего моделирования профиля случайной поверхности моря. Как известно из [112 - 123] основной характеристикой морского волнения является двумерным спектром морского волнения

$$S(\omega, \theta) = S(\omega) \cdot Q(\omega, \theta), \quad (3.1)$$

где $S(\omega)$ - распределение энергии волнения по частотам или

одномерный энергетический спектр;

$Q(\omega, \theta)$ - функция углового распределения энергии;

ω - частота. Причем

$$\int_{-\pi}^{\pi} Q(\omega, \theta) d\theta = 1, \quad (3.2)$$

где θ – азимутальный угол. Для перехода от двумерного к одномерному энергетическому спектру можно воспользоваться выражением

$$\int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\theta = S(\omega) \quad (3.3)$$

А выражение

$$\int_0^\infty \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\theta d\omega = E, \quad (3.4)$$

дает энергию процесса E . При моделировании профиля морского волнения необходимо учитывать дисперсионное соотношение, которое с достаточной точностью для очень глубокой воды можно описать выражением

$$\omega = \sqrt{gR}, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad \omega = 2\pi F, \quad (3.5)$$

где ω - циклическая частота;

g - ускорение свободного падения;

K - волновое число;

Λ - длина морской волны;

F - частота морской волны. Частные случаи дисперсионных соотношений для различных условий, согласно [122], приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1 - Дисперсионные соотношения для воды

Условие	Вид дисперсионного соотношения
Конечная глубина	$\omega = \sqrt{(gK + \gamma_\omega K^3)th(KH)}$
Глубокая вода ($KH \gg 1$)	$\omega = \sqrt{gK \left(1 + \frac{\gamma_\omega K^2}{g} \right)}$
Мелкая вода ($KH \ll 1$)	$\omega = \sqrt{gK^2 H \left(1 + \frac{\gamma_\omega K^2}{g} \right)}$
Гравитационные волны ($K \ll \sqrt{g/\gamma_\omega \omega}$)	$\omega = \sqrt{gK th(KH)}$
Капиллярные волны ($K \gg \sqrt{g/\gamma_\omega \omega}$)	$\omega = \sqrt{\gamma_\omega \omega K^3 th(KH)}$

где H - глубина бассейна;

γ_ω - отношение коэффициента поверхностного натяжения воды α_p к ее плотности ρ . Согласно [124] $\alpha_p = 74$ дин/см ($7,4 \cdot 10^{-2}$ Н/м) и $\rho = 1\text{г}/\text{см}^3$ ($1000\text{кг}/\text{м}^3$). Вообще, как считают авторы работы [125], понятие глубокой и мелкой воды относительно. Принято считать, что вода глубокая, если глубина водного бассейна превышает половину длины наибольших волн (имеющих наибольшую длину) в сложном спектре волнения. Учитывая, что величина самой длиной волны в спектре волнения определяется размером бассейна и она имеет, как правило, малую энергетику, было бы правильнее говорить о наибольшей длине волны, имеющую энергию скажем в 100 или в 1000 раз меньшую от энергии волны, соответствующей максимуму спектра морского волнения. Различие капиллярных и гравитационных волн также достаточно условно. Согласно [126] волны с длиной более 5 см относятся к

гравитационным, а с длиной менее 5 см - к капиллярным. Авторы другой работы [122] считают, что все волны следует делить на три условные области: капиллярную (длины волн менее 0,6 см или частота выше 48 Гц), гравитационно-капиллярную (длины волн от 7 см до 0,6 см или частоты от 5 до 48 Гц) и гравитационную (длины волн более 7 см или частота менее 5 Гц).

Вид спектра морского волнения может быть очень сложным и в общем случае зависит от множества факторов, таких как силы и времени действия ветра, глубины бассейна, солености и температуры воды, наличия и направления течений, профиля дна и т. д. Для унификации вида спектра принято оперировать так называемым спектром полностью развитого волнения. Согласно [126], под полностью развитым волнением понимается достижение волнами максимально возможной высоты, которая образуется под действием ветра определенной силы, дующего над достаточно протяженной областью зарождения (областью разгона), независимо от длительности воздействия. Такая максимальная высота является результатом суммирования всех возможных составляющих, присутствующих в спектре волн, с их максимальным количеством спектральной энергии. Время достижения полностью развитого волнения при условии постоянного по силе ветра, дующего в неизменном направлении, определяется величиной области разгона. Довольно часто наблюдается смешанное волнение, когда развивающееся волнение смещивается с волнами зыби. Согласно [122], при значительно отличающихся по частоте максимумах спектров ветрового волнения и зыби, суммарный спектр можно представить в виде

$$S_{\Sigma}(\omega, \theta) = S_B(\omega, \theta) + S_3(\omega, \theta), \quad (3.6)$$

где $S_B(\omega, \theta)$, $S_3(\omega, \theta)$ - соответственно спектры ветрового волнения и зыби. Далее в работе будет рассматриваться только спектр ветрового волнения, как наиболее часто встречающейся на практике.

Наиболее часто в литературе при описании спектра ветровых волн оперируют спектром Пирсона-Московитца для полностью развитого волнения в предположении полного отсутствия в волновом поле волн зыби [122, 124, 125]

$$S(\omega) = 8,1 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \exp\left[-1,25\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)^4\right]. \quad (3.7)$$

Другим описанием спектра является спектр JONSWAP, полученный в результате масштабного международного эксперимента [127]. Он позволяет описать спектр ветрового волнения при различных величинах области разгона.

$$S(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp\left[-1,25\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)^4\right] \cdot \mu^{\exp\left[-\left(\frac{\omega-\omega_m}{2\beta^2\omega^2}\right)^2\right]}, \quad \begin{cases} \beta = 0.07, & \omega \leq \omega_m \\ \beta = 0.09, & \omega > \omega_m \end{cases}, \quad (3.8)$$

где ω_m - частота максимума спектра ветрового волнения. Значения других безразмерных коэффициентов выражения (3.8) дает табл.3.2 работы [122], где они приведены в зависимости от величины области разгона. В качестве примера на рис.3.1 приведены одномерные спектры развитого морского волнения для различных скоростей ветра. На нем для кривой 3 введены обозначения ω_{\min} , ω_m (или $\omega(S_{\max})$), ω_{\max} . Где ω_{\min} обозначает нижнюю частотную границу спектра ветрового волнения, которую мы выбираем при моделировании, ω_{\max} - верхнюю граничную частоту спектра морского волнения, ω_m , как уже было отмечено выше, обозначает частоту максимума спектра ветрового волнения.

Таблица 3.2 - Значения некоторых параметров выражения (3.8) в зависимости от размера области разгона

Область разгона, м	μ	α
20170	1,0	0,0081
11680	1,13	0,0093
6720	1,33	0,01055
5270	1,5	0,0109
4210	1,67	0,0113
3420	1,94	0,0114
2810	2,17	0,0116
2340	2,5	0,0116
1970	3,0	0,0114
1670	3,67	0,0109
1430	4,33	0,0106

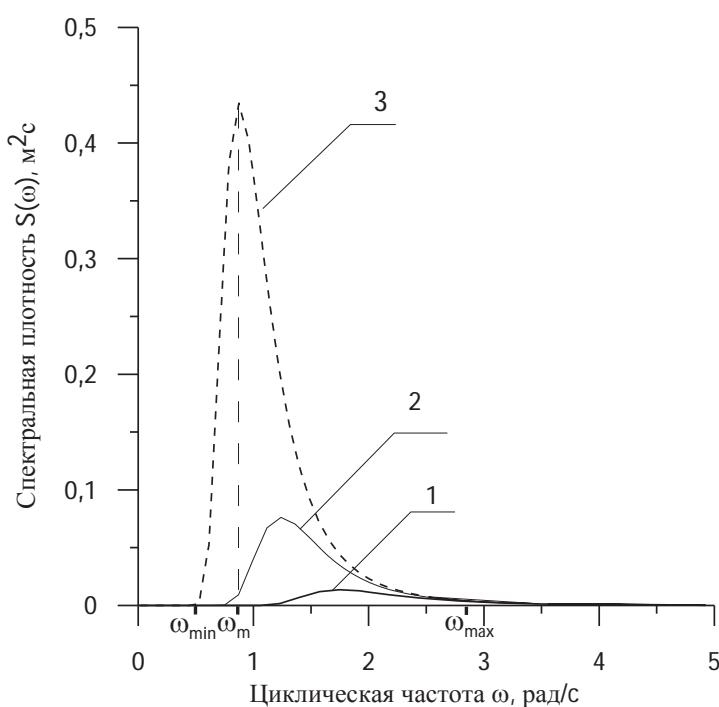


Рисунок 3.1 - Спектры развитого морского волнения. 1 – скорость ветра 4,7 м/с ($\Lambda_m=20$ м); 2 - скорость ветра 6,6 м/с ($\Lambda_m=40$ м); 3 - скорость ветра 9,3 м/с ($\Lambda_m=80$ м)

Связь основных характеристик волнения со скоростью ветра, согласно [128], можно оценить по выражениям

$$\omega_m = \sqrt{\frac{0,697}{U_{10}^2}}, \quad \Lambda_m = \frac{2\pi U_{10}^2}{0,697g}, \quad (3.9)$$

где U_{10} – скорость ветра на высоте 10 м, Λ_m - длина морской волны, соответствующая максимуму спектра морского волнения. Для оценки величины среднеквадратического отклонения высот морского волнения, согласно [128], можно воспользоваться выражением

$$\sigma = \frac{0,052U_{20}^2}{g}, \quad (3.10)$$

где U_{20}^2 - скорость ветра на высоте 20 м. Точное выражение для σ дает выражение

$$\sigma = \int_0^\infty S(\omega)d\omega. \quad (3.11)$$

Аппроксимация функции углового распределения энергии согласно [122] дается выражением

$$Q(\omega, \theta) = \frac{\frac{0.5\chi_0\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}+1)^2}}{1 - \exp\left[-\left(\frac{\pi\chi_0}{2}\right)\left(\frac{\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}+1)^2}\right)\right]} \exp\left[\frac{-\chi_0|\theta|\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}+1)^2}\right] \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_m}, \quad (3.12)$$

где χ_0 - константа, которая уменьшается от 8 для штормового

волнения до 3 для очень слабого волнения. Более простой вид зависимости функции углового распределения энергии, но не зависящий от степени волнения, предлагает [121]

$$Q(\omega, \theta) = \frac{2(\cos\theta)^2}{\pi}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (3.13)$$

Принципиальным отличием выражения (3.12) от выражения (3.13) является то, что (3.12) учитывает энергию, приходящую со всех направлений кругового сектора, а выражение (3.13) ограничивает приход энергии с сектора, равного 180 градусам. Пример двух функций углового распределения энергии, полученных по выражениям (3.12) и (3.13) представлен на рис.3.2.

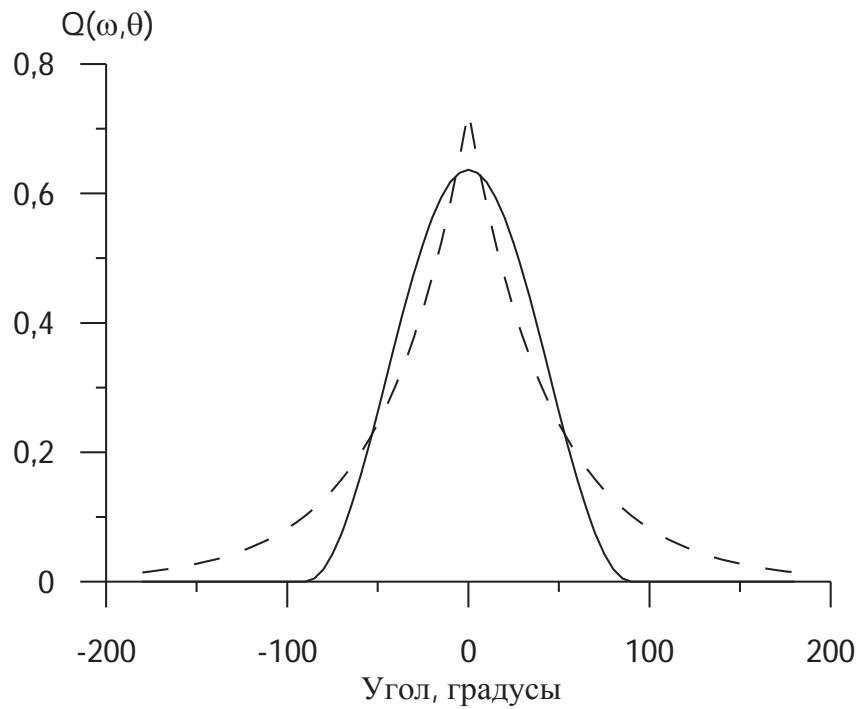


Рисунок 3.2 - Функции углового распределения энергии по выражению (3.12) – прерывистая кривая и по выражению (3.13) – сплошная кривая

Цифровое моделирование морской поверхности имеет свои

особенности, во многом связанные с дискретным представлением основных характеристик морского волнения. Так, согласно [121] в линейном приближении и декартовой системе координат высоту морского волнения в заданной точке с координатами x , y в момент времени $time$ можно представить в виде суммы большого числа гармонических колебаний с различными частотами, амплитудами и случайными фазами, равномерно распределенными от 0 до 2π

$$z(x, y, t) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \sqrt{S_{i,j} \Delta\omega \Delta\theta} \cdot \cos[\omega_i time + \xi_{i,j} - R_i(x \cos(\theta_j) + y \sin(\theta_j))], \quad (3.14)$$

где $S_{i,j}$ - дискретный отсчет двумерного спектра морского волнения;

$\Delta\omega$ - ширина полосы частот между отсчетами спектра морского волнения;

$\Delta\theta$ - интервал отсчета углов при дискретизации спектра морского волнения;

$\xi_{i,j}$ - случайная величина имеющая смысл начальной фазы, равномерно распределенная на интервале от 0 до 2π ;

ω_i - текущая частота, K_i - текущее волновое число, θ_j - текущий угол, M, N - количество дискретных отсчетов по частоте и по углу соответственно. При этом амплитуду элементарного колебания представляют в виде произведения некоторой функции (корня квадратного от отсчетов двумерного спектра) на корень квадратный из произведения приращения частоты $\Delta\omega$ и угла $\Delta\theta$. Выражение (3.14) позволяет получить ординаты морского волнения в предположении, что направление главного бега волн совпадает с осью OX . Если направление главного бега волн составляет с осью OX некоторый угол φ , как показано на рис.3.3, то в выражение (3.14) вместо координат x, y необходимо подставить новые координаты x_φ, y_φ ,

полученные согласно [129] преобразованием координат

$$x_\varphi = x \cos(\varphi) - y \sin(\varphi), \quad y_\varphi = x \sin(\varphi) + y \cos(\varphi). \quad (3.15)$$

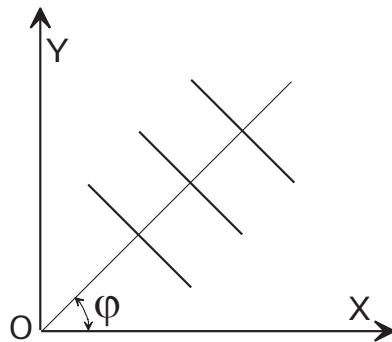


Рисунок 3.3 - Ориентация направления главного бега волн в декартовой системе координат

Часто удобно, особенно в случае моделирования работы однопозиционной радиолокационной станции, пользоваться цилиндрической или сферической системой координат. Соответствующие преобразования можно легко найти в [129]. Выражение (3.14) позволяет получить поверхность в линейном приближении с распределениями высот и наклонов близкими к нормальному.

Важным вопросом при моделировании ветрового морского волнения является выбор нижней и верхней границ спектра морского волнения. Для выбора минимальной учитываемой частоты спектра морского волнения ω_{\min} можно воспользоваться рекомендациями работы [130], в которой границы обрезания спектра предлагается выбирать исходя из сохранения основной части энергии процесса (как правило 90% и выше). Взяв, к примеру, 99% энергии процесса, выражение (3.4) можно переписать в виде

$$\int_{\omega_{\min}}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\theta d\omega = 0,99E. \quad (3.16)$$

Сложнее обстоит дело с выбором верхней частотной границы спектра ветрового волнения ω_{\max} . Это связано с тем, что выбор верхней граничной частоты оказывается очень чувствительным к получаемым значениям наклонов и особенно радиусов кривизны элементов ветрового волнения, которые согласно [8] зачастую являются определяющими при определении расчетных характеристик переизлученного поверхностью сигнала. Так, согласно выражениям работ [131] дисперсии высот, наклонов и кривизны участков морской поверхности можно определить из выражений:

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta. \quad (3.17)$$

$$\gamma_{\xi}^2 = \int_0^{\omega_{ep}} \int_{-\pi}^{\pi} k^2(\omega) S(\omega, \theta) d\omega d\theta; \quad (3.18)$$

$$\sqrt{R_{\xi}^2} = \int_0^{\omega_{ep}} \int_{-\pi}^{\pi} k^4(\omega) S(\omega, \theta) d\omega d\theta, \quad (3.19)$$

где σ^2 , γ_{ξ}^2 , $\sqrt{R_{\xi}^2}$ - дисперсии соответственно высот наклонов и радиусов кривизны морской поверхности;

$k(\omega)$ - волновое число, связанное с частотой ω дисперсионным соотношением.

На рис.3.4-3.6 приведены зависимости эффективного значения высот, наклонов и радиусов кривизны в зависимости от выбора ω_{\max} , полученные с использованием выражений (3.17) – (3.19) для скорости ветра 10 м/с. Из рис.3.4 видно, что эффективная высота неровностей, начиная со значения

30 рад/с, практически не меняется, в то время как среднеквадратическое значение наклонов (рис.3.5) испытывает довольно значительный рост с увеличением верхней частоты спектра морского волнения.

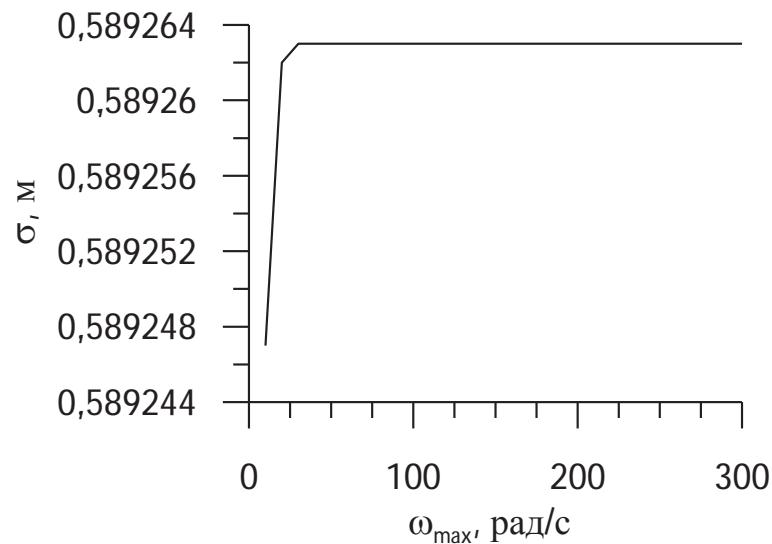


Рисунок 3.4 - Зависимость среднеквадратического значения высот морского волнения от величины верхней граничной частоты спектра морского волнения

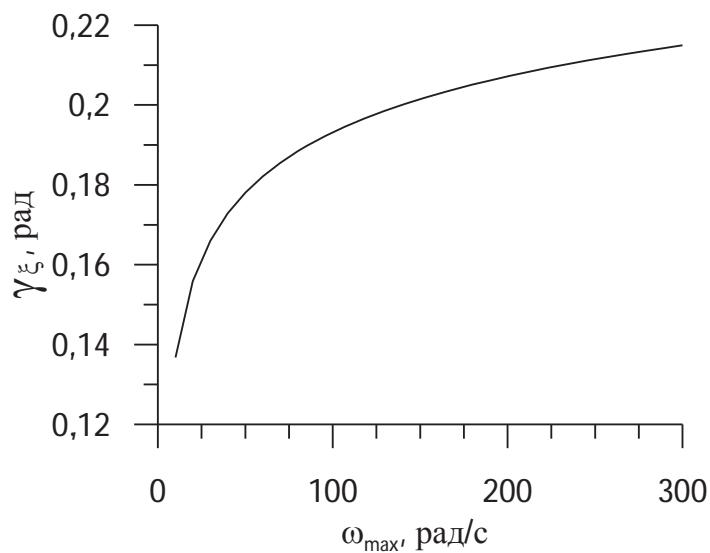


Рисунок 3.5 - Зависимость среднеквадратического значения наклонов морского волнения от величины верхней граничной частоты спектра морского волнения

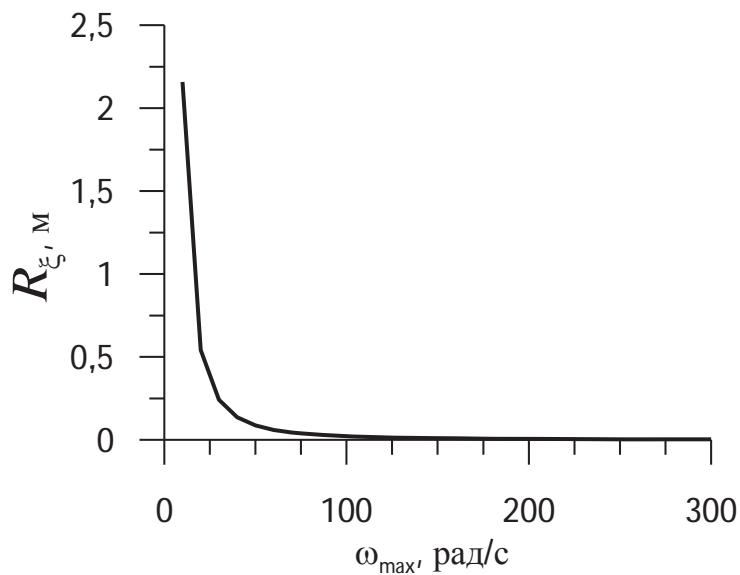


Рисунок 3.6 - Зависимость среднеквадратического значения радиусов кривизны поверхности моря от величины верхней граничной частоты спектра морского волнения

Еще большие изменения с увеличением значения ω_{max} испытывает среднеквадратическая величина радиусов кривизны (рис.3.6). С ростом учитываемой в спектре морского волнения частоты радиусы кривизны стремятся к нулю.

Изменение значения верхней граничной частоты спектра морского волнения может привести к существенному изменению характеристик наклонов и радиусов кривизны исходной поверхности и как следствие – к изменению характеристик наклонов и радиусов кривизны освещенных участков поверхности, формирующих рассеянное поле. Поэтому при расчете переизлученного поля для выбора ω_{max} необходимо использовать дополнительные критерии, учитывающие особенности распространения радиоволн.

Простое увеличение максимальной частоты спектра морского волнения ω_{max} с целью получения более точного профиля морского волнения не

эффективно, так как с одной стороны приводят к огромным вычислительным затратам, особенно в случае использования миллиметровых радиоволн, а с другой - все равно не удается в рамках моделирования учесть все влияющие на переизлучение факторы – такие, как например, брызги и пенообразование. Поэтому целесообразнее производить выбор ω_{\max} исходя из соображений правильного моделирования затенений. В качестве критерия выбора максимальной учитываемой частоты спектра морского волнения можно предложить критерий, предложенный в работе [132] и успешно применяемый в работах, связанных с моделированию распространения радиоволн. Суть его состоит в том, что, начиная с некоторой частоты, вклад высокочастотных составляющих спектра морского волнения в значение величины эффективной высоты морских волн становится сравнимым с длиной радиоволны и не может приводить к затенениям поверхности.

Учитывая, что верхняя граница интегрирования по частоте в численных расчетах должна иметь конечное значение (ω_{\max}), выражение (3.17) можно представить в виде двух слагаемых

$$\sigma^2 = \int_0^{\omega_{\max}} \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta + \int_{\omega_{\max}}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta. \quad (3.20)$$

Второе слагаемое учитывает приращение дисперсии морского волнения, которое дают спектральные составляющие спектра морского волнения с частотами выше максимально учитываемой частоты спектра морского волнения. Это слагаемое перепишем в виде среднеквадратического отклонения высот морского волнения.

$$\Delta\sigma \leq \lambda = \left[\int_{\omega_{\max}}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta \right]^{1/2}, \quad (3.21)$$

где $\Delta\sigma$ - величина прироста среднеквадратического отклонения высот морских волн за счет изменения значения ω_{\max} ;

λ - длина облучающей поверхность радиоволны. Выполнение условия выражения (3.21) означает, что вклад в значение среднеквадратического отклонения высот спектральных составляющих с частотами выше максимальной учитываемой частоты ω_{\max} меньше или равен длине используемой радиоволны $\Delta\sigma_h \leq \lambda$. Такие неровности не создают затенений вследствие дифракционного огибания их радиоволнами и могут не учитываться при моделировании.

Изменение значения верхней граничной частоты спектра морского волнения может привести к существенному изменению характеристик наклонов и радиусов кривизны исходной поверхности и как следствие – к изменению характеристик наклонов и радиусов кривизны освещенных участков поверхности, формирующих рассеянное поле.

На рис.3.7 построены зависимости среднеквадратического отклонения высот морского волнения от изменения максимальной учитываемой частоты спектра морского волнения нормированной на значение частоты максимума спектра морского волнения. Из рис.3.7 видно, что при значении $\omega_{\max} / \omega(S_{\max})$ более 2,5...3 значения эффективных высот морских волн для выбранных типов волнения входят в насыщение. То есть, дальнейшее увеличение ω_{\max} не приведет к увеличению величины среднеквадратического отклонения высот морского волнения. Более удобно производить выбор максимальной частоты спектра морского волнения по рис.3.8. По своей сути он представляет данные рис.3.7 в несколько преобразованном виде.

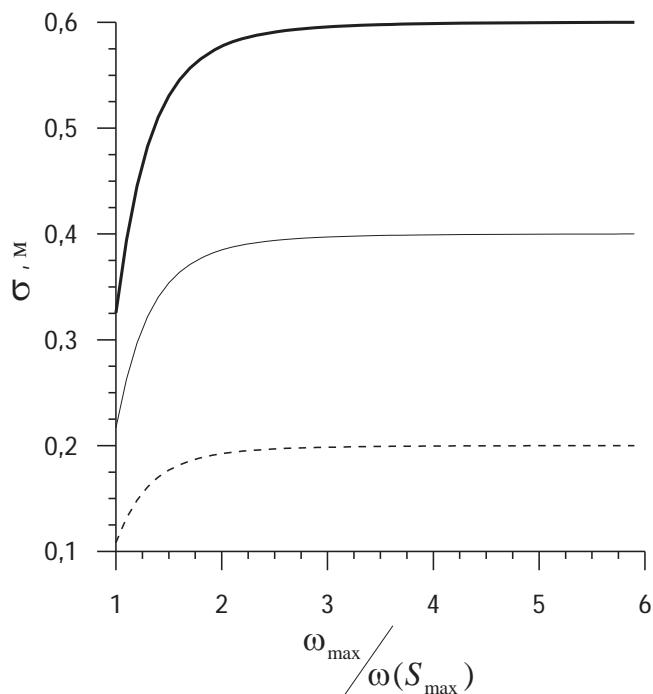


Рисунок 3.7 - Значения среднеквадратического отклонения высот морского волнения в зависимости от максимальной частоты спектра, нормированной на частоту спектрального максимума

— морская поверхность при скорости ветра 6,14 м/с
 — морская поверхность при скорости ветра 8,7 м/с
 - - - морская поверхность при скорости ветра 10,66 м/с

На рис.3.8 по оси ординат отложена величина разности между максимальным (теоретическим) значением среднеквадратического отклонения высот морских волн, полученным при полном учете в спектре морского волнения всех частотных компонент, и текущим его значением, зависящим от величины $\omega_{\max}/\omega(S_{\max})$. Для примера: если принять длину радиоволны 1 см, то согласно рис.3.8 значение $\omega_{\max}/\omega(S_{\max})$ для поверхности моря при скорости ветра 6,14 м/с ($\sigma=0,2$ м) составит 1,9; для поверхности моря при скорости ветра 8,7 м/с ($\sigma=0,4$ м) составит 2,3; для поверхности моря при скорости ветра 10,6 м/с ($\sigma=0,6$ м) составит 2,5.

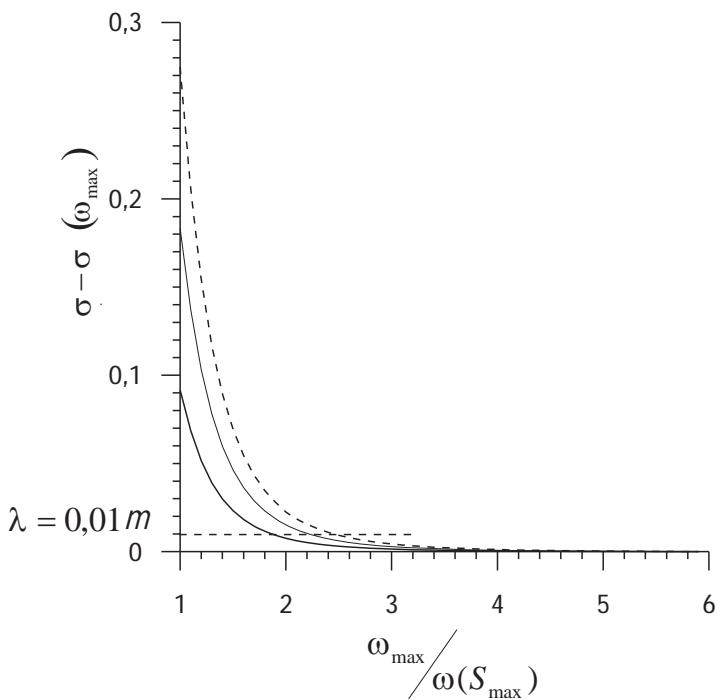


Рисунок 3.8 - Зависимость прироста величины среднеквадратического отклонения высот морского волнения от значения максимальной частоты спектра морского волнения.

— морская поверхность при скорости ветра 6,14 м/с
 - - - морская поверхность при скорости ветра 8,7 м/с
 - · - морская поверхность при скорости ветра 10,66 м/с

Таким образом, при моделировании ветрового морского волнения для правильного учета затенений поверхности моря необходимо учитывать длину применяемой электромагнитной волны электромагнитного поля и в соответствии с этим производить выбор максимальной частоты, учитываемой в спектре морского волнения ω_{\max} .

Следующим важным параметром является выбор шага дискретизации спектра морского волнения по частоте $\Delta\omega$. Очевидно, что если стремиться взять его очень маленьким, то поверхность будет получена с большей точностью, но при этом могут неадекватно вырасти вычислительные затраты. Для наглядности рассмотрим кривую 3 рис.3.1, которая представляет

реализацию одномерного спектра ветрового волнения для скорости ветра 9,3 м/с. Она имеет максимум на частоте ω_m . Для достаточно точного представления в дискретном виде низкочастотной части спектра (от ω_{\min} до ω_m) обычно достаточно 10 отсчетов по частоте. То есть шаг дискретизации можно выбрать по выражению

$$\Delta\omega \approx (\omega_{\max} - \omega_{\min})/10 \quad (3.22)$$

При этом необходимо следить, чтобы на интервале от ω_{\min} до ω_{\max} было не менее 50 - 100 отсчетов спектра для выполнения требований центральной предельной теоремы.

Для выбора шага дискретизации по углу $\Delta\theta$ функции углового распределения энергии объективного критерия нет, но опыт моделирования показывает, что вполне достаточно брать $\Delta\theta \approx 30^\circ$.

Важным шагом является выбор пространственного дисcreteta (шага) по осям X и Y . Величина такого шага зависит от выбора верхней граничной частоты спектра морского волнения. Преобразуя выражения (3.5), можно получить наименьшую длину волны, учитываемую в спектре морского волнения

$$\Lambda_{\min} = \sqrt{\frac{2\pi g}{\omega_{\max}}}, \quad (3.23)$$

где Λ_{\min} - минимальная длина волны, соответствующая максимальной учитываемой частоте ω_{\max} в спектре морского волнения. Тогда в соответствии с теоремой отсчетов [133]

$$\Delta x, \Delta y \leq \frac{\Lambda_{\min}}{4}, \quad (3.24)$$

где $\Delta x, \Delta y$ - шаг дискретизации по осям X и Y соответственно. Физический смысл выражения (3.24) заключается в том, что шаг дискретизации поверхности выбран таким, что на полупериод самой высокочастотной составляющей спектра морского волнения приходится как минимум два отсчета, что позволяет учесть частоту самой высокочастотной компоненты спектра морского волнения. Но при создании модели поверхности важно не только учесть все частотные компоненты спектра, но и как можно точнее воспроизвести форму частотных компонент, что необходимо для правильного определения производной по поверхности. В связи с этим выражение (3.24) рекомендуется принять

$$\Delta x, \Delta y \leq \frac{\Lambda_{\min}}{10}. \quad (3.25)$$

Конечный набор гармонических колебаний, суммированием которых производится моделирование морского волнения, может приводить при моделировании к появлению так называемого "квазипериода" моделируемого процесса, когда случайная поверхность повторяет сама себя через определенный пространственный или временной период. При моделировании об этом необходимо помнить, однако в практике моделирования морской поверхности протяженностью в единицы километров и на временном интервале до нескольких десятков секунд, проведенный корреляционный анализ пространственных и временных последовательностей "квазипериода" не обнаружил.

Радиофизическое моделирование распространения радиоволн над морской поверхностью подразумевает применение процедур по вычислению

переизлученного такой поверхностью поля. Существующие методы расчета (см. работу [8]) переизлученного поля требуют знания таких характеристик морской поверхности как величина локального наклона, значений полной (Гауссовой) и средней кривизны поверхности в элементе переизлучения. Согласно [8]

$$K_R = \frac{1}{\rho_1 \cdot \rho_2}, \quad H_R = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right), \quad (3.26)$$

где K_R , H_R - полная и средняя кривизна поверхности; ρ_1 , ρ_2 - наибольший и наименьший радиусы кривизны поверхности в выбранном элементе переизлучения. Указанные параметры можно определить, воспользовавшись выражениями работы [134]

$$K = \frac{LN - M^2}{EG - F^2}, \quad H = \frac{EN - 2FM + GL}{2(EG - F^2)}, \quad (3.27)$$

где E , F , G , L , M , N - коэффициенты первой и второй формы Гаусса, которые в свою очередь при задании поверхности в явном виде $z = f(x, y)$ равны

$$E = 1 + p^2, \quad F = p \cdot q, \quad G = 1 + q^2, \quad (3.28)$$

$$L = \frac{r}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, \quad M = \frac{s}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, \quad N = \frac{t}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}. \quad (3.29)$$

Коэффициенты p , q , r , s , t определяются как

$$p = \frac{df}{dx}, \quad q = \frac{df}{dy}, \quad r = \frac{d^2 f}{dx^2}, \quad s = \frac{d^2 f}{dx \cdot dy}, \quad t = \frac{d^2 f}{dy^2}, \quad (3.30)$$

где коэффициенты p и q являются первыми производными (наклонами) выбранного элемента поверхности вдоль осей x и y выбранной декартовой системы координат;

коэффициенты r и t - вторые производные по соответствующим направлениям;

коэффициент s - вторая смешанная производная. Данные коэффициенты легко определяются численно с помощью программ по определению производной, которыми на данный момент снабжены практически все пакеты по математической обработке данных.

3.3 Статистические характеристики морской поверхности при малых углах скольжения

При расположении радиолокатора на высотах, сравнимых с высотами морских волн (случай малых углов скольжения), облучаемая поверхность испытывает сильные затенения. При этом статистические характеристики освещенной части поверхности значительно отличаются от ее исходных характеристик. Вопрос поиска затенений исследовался во многих работах по распространению радиоволн. Их обобщение, соответствующее современному уровню знаний по данному вопросу, приведено в работе [8]. Среди последних работ по поиску затенений, опирающихся на аналитические подходы к решению этой проблемы можно отметить [135], где автор получил статистические характеристики затенений в широком диапазоне углов скольжения.

Однако аналитический способ поиска затенений предусматривает введение целого ряда допущений, которые можно избежать применяя моделирования затенений на ЭВМ. В то же время моделирование позволяет получить характеристики затенений в таких сложных для аналитического исследования случаях, когда, к примеру, углы скольжения изменяются на трассе распространения более чем на порядок.

В данной подразделе методом моделирования на ЭВМ в зависимости от угла скольжения получены распределения высот, наклонов, кривизны, длин освещенных и затененных участков поверхности, соответствующей в линейном приближении морской поверхности. Схема трассы представлена на рис.3.9. Поверхность генерировалась в двумерном виде, т. е. в выражении (3.14) отсутствовала функциональная зависимость от y . Выбор дискретов по частоте, углу и пространству достаточно подробно рассмотрен в подразделе 3.2 диссертации.

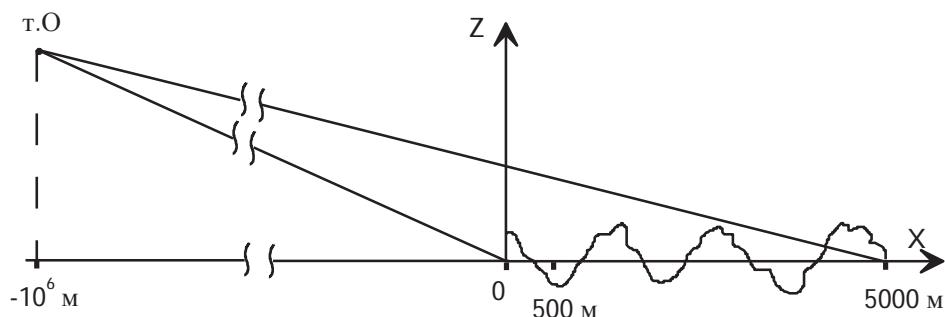


Рисунок 3.9 - Схема трассы

По выражению (3.14) были рассчитаны массивы чисел, описывающие форму поверхности для двух значений скорости ветра: 8 и 12 м/с. Были сгенерированы участки поверхности протяженностью по 5 км (50000 отсчетов). Для статистического усреднения для каждого значения скорости ветра было сгенерировано по 5 взаимонезависимых поверхностей (коэффициент корреляции не превышал 0,4). Основные характеристики

полученных поверхностей приведены в табл.3.3.

Таблица 3.3 - Основные характеристики используемых при моделировании поверхностей

Номер варианта	1	2
Скорость ветра на высоте 10 м, $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$	8	12
Длина энергонесущей волны морского волнения, м	59	132
Математическое ожидание высот морской поверхности, м	$-6,2 \cdot 10^{-4}$	$-3,5 \cdot 10^{-3}$
Дисперсия высот морской поверхности, м^2	0,24	1,25
Среднеквадратическое отклонение высот морского волнения, м	0,49	1,12
Математическое ожидание наклонов морской поверхности, рад	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$-8,3 \cdot 10^{-5}$
Дисперсия наклонов морской поверхности, рад 2	0,012	0,012
Среднеквадратическое отклонение наклонов морского волнения, рад	0,11	0,11

Нахождение затененных участков осуществлялся следующим образом. Приемник располагался в точке О с абсциссой $X = -10^6$ м, а начало анализируемой поверхности имело координату $X = 0$ м. Такое большое расстояние от источника (приемника) до исследуемой поверхности позволило избежать значительных отличий в углах скольжения для начальных и конечных участков трассы. Различие углов скольжения для начала и конца трассы составляло около 0,5% и поэтому можно в первом приближении считать, что угол скольжения по всей трассе практически одинаков. Угол скольжения при моделировании задавался путем изменения высоты источника.

Очевидно, что при такой геометрии задачи не учитываются затенения, которые создавались бы участками поверхности, расположенными левее начала координат. Чтобы избежать ошибок в определении характеристик затенения, поиск затенений велся на всем участке от 0 м до 5000 м, но при этом полученные характеристики затенений брались с участка от 500 м до 5000 м, т. е. начальный участок трассы длиной 500 м выбрасывался при формировании характеристик затенений.

Основанием для такого подхода служит работа [136], в которой показано, что при скользящих углах для получения достоверного заключения о затененности произвольной точки случайной стационарной поверхности с вероятностью выше 0,9 достаточно проводить анализ затенений не по всей поверхности, а только на прилегающей к этой точке дистанции в три длины энергонесущей волны. Для поверхности, образованной ветром со скоростью 8 м/с, протяженность такого значимого участка составляет около 174 м, а для поверхности, образованной ветром со скоростью 12 м/с, - около 396 м, что меньше взятых в данной работе 500 м. Затенения искались в геометрооптическом приближении.

В табл.3.4 и табл.3.5 представлены зависимости от углов скольжения ряда характеристик затенений, полученные в результате моделирования для поверхности моря при скорости ветра соответственно 8 и 12 м/с.

Для случая развитого морского волнения при скорости ветра около 8 м/с и угла скольжения 0,25 рад число освещенных элементов поверхности близко к максимально возможному, т. е. поверхность практически полностью освещена. Вероятность затенения составляет 0,017. Средняя длина затененных участков составляет 2,8 м, что значительно меньше средней длины освещенных участков (около 150,6 м). С уменьшением угла скольжения характеристики освещенной поверхности существенным образом изменяются. Так для угла скольжения 0,001 рад ($0,057^\circ$) вероятность затенения составляет 0,98 и число освещенных участков поверхности

уменьшается более чем на порядок.

Таблица 3.4 - Характеристики освещенных и затененных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с

Угол скольжения, рад	0,25	0,1	0,05	0,01	0,005	0,001
Вероятность затенения	0,017	0,3	0,57	0,89	0,94	0,98
Средняя высота освещенных участков поверхности, м	0,002	0,077	0,208	0,617	0,765	1,06
Дисперсия высот освещенных участков поверхности, м ²	0,24	0,21	0,16	0,08	0,07	0,05
Средний наклон освещенных участков поверхности, рад	0,0045	0,043	0,067	0,085	0,086	0,083
Дисперсия наклонов освещенных участков поверхности, рад ²	0,01	0,007	0,0056	0,0045	0,0043	0,0046
Средний радиус кривизны, м	143,2	140	138,5	115,8	114,1	82,3
Дисперсия радиусов кривизны, м ²	$1,2 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^6$	$6,9 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$
Число освещенных участков	27,8	223,8	263,2	126,8	79,6	23,8
Средняя длина освещенного участка, м	150,6	14	7,3	3,7	3	2
Дисперсия длин освещенных участков, м ²	$1,5 \cdot 10^4$	98,9	29	6,4	4,2	2,2
Средняя длина затененного участка, м	2,8	6	9,7	31,5	51,2	164
Дисперсия длин затененных участков, м ²	2,25	18,5	61,2	629,4	1730	$2 \cdot 10^4$

Средняя длина затененного участка возрастает до 164 м, а средняя длина освещенного участка уменьшается до 2 м.

Распределения длин освещенных и затененных участков для углов скольжения 0,25 и 0,001 рад представлены на рис.3.10 и рис.3.11.

Таблица 3.5 - Характеристики освещенных и затененных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с

Угол скольжения, рад	0,25	0,1	0,05	0,01	0,005	0,001
Вероятность затенения	0,014	0,3	0,58	0,89	0,94	0,97
Средняя высота освещенных участков поверхности, м	-0,002	0,17	0,47	1,4	1,73	2,32
Дисперсия высот освещенных участков поверхности, м ²	1,28	1,12	0,87	0,43	0,33	0,27
Средний наклон освещенных участков поверхности, рад	0,0034	0,044	0,068	0,086	0,083	0,084
Дисперсия наклонов освещенных участков поверхности, рад ²	0,011	0,0072	0,0059	0,0045	0,0038	0,0032
Средний радиус кривизны, м	$4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	186,2
Дисперсия радиусов кривизны, м ²	$5 \cdot 10^{25}$	$7 \cdot 10^{25}$	10^{25}	$6 \cdot 10^{24}$	$8 \cdot 10^{24}$	$2 \cdot 10^{24}$
Число освещенных участков	9,8	100,2	114,8	52,2	34,8	10,4
Средняя длина освещенного участка, м	410	31	16,5	8,8	7,2	5,3
Дисперсия длин освещенных участков, м ²	$1,3 \cdot 10^5$	552,8	153,6	40,2	27,6	17
Средняя длина затененного участка, м	6	13,5	22,2	74,8	117,1	374,7
Дисперсия длин затененных участков, м ²	10,1	94,2	320,9	3294	7460	$1,3 \cdot 10^5$

Оси абсцисс для удобства построены в логарифмическом масштабе. Из рисунков видно, что распределения длин освещенных участков при уменьшении угла скольжения смещаются с наиболее вероятных 40-60 м (угол скольжения 0,25 рад) до наиболее вероятных 0,6-0,8 м (угол скольжения 0,001 рад).

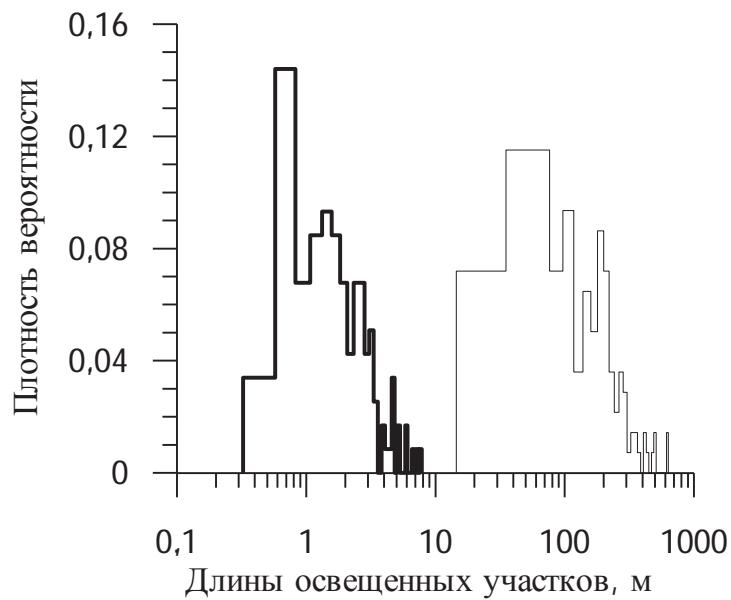


Рисунок 3.10 - Гистограммы распределений длин освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с
 угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

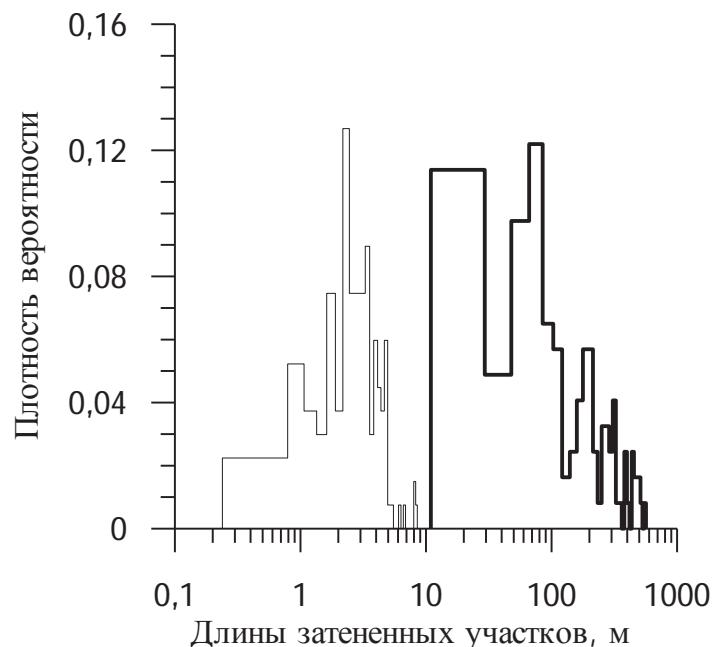


Рис.3.11 Гистограммы распределений длин затененных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с
 угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

Длины затененных участков увеличиваются с наиболее вероятных 1,1-1,2 м (угол скольжения 0,25 рад) до наиболее вероятных 10-30 м (угол

скольжения 0,001 рад).

Существенным образом изменяется при уменьшении угла скольжения и средняя высота освещенных участков поверхности, вычисленная относительно среднего уровня поверхности, значение которого близко к нулю (см. рис.3.12).

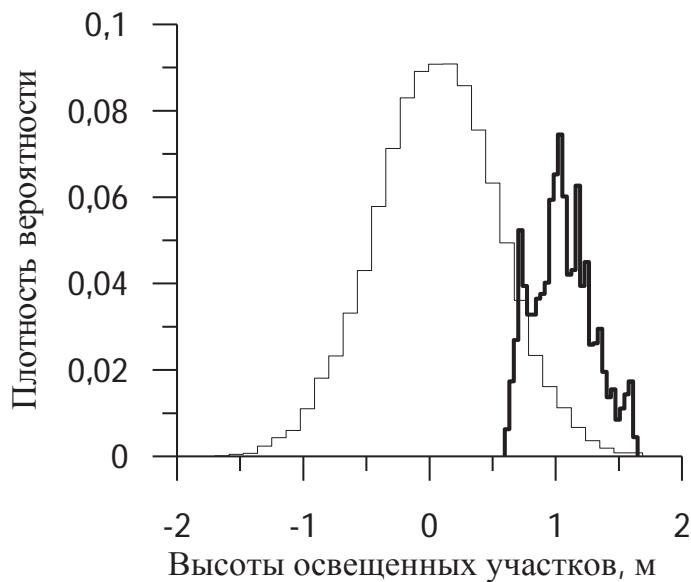


Рисунок 3.12 - Гистограммы распределений высот освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с;

угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

С уменьшением угла скольжения с 0,25 до 0,001 рад средняя высота увеличивается на величину, вдвое превышающую значение среднеквадратического отклонения высот исходной морской поверхности, т.е. освещенными остаются вершины самых высоких волн морского волнения. Это хорошо видно из рис.3.12 по изменению вида распределения высот освещенных участков в зависимости от угла скольжения.

Полученные данные по изменению параметров высот и длин затененных участков достаточно хорошо согласуются с данными, полученными в работе [135] аналитическим путем. Так на рис.3.13 представлены данные, полученные в едином масштабе в работе [135] и

методом моделирования. Утолщенная сплошная кривая взята из работы [135]. Тонкая сплошная кривая и прерывистая утолщенная кривая построены по данным таблиц 3.4 и 3.5.

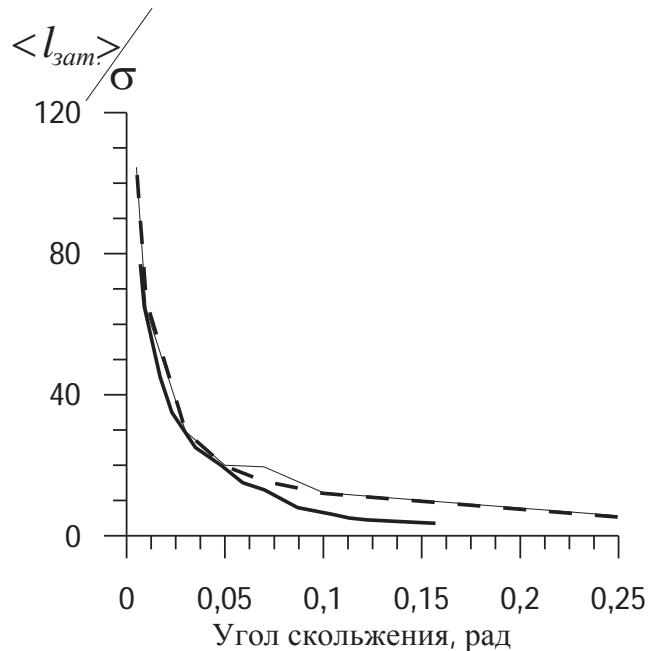


Рисунок 3.13 - Отношение средней длины затененного участка к среднеквадратическому значению высоты морских волн;
 — данные, полученные в работе [135];
 - - - поверхность при скорости ветра 8 м/с;
 - - - поверхность при скорости ветра 12 м/с

Видно, что отношение средних длин затененных участков $\langle l_{зам.} \rangle$ к эффективным высотам соответствующих поверхностей σ , полученные как аналитическим путем, так и методом моделирования, имеют довольно неплохое совпадение в выбранном диапазоне изменения углов скольжения.

Удовлетворительное совпадение имеют и данные по изменению средней высоты освещенного участка, полученные в работе [135] и методом моделирования (рис.3.14).

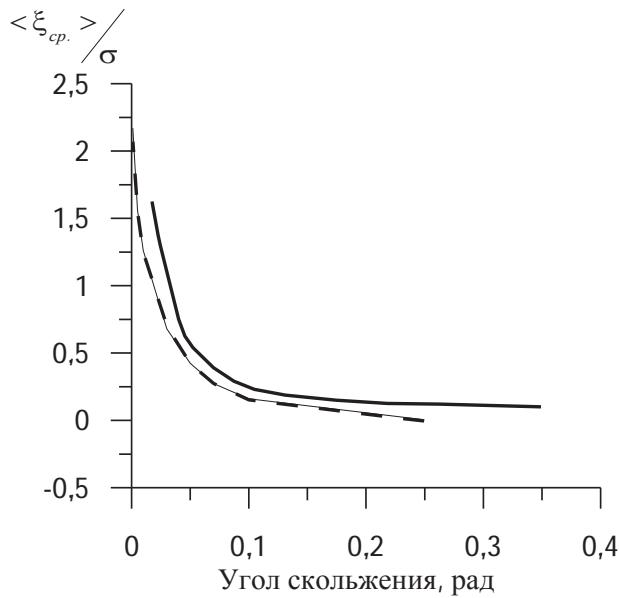


Рисунок 3.14 - Отношение средней высоты освещенного участка к среднеквадратическому значению высоты морских волн

— данные, полученные в работе [135];
 - - - поверхность при скорости ветра 8 м/с;
 - - - поверхность при скорости ветра 12 м/с

Методом моделирования были получены распределения наклонов освещенных участков морского волнения (рис.3.15)

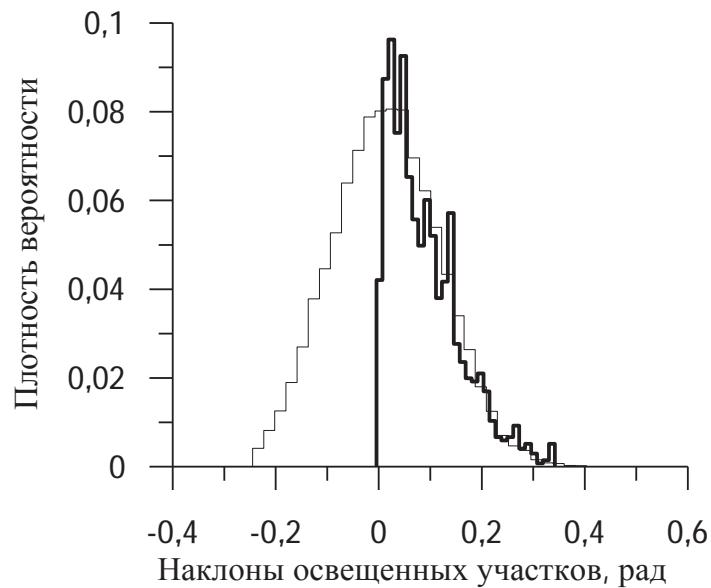


Рисунок 3.15 - Гистограммы распределений наклонов освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с;
 угол скольжения 0,25 радиан; — угол скольжения 0,001 радиан

и распределения радиусов кривизны освещенных участков (рис.3.16). Видно, что с уменьшением угла скольжения левая ветвь распределения наклонов освещенных участков существенным образом меняется. Слева распределение наклонов “обрезано” заданным значением угла скольжения и поэтому имеет существенно несимметричный вид. Правая ветвь незначительно отличается от исходной за счет растущей с уменьшением угла скольжения роли “самозатенений”.

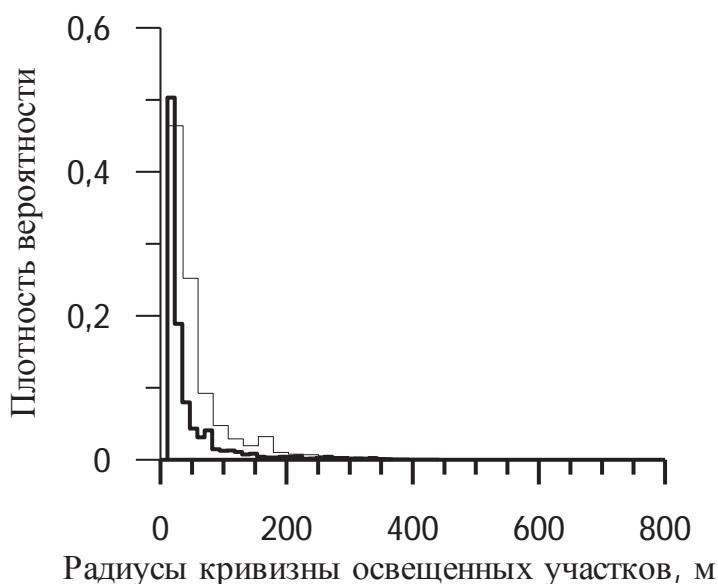


Рисунок 3.16 - Гистограммы распределений радиусов кривизны освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

В меньшей степени меняется вид распределения радиусов кривизны освещенных участков в зависимости от угла скольжения (рис.3.16). Видно, что при уменьшении угла скольжения с 0,25 до 0,001 рад происходит смещения максимума распределения в сторону меньших значений радиусов кривизны, что в свою очередь, можно объяснить затенением склонов морских волн, имеющих относительно большее в сравнении с вершинами значение радиусов кривизны.

Следует отметить, что данными по наклонам и радиусам кривизны следует пользоваться осторожно. Это связано с тем, что эффективные

значения наклонов и в еще большей степени радиусов кривизны зависят от выбора значения верхней граничной частоты используемого при моделировании спектра морского волнения.

Вид качественного поведения данных затенений для поверхности, полученной ветром со скоростью 12 м/с, практически не отличается от данных, полученных для поверхности, образованной ветром со скоростью 8 м/с. В количественных значениях, естественно, наблюдаются отличия, которые хорошо видны при сравнении данных табл. 3.4 и табл. 3.5, относящихся к различным поверхностям.

Распределения высот освещенных участков для поверхности, образованной ветром со скоростью 12 м/с, для углов скольжения 0,25 и 0,001 радиан приведены на рис. 3.17. Видно, что изменение угла скольжения с 0,25 до 0,001 рад приводит к значительному увеличению средней высоты освещенного участка.

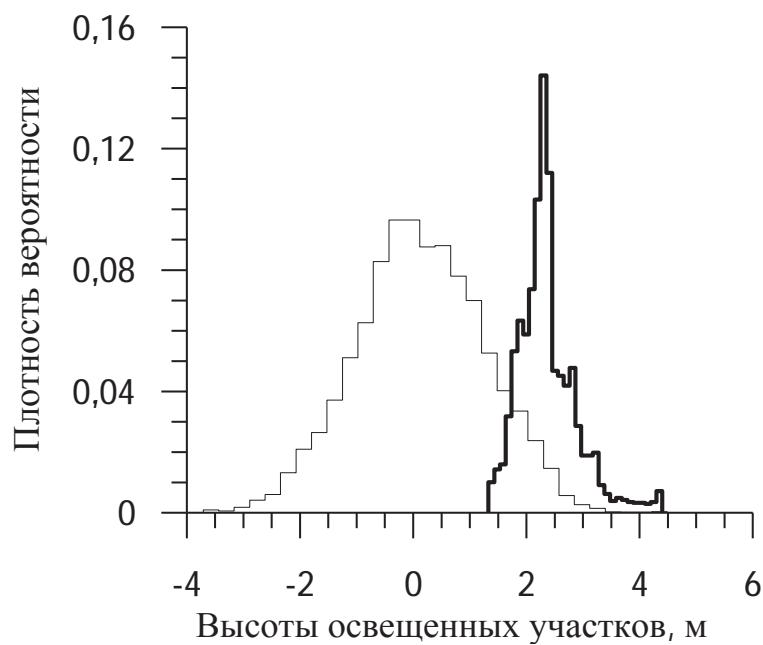


Рисунок 3.17. Гистограммы распределений высот освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с

угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

Рис.3.18, 3.19 демонстрируют изменения с углом скольжения распределений длин соответственно освещенных и затененных участков поверхности.

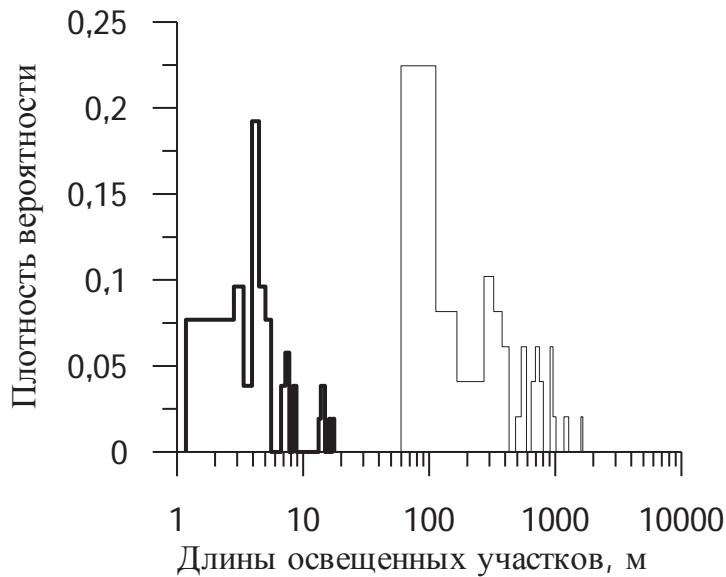


Рисунок 3.18 - Гистограммы распределений длин освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с
угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

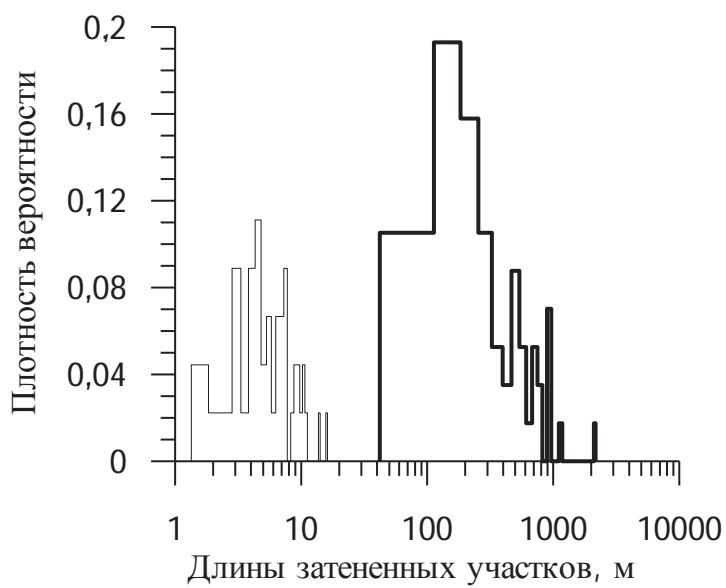


Рисунок 3.19 - Гистограммы распределений длин затененных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с
угол скольжения 0,25 рад; — угол скольжения 0,001 рад

Видно, что, как и для поверхности при скорости ветра 8 м/с, максимум распределения длин освещенных участков поверхности с уменьшением угла скольжения смещается в сторону меньших значений. Распределение длин затененных участков смещается в сторону больших значений.

При применении представленных в работе данных для расчета рассеянного поверхностью поля необходимо помнить о том, что результаты получены для фиксированных углов скольжения, в то время как условия облучения реальной поверхности могут довольно сильно меняться с дистанцией. Так для высоты источника 10 м, антенны с диаграммой направленности около 10° и ориентировкой оси диаграммы направленности на горизонт, захват поверхности главным лепестком диаграммы направленности произойдет на дистанции около 114 м с начальным углом скольжения 5° (0,087 рад). На дистанции 10 км угол скольжения уменьшится до $0,06^\circ$ (0,001 рад), то есть почти на два порядка. Особенно быстрое изменение угла скольжения будет происходить вблизи антennы.

3.4 Пространственно-временные характеристики освещенных участков морской поверхности при наблюдении под малыми углами скольжения

Целью исследований в данном подразделе было определение пространственно-временных характеристик освещенных элементов морского волнения. Для этого потребовалась временная изменчивость формы морского волнения, получаемого по выражению (3.14). Схема трассы и характеристики морского волнения в данном подразделе использовались те же, что и в подразделе 3.3. При выборе шага временной дискретизации Δt при формировании временных реализаций поверхности необходимо учитывать два момента. Во-первых, шаг временной дискретизации должен быть как

можно больше. Чем больше шаг временной дискретизации, тем больший временной промежуток при неизменных вычислительных затратах можно включить в анализ. С другой стороны шаг временной дискретизации должен быть мал, так как необходимо получать соседние временные реализации морской поверхности с высокой степенью коррелированности. Иначе возможно искажение полученных характеристик. Итерационным подбором было выяснено, что шаг временной дискретизации 0,1 с для выбранных в работе скоростей ветра 8 и 12 м/с позволяет удовлетворить этим двум противоречивым требованиям.

При получении пространственно-временных характеристик освещенных участков морской поверхности возникли трудности, которые необходимо рассмотреть более подробно, так как они влияют на интересующие нас характеристики.

Особенностью модели было то, что рассматривалась ограниченная как во времени так и в пространстве область морской поверхности с пространственными координатами $500 \text{ м} \leq X \leq 5000 \text{ м}$ и временными координатами от 0 до 50 с. На границах этой области наблюдались освещенные участки поверхности, которые далее в работе будем называть термином “границы”, о времени существования и о протяженности которых мы ничего не знаем. Такие граничные участки игнорировались при получении результатов, что приводило к снижению статистической обеспеченности получаемых данных. Единственным способом повышения значимости полученных результатов было увеличение пространственно-временных размеров анализируемого участка. При этом число освещенных участков, которые возникли и исчезли внутри охваченной области увеличивалось, и их доля росла относительно числа “границных” освещенных участков, исключаемых из рассмотрения, что повышало достоверность полученных результатов.

В табл.3.6 и табл.3.7 приведены пространственно-временные

характеристики освещенных участков морской поверхности в зависимости от угла скольжения для двух состояний моря. В строках 2-9 и табл.3.6 и 3.7 представлены количественные характеристики найденных освещенных участков, полученных для различных состояний морской поверхности. Цифры строк 2 табл.3.6, 3.7 характеризуют количество освещенных участков в функции углов скольжения. Строки 3 табл.3.6, 3.7 показывают количество освещенных участков морской поверхности, которые остались после исключения освещенных участков, находящихся на границах выбранного пространственно-временного интервала морской поверхности.

Таблица 3.6 - Характеристики освещенных участков морской поверхности, образованной ветром со скоростью 8 м/с

1	Угол скольжения, рад	10^{-4}	0,001	0,005	0,01	0,03	0,05
2	Всего освещенных участков с учетом граничных	341	1041	3015	4330	6030	5702
3	Число освещенных участков без учета граничных	316	990	2855	4070	5428	4869
4	Процент использования участков, %	92,7	95	95,7	94	90	85,4
5	Среднее время жизни освещенного участка, с	0,65	0,75	0,98	1,17	1,76	2,35
6	Среднеквадратическое отклонение времени жизни освещенного участка, с	0,6	0,69	0,9	1,01	1,74	2,47
7	Среднее значение длины продольного смещения освещенного участка за время жизни, м	2,7	2,9	3,8	4,5	6,8	9,5
8	Среднеквадратическое отклонение величины продольного смещения освещенного участка за время жизни, м	3,35	3,77	4,79	5,73	9,23	13,5
9	Средняя скорость перемещения освещенного участка, м/с	4,1	3,9	3,9	3,8	3,9	4,04

В строках 4 указано процентное соотношение освещенных участков, появление и исчезновение которых происходили внутри выбранного пространственно-временного интервала, к общему числу обнаруженных освещенных областей. Все результаты получены для временного интервала в 50 с. Анализ количественных данных освещенных областей показывает следующее. Рост числа освещенных участков с увеличением угла скольжения для обоих состояний морской поверхности объясняется уменьшение вероятности затенения (согласно работе [12] вероятность затенения уменьшается с 0,99 для угла 0,00001 рад до 0,72 для 0,03 рад).

Таблица 3.7 - Характеристики освещенных участков морской поверхности, образованной ветром со скоростью 12 м/с

1	Угол скольжения, рад	10^{-4}	0,001	0,005	0,01	0,03	0,05
2	Всего освещенных участков с учетом граничных	255	826	2256	3165	3772	3057
3	Число освещенных участков без учета граничных	232	776	2100	2918	3267	2419
4	Процент использования участков, %	91	93,9	93,1	92,2	86,6	79,1
5	Среднее время жизни освещенного участка, с	0,77	0,93	1,26	1,52	2,49	3,34
6	Среднеквадратическое отклонение времени жизни освещенного участка, с	0,66	0,81	1,15	1,39	2,44	3,93
7	Среднее значение продольного смещения освещенного участка за время жизни, м	3,6	4,38	5,97	6,95	11,7	16,77
8	Среднеквадратическое отклонение величины продольного смещения освещенного участка за время жизни, м	4,1	5,2	8,6	8,7	15,6	25,8
9	Средняя скорость перемещения освещенного участка, м/с	4,7	4,7	4,7	4,6	4,7	5

Дальнейшее увеличение угла скольжения приводит к снижению как общего числа освещенных областей, так и к уменьшению процента освещенных областей, появление и исчезновение которых происходит внутри выбранного пространственно-временного участка морской поверхности. Этот эффект объясняется тем, что дальнейшее увеличения угла скольжения приводит не к образованию новых освещенных участков, а к слиянию уже существующих освещенных участков, их укрупнению и, как следствие, – к уменьшению их общего числа и увеличению вероятности выхода их на границу анализируемой области. Выход же на границу анализируемого участка делает пространственно-временные характеристики освещенных участков неопределенными и приводит к росту исключенных из рассмотрения освещенных участков поверхности.

Рассмотрим характеристики времени жизни освещенных участков морской поверхности (строки 5, 6 табл.3.6 и 3.7 для морской поверхности. Для обоих состояний морской поверхности среднее время жизни освещенных участков возрастает с увеличением угла скольжения. Для моря при скорости ветра 8 м/с среднее время жизни находится в диапазоне от 0,61 с (угол скольжения 0,0001 рад) до 2,35 с (угол скольжения 0,05 рад). Среднее время жизни освещенного участка для моря при скорости ветра 12 м/с превышает аналогичное значение для морской поверхности при скорости ветра 8 м/с и находится в диапазоне от 0,73 с (угол скольжения 0,0001 рад) до 3,34 с (угол скольжения 0,05 рад). Средние значения продольных смещений освещенных участков за время их существования увеличиваются с увеличением угла скольжения и составляют для морской поверхности при скорости ветра 8 м/с около 2,5 м для угла скольжения 0,00001 рад и 9,5 м для угла скольжения 0,05 рад (строка 7 табл.3.6). Для моря при скорости ветра 12 м/с средние величины смещений освещенных участков составляют 3,46 м для угла скольжения 0,00001 рад и 16,77 м для угла скольжения 0,05 рад (строка 7 табл.3.7).

На основании данных, представленных в строках 5, 7 табл.3.6 и 3.7, рассчитаны средние скорости перемещения освещенных участков для различных состояний моря и различных углов скольжения. Их значения для соответствующих состояний моря представлены в строках 9 табл.3.6и 3.7.

Кроме средних значений важно знать также распределения соответствующих величин. На рис.3.20, 3.21 представлены гистограммы распределений времени жизни освещенных участков для поверхностей моря при скоростях ветра 8 м/с (рис.3.20) и 12 м/с (рис.3.21).

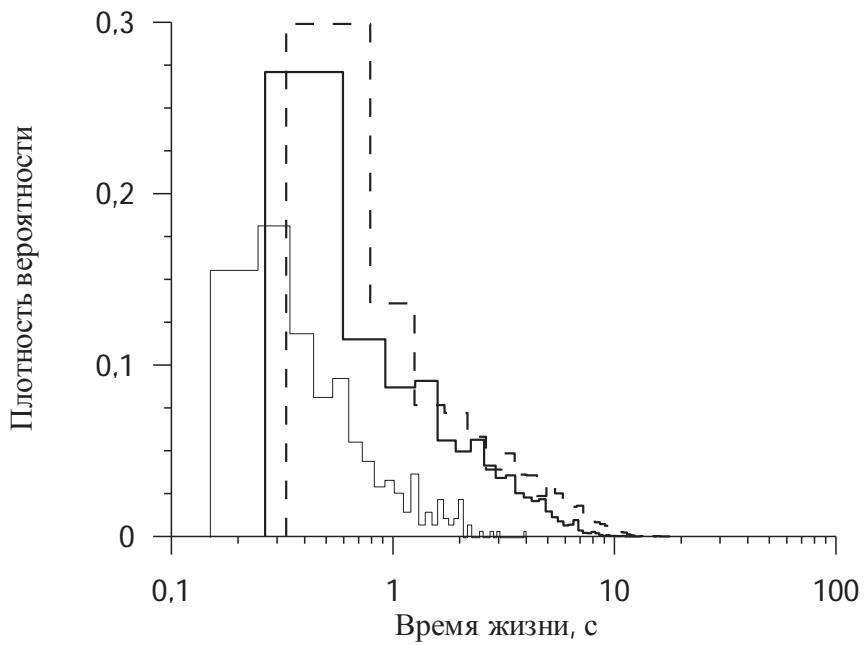


Рисунок 3.20 - Гистограммы распределений времени жизни освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с;

угол скольжения 0,00001 рад;
— угол скольжения 0,03 рад;
- - - угол скольжения 0,05 рад

Из рисунков видна четкая зависимость времени жизни от угла скольжения. Несмотря на различные состояния волнения моря, наиболее вероятные значения времени жизни освещенных участков для одинаковых углов скольжения практически совпадают. Можно лишь отметить несколько большие значения наиболее вероятных значений времени жизни освещенных участков для морской поверхности при скорости ветра 12 м/с.

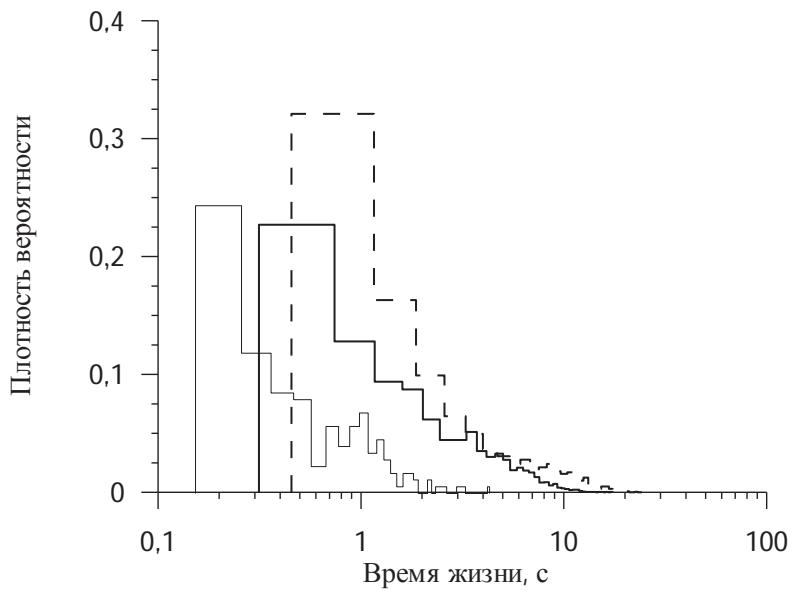


Рисунок 3.21 - Гистограммы распределений времени жизни

освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с;

- угол скольжения 0,00001 рад;
- — — угол скольжения 0,03 рад;
- · — угол скольжения 0,05 рад

Интересно провести сравнение полученного из модели времени жизни освещенных участков морской поверхности с экспериментальными данными о длительности всплесков уровня отраженного сигнала в приёмном канале радиолокатора. При этом необходимо учесть, что длительность всплеска радиосигнала может не совпадать с временем жизни освещенного участка и сравнение может проводиться в смысле совпадения порядков рассматриваемых величин. Согласно приведенным в работе [3] экспериментальным данным при скорости ветра 8 м/с и угле скольжения около $1\dots2^\circ$ (0,017...0,035 рад) наиболее вероятные длительности всплесков составляют 0,4...0,6 с и максимальные достигают 4...5 с. Результаты моделирования для угла скольжения 0,03 рад и скорости ветра 8 м/с показывают, что наиболее вероятные значения времени жизни освещенных областей составляют около 0,25...0,5 с, максимальные значения достигают 10 с, что не противоречит эксперименту.

Гистограммы распределений величин продольного смещения освещённых участков морской поверхности за время их жизни для скоростей ветра 8 м/с и 12 м/с представлены соответственно на рис.3.22 и рис.3.23. Из рисунков видна зависимость величины продольного смещения освещенного участка за время жизни от угла скольжения. Сравнение рис.3.22, 3.23 показывает незначительное влияние состояния морской поверхности на величины наиболее вероятных значений перемещений освещенных участков.

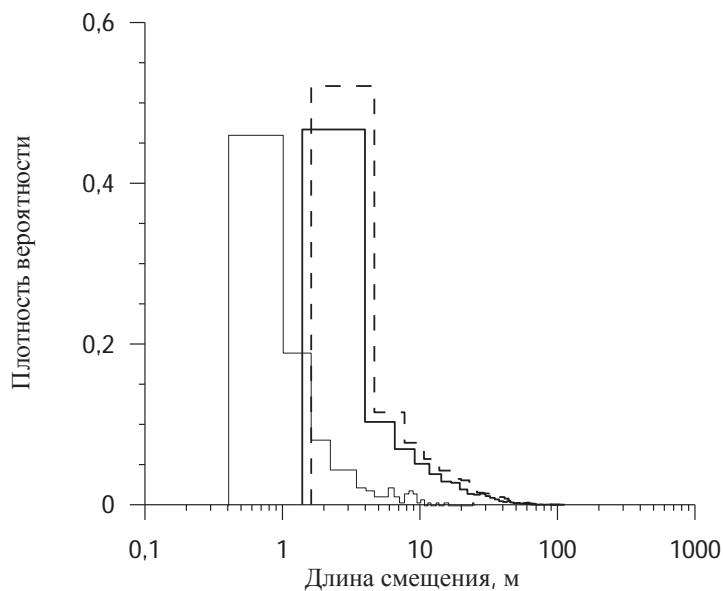


Рисунок 3.22 - Гистограммы распределений значений продольных смещений освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с;

- угол скольжения 0,00001 рад;
- угол скольжения 0,03 рад;
- - - угол скольжения 0,05 рад

Так для морской поверхности при скорости ветра 8 м/с и при угле скольжения 0,00001 рад величина наиболее вероятного смещения освещенного участка за время жизни составило 0,4...1 м, а для поверхности при скорости ветра 2 м/с и при том же угле скольжения величина наиболее вероятного перемещения составляет около 0,43...1,2 м. Для угла скольжения 0,05 рад эти величины составляют соответственно 1,8...5,1 м и 2,4...7 м. При

этом величины средних смещений для рассмотренных состояний моря отличаются почти в 2 раза (см. табл.3.6 и табл.3.7).

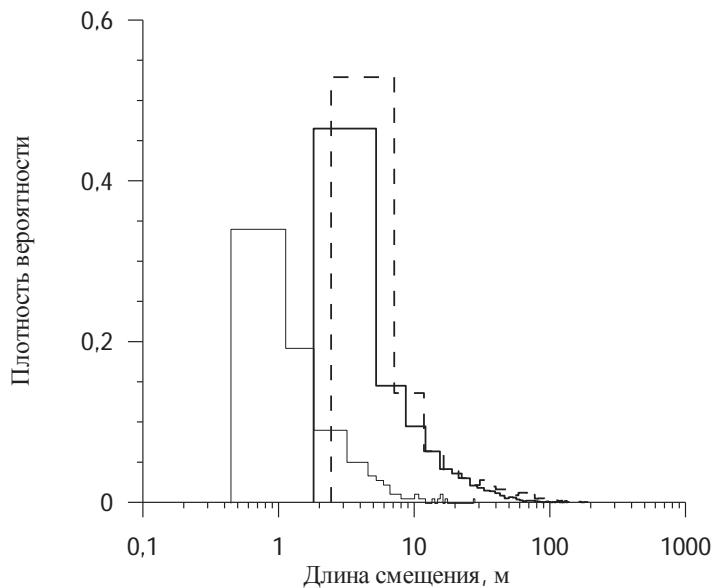


Рисунок 3.23 - Гистограммы распределений значений продольных смещений освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с;

- угол скольжения 0,00001 рад;
- угол скольжения 0,03 рад;
- - - угол скольжения 0,05 рад

На рис.3.24 и 3.25 представлены гистограммы распределений скоростей освещенных участков морской поверхности для трех значений угла скольжения. Анализируя полученные гистограммы распределений скоростей освещенных областей на двух состояниях морской поверхности можно увидеть, что наиболее вероятные значения скорости перемещения освещенных участков практически не зависят от угла скольжения. Наблюдается слабая зависимость наиболее вероятных значений скорости перемещения освещенных участков от степени взволнованности моря.

Для морской поверхности при скорости ветра 8 м/с и угле скольжения 0,03 рад наиболее вероятное значение скорости перемещения освещенных участков составляет около 1,9 м, в то время как при скорости ветра 12 м/с

наиболее вероятная скорость перемещений освещенных участков составляет около 2 м/с, т.е. всего на 0,1 м/с больше.

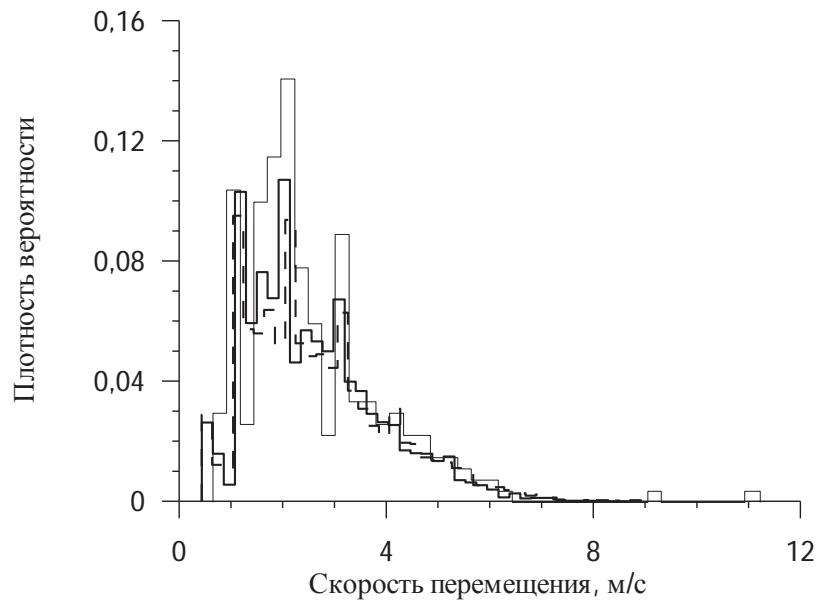


Рисунок 3.24 - Гистограммы распределений скоростей перемещений освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 8 м/с;
 угол скольжения 0,00001 рад;
 — угол скольжения 0,03 рад;
 - - - угол скольжения 0,05 рад

Эти значения в несколько раз меньше фазовой скорости энергонесущей волны, рассчитанной по выражению работы [128]

$$c = \frac{\omega}{K}, \quad (3.31)$$

где ω – циклическая частота морской волны; K - волновое число морской волны. При ветре 8 м/с получаем фазовую скорость энергонесущей волны около 9,82 м/с и при ветре 12 м/с – 14,35 м/с.

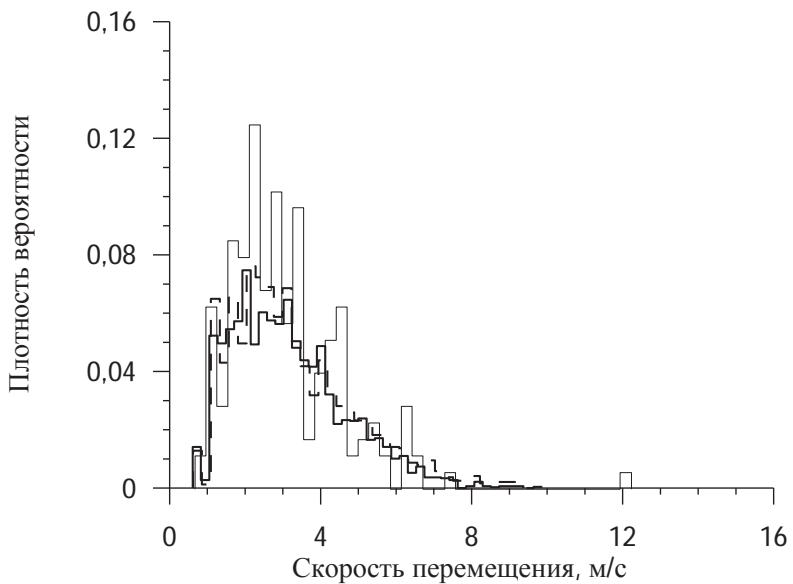


Рисунок 3.25 - Гистограммы распределений скоростей перемещений освещенных участков морской поверхности при скорости ветра 12 м/с;
 угол скольжения 0,00001 рад;
 — угол скольжения 0,03 рад;
 - - - угол скольжения 0,05 рад

Для сопоставления полученных результатов моделирования по скорости смещения освещенных участков с экспериментальными данными можно воспользоваться результатами работы [3], в которой по значениям частот Доплера получены для углов скольжения 0,017...0,035 рад эквивалентные скорости перемещений рассеивателей радиоволн. Здесь необходимо отметить, что скорости перемещений освещенных участков морской поверхности относительно точки наблюдения могут не совпадать со скоростями перемещений рассеивателей радиоволн. Последние, учитывая различные скорости перемещения гармонических составляющих морского волнения с отличающимися частотами, могут иметь величину скорости как больше так и меньше скорости перемещения освещенных участков. И сравнение рассматриваемых величин можно проводить в смысле совпадения порядков. Согласно работе [3] при скорости ветра 8 м/с и угле скольжения 0,017...0,035 рад эквивалентные скорости перемещений рассеивателей заключены в диапазоне 1,2...1,8 м/с. Эти значения близки к наиболее

вероятной величине скорости перемещения освещенных участков в 1,9 м/с (см. рис.3.24).

3.5 Статистические характеристики освещенных вершин морских волн

Полученные характеристики освещенных участков поверхности позволяют сделать вывод о том, что при малых углах скольжения освещенными остаются вершины самых высоких волн. Именно на них и происходит рассеяние электромагнитного поля. В предыдущих разделах было показано, что такие вершины можно заменить при расчетах непрозрачными экранами. Применительно к шероховатой поверхности, в том числе и поверхности моря, координаты верхних частей экранов будут совпадать с координатами вершин морских волн. Вершиной морской волны будем считать элемент профиля поверхности, первая производная которого меняет знак с положительного на отрицательный.

Рассмотрим влияние выбора максимальной частоты спектра морского волнения на характеристики освещенных вершин. На рис.3.26 представлена зависимость количества освещенных вершин морских волн от нормированной максимальной частоты спектра морского волнения. Нормировка произведена на частоту, соответствующую максимуму спектра морского волнения. На дополнительной оси абсцисс рис.3.26 представлена функционально связанная с $\omega_{\max} / \omega(S_{\max})$ величина среднеквадратического отклонения наклонов морских волн $\gamma_{\text{оф.}}$. Угол скольжения γ здесь и далее берется для средней части трассы относительно плоскости нулевого уровня. Трассы симметричные, т.е. высоты корреспондирующих пунктов одинаковы.

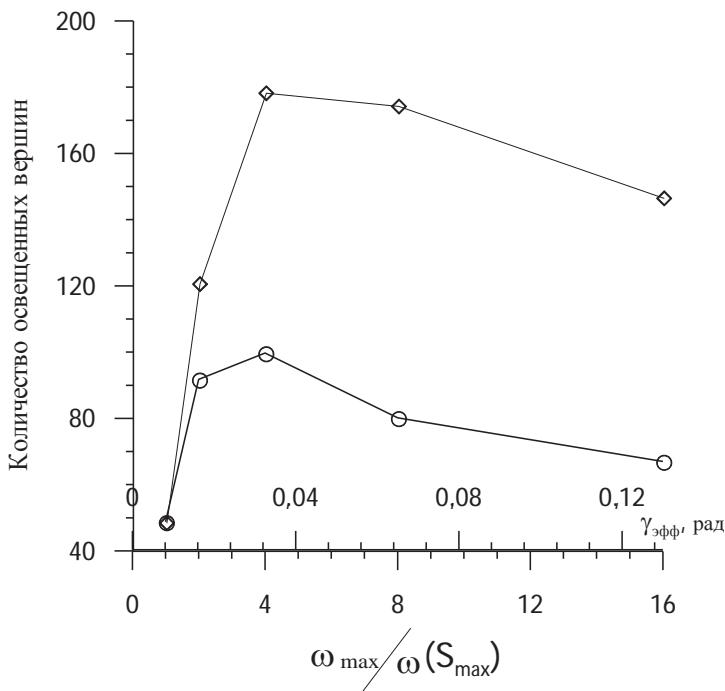


Рисунок 3.26 - Количество освещенных вершин в зависимости от значения верхней частоты спектра морского волнения при длине трассы 1000 м ($\sigma_h=0,2$ м): \diamond - $\gamma=0,04$ рад; \circ - $\gamma=0,02$ рад

На количество освещенных вершин морских волн влияют два фактора. Увеличение максимальной частоты спектра приводит к росту количества вершин. Но одновременно с увеличением максимальной частоты спектра будет расти величина среднеквадратического отклонения наклонов морских волн. Когда значение угла скольжения γ станет меньше величины $\gamma_{\text{эфф.}}$, затенения начнут играть существенную роль и количество освещенных вершин начнет снижаться. Кривые на рис.3.26, построенные для углов скольжения 0,02 радиан, (нижняя кривая) и 0,04 радиан (верхняя кривая) это иллюстрируют.

Для симметричных радиотрасс в функции угла скольжения, определенного для средней части трассы, в результате моделирования были получены средние значения количества освещенных вершин морских волн, средние высоты освещенных вершин волн, распределения по дистанции

количества освещенных вершин и их высот. Трассы брались симметричные, т.е. высоты корреспондирующих пунктов были равны и в нашем случае изменялись от 2 м до 20 м (были взяты значения 2, 5, 10, 15, 20 м). Угол скольжения определялся для средней части трассы. Для статистического усреднения бралось 100 независимых реализаций с коэффициентом корреляции между ними, не превышающим значение 0,4. На рис.3.27 представлены зависимости количества освещенных вершин от угла скольжения при различной длине трассы.

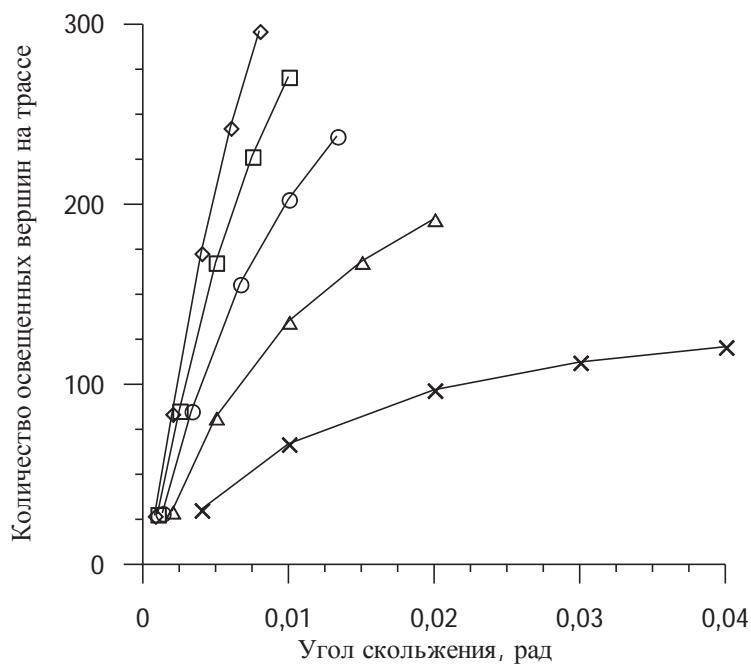


Рисунок 3.27 - Зависимости количества освещенных вершин морских волн от угла скольжения при различной длине трассы; \diamond - 5000 м; \square - 4000 м; \circ - 3000 м; \triangle - 2000 м; \times - 1000 м

Для дистанций в 3-5 км полученные зависимости близкие к линейным с коэффициентом наклона, зависящим от протяженности трассы. А для трасс длиной 1-2 км зависимости уже нельзя аппроксимировать прямой. Количество освещенных вершин растет при увеличении длины трассы и при увеличении угла скольжения. На рис.3.28 представлены зависимости количества освещенных вершин от угла скольжения при различных

состояниях морской поверхности для длины трассы 5000 м. Из рис.3.28 видно, что зависимости близки к линейным и количество освещенных вершин растет с увеличением эффективной высоты морских волн. Следует обратить внимание на тот факт, что при уменьшении угла скольжения количество вершин стремится не к единице (казалось бы что хотя бы одна вершина всегда должна быть освещена), а к нулю.

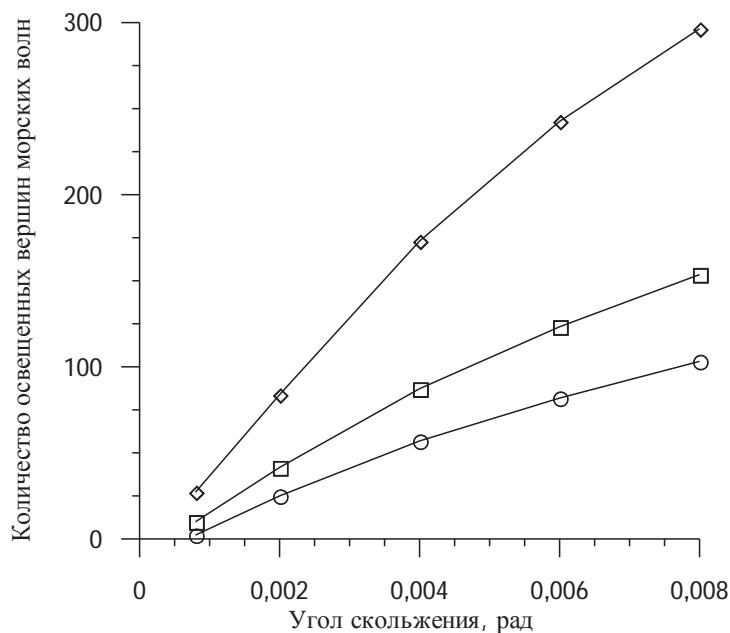


Рисунок 3.28 - Среднее количество освещенных вершин морских волн в зависимости от угла скольжения при различных состояниях морской поверхности при длине трассы 5000 м; \diamond - эффективная высота морских волн 0,2 м; \square - 0,4 м; \circ - 0,6 м

Это объясняется тем, что в случае прямого распространения радиоволн вершина морской волны будет освещена тогда, когда будут одновременно присутствовать два события: освещенность со стороны приемника и освещенность со стороны источника. Как показывает моделирование, при стремящемся к нулю угле скольжения вершины оказываются затенены хотя бы для одного из корреспондирующих пунктов.

На рис.3.29 представлены зависимости средней высоты освещенных

вершин морских волн в зависимости от угла скольжения. Для графической иллюстрации полученных данных выбрана трасса длиной 5000 м. Из рис.3.29 видно, что средняя высота освещенных вершин морских волн имеет значительные отличия при различных состояниях моря и увеличивается при уменьшении угла скольжения, причем эта зависимость носит нелинейный характер.

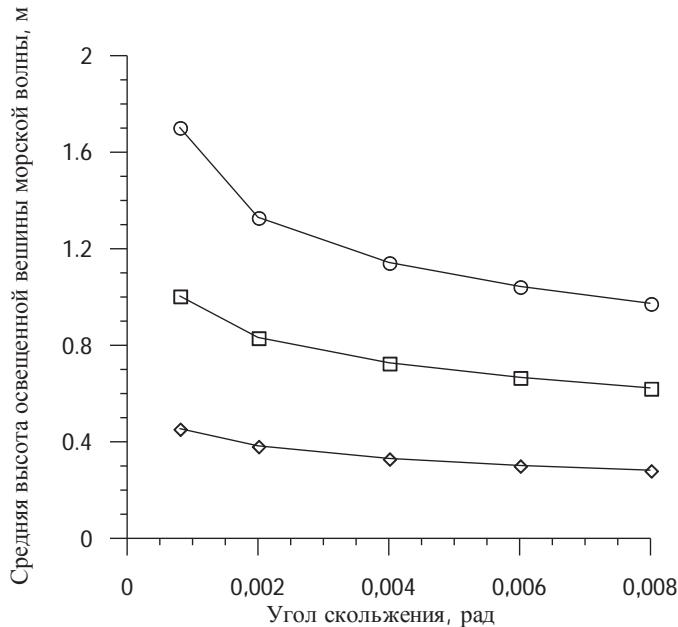


Рисунок 3.29 - Зависимости средней высоты освещенных морских вершин от угла скольжения при различных состояниях моря при длине трассы 5000 м; \diamond - эффективная высота морских волн 0,2 м; \square - 0,4 м; \circ - 0,6 м.

Числовые данные о средних значения изучаемых величин, часть которых была представлена выше в виде графических материалов, приведены в табл.3.8-3.10. Каждая таблица содержит значения среднего количества освещенных вершин и их дисперсии, средние высоты и их дисперсии в функции угла скольжения для одного состояния моря, которое характеризуется значением эффективной высоты морских волн.

Кроме средних значений числа освещенных вершин морских волн (экранов) и их средних высот необходимо знать распределения соответствующих величин по длине трассы.

Таблица 3.8 - Статистические характеристики освещенных вершин морской поверхности для развитого морского волнения с эффективными значениями высот 0,2 м

Угол скольжения, рад	Длина трассы, м	Среднее количество освещенных вершин на трассе	Дисперсия количества освещенных вершин на трассе	Средняя высота освещенных вершин на трассе, м	Дисперсия высот освещенных вершин на трассе, м ²
0,0008	5000	27,22	38,2126	0,45	0,0076
0,004	5000	173,01	191,69	0,33	0,0108
0,008	5000	296,38	237,75	0,28	0,0131
0,001	4000	27,98	41,23	0,44	0,0075
0,005	4000	167,73	176,35	0,32	0,0113
0,01	4000	270,96	213,24	0,27	0,0139
0,0013	3000	28,52	44,87	0,42	0,0083
0,0066	3000	155,82	141,25	0,30	0,0124
0,013	3000	237,90	158,00	0,25	0,0155
0,002	2000	29,58	47,79	0,39	0,0090
0,01	2000	135,04	84,51	0,27	0,0141
0,02	2000	191,97	82,02	0,22	0,0180
0,004	1000	30,43	46,98	0,34	0,0114
0,02	1000	96,95	48,39	0,22	0,0184
0,04	1000	120,88	33,58	0,18	0,0230

На рис.3.30 представлены нормированные на среднее количество освещенных вершин распределения количества освещенных вершин морских волн по длине трассы для протяженности трасс 1000 м и 5000 м и угла

скольжения 0,004 рад.

Таблица 3.9 - Статистические характеристики освещенных вершин морской поверхности для развитого морского волнения с эффективными значениями высот 0,4 м

Угол скольжения, рад	Длина трассы, м	Среднее количество освещенных вершин на трассе	Дисперсия количества освещенных вершин на трассе	Средняя высота освещенных вершин на трассе, м	Дисперсия высот освещенных вершин на трассе, м ²
0,0008	5000	10,04	17,91	1,01	0,0338
0,004	5000	87,27	95,34	0,73	0,0452
0,008	5000	153,59	146,22	0,62	0,0544
0,001	4000	10,31	17,08	0,98	0,0346
0,005	4000	84,34	88,55	0,70	0,0477
0,01	4000	143,15	142,52	0,59	0,0589
0,0013	3000	10,61	20,86	0,94	0,0362
0,0066	3000	79,10	78,25	0,67	0,0515
0,0133	3000	129,56	122,17	0,56	0,0648
0,002	2000	10,40	20,37	0,91	0,0391
0,01	2000	69,90	65,61	0,63	0,0599
0,02	2000	110,39	80,16	0,51	0,0776
0,004	1000	10,76	23,38	0,86	0,0452
0,02	1000	55,64	48,26	0,55	0,0804
0,04	1000	81,49	51,49	0,42	0,1077

Нормированное распределение количества освещенных вершин морских волн можно интерпретировать как плотность освещенных вершин

или дифференциальную плотность вероятности появления освещенной вершины морской волны на данной дистанции.

Таблица 3.10 - Статистические характеристики освещенных вершин морской поверхности для развитого морского волнения с эффективными значениями высот 0,6 м

Угол скольжения, рад	Длина трассы, м	Среднее количество освещенных вершин на трассе	Дисперсия количества освещенных вершин на трассе	Средняя высота освещенных вершин на трассе, м	Дисперсия высот освещенных вершин на трассе, м ²
0,0008	5000	2,29	5,48	1,70	0,0921
0,004	5000	56,92	71,50	1,14	0,1246
0,008	5000	103,19	105,11	0,97	0,1446
0,001	4000	2,37	5,57	1,68	0,0991
0,005	4000	54,25	67,81	1,11	0,1346
0,01	4000	96,21	96,78	0,94	0,1588
0,0013	3000	2,41	6,01	1,64	0,1106
0,0066	3000	50,56	57,92	1,08	0,1474
0,013	3000	87,24	83,35	0,90	0,1774
0,002	2000	2,32	5,23	1,64	0,1101
0,01	2000	44,59	47,58	1,04	0,1706
0,02	2000	75,27	68,85	0,84	0,2093
0,004	1000	2,60	6,50	1,58	0,1031
0,02	1000	37,14	38,54	0,99	0,2078
0,04	1000	59,20	48,84	0,75	0,2778

По оси абсцисс отложена нормированная протяженность трассы. В

первом приближении функции распределения по длине трассы носят равномерный вид с небольшой тенденцией к увеличению в центральной части трассы. Можно отметить повышенную дисперсию распределения для трассы протяженностью 1000 м.

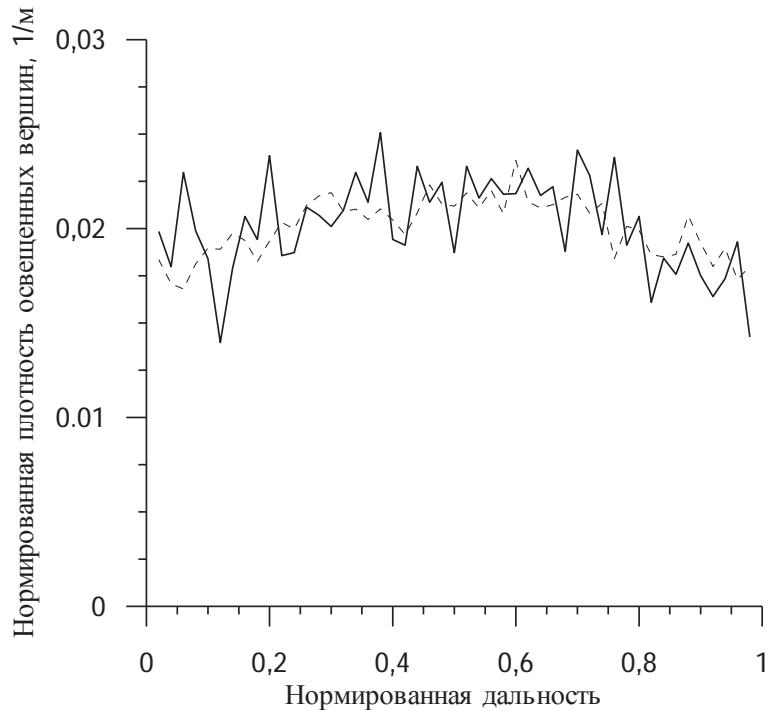


Рисунок 3.30 - Зависимость количества освещенных вершин морских волн по длине трассы с углом скольжения 0,004 рад и морской поверхностью с эффективной высотой 0,2 м; протяженностью:

- 1000 м;
- - - - 5000 м

Анализ распределений плотности освещенных вершин показал интересную их особенность – возрастание нормированной плотности распределения количества освещенных вершин вблизи концевых участков трассы. Так в отличие от представленных на рис.3.30 данных, которые получены для отношения $\frac{\omega_{\max}}{\omega(S_{\max})}$ равное 1,9, на рис.3.31 представлены нормированные плотности распределения освещенных вершин в

зависимости от состояния морской поверхности для отношения $\omega_{\max}/\omega(S_{\max})$ равного 4, т.е. полученные для морского волнения со спектром учитывающим более высокочастотные компоненты по сравнению с данными рис.3.30.

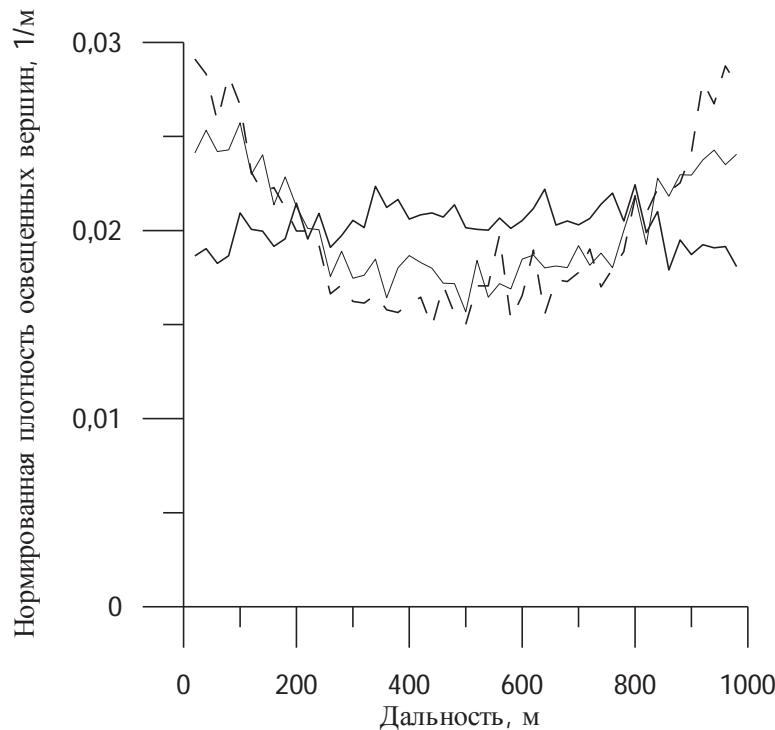


Рисунок 3.31 - Распределение количества освещенных вершин морских волн по длине трассы с углом скольжения 0,03 рад и протяженностью трассы 1000 м;

- эфективная высота морских волн 0,2 м;
- 0,4 м;
- - - 0,6 м.

Видно, что с увеличением эфективной высоты морских волн происходит возрастание количества освещенных вершин вблизи концевых участков трассы. К аналогичному эффекту приводит увеличение отношения $\omega_{\max}/\omega(S_{\max})$ в спектре морского волнения при неизменной величине

среднеквадратического отклонения высот морского волнения. При этом растет величина эффективного наклона морской поверхности, что приводит к росту затенений. Похожий эффект наблюдался в работе [10] при изучении статистики зеркальных элементов поверхности. На рис.3.32 представлены функции освещенности произвольной точки на морской поверхности со стороны источника (кривая 1), со стороны приемника (кривая 2) и полная функция освещенности (кривая 3), как произведение первых двух функций. Из рис.3.32 видно, что полная функция освещенности имеет максимумы вблизи концевых участков трассы, что и объясняет возрастание нормированной плотности распределений количества освещенных вершин в этих местах.

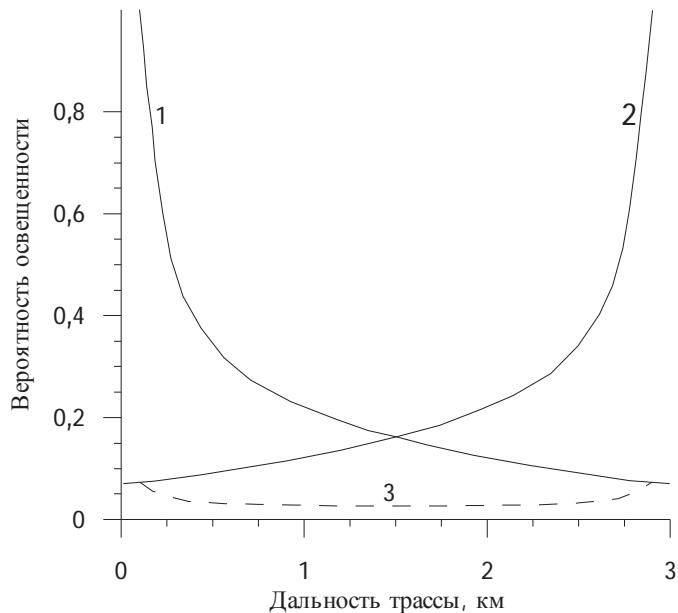


Рисунок 3.32 - Функции освещенности произвольной точки морской поверхности со стороны источника (кривая 1), приемника (кривая 2) и полная функция освещенности (кривая 3). Поверхность с эффективной высотой морских волн 0,4 м и при высотах корреспондирующих пунктов 10 м.

На рис.3.33 представлены распределения количества освещенных вершин по длине трассы для фиксированной протяженности трассы при

эффективных высотах морских волн 0,2 м, 0,4 м, 0,6 м и соответственно значениях $\frac{\omega_{\max}}{\omega(S_{\max})}$ 1,9, 2,3 и 2,5. Из рис.3.33 видно, что функциональный вид распределения практически не зависит от состояния морской поверхности. Наблюдаемые отличия не носят закономерного характера и их можно отнести на счет недостаточной статистической обеспеченности.

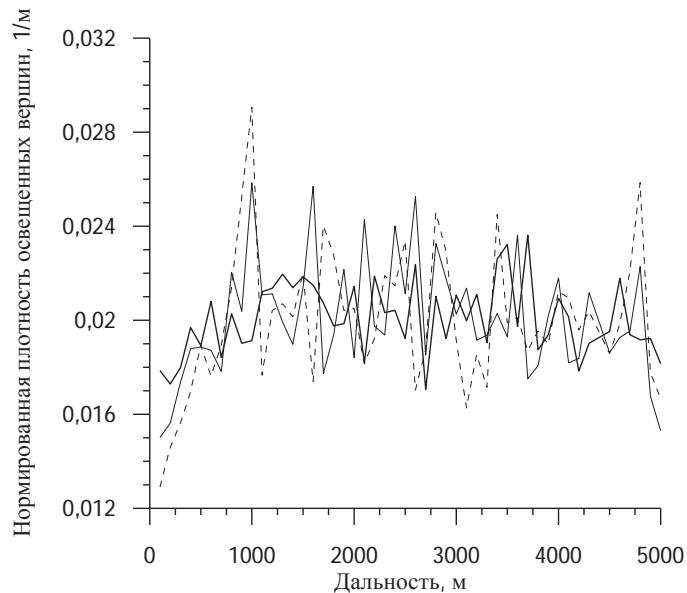


Рисунок 3.33 - Распределение количества освещенных вершин морских волн по длине трассы с углом скольжения 0,02 рад и протяженностью трассы 5000 м: — эффективная высота морских волн 0,2 м; — 0,4 м; - - - 0,6 м

На рис.3.34 представлены распределения плотности количества освещенных вершин морских волн по дистанции в зависимости от угла скольжения. Из рисунка видно, что отличий в виде кривых распределений практически не наблюдаются.

Следующей важной характеристикой для решения поставленной задачи является распределение высот освещенных вершин морских волн по дистанции для трасс различной протяженности и при фиксированном угле

скольжения, определенном для средней части трассы. Такие характеристики для симметричных трасс были получены и некоторые из них представлены ниже.

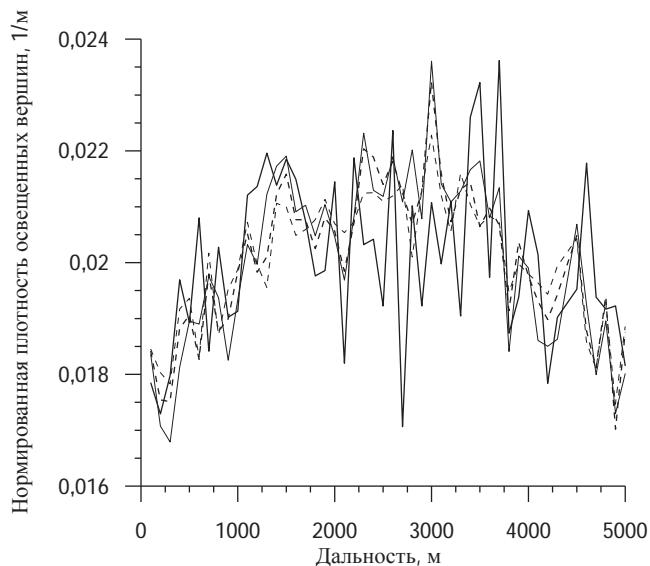


Рисунок 3.34 - Распределения количества освещенных вершин морских волн в зависимости от угла скольжения при длине трассы 5000 м; эффективная высота морских волн 0,2 м; — угол скольжения 0,002 рад; — 0,004 рад; - - 0,006 рад; - · - 0,008 рад

На рис.3.35 показаны распределения высот освещенных вершин морских волн для дальностей 2000 м и 5000 м при одинаковом угле скольжения 0,02 рад и морской поверхности с эффективной высотой морских волн 0,2 м.

Из рисунка видно, что вид распределения высот освещенных вершин морских волн практически не зависит от дальности трассы. Можно отметить более сильный разброс в распределении высот для дальности трассы 2000 м.

Существенные отличия в виде кривых распределений высот освещенных вершин наблюдаются при изменении эффективной высоты морских волн. На рис.3.36 приведены распределения по дистанции высот освещенных вершин морских волн при различных характеристиках морского волнения.

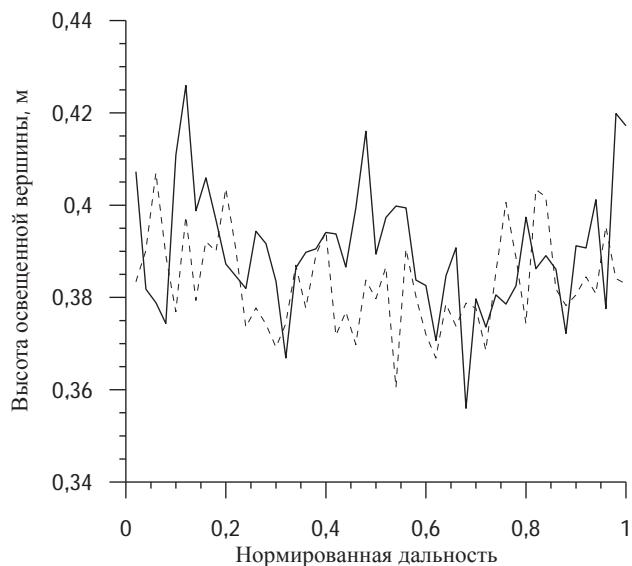


Рисунок 3.35 - Зависимость высот освещенных вершин морских волн по длине трассы; угол скольжения 0,002 рад; эффективная высота морских волн 0,2 м; — длина трассы 2000 м; ----- 5000 м

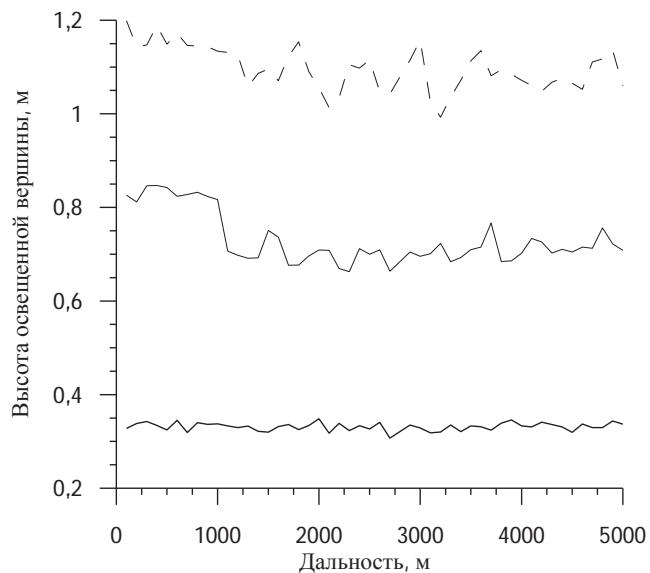


Рисунок 3.36 - Распределения по дистанции освещенных вершин морских волн при различных характеристиках морского волнения. Угол скольжения 0,004 рад;

- эффективная высота морских волн 0,2 м;
- 0,4 м;
- 0,6 м

Из рис.3.36 видно, что увеличение высоты морского волнения приводит к существенному увеличению высоты освещенных вершин по всей длине трассы.

Если пренебречь разбросом значений высот, связанных, скорее всего, с недостаточной статистической обеспеченностью, можно считать, что высота освещенной вершины практически не зависит от протяженности трассы.

На рис.3.37 представлена зависимость высот освещенных вершин морских волн от угла скольжения для трассы с протяженностью 5000 м на морской поверхности с эффективной высотой 0,2 м.

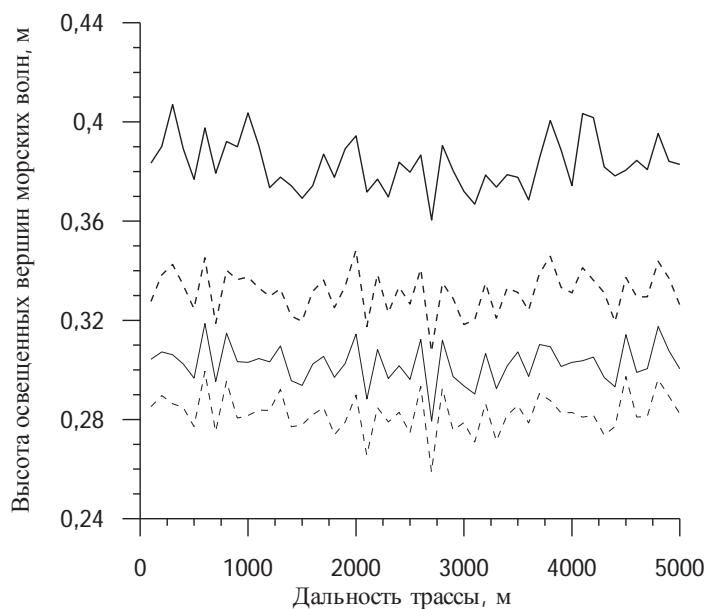


Рисунок 3.37 - Зависимость высот освещенных вершин морских волн по длине трассы от угла скольжения при фиксированной дальности. Эффективная высота морских волн 0,2 м;

- угол скольжения 0,002 рад (определен для средины трассы);
- - - - 0,004 рад;
- 0,006 рад;
- 0,008 рад

Из зависимости средней высоты освещенных морских вершин,

представленных на рис.3.37 видно, что эти высоты существенно возрастают с уменьшением угла скольжения. Так для угла скольжения 0,008 рад средняя высота освещенных вершин по трассе составляет около 0,28 м, что уже превышает эффективную высоту морских волн (на рис.3.37 она составляет 0,2 м). Уменьшение угла скольжения до значения 0,002 рад приводит к увеличению средней высоты освещенных вершин до значения 0,4 м, что практически в два раза превышает эффективную высоту морского волнения.

3.6 Выводы по разделу

В данном разделе была разработана новая методика моделирования ветрового морского волнения применительно к задачам дифракции радиоволн на вершинах (гребнях) ветровых волн.

Проведенный модельный эксперимент подтвердил значительное влияние затенений на статистику освещенной части поверхности, т.е. той ее части, которая участвует в формировании рассеянного поля.

Впервые получены распределения высот и длин освещенных и затененных участков поверхности, которые позволяют уточнить имеющиеся модели рассеяния электромагнитных волн подстилающей морской поверхностью при малых углах скольжения.

Впервые установлено определяющее влияние верхней границы спектра морского волнения на вид распределений и основные характеристики освещенных элементов морской поверхности.

Было впервые показано, что при моделировании ветрового морского волнения необходимо учитывать применяемую длину волны электромагнитного поля и в соответствии с этим производить выбор максимальной частоты, учитываемой в спектре морского волнения.

Впервые получены данные о пространственных перемещениях и временах нахождения в освещенном состоянии элементов морского волнения. Полученные распределения времени жизни и проходимых за это время расстояний освещенными областями позволяют уточнить имеющиеся модели рассеяния электромагнитных волн подстилающей морской поверхностью при малых углах скольжения.

Моделирование показало, что при уменьшении угла скольжения происходит уменьшение как времени жизни освещенных областей морской поверхности так и пространственного перемещения таких областей за время их жизни. Наблюдается отличие средних значений времени жизни и смещения освещенных участков от наиболее вероятных значений соответствующих величин.

Сравнение результатов моделирования по значению наиболее вероятного времени жизни освещенных областей и значению наиболее вероятной скорости освещенной области с экспериментальными данными показало непротиворечивость полученных модельных результатов экспериментальным данным.

Показано, что в исследуемом диапазоне изменения углов скольжения, значение скорости смещения освещенных участков морской поверхности практически не зависит от угла скольжения и по величине в несколько раз меньше фазовой скорости энергонесущей волны.

Впервые были определены статистические характеристики освещенных вершин морских волн. Эти результаты послужат исходными данными для моделирования условий распространения радиоволн под малыми углами скольжения над морской поверхностью. Так как, согласно работам [28, 82], характеристики переизлучения системой экранов зависят от плотности экранов на трассе, особое внимание было удалено виду плотности освещенных вершин.

Впервые показано, что плотность освещенных вершин (экранов) по

длине трассы не всегда можно принимать равномерной. При существенном возрастании затенений вид кривой плотности освещенных вершин может трансформироваться из равномерной в бимодальную с максимумами вблизи концевых участков трассы.

Впервые количественно определены средние высоты освещенных вершин морской поверхности. Показано, что значительно изменяющаяся средняя высота освещенных вершин в зависимости от угла скольжения и состояния волнения должна существенным образом влиять на параметры дифракции радиосигнала на системе экранов.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [10 – 20].

РАЗДЕЛ 4

ПОЛЕ НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

4.1 Поле над морской поверхностью: освещенная зона

В зависимости от значения параметра дифракции u выражения (2.2) было выделено несколько условных областей пространства, механизмы распространения радиоволн в которых имеют существенные отличия друг от друга. Рассмотрим область пространства, в которой характеристики поля определяются в первую очередь влиянием среды распространения и многолучевым распространением над поверхность раздела (освещенная область пространства), т.е. $u \gg 1$ (выражение (2.3а)).

С использованием зависимостей (2.13)...(2.18) для разных значений параметров, характеризующих силу волнения, были рассчитаны зависимости амплитуды напряженности поля от высот точек излучения, наблюдения и расстояния между ними, а также определена роль в формировании поля неровностей, находящихся на разных удалениях от концов трассы. Учитывая, что в рассматриваемом случае плоскость падения (она же плоскость переизлучения) перпендикулярна соответствующим склонам гребней, при облучении волной с поляризацией, лежащей либо в плоскости падения, либо перпендикулярной ей, деполяризация отсутствует. Другими словами можно считать, что переизлученная волна сохраняет поляризацию падающей. Это позволяет для этих двух поляризаций решать задачу рассеяния в скалярном виде.

Следуя работам [47, 48] рассмотрим некоторые характеристики рассеивающей поверхности и дистанционные зависимости амплитуд электромагнитного поля, рассеянного вершинами морских волн. На рис. 4.1 в

качестве иллюстрации для одной из реализаций поверхности, соответствующей $\Lambda_m = 40$ м и высотам корреспондирующих пунктов $h_T = h_R = 10$ м, кружками показаны координаты вершины гребней (дистанция x и высота y), а квадратами - соответствующие им значения радиусов кривизны.

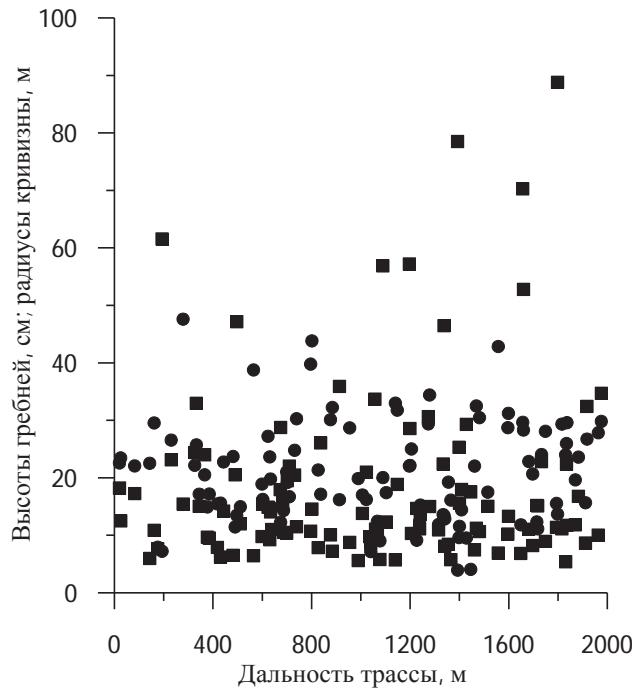


Рисунок 4.1 - модельные значения высот гребней морских волн и их радиусов кривизны

На рис. 4.2 для этой же реализации поверхности показаны значения амплитуд переизлученных этими гребнями волн в точке наблюдения; все значения амплитуд нормированы на амплитуду поля свободного пространства в той же точке наблюдения. Кривые соответствуют волнам разной природы: дифракционным волнам дифракции Френеля и волнам отраженным от цилиндрических поверхностей при горизонтальной и вертикальной поляризациях облучения. На рис.4.2 приведены зависимости рассеянного поверхностью поля для двух значений высот мелкомасштабных неровностей $\sigma_h = 0$ (гладкая поверхность) и $\sigma_h = 2$ см: 1 – амплитуда

дифракционной составляющей; 2 – амплитуда отражений от цилиндра (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 3 – амплитуда отражений от цилиндра (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см); 4 – амплитуда отражений от цилиндра (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 5 – амплитуда отражений от цилиндра (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см).

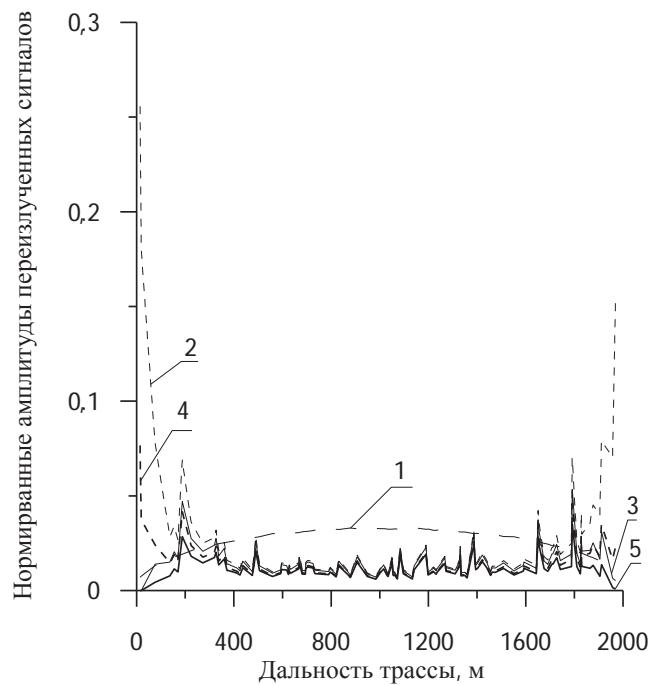


Рисунок 4.2 – распределение по дистанции амплитуд электромагнитного поля, рассеянного вершинами морских волн (при двух значениях высот неровностей для горизонтальной и вертикальной поляризаций)

Зависимости для полей волн, отраженных от гладких цилиндрических гребней, приведенные на рис.4.2, обладают теми же характерными особенностями, что и полученные в работах [7, 94] в рамках приближения касательной плоскости: для них характерно резкое возрастание интенсивности рассеяния элементами, расположенными на концевых участках трассы. Картина резко меняется при учете мелкомасштабных

неровностей, практически полностью устраниющих этот эффект, что хорошо видно из сравнения кривых 2 ($\sigma_h = 0$) и 3 ($\sigma_h = 2$ см) рис.4.2. К подобному эффекту приводит и учет влияния вертикальной поляризации за счет быстрого уменьшения модуля коэффициента Френеля при росте угла скольжения свыше угла Брюстера (кривые 2 и 4). В центральной части трассы (дистанции от 400 до 1 600 м) интенсивность всех отражений практически совпадают. В отличие от отраженных волн, вклад дифракционных волн монотонно возрастает при приближении к середине трассы (более полный анализ показывает, что их вклад максимален из области, окружающей точку стационарной фазы); на это обстоятельство указывалось в работах [137, 138]. Еще одной особенностью является сильная зависимость интенсивности отраженных волн (в отличие от дифракционных) от радиусов кривизны облучаемых гребней, что приводит к явно выраженной нестационарности зависимостей амплитуд элементарных волн и суммарного поля всех рассеивателей от координат точки наблюдения, т. е. ее положения по дистанции и высоте. Поэтому для достаточно наглядного представления необходимо использовать характеристики, полученные путем усреднения по большому числу независимых реализаций рассеивающей поверхности.

На рис. 4.3 для тех же исходных данных приведена зависимость от высоты точки наблюдения амплитуды полного поля, т. е. суммы поля свободного пространства и поля переизлучения от всей трассы (как и ранее раздельно для полей разной природы): 1 – отражения от цилиндров (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 2 – отражения от цилиндров (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см); 3 – отражения от цилиндров (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 4 – отражения от цилиндров (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см). При этом не учитывалось изменение освещенности переизлучающей поверхности, в частности, количество освещенных гребней волн, сопровождающие

изменение высот корреспондирующих пунктов.

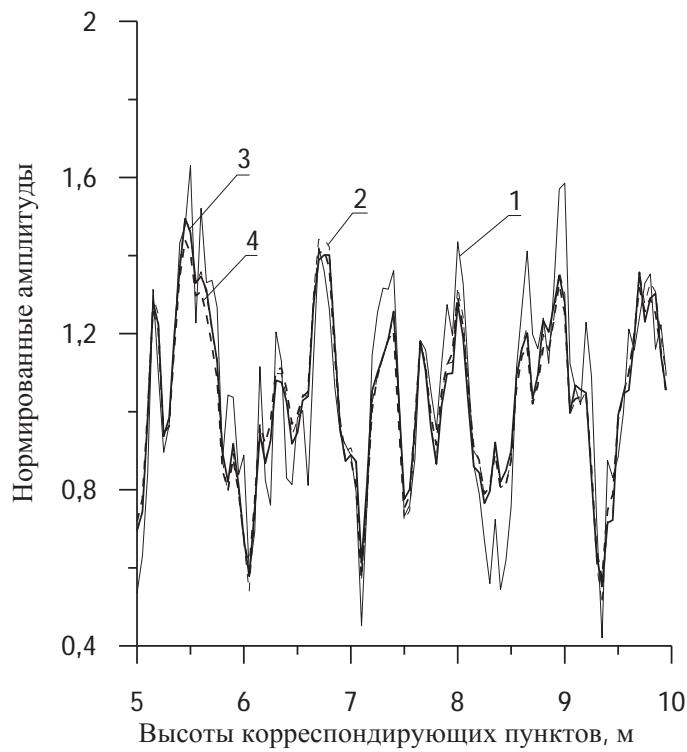


Рисунок 4.3 - Зависимость от высот корреспондирующих пунктов (трасса симметричная) амплитуд полного поля

При статистической обработке данных рассчитывались средние значения и средние квадраты комплексных амплитуд как суммарного поля, так и его составляющих разной природы (краевые волны и отражения от цилиндров при вертикальной и горизонтальной поляризациях). Средние значения идентифицировались как амплитуды когерентных составляющих (такой подход предложен в ряде экспериментальных работ и описан, в частности, в работе [7]), а результат их вычитания из суммарного поля считался случайной компонентой. Использовались два варианта анализа и наглядного представления полученных характеристик поля. При первом анализировалась зависимость от дальности усредненных по множеству реализаций поверхности дистанционных зависимостей компонент поля, соответствующих разным механизмам переизлучения, и их суммы - в

различных сочетаниях. Для усреднения по ансамблю реализаций суммировались поля, переизлученные гребнями с совпадающими порядковыми номерами, что приблизительно соответствовало одинаковой дальности их от начала трассы (отличие в разных реализациях, например при $\Lambda_m = 40$ м не превышало 20 м). Считалось, что источник переизлученного поля находится в точке трассы на дальности x_i :

$$x_i = d(n+1), \quad n = 0, 1, 2 \dots n_{\max}, \quad (4.1)$$

где d - среднее расстояние между освещенными гребнями;
 n - порядковый номер элемента поверхности;
 n_{\max} - номер элемента, соответствующий середине трассы. По полученным с использованием такой методики обработки данным строились и анализировались дистанционные зависимости от дистанции интенсивности суммарного переизлученного поля и его компонент Примером результатов такой обработки и их представления являются графики, приводимые на рис. 4.4, 4.5. Из рис. 4.4 хорошо видно существенное влияние на переизлучение из концевых частей трассы мелкомасштабной составляющей волнения, на которое указывалось ранее в работах [26, 77, 138]. Она существенно ослабляет их вклад в суммарное переизлучение: пик переизлучения (кривая 1 рис. 4.4), предсказываемый в работе [7], при высоте мелкомасштабных неровностей 2 см (кривая 2 рис. 4.4) меняется на монотонное спадание интенсивности переизлучения. Четко наблюдается существенное (более 10 дБ) уменьшение рассеяния с концевого участка трассы под влиянием мелкомасштабной составляющей и при вертикальной поляризации (в последнем случае вследствие уменьшения коэффициента Френеля при углах скольжения, превышающих угол Брюстера).

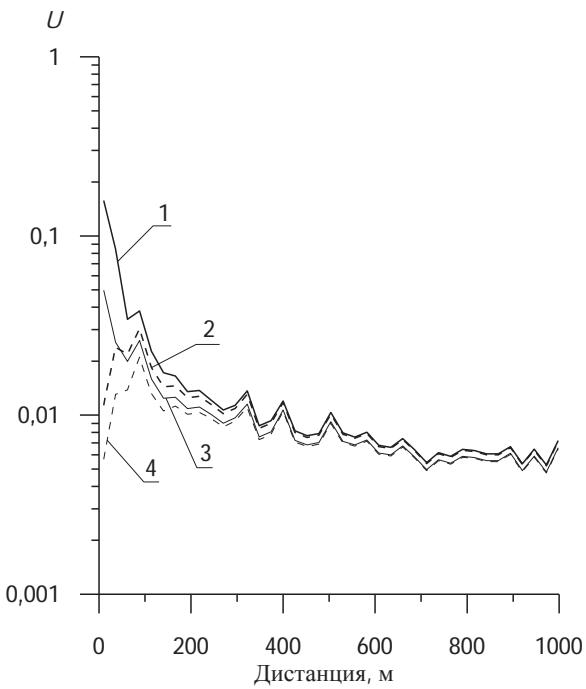


Рисунок 4.4 - Распределение по длине трассы нормированных эффективных значений напряженности поля, рассеянного гребнями морских волн

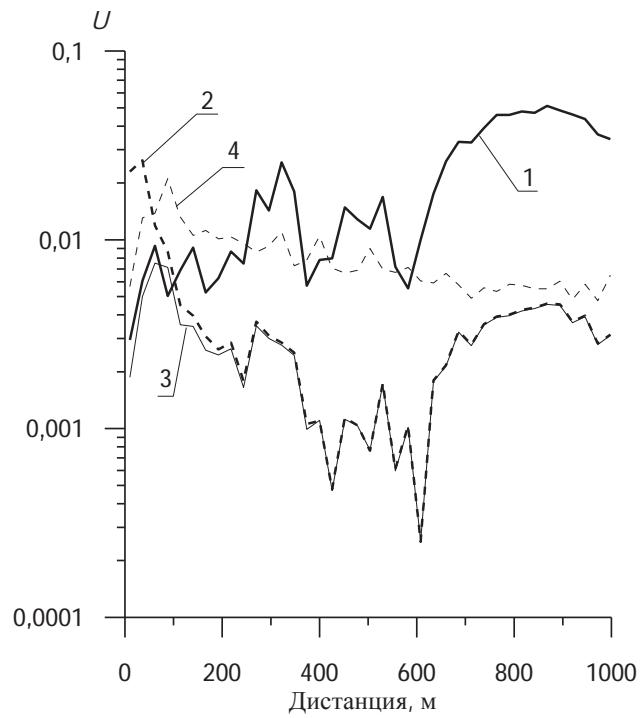


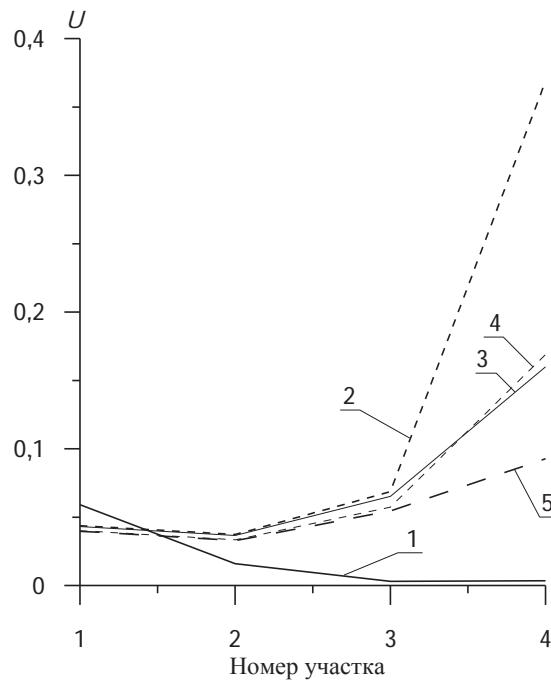
Рисунок 4.5 - Распределение по дистанции нормированных эффективных значений напряженности рассеянных полей

На рис.4.5 аналогичные зависимости приведены для когерентных и

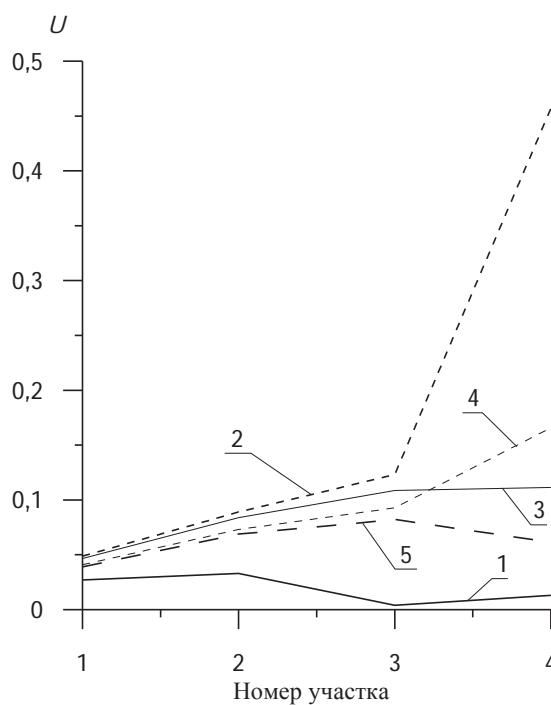
некогерентных составляющих поля, обусловленных дифракцией на неровностях либо отражением от них. Средние значения идентифицировались как амплитуды когерентных составляющих (такой подход предложен в ряде экспериментальных работ и описан, в частности, в работе [7]), а результат их вычитания из суммарного поля считался случайной компонентой. Кривая 1 – когерентная составляющая поля дифракционных волн, кривая 2 – когерентная составляющая отражения от "гладких" цилиндрических неровностей при горизонтальной поляризации, кривая 3 – то же, что и кривая 2, но при наличии мелкомасштабной составляющей с $\sigma_h = 2$ см, кривая 4 - некогерентная составляющая отражения от гладкой цилиндрической поверхности при горизонтальной поляризации. Из графиков рис.4.5 хорошо видно, что источником когерентной составляющей рассеяния является средняя часть трассы, причем значительная его часть обусловлена дифракцией («дифракционные волны»), а некогерентная является результатом геометрооптического отражения от цилиндрических элементов на концевых участках трассы.

Все отмеченные особенности особенно четко видны при использовании второго варианта обработки и представления данных. При нем раздельно суммируются поля, переизлученные из 7 частей (в нашем случае отрезков) трассы. Центральный отрезок по положению и по размеру соответствует первой зоне Френеля, остальные попарно симметричны и имеют каждый протяженность, равную $1/3$ расстояния от края первой зоны Френеля до конца трассы. Поскольку моделируется симметричная трасса, переизлученные поля симметрично расположенных участков суммируются, и достаточно анализировать только 4 участка. Такое представление результатов обработки данных, соответствующих модельным вариантам $\Lambda_m = 40$ м и высотам корреспондирующих пунктов 5 м, 10 м и 20 м показано на рис. 4.6а, б, в. Поскольку эффективные значения когерентной компоненты из первой зоны Френеля и прилежащих к ней участков с номерами 1 и 2

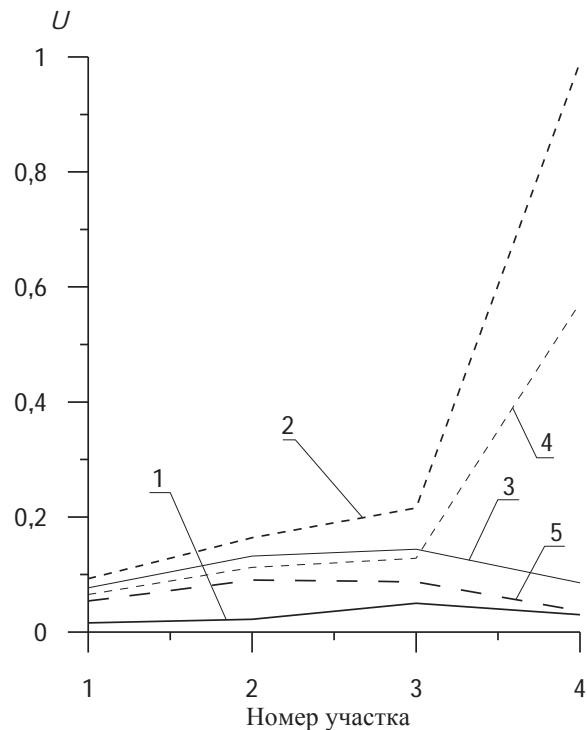
лишь незначительно отличаются друг от друга при разных поляризациях и высотах мелкомасштабных неровностей, на графиках рис. 4.6 приводятся их значения только для горизонтальной поляризации облучения и «гладкой» поверхности.



a)- 5 м



б) - 10 м



в) – 20 м

Рисунок 4.6 - Распределение по характерным участкам дистанции нормированных эффективных значений напряженности переизлученных полей различной природы при $\lambda_m = 40$ м и различных высотах корреспондирующих пунктов

Кривые на графиках соответствуют: 1 – когерентная составляющая отражения от цилиндрических поверхностей при горизонтальной поляризации в отсутствии мелкомасштабных неровностей; 2 – случайная составляющая при горизонтальной поляризации в отсутствие мелкомасштабных неровностей; 3 – то же при СКО высот мелкомасштабных неровностей 2 см; 4, 5 – то же, что и соответственно 2, 3, но при вертикальной поляризации облучения.

Из графиков видно, что основной вклад в когерентную составляющую дает центральная часть трассы (первая зона Френеля и прилежащий к ней участок 1), причем относительный вклад по сравнению со случайной компонентой возрастает с уменьшением высот корреспондирующих пунктов,

т. е. с уменьшением углов скольжения на большей части трассы. При более слабом волнении ($\Lambda_m = 20$ м) эффективное значение когерентной компоненты может существенно превышать значение случайной компоненты из первой зоны Френеля. При приближении к концам трассы (в нашей модели это участки 2 и, особенно 3) происходит резкое возрастание интенсивности случайной компоненты переизлучения, что полностью согласуется с результатами работ [7, 8]. Как видно из рис. 4.6, здесь очень резко проявляются влияние поляризации облучения и наличие мелкомасштабных неровностей. Например, при условиях, соответствующих рис. 4.4б, в, эффективное значение горизонтально поляризованной случайной компоненты из участка 3 трассы под влиянием мелкомасштабных неровностей высотой 2 см снизилось почти в 4 раза.

Примерно двукратным снижением эффективного значения этой компоненты сопровождается переход от горизонтальной поляризации облучения к вертикальной, что объясняется возрастанием для этой части трассы локальных углов скольжения до величин, близких или превышающих угол Брюстера (около 6°). Заметим, что для зоны 4 оценки эффективного значения когерентной компоненты могут оказаться завышенными. При используемом нами усреднении по 20 независимым реализациям погрешность оценки среднего значения поля, которое идентифицируется с когерентной компонентой, составляет около 22 % от эффективных значений случайной составляющей, а они для этой части трассы достигают, как видно из графиков рис. 4.6, значений, близких к единице.

Далее перейдем к анализу поля, формируемого сложением множества краевых волн, образующихся при дифракции на гребнях волн. Распределение интенсивности их когерентной и случайной компонент по трассе для тех же моделей поверхности, что и ранее, иллюстрируют графики рис. 4.7. На них для тех же четырех частей трассы приведены эффективные значения когерентной и случайной компонент переизлученного поля, нормированные

на их значения для поля свободного пространства. Кривые 1–3 показывают эффективные значения когерентной составляющей переизлучения при высотах корреспондирующих пунктов 5, 10, 20 м соответственно, а кривые 4–6 – эффективные значения случайной компоненты.

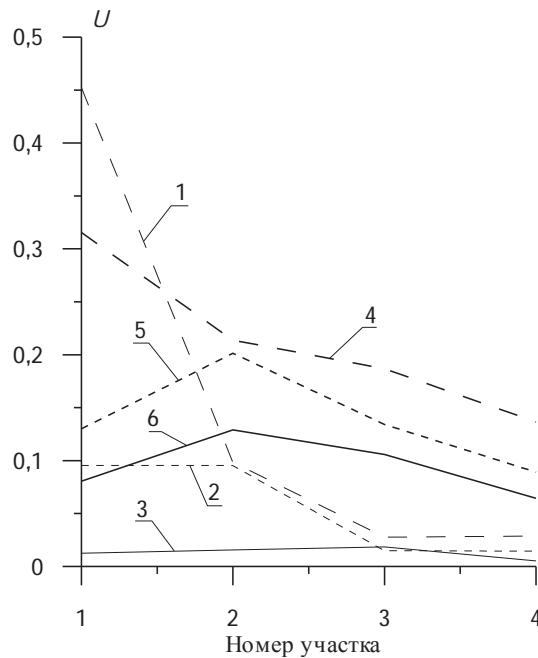


Рисунок 4.7 - Эффективные значения когерентной и случайной компонент краевых волн переизлученного поля, нормированные на их значения для поля свободного пространства, при $\Lambda_m = 40$ м

Видно, что роль участков 1 и 2 трассы возрастает с уменьшением высоты корреспондирующих пунктов при одновременном возрастании в переизлучении доли когерентной компоненты, причем при их высоте 5 м когерентная компонента этой природы (краевые волны), как показывает сравнение с рис. 4.6а, превосходит суммарное переизлучение, обусловленное отражениями от цилиндрических поверхностей.

В заключение сравним полученные выше распределения интенсивности переизлучения по дистанции с предсказываемыми в рамках приближения метода касательной плоскости работы [8]. Воспользовавшись формулой (40) [8, с.203] в варианте цилиндрической системы координат и

выполнив численное интегрирование по таким же отрезкам трассы, как и в наших расчетах, получим результаты, приводимые на рис. 4.8. Для сравнения на нем же представлены частично и данные, приведенные ранее на рис. 4.6.

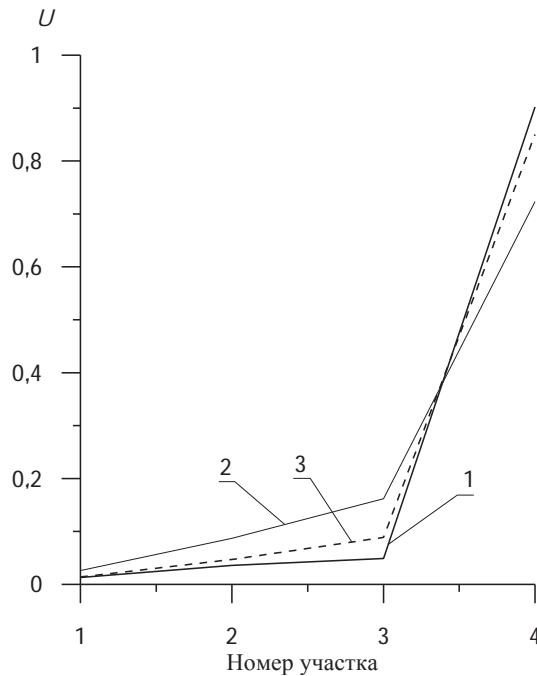


Рис. 4.8 - Нормированные мощности переизлучения по характерным участкам дистанции

На нем для случая $\Lambda_m = 40$ м, $h = 20$ м показаны мощности переизлучения из соответствующих отрезков трассы, нормированные на суммарную переизлученную мощность. Кривая 1 показывает зависимость, полученную при моделировании переизлучения от гладкой поверхности при горизонтальной поляризации, а графики 2 и 3 – результаты расчетов при той же геометрии трассы по методу касательной плоскости соответственно для значений эффективных наклонов неровностей 0,1 и 0,2 рад. Из сравнения графиков видно подобие зависимостей особенно на краевых участках трассы, где углы скольжения практически лежат в области строгой применимости метода касательной плоскости. Анализ показывает, что в результатах, получаемых в рамках метода касательной плоскости и метода моделирования, используемого в данной работе, при малых высотах

корреспондирующих пунктов наблюдаются отличия и для центральной части трассы, охватывающей первую зону Френеля. Причиной этого является возрастание, а при очень малых высотах – доминирование в ней вклада “краевых волн”, обусловленных дифракцией на гребнях волн.

Представление комплексной амплитуды поля в форме (2.16) и (2.17) означает, что к рассматриваемому нами случаю вполне правомерно применить понятие многолучевого распространения радиоволн над поверхностью моря. Одной из наглядных характеристик, используемой для описания влияния многолучевого распространения радиоволн на работу систем определения угловых координат источников излучения (в нашем случае) и целей является пространственный спектр поля, приходящий в апертуру приемной (пеленгационной) антенны.

При расчетах пространственного спектра задавались 3 фиксированных значения высоты точечного излучателя (5, 10 и 20 м) и равные им высоты центров вертикальных эквидистантных решеток из 64 приемных элементарных слабонаправленных антенн каждая. Расстояние b по высоте между их фазовыми центрами задавалось равным 2 см, а ширина их диаграмм направленности имевших форму Гаусса считалась равной (по уровню -3 дБ) 23° . Комплексная амплитуда принятого каждой элементарной антенной поля определялась как сумма переизлучений всех элементов поверхности, незатененных по отношению к точке излучения и приема. Упрощающим предположением было допущение, что для всех 64 точек апертуры приемной антенны переизлучающие элементы поверхности (гребни волн) остаются неизменными, т.е. сохраняются их координаты и радиусы кривизны поверхности. Амплитуда принятого каждой элементарной антенной сигнала рассматривалась с учетом ее диаграммы направленности (считалось, что оси всех элементарных антенн горизонтальны) и угла прихода переизлучения от каждого освещенного гребня морского волнения. Пример зависимости амплитуды принятого сигнала от высоты элемента

антенной решетки для $\Lambda_m = 20$ м при высоте излучателя и центра апертуры антенны 20 м приведен на рис. 4.9

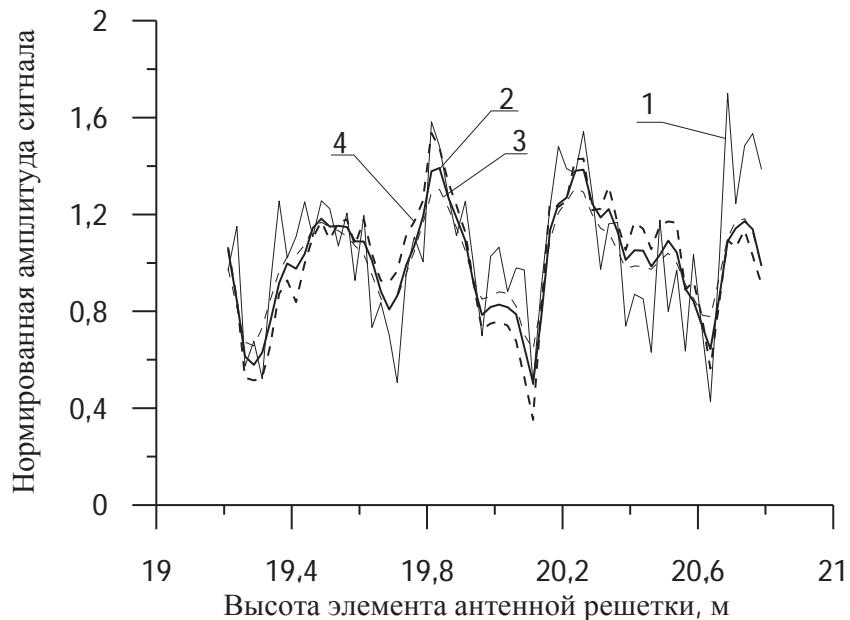


Рисунок 4.9 - Зависимость амплитуды сигнала от высоты центра элементарной приемной антенны вертикальной линейной антенной решетки

На нем кривые 1 и 2 соответствуют поверхности со среднеквадратической высотой мелкомасштабной составляющей неровностей 0 см и 2 см при горизонтальной поляризации облучения. Кривые 3 и 4 - то же, что кривые 1 и 2, но при вертикальной поляризации облучения. По высотной зависимости комплексной амплитуды традиционным для спектрального анализа методом с использованием преобразования Фурье рассчитан пространственный спектр приходящего в приемную антенну поля:

$$G(\xi_m) = d \sum_{n=0}^{N-1} U(h_n) W(h_n) \exp(-i \xi_m h_n); \quad (4.2)$$

$$\xi_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_m; \quad (4.3)$$

$$h_h = h_{R0} - \frac{N-1}{2}; \quad (4.4)$$

$$H(h) = K \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right), \quad (4.5)$$

где $\vec{U}(h_n)$ - комплексная амплитуда поля в точке, соответствующей координате фазового центра элемента приемной антенной решетки с номером n ;

h_n - его высота;

h_{R0} - высота центра линейной вертикальной антенной решетки с эквидистантными, идентичными приемными антеннами;

ξ_m - волновое число m -ой пространственной гармоники приходящего поля;

θ_m - угол прихода m -ой гармоники относительно горизонтальной оси координат;

$H(h_n)$ - «оконная» функция для ослабления влияния скачка поля, соответствующего границе линейной апертуры (используется при расчете пространственного спектра поля);

В исследуемом нами случае перезлучение поля поверхностью раздела (это подтверждается, в частности, последующими расчетами) для всей области углов прихода выполняется неравенство $|\theta_m| \ll 1$. Это позволяет заменить $\sin \theta_m \approx \theta_m$, что существенно упрощает графическое представление и анализ пространственных спектров и делает правомерным применительно к ним названия «угловые спектры», которое мы и будем применять в дальнейшем. Заметим также, что для всех переизлучателей, включая ближайший к точке приема переизлучатель, должно выполняться

неравенство расстояния r_{\min} до точки приема

$$r_{\min} >> \frac{(Nb)^2}{\lambda}, \quad (4.6)$$

где r_{\min} - расстояние переизлучателя до точки приема;

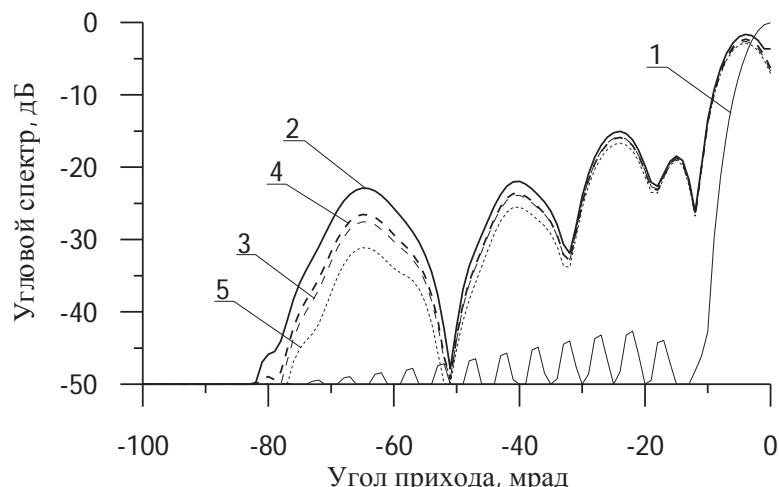
N - число переизлучателей;

b - расстояние между фазовыми центрами элементов антенной решетки (было принято $b=2$ см). Выражение (4.2) с точностью до обозначений совпадает с выражением для диаграммы направленности линейной антенной решетки, например работы [139]. Это означает, что рассчитанная по (4.2) форма пространственного спектра в функции угла θ_m совпадает с зависимостью принятого антенной сигнала при ее сканировании по углу в вертикальной плоскости.

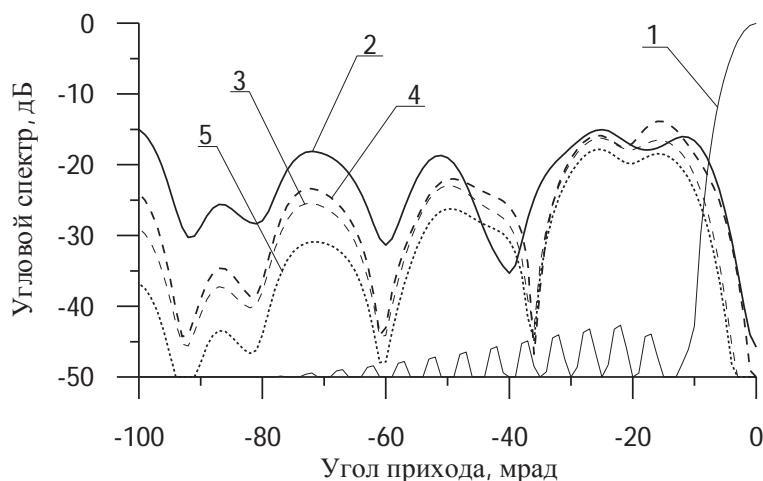
Далее представлены и проанализированы результаты моделирования спектров, относящихся как к отдельным реализациям поверхности, так и усредненным по 20 реализациям; в последнем случае более четко проявляется присутствие в переизлученном сигнале когерентной составляющей. На рис.4.10 кроме угловых спектров переизлученного поля для наглядности приведены также угловые спектры точечного источника излучения, показывающие, в частности, что при использованной для спектральной обработки функции окна уровень боковых лепестков ниже 42 дБ. На всех графиках по оси ординат отложены интенсивности спектральной плотности в децибелах, а по оси абсцисс – углы прихода в миллирадианах. Отрицательные углы прихода на графиках соответствуют физике явления: все переизлучающие элементы поверхности находятся ниже горизонтальной прямой, соединяющей излучатель и точку наблюдения.

Кривая 1 соответствует полю свободного пространства, кривая 2 – горизонтальная поляризация облучения, мелкомасштабные неровности

поверхности отсутствуют, кривая 3 - то же, что и кривая 2, но при среднеквадратическом значении высоты мелкомасштабных неровностей 2 см, кривые 4 и 5 – то же, что и для кривых 3 и 4, но при вертикальной поляризации облучения.



а)



б)

Рисунок 4.10 - Угловые спектры над поверхностью моря с ветровыми волнами с $\Lambda_m = 40$ м:
а) - высота излучателя и центра приемной антенны 5 м;

- а) - высота излучателя и центра приемной антенны 5 м;
- б) - высота излучателя и центра приемной антенны 20 м

Из графиков видно следующее:

- область наиболее интенсивных отражений имеет угловую ширину в вертикальной плоскости $10 - 20$ мрад при высоте корреспондирующих пунктов 5 м, возрастающую до $30 - 40$ мрад при увеличении этой высоты до 20 м;

- максимум интенсивности приходится на область, окружающую направление зеркального отражения от отсутствующей в используемой модели в явном виде плоскости, соответствующей некоторой средней высоте рассеивающих элементов;

- количество лепестков углового спектра и положение их максимумов не отражают количество рассеивающих элементов неровной поверхности;

- присутствие мелкомасштабных неровностей поверхности приводит к снижению интенсивности рассеяния, причем наиболее сильно ослабляются отражения от участков трассы, соответствующим наибольшим средним углам скольжения.

Спадание спектральной плотности при углах прихода, близких к горизонту, особенно сильно выраженное на графиках, относящихся к высотам корреспондирующих пунктов 20 м имеет простое объяснение. Как следует из [6, 7] при углах падения, соответствующих концевой области трассы, вследствие малости наклонов квазиплоских элементов ("фацетов"), отражения от них в направлениях, близких к горизонту, практически отсутствуют. Волны, обусловленные дифракцией Френеля на гребнях, также имеют малую амплитуду из-за близких к 90° значений углов дифракции.

4.1.1 Выводы к подразделу 4.1

Впервые показано существенное влияние дифракции на гребнях волн на поле в непосредственной близости от поверхности, где вследствие этого

явления интенсивность поля заметно превосходит уровень, предсказываемый в рамках общепринятых интерференционных представлений.

Впервые отмечено существенное снижение в рассеянном поле вклада концевых участков трассы под влиянием мелкомасштабных неровностей поверхности (ряби).

Впервые проведен анализ особенностей распределения по длине трассы и по углам прихода в точку приема мощностей когерентной и некогерентной компонент рассеянного поверхностью моря поля.

Впервые оценен вклад различных участков трассы в когерентную и случайную составляющие вторичного поля.

Отмечено, что при возрастании угла скольжения результаты расчетов по предложенной модели сближаются с расчетами, получаемыми в рамках приближения касательной плоскости.

4.2 Поле над морской поверхностью: многократная дифракция

Все результаты, полученные выше, относятся к условиям, когда на трассе источник – рассеиватель и рассеиватель – точка наблюдения на распространение электромагнитной волны не оказывают влияние никакие другие, отличные от рассматриваемой, неровности поверхности раздела, в том числе и неоднородности приводного слоя тропосферы. Ниже мы рассмотрим в некотором смысле противоположный случай, когда при распространении от источника до точки наблюдения поле неоднократно взаимодействует с возвышениями поверхности, а именно характерными для морского волнения гребнями волн. Этот случай соответствует по классификации, предложенной в разделе 2, области полутени (случай $1 > u > -1$ (выражение (2.3 в)) и области глубокой тени, дифрагированное

поле в которой имеет очень низкую интенсивность, и работа в ней радиосистем связана с использованием полей, проникающих за счет рассеяния в тропосфере или отражения от ионосферы (случай $u \ll -1$ (выражение(2.3 г)).

Будем полагать, что для всех гребней волн выполняется неравенство

$$\gamma < \gamma_{\text{эфф.}}, \quad (4.7)$$

где γ - угол скольжения относительно воображаемой средней плоскости поверхности;

$\gamma_{\text{эфф.}}$ - среднеквадратичное значение наклонов морских волн.

То есть здесь доминирует дифракционный механизм взаимодействия волны с вершинами и необходимо представлять поле за каждым из гребней как результат дифракции Френеля падающей на него цилиндрической волны (как указывалось ранее, мы рассматриваем двумерную задачу), являющейся продуктом предшествующей многократной дифракции. Все расстояния, как и ранее, будем считать соответствующими дальней зоне.

Условием, при котором необходим учет многократного взаимодействия радиоволны с гребнями волн, является неравенство

$$\gamma < \arctg \frac{a_{F1}}{d} \approx \sqrt{\frac{\lambda}{2d}}, \quad (4.8)$$

где a_{F1} - радиус первой зоны Френеля для излучателя на расстоянии d от него. Неравенство (4.8) означает, что влиянием соседних гребней на поле, переизлученное рассматриваемым гребнем, пренебречь нельзя. Это не позволяет использовать лучевое описание поля в точке наблюдения, представляя его как сумму элементарных волн, переизлученных независимо

всеми гребнями. В этом случае для получения характеристик радиосигнала в точке приема необходимо рассчитывать последовательную дифракцию электромагнитного поля на всех неровностях трассы. При этом должно выполняться условие достаточно сильного ослабления дифрагированного на гребне поля, облучающего поверхность впадины между волнами. В противном случае необходимо производить учет отраженного от впадины электромагнитного поля и учет его при последующей дифракции. Для количественной оценки будем считать, что ближайшая к рассматриваемому гребню половина интервала между волнами должна находиться в области, где дифракционное ослабление превышает 10 дБ. Это условие означает, что на удалении от гребня равном половине длины морской волны, которую примем равной Λ_m (длина волны максимума спектра развитого морского волнения [124]), расстояние от границы геометрической тени до точки на поверхности впадины должно составлять примерно 0,47 радиуса первой зоны Френеля. Принимая расчетную высоту гребня морской волны равной среднеквадратической высоте морских волн σ , получим неравенство

$$0,47 \sqrt{\lambda \Lambda_m} < \sigma - \frac{\Lambda_m}{2} \gamma. \quad (4.9)$$

Используя приводимые в работах [124, 140] зависимости σ и Λ_m от скорости ветра, можно получить оценку для ее величины, при которой выполняется неравенство (4.9)

$$U_{10} > \frac{37,5\sqrt{\lambda}}{1-75\gamma}, \quad (4.10)$$

где U_{10} - скорость ветра на высоте 10 м над поверхностью моря, м/с;

λ - длина волны, м;

γ - угол скольжения. Например, задавшись $\lambda=10^{-2}$ м и $\gamma=10^{-3}$ рад,

получим $U_{10} > 4,02 \text{ м/с}$; такой скорости ветра соответствует среднеквадратическое значение высоты волн около 10 см.

Таким образом, в сантиметровом и миллиметровом диапазонах радиоволн даже при слабом волнении можно использовать дифракционный подход к описанию поля на малых высотах. Предполагая, что выполняются неравенство (2.10) (условие замены реального гребня морской волны эквивалентным полубесконечным экраном), будем заменять реальную поверхность с ветровыми волнами системой параллельных полуплоскостей с горизонтальными прямолинейными границами, перпендикулярными направлению распространения волны. Решать задачу дифракции будем в приближении Кирхгофа, т.е. считать поле на теневой стороне экрана равным нулю. Основанием для такого приближения, используемого авторами большинства работ по многократной дифракции, в частности [92, 96, 97, 141], является то, что расстояния между границами экранов и до точки наблюдения во много раз (более 100) превышают длину волны, а углы дифракции очень малы (единицы миллирадиан).

Модель для двумерного случая представления поля в точке приема как продукта многократной дифракции на множество полуплоскостей представлена в виде, показанном на рис.4.11. На нем высоты излучателя h_T , приемника h_R и всех границ экранов отсчитываются от оси X , положение которой выбрано так, чтобы по отношению к ней выполнялось условие

$$\sum_{n=1}^N h_n = 0, \quad (4.11)$$

где N - общее число экранов на трассе;

h_n - высота n -того экрана.

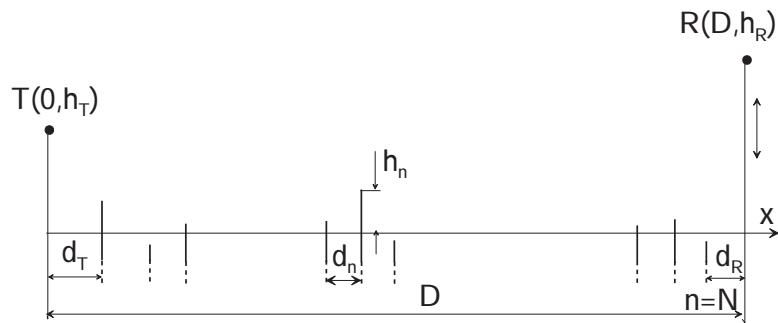


Рисунок 4.11 - Схема трассы с многоократной дифракцией

В общем случае экраны не предполагались эквидистантными и равновысокими, в широких пределах могли варьироваться и расстояния от крайних экранов до концов трассы.

При геометрии трассы, когда обеспечивалось выполнение критерия (4.8), для расчета поля использовалось приближение, при котором поле в точке R (приемник) представлялось суммой полей цилиндрических волн, рассеянных границами всех экранов. В работах [28, 82] для этой области ряд интересных зависимостей получен аналитическими методами, численный метод позволил уточнить ряд из них.

Рассмотрим результаты расчета поля вблизи поверхности. Для выяснения основных закономерностей с целью упрощения и ускорения вычислений рассматривалась система эквидистантных равновысоких экранов, расстояние между которыми варьировалось в пределах от 10 до 50 м, что соответствует применительно к задаче распространения радиоволн над морем волнению в прибрежной зоне при силе ветра 3-7 м/с. Расчетная длина радиоволны была принята равной 1 см, полная длина трассы $D=550$ м, а высоты корреспондирующих пунктов лежали в пределах 0-4 м. Это соответствовало максимальному значению угла скольжения 14,5 мрад (около $0,8^\circ$) и позволяло охватить частично и область применимости асимптотического приближения.

На рис.4.12 приведены типичные зависимости множителя ослабления

$W(h_R)$ от высоты точки наблюдения при нескольких значениях высоты точки излучения h_T и двух значениях числа экранов: $N=10$ и $N=20$.

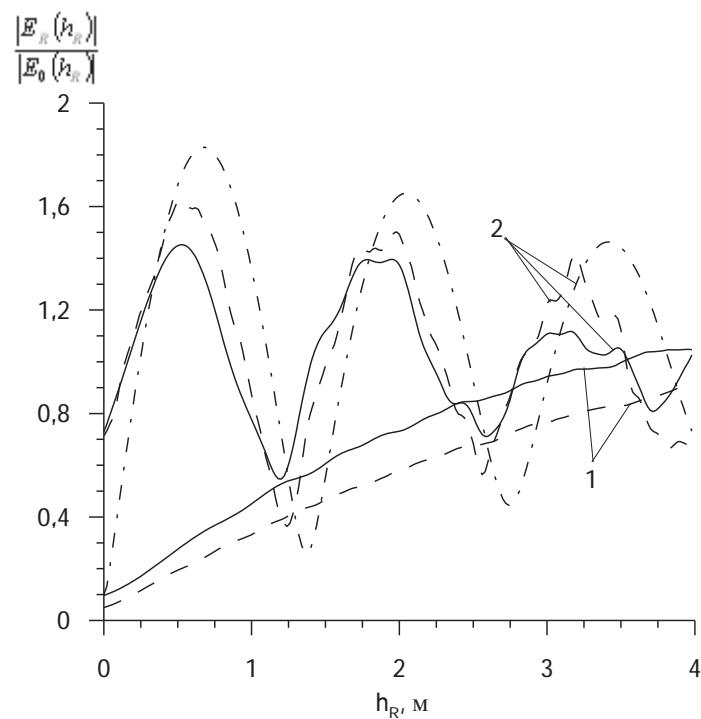


Рисунок 4.12 - Зависимость множителя ослабления от высоты точки наблюдения при дифракции на 10 экранах (сплошная кривая), 20 экранах (штриховая кривая) и при интерференции на плоской шероховатой границе раздела с $\sigma=10$ см (штрих-пунктир). Длина волны 1 см, расстояние между экранами 50 м, длина трассы 550 м:

кривые 1- $h_T=0$ м;

кривые 2- $h_T=2$ м

Напомним, что множителем ослабления поля называется величина

$$W(h_R) = \frac{E_R(h_R)}{E_0(h_R)}, \quad (4.12)$$

где $E_0(h_R)$ - комплексное поле свободного пространства в точке приема;

$E_R(h_R)$ - комплексное поле в той же точке с учетом влияния условий распространения, в нашем случае дифракции на множество экранов. Значения параметров, при которых рассчитаны кривые, приведены под рисунком. На графиках представлены абсолютные значения множителя ослабления. Для сравнения на этом же графике показан множитель ослабления, рассчитанный по [140], который имел бы место при распространении не над системой экранов, а над в средней плоской шероховатой поверхностью со среднеквадратической высотой неровностей 10 см.

Анализ результатов численных расчетов позволяет сделать ряд выводов о свойствах множителя ослабления, иллюстрируемых кривыми на рис.4.12.

Во-первых, начиная примерно с $N=4$ (на рисунке приведены кривые для $N=10$ и $N=20$) при изучавшемся диапазоне изменения расстояний между экранами и длине волны, возрастание числа экранов не приводит к существенному изменению вида множителя ослабления при близкой к нулю высоте источника излучения; этот вывод согласуется с результатами работы [96].

Во-вторых, в области высот, соответствующих условию (4.8) высотная зависимость множителя ослабления подобна той, которая имеет место при интерференционном механизме над плоской поверхностью раздела.

В третьих, при высотах точки наблюдения, близких к нулевым, множитель ослабления при дифракции существенно превышает значения, следующие из расчетов для интерференции над плоской поверхностью, что объясняет экспериментальные данные работ [22, 23] без неоправданных искусственных приемов, например, существенного завышения среднеквадратической высоты неровностей.

Область малых высот представляет в нашем случае особый интерес. В качестве количественного критерия "малой высоты" будем использовать

условие, что точка наблюдения находится ниже верхней границы полутени (т.е. на границе первой зоны Френеля), образуемой ближайшим к ней (к точке наблюдения) экраном

$$h \leq h_{RL} = a_{F1} - d_R \frac{h_T}{D - d_R} = \sqrt{\frac{\lambda d_R}{2}} - d_R \frac{h_T}{D - d_R}, \quad (4.13)$$

где a_{F1} - радиус первой зоны Френеля для ближайшего к приемнику экрану (на расстоянии d_R от точки приема);

h_T - высота источника;

D - дальность трассы.

Для приведенных на рис.4.12 графиков значения h_{RL} составляют около 0,5 м для кривых 1 и 0,3 м для кривых 2. Эта область зависимостей множителя ослабления от высоты точки наблюдения показана на рис.4.13 для высот точки излучения 0 м, 0,5 м и 2 м. На этом же рисунке кривыми 4 и 5 показаны зависимости множителя ослабления для условий, когда на всей трассе имеет место интерференционное формирование высотной структуры поля. Из графиков видно, что в области малых высот при дифракционном механизме происходит существенное возрастание напряженности поля по сравнению с интерференционным случаем; на уровне вершин неровностей это превышение в нашем примере составляет около десяти.

Рассмотрим далее влияние на множитель ослабления расстояния от точки наблюдения до ближайшего к ней экрана и высоты последнего; очевидно, при симметричной трассе таким же будет и влияние положения первого экрана по отношению к точке излучения. Расчеты показали, что определяющим при этом является положение края экрана относительно геометрической границы тени, создаваемой предшествующей системой экранов.

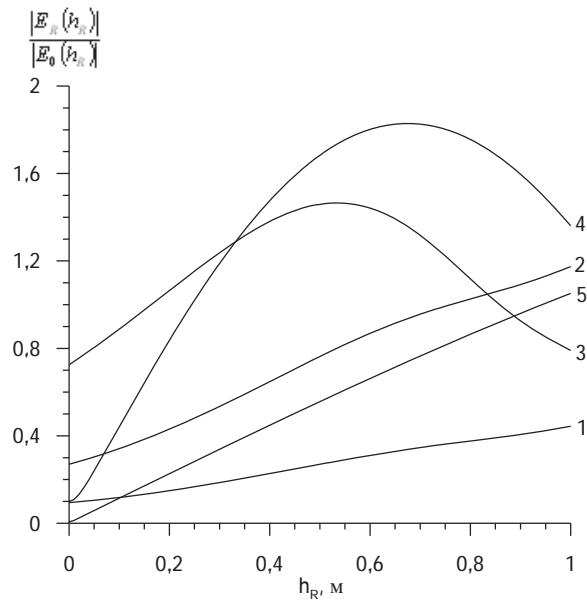


Рисунок 4.13 - Зависимости множителя ослабления от высоты точки наблюдения при интерференционном и дифракционном механизмах распространения радиоволн. Длина волны 1 см, длина трассы 550 м, расстояние между экранами 50 м число экранов 10:

1-дифракционный механизм, $h_T = 0$ м;

2-дифракционный механизм, $h_T = 0,5$ м;

3- дифракционный механизм, $h_T = 2$ м;

4- интерференционный механизм с $\sigma_h = 10$ см и $h_T = 2$ м;

5- интерференционный механизм с $\sigma_h = 10$ см и $h_T = 0,5$ м

Ниже этой границы влияние экрана мало, но выше ее - быстро возрастает, и при высоте над границей тени порядка радиуса первой зоны Френеля (с фокусом в точке наблюдения) нижняя область множителя ослабления практически определяется дифракцией на этом экране. Сказанное видно из рис.4.14.

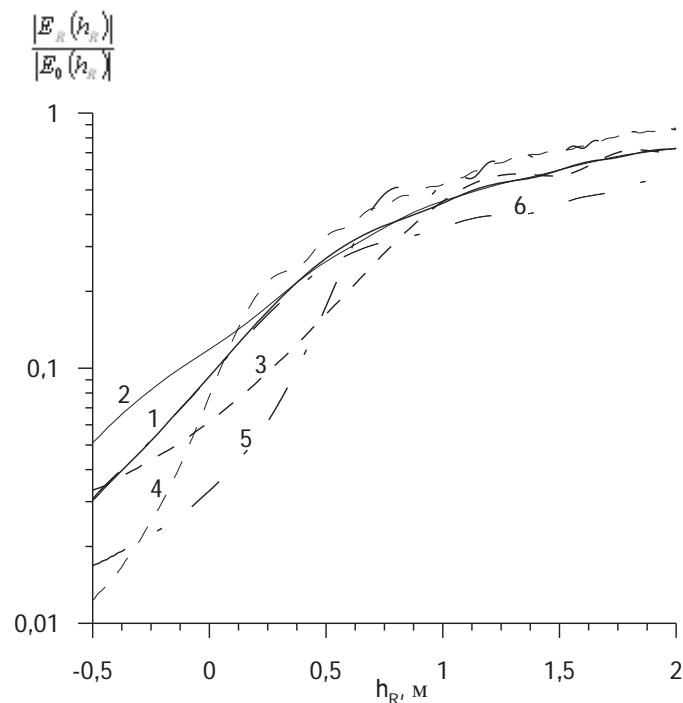


Рисунок 4.14 - Влияние на высотную зависимость множителя ослабления положения на трассе и высоты одного из экранов (или отдельного экрана), $h_T = 0$ м

Номер кривой	Номер экрана с варьируемыми параметрами	Расстояние от экрана с варьируемыми параметрами до точки наблюдения , м	Высота экрана, м
1	10	50	0
2	10	50	-0,5
3	10	50	0,5
4	10	10	0
5	10	10	0,5
6	5	300	0,5

На нем при дифракции на 10 экранах для длины волны 1 см и дальности трассы 550 м приведены зависимости множителя ослабления от высоты точки наблюдения при нескольких значениях расстояния от нее до ближайшего экрана (расстояние d_R рис.4.11) и от его высоты, а также от высоты экрана в центре трассы (кривая 6). Расстояния между всеми экранами были одинаковыми и при расчетах принимались равными 50 м.

Кривая 1 рис.4.14 соответствовала случаю, когда границы всех экранов и точка излучения лежали на одной прямой, совмещенной с осью абсцисс, кривая 2 – когда граница ближайшего к точке наблюдения экрана, отстоящего от нее на 50 м, была на 50 см ниже оси абсцисс, т.е. границы геометрической тени. Видно, что при этом в области границы тени и ниже нее имеет место возрастание уровня поля по сравнению с исходной ситуацией (кривая 1). При превышении кромкой этого экрана общей геометрической границы тени (в рассматриваемом примере на 50 см – кривая 3) появляется дополнительное ослабление поля в области, соответствующей полутени и тени от этого экрана, выше которой наблюдаются осцилляции, характерные для дифракции на полу平面ости. Все эти особенности выражены тем более резко, чем меньше расстояние от последнего экрана до точки наблюдения. Сказанное видно из сравнения кривых 1, 3 и 4, 5. Кривые 4 и 5 соответствуют высотам экрана 0 м и 50 см при расстоянии от него до точки наблюдения 10 м.

Значительно слабее проявляется влияние экрана, расположенного в средней части трассы. Так при высоте экрана №5 равном 50 см (кривая 6 рис.4. 14) в области высот точки наблюдения, ниже ее, множитель ослабления практически совпадает с исходным (кривая 1). Более детальный анализ показывает, что при близких к нулю высотах источника излучения влияние экранов, расположенных в средней части трассы, становится существенным, когда их высота приближается к значению радиуса первой зоны Френеля для трассы излучатель-экран-точка наблюдения.

Рис.4. 15 дополняет рис.4. 14, представляя зависимости множителя ослабления от высоты тех же двух экранов (последнего, т.е. №10 и №5 в средней части трассы) при ее изменении в пределах от -50 см до +100 см для двух значений высоты точки наблюдения (0 и 50 см). Из сравнения кривых 1 и 3 с кривыми 2 и 4 хорошо видно возрастание крутизны зависимости множителя ослабления от высоты экрана при приближении к нему точки

наблюдения, а также практически полное отсутствие влияния экрана в средней части трассы при таком же изменении его высоты (кривые 5 и 6).

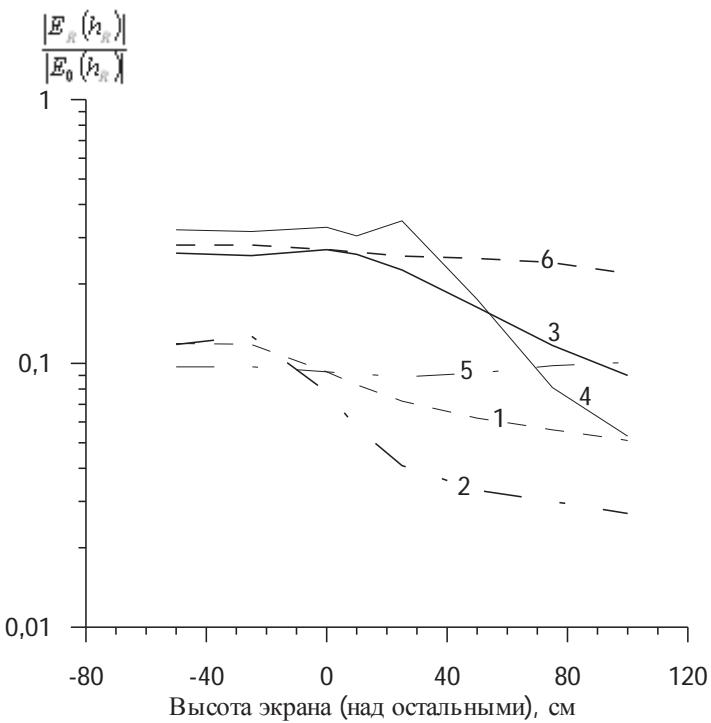


Рисунок 4.15 - Зависимость множителя ослабления от высоты экранов, расположенных в разных частях трассы, $h_T = 0$ м

Номер кривой	Номер экрана, изменяющего свою высоту	Расстояние от последнего экрана до точки наблюдения, м	Высота точки наблюдения, м
1	10	50	0
2	10	10	0
3	10	50	0
4	10	50	0,5
5	5	10	0,5
6	5	50	0,5

Доминирующее влияние ближайшей вершины неровности (в случае морского волнения гребня волны) на сигнал в более низкорасположенной точке приема означает, в частности, что именно особенности движения и изменения высоты этого гребня будут определять характеристики

флуктуаций принятого сигнала, а не результат сложения множества элементарных волн, как это имеет место в области углов скольжения, где применимы приближения работ [8, 21].

Напомним, что все, сделанные выше выводы, относятся к случаю малой высоты источника излучения, удовлетворяющей условию (4.13). Когда с ростом высот корреспондирующих пунктов длина продольной оси первой зоны Френеля в плоскости границ экранов становится меньше длины области, занятой системой экранов, начинает ослабевать роль концевых участков и возрастать влияние экранов, входящих в первую и ближайшие к ней зоны Френеля на плоскости, в которой лежат границы экранов (здесь, как указывалось в начале, рассматривается система эквидистантных равновысоких экранов). Одновременно, как уже отмечалось при описании рис.4.12, вид высотной зависимости приближается к характерному для интерференции поля свободного пространства с зеркально отраженным от эквивалентной плоской границы раздела – плоскости границ экранов. Расчеты многократной дифракции для высот точки излучения 4 м, обеспечивающих выполнение неравенства (4.13), показали, что исключение концевых участков протяженностью 200 и 120 м не приводит к существенному изменению высотной зависимости множителя ослабления (отмечено даже незначительное его возрастание). Подобие высотных зависимостей множителей ослабления при интерференционном механизме и многократной дифракции позволяет ожидать, что при существенном отличии высот точек излучения и наблюдения основное влияние на поле будет оказывать участок трассы, прилежащий к низкорасположенному пункту.

На реальных трассах протяженностью в несколько километров при высоте одного из корреспондирующих пунктов более 10 м, что соответствует практическим условиям работы многих радиосистем, к распространению над значительной частью трассы правомерно применять лучевые методы описания поля над поверхностью, представляя его как результат

интерференции полей свободного пространства и отраженного поверхностью, т. е. многолучевой подход. И только к конечному участку трассы, прилежащему к низкорасположенному пункту, для которого, в особенности с учетом сферичности Земли, углы скольжения становятся меньше, чем предусмотрено условием (2.9) (условие применимости метода касательной плоскости), следует применять дифракционное описание. Отмеченное ранее превращение при определенной геометрии трассы высотной структуры поля, являющегося продуктом многократной дифракции, в структуру, совпадающую с интерференционной, является аргументом в пользу такого комбинированного метода описания. Результаты его применения к трассе длиной 1,5 км, первые 500 м которой формируют интерференционную структуру поля, являющуюся "входной" для концевого участка трассы с дифракционным механизмом (экраны эквидистантные, равновысокие, количеством 20 штук), показаны на рис.4.16. Считалось, что начальный участок трассы представляет собой плоскую гладкую или шероховатую поверхность, формирующую интерференционную высотную структуру поля на границе первого из 20 экранов. На рис.4.16 кривые 1 и 2 показывают значения множителя ослабления на такой составной трассе в функции высоты точки наблюдения, а кривые 3 и 4 – его значения, которые имели бы место, если бы на всей трассе граница раздела оставалась бы плоскостью. Высота источника излучения принималась равной 2 м, а среднеквадратическая высота неровностей составляла 0 м (гладкая поверхность) или 10 см. Из рис.4.16 видно, что выше первого интерференционного максимума сохраняется интерференционная высотная структура, а в области малых высот, соответствующих условию (4.8), значения множителя ослабления на порядок и более превышают предсказываемые интерференционной моделью. Эффект возрастания поля вблизи поверхности под влиянием дифракционного механизма, фактически являющегося вариантом "усиления препятствием" из работ по

распространению радиоволн в гористой местности (см., например, работы [140, 142]), иллюстрирует рис.4.16.

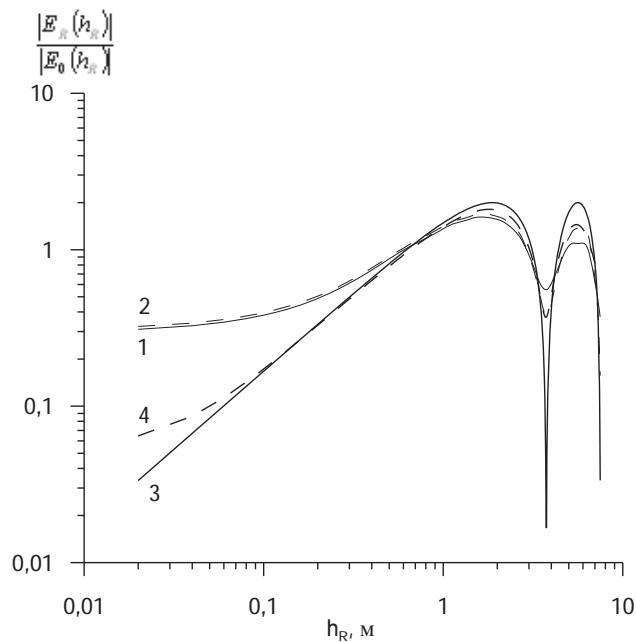


Рисунок 4.16 - Множитель ослабления на трассе с интерференционным и дифракционным участками. Длина волны 1 см, число экранов 20, расстояние между экранами 50 м, длина трассы 1500 м.

1- составная трасса, гладкая поверхность;

2- составная трасса, $\sigma_h=10$ см;

3- плоская гладкая поверхность;

4- плоская поверхность, $\sigma_h=10$ см

Из него видно, что наличие вблизи от точки наблюдения участка с дифракционным механизмом распространения приводит к существенному (при принятых для расчета данных в 5...10 раз) возрастанию уровня поля вблизи нулевых высот.

Сравним высотные зависимости множителя ослабления, полученные в работах [41, 45, 143, 144] в рамках рассматриваемой модели с экспериментальными данными. Для этого воспользуемся результатами

работы [23], в которой исследовались в том числе и высотные зависимости множителя ослабления. Опыты проводились над морем со средним значением среднеквадратического отклонения высот морского волнения около 0,1 м на дистанции 14,5 км. На рис.4.17 представлены расчетные и

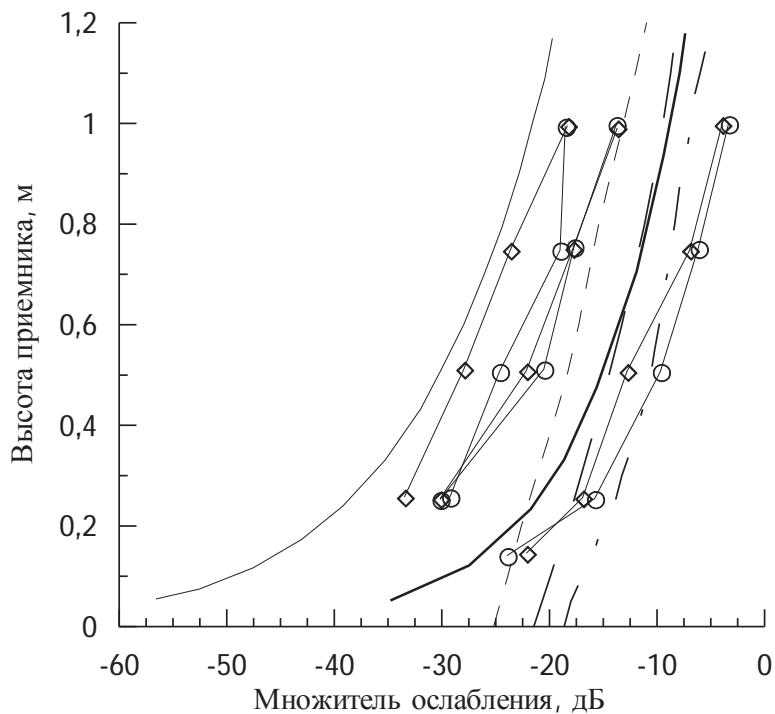


Рисунок 4.17 - Высотные зависимости множителя ослабления для дальности 14,5 км, длина волны 3,2 см, высота источника 13 м.

- горизонтальная поляризация, данные эксперимента;
- ◇— вертикальная поляризация, данные эксперимента;
- расчетная интерференционная зависимость для эквивалентного радиуса Земли 8500 км;
- — расчетная интерференционная зависимость для плоской Земли;
- · · · расчетная дифракционная кривая для плоской Земли;
- — · расчетная дифракционная кривая для эквивалентного радиуса кривизны 8500 км;
- · · · расчетная кривая для комбинированной (интерференционный и дифракционный механизм формирования поля) трассы с эквивалентным радиусом Земли 8500 км

экспериментальные зависимости множителя ослабления для длины волны 3,2 см. Сплошные кривые рис.4.17 показывают рассчитанные по интерференционным формулам зависимости множителя ослабления. Данные, относящиеся к эксперименту, показаны значками и соединены между собой тонкими линиями. Эти данные получены в течение одного дня, т.е. в неизменных метеорологических условиях, что позволяет производить их сравнительный анализ. Из рис.4.17 видно, что интерференционная зависимость множителя ослабления для эквивалентного радиуса кривизны Земли 8500 км лежит вне области экспериментальных значений и дает по сравнению с данными эксперимента более низкие значения множителя ослабления (тонкая сплошная кривая рис.4.17). Лучшее совпадения с экспериментом дает кривая множителя ослабления, полученная по интерференционной формуле для плоской Земли (утолщенная сплошная кривая рис.4.17), но для дистанций 14,5 км кривизной Земли нельзя пренебрегать (заход за линию горизонта на данной дистанции составляет около 12,4 м).

Гораздо лучше соответствуют экспериментальным результатам кривые множителя ослабления, полученные для дифракционного или смешанного интерференционно-дифракционного механизма формирования поля. Штриховые и штрихпунктирная кривые рис.4.17 показывают высотную зависимость множителя ослабления для плоской Земли при дифракции на 50 экранах. Экраны располагались через 30 м (среднеквадратическое отклонение положения экранов по дистанции составляло около 3 м), их высоты были распределены по нормальному закону со среднеквадратическим отклонением от средней поверхности 0,1 м. Расстояние между последним экраном и приемником составляло около 30 м. Экраны располагались на трассе ближе к приемнику. Штриховая линия с длинными штрихами показывает высотную зависимость множителя ослабления для дифракционного механизма распространения радиоволн и

получена для тех же условий, что и штрихпунктирная, но с учетом кривизны Земли для эквивалентного радиуса 8500 км. И, наконец, высотная зависимость множителя ослабления, показанная штрихпунктирной линией с короткими штрихами, получена для смешанного механизма. Поле над первым экраном получено как результат интерференции и дальше идет расчет дифракции на последовательности 50 экранов. При этом учитывается и кривизна Земли для стандартной рефракции. Все три дифракционные кривые лежат в области изменения экспериментальных данных. Необходимо также отметить, что расчеты с дифракционным механизмом формирования поля, в отличие от интерференционного, не дают нулевых значений множителя ослабления на нулевой высоте (см. рис.4.17).

4.2.1 Выводы к подразделу 4.2

Впервые проанализированы особенности множителя ослабления поля на высотах, сравнимых с неровностями поверхности, путем представления поля как продукта дифракции на множество непрозрачных экранов (полуплоскостей) с границами, перпендикулярными направлению распространения радиоволн. Показано, что применение такого подхода правомерно в области малых углов скольжения и малых высот одного из корреспондирующих пунктов, т. е. в области полутени, когда не выполняются предпосылки методов касательной плоскости и малых возмущений. Основные результаты анализа многократной дифракции следующие.

- Множитель ослабления поля с уменьшениями высоты точки наблюдения в зоне полутени убывает значительно медленнее, чем при интерференционном представлении поля над поверхностью, оставаясь

существенно отличным от нуля на границе геометрической тени и ниже ее. Это свойство сохраняется и в том случае, когда участку трассы с дифракционным механизмом предшествует участок с интерференционным механизмом формирования поля. При этом в результате действия дифракционного механизма множитель ослабления в области полутени оказывается значительно выше, чем без учета дифракционного участка трассы, даже в случае, когда интерференционный множитель ослабления на границе первого экрана равен нулю.

- При малой высоте обоих корреспондирующих пунктов (условием малости является нахождение точки наблюдения ниже верхней границы полутени), начиная с числа экранов равного 4...5, дальнейшее их увеличение слабо влияет на вид высотной зависимости множителя ослабления во всей области полутени.

- На множитель ослабления в области полутени сильное влияние оказывает удаленность от точки наблюдения и высота ближайшего к ней экрана; те же параметры экранов, находящихся в средней части трассы, оказывают существенно более слабое влияние, чем крайние. Это, в частности, означает, что в реальных условиях распространения, например над поверхностью моря с ветровыми волнами, свойства флюктуаций сигналов при приеме в точке на малой высоте над поверхностью будут, в первую очередь, зависеть от особенностей пространственно-временной структуры неровностей на расстояниях от антены порядка длины энергонесущей морской волны.

- В области, выше границы полутени, зависимость множителя ослабления от высоты становится подобной интерференционной, сближаясь с ней при дальнейшем росте высот. Подобно случаю действия интерференционного механизма формирования поля здесь возрастает роль экранов, входящих в первые зоны Френеля на плоскости, в которой лежат границы экранов. О дальнейшей плавной трансформации структуры поля в

интерференционную со всеми характерными для нее свойствами свидетельствуют расчеты с использованием асимптотического приближения для описания поля дифракции, в частности, результаты работ [28, 82]. Этот вывод объясняет, почему ряд результатов, например, расчетные зависимости для коэффициента отражения от шероховатой поверхности работ [8, 21] удается использовать для описания экспериментальных данных в области малых высот, где они не применимы.

4.3 Поле над морской поверхностью: переходная зона

В предыдущем подразделе нами было показано, что объяснить экспериментально наблюдаемые особенности электромагнитного поля СВЧ при малых углах скольжения над поверхностью раздела с большими неровностями, где из-за сильных затенений не применимы ни метод малых возмущений, ни метод касательной плоскости, можно, представляя поле над ней как продукт многократной дифракции Френеля на вершинах неровностей. В частности, в [28, 41, 82] и ряде цитируемых в них других работ показана применимость такого подхода к распространению сантиметровых и миллиметровых радиоволн над поверхностью моря с ветровым волнением и приведены действующие при этом требования к геометрии трассы, длине волны и силе волнения. Также было показано, что в области малых углов скольжения, где необходимо пользоваться дифракционным подходом к описанию распространения поля над поверхностью, можно выделить две зоны. В нижней, названной зоной малых высот, где взаимное влияние границ экранов (вершин морских волн) является сильным, необходимо пользоваться методами расчета многократной дифракции Френеля, для которых аналитические методы не разработаны, а численные, при их реализации даже на современных компьютерах из-за

большого времени счета, требуют больших вычислительных затрат. В зоне, расположенной выше и являющейся переходной к области, в которой применимы методы описания поля, [6 – 8, 21], основанные на приближении метода касательной плоскости, можно пренебречь взаимным влиянием смежных экранов, по-прежнему рассматривая процесс рассеяния отдельным экраном как дифракцию Френеля. Это означает правомерность использования в этой переходной зоне лучевого представления при описании механизма формирования суммарного поля, рассеянного множеством неровностей поверхности. Иными словами, здесь можно говорить о многолучевом распространении при дифракционном механизме формирования элементарных рассеянных волн. Эта область в разделе 2 диссертации названа переходной, и в соответствии с выражением (2.2) параметр дифракции для нее $u > 1$ (выражение 2.3 б). Переход от вычисления многократных к суммированию однократных интегралов Френеля снижает более чем в сотни раз вычислительные затраты и позволяет осуществлять расчет статистических характеристик по представительным ансамблям данных, в частности, получать состоятельные оценки параметров распределения поля в точке наблюдения при различной геометрии трасс и случайных координатах рассеивающих элементов.

4.3.1 Области применимости приближений

Границным значением угла скольжения γ_0 в месте расположения каждого рассеивающего элемента – вершины гребня волны, в применении к морской поверхности является

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{2d}}, \quad (4.13)$$

где λ – длина радиоволны;

d - среднее расстояние между экранами (в случае морского волнения – между гребнями волн).

Неравенство $\gamma < \gamma_0$ означает, что граница рассматриваемого экрана находится в области полутени по отношению к предшествующему или последующему экрану, и поле в области интегрирования над ней искажено по сравнению с имеющим место при распространении в свободном пространстве. Здесь γ - угол скольжения по отношению к средней плоскости поверхности раздела. И наоборот, при $\gamma > \gamma_0$ можно приближенно считать, что поле над границей экрана не отличается от существующего при распространении в свободном пространстве. Одновременно это неравенство согласно [6, 90, 95] означает, что к описанию дифрагированной волны применимо асимптотическое представление интеграла Френеля, при котором поле в широкой области углов дифракции может быть представлено как результат суперпозиции поля свободного пространства (плоская, сферическая или цилиндрическая волна) и неоднородной цилиндрической волны, источником которой служит прямолинейная граница экрана (рассматривается случай, когда плоскость экрана перпендикулярна трассе распространения радиоволны). Иными словами, применимо многолучевое представление формирования поля над поверхностью, при котором в отличие от работ [7, 8, 21] и других, использующих по существу метод касательной плоскости, элементарными вторичными излучателями являются не квазиплоские «фацеты», а линейные границы экранов.

Поскольку диаграммы направленности вторичного излучения фацетов и границ экранов существенно отличаются, есть основания ожидать и значительных отличий свойств суммарного поля над поверхностью для этих

двух моделей явления. В частности, на совпадения и отличия свойств поля над поверхностью при этих двух моделях указано в работах [28, 82], где оценки получены аналитическими методами с использованием ряда упрощающих предположений. Приводимые ниже результаты получены методом моделирования на ЭВМ, что позволило уточнить и дополнить ряд результатов работ [28, 82], в первую очередь, относящихся к свойствам некогерентной составляющей поля.

Для случаев малых углов скольжения, воспользовавшись результатами работ [6, 90, 95], поле $E_m(R)$, создаваемое каждым экраном в точке наблюдения R , представим в виде

$$E_m(R) = E_0(R)w_m(R), \quad (4.14)$$

где $E_0(R)$ - поле свободного пространства в точке приема R , создаваемое излучателем, расположенным в точке T (в нашем случае это линейный излучатель цилиндрической волны);

$w_m(R)$ - множитель ослабления, описывающий отличия амплитуды и фазы рассеянной волны m -ым экраном от волны, распространяющейся в свободном пространстве.

Соответственно, суммарное поле в точке наблюдения можно представить в виде:

$$E(R) = E_0(R) + \sum_{m=0}^{M-1} E_m(R) = E_0(R)[1 + W_m(R)], \quad (4.15)$$

$$W_m(R) = \sum_{m=0}^{M-1} w_m(R), \quad (4.16)$$

где $W_m(R)$ есть комплексный множитель ослабления суммарного

рассеянного поля в точке приема R . Для краткости записи используем обозначение $w_m(R)$ вместо полного, например $w_m(R) = w_m(x_m, h_m, h_T, h_R, D, \lambda)$.

В последующих расчетах всегда предполагается, что

$$\frac{h_T}{x_m} \ll 1, \quad \frac{h_R}{D - x_m} \ll 1, \quad h_{T,R} \gg \lambda, \quad d_{T,R} \gg \lambda, \quad d \gg \lambda, \quad (4.17)$$

где x_m , h_m - дальность и высота m -того экрана соответственно.

Согласно результатам [6, 90, 95] при этих условиях множитель ослабления $w_m(R)$ может быть представлен в виде

$$w_m(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}U_m} \left(1 + \frac{1}{i\pi U_m^2} \right) \exp\left(\frac{\pi}{2}U_m^2 - \frac{3}{4}\pi\right), \quad (4.18)$$

где

$$U_m = \left(\frac{h_T - h_m}{x_m} + \frac{h_R - h_m}{D - x_m} \right) \sqrt{\frac{2x_m(D - x_m)}{\lambda D}}, \quad |U_m| > 1, \quad (4.19)$$

в котором с целью повышения точности при $|U_m| \approx 1$ использовано два члена асимптотического ряда для интеграла Френеля (погрешность не превышает 3% при $|U_m| \geq 0.8$).

Однако более жестким, чем ограничение $|U_m| > 1$ на представление рассеянного отдельным экраном поля в виде (4.18) является равенство (4.13), указывающее на необходимость при меньших углах скольжения учитывать влияние на множитель ослабления (4.18) смежных экранов.

Для более точной оценки влияния этого фактора было проведено сравнение амплитуд суммарного поля над системой эквидистантных равновысоких экранов, полученных как методом численного счета многократной дифракции, изложенным в работе [41], так и с использованием асимптотического приближения. Результаты сравнения для 20 экранов показаны на рис.4.13, из которого видно, что удовлетворительное совпадение формы зависимостей множителя ослабления существует до высот, примерно в два раза меньших, следующих из (4.13). Некоторого расширения в сторону малых высот области применимости многолучевого представления можно достичь введением корректирующих множителей, уменьшающих амплитуду облучения края экрана при его приближении к границе тени от края смежного экрана примерно так же, как при дифракции Френеля. С использованием результатов [145] эти корректирующие множители были выбраны в виде функций

$$w_{Tm,Rm} = 1 - 0,5e^{-U_{Tm,Rm} \sqrt{\frac{2}{\pi}} + i \frac{\pi}{2} 1,2 U_{Rm}^2}, \quad (4.20)$$

$$U_{Rm} = \frac{h_R}{D - \langle x_{m+1} \rangle} \sqrt{\frac{2d \langle x_{m+1} \rangle}{\lambda(D - \langle x_m \rangle)}}, \quad U_{Tm} = \frac{h_T}{\langle x_{m-1} \rangle} \sqrt{\frac{2d \langle x_{m-1} \rangle}{\lambda \langle x_m \rangle}}, \quad (4.21)$$

где $\langle x \rangle$ означает среднее значение соответствующей координаты.

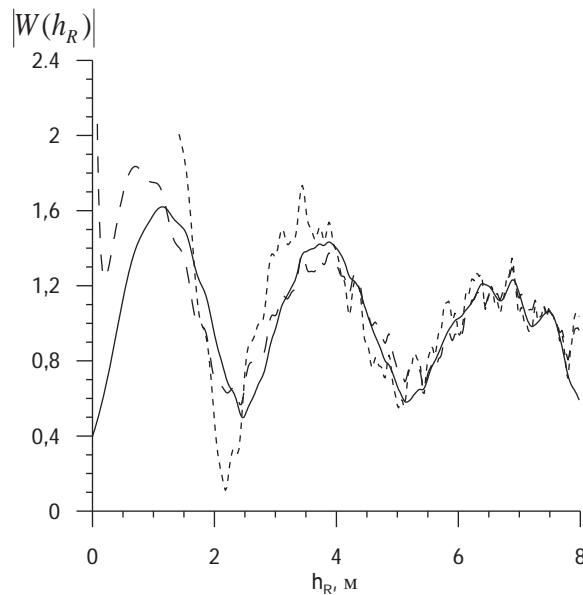


Рисунок 4.13 - Сравнение результатов расчета множителя ослабления поля при многократной дифракции Френеля и в асимптотическом приближении;

- многократная дифракция (кривая 1);
- - - асимптотическое приближение без коррекции границ тени(кривая 2);
- - - асимптотическое приближение с коррекцией(кривая 3)

Заметим, что в (4.20), (4.21) используются детерминированные значения координат краев экранов в отличие от (4.18), где при моделировании эти величины являются случайными. Основанием для такого упрощения служит то, что при моделировании исследуется случай малых по сравнению с h_T, h_R и d флуктуаций этих величин. Так, среднеквадратическое отклонение высот границ экранов составляло доли метра, что соответствует умеренному волнению на море. Результаты введения этих корректирующих множителей иллюстрирует кривая 3 на рис.4. 13. Видно, что удовлетворительное совпадение множителей ослабления полного поля при учете многократной дифракции и при замене его многолучевым описанием имеет место, начиная практически с первого интерференционного

максимума.

С учетом изложенного выше моделирование поля состояло в вычислении и анализе характеристик множителя ослабления (4.16) с введением корректирующих множителей (4.20), (4.21)

$$W_M(R) = \sum_{m=0}^{M-1} w_m(R) w_{mT} w_{mR}. \quad (4.22)$$

Поскольку аргументы функций $w_m(R)$ - случайные координаты краев экранов, множитель ослабления $W_M(R)$ также является случайной функцией координат точки наблюдения: статистические характеристики этой функции зависят от статистических свойств координат рассеивателей и геометрии трассы. Поскольку моделирование ведется применительно к морской поверхности с ветровым волнением, параметры и переменные, входящие (4.18), (4.19), задавались так, чтобы они отображали свойства последней. В частности, считалось, что координата x_m является в среднем периодической функцией со случайной составляющей, среднеквадратическое значение которой мало по сравнению с периодом d

$$x_m = d_T + md + \zeta_m qd, \quad m=0, 1, 2, \dots M-1, \quad (4.23)$$

где ζ_m - нормально распределенная случайная величина с дисперсией, равной единице;

q - отношение среднеквадратического отклонения случайной составляющей дальности к периоду d .

Высота границы каждого экрана задавалась как случайная величина с математическим ожиданием, равным нулю

$$h_m = \xi_m \sigma, \quad (4.24)$$

σ - среднеквадратическое отклонение высоты экрана (гребня морской волны).

Массивы случайных чисел формировались так, чтобы все случайные величины каждой из координат границ экранов были независимыми, т.е.

$$\langle \zeta_m \zeta_n \rangle = 0 \text{ при } m \neq n, \quad (4.25)$$

где $\langle \cdot \rangle$ означает усреднение. Значение параметров d, λ и геометрия трассы (параметры h_T, h_R, D) выбирались такими, чтобы они, во-первых, соответствовали реальным условиям работы радиосистем миллиметрового и сантиметрового диапазонов над морем, во-вторых, чтобы они лежали в пределах применимости асимптотического подхода к описанию дифракции на системе экранов. Исходя из результатов, полученных при моделировании освещенности морской поверхности [14], можно принять, что при скорости ветра 5 – 10 м/с и углах скольжения в единицы миллирадиан среднее расстояние между освещенными гребнями волн составляет 20 – 50 м, а среднеквадратическое отклонение их высот с возрастанием скорости ветра изменяется в пределах от 0,1 до 0,4 м. В то же время согласно результатам [41], при таких скоростях ветра правомерно представление распределения над поверхностью моря радиоволн миллиметрового и коротковолновой части сантиметрового диапазонов как многократной дифракции Френеля на экранах.

В связи со сказанным выше базовой комбинацией параметров при моделировании была следующая: длина волны – 1 см; протяженность трассы D – около 5 км; высоты корреспондирующих пунктов h_R и h_T – 10 м; среднее расстояние между экранами – 50 м; среднеквадратическое отклонение высот

экранов – (0…0,4) м; количество экранов M - 100, расстояние от концов трассы до ближайших к ним экранов d_T, d_R - (детерминированная составляющая) – около 50 м.

При такой комбинации параметров выбранные значения высот корреспондирующих пунктов h_R и h_T были наименьшими, для которых на всей трассе выполнялись условия

$$\frac{h_T}{x_m} < 0,5\gamma_0, \quad \frac{h_R}{D-x_m} < 0,5\gamma_0, \quad (4.26)$$

т.е. неравенство (4.13), скорректированное с учетом введения в (4.18) множителей (4.20), (4.21), учитывающих влияние смежных экранов. С другой стороны, для всех экранов имело место неравенство $U_m \geq 4$, что означает высокую точность описания дифрагированного поля при замене интеграла Френеля его асимптотическим представлением.

Непосредственными результатами расчетов являлись либо зависимости множителя ослабления (4.16) от высоты точки наблюдения, либо ансамбль (массив) случайных значений $w(R)$ при фиксированных значениях h_T и h_R , но статистически независимых ансамблях высот экранов $\{h_m\}$.

Следующим этапом являлось вычисление усредненных характеристик рассеянного системой экранов поля: когерентной и некогерентной составляющих, являющихся эквивалентами зеркальной и диффузной (некогерентной) компонент при описании поля над шероховатой поверхностью раздела в приближении метода касательной плоскости [7, 8, 21].

Когерентная составляющая $C(R, \sigma)$ суммарного рассеянного M экранами поля и соответствующий ей коэффициент $\Gamma(R, \sigma)$, по своему физическому смыслу совпадающий с коэффициентом отражения от плоской

шероховатой поверхности [6 – 8, 15, 60], вычислялись как

$$C(R, \sigma) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} W_{Mn}(R, \sigma), \quad \Gamma(R, \sigma) = |C(R, \sigma)|, \quad (4.27)$$

где σ - среднеквадратическое отклонение высот границ экранов. Здесь каждая случайная функция $W_{Mn}(R, \sigma)$ соответствует одному из N массивов $\{h_m\}$, состоящему из M случайных значений высот краев экранов с постоянным для всех N массивов значением среднеквадратического отклонения высот границ экранов.

Средняя плотность потока мощности некогерентной компоненты, отнесенная к той же величине для поля свободного пространства в точке R , рассчитывалась как

$$P_d(R, \sigma) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} W_{Mn}(R, \sigma) \bar{W}_{Mn}(R, \sigma) - \Gamma^2(R, \sigma), \quad (4.28)$$

а по ней определялось значение $\rho_d(R, \sigma)$, эквивалентное коэффициенту диффузного рассеяния при отражении от шероховатой поверхности:

$$\rho_d(R, \sigma) = \sqrt{P_d(R, \sigma)}. \quad (4.29)$$

В качестве иллюстрации на рис.4.14 приведен вид зависимостей от высоты случайных функций $|W(h_R)|$ при двух значениях СКО высот экранов, соответствующих малым ($\sigma=0,05$ м) и большим ($\sigma=0,4$ м) флюктуациям. Другие исходные данные при расчете: $\lambda = 1$ см, $D \cong 5$ км, $M = 100$.

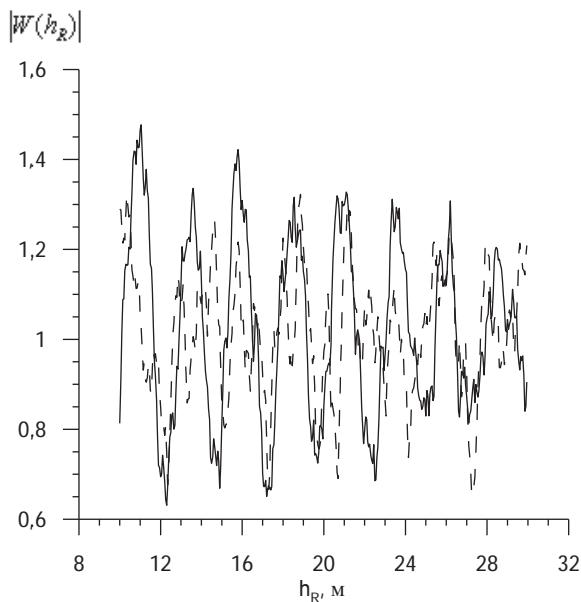


Рисунок 4.14 - Высотная зависимость множителя ослабления:

- среднеквадратическое отклонение высот экранов 0,05 м;
- - - среднеквадратическое отклонение высот экранов 0,4 м

Основной задачей моделирования было определение зависимости характеристик когерентной и некогерентной составляющих вторичного поля от геометрии трассы и статистических свойств координат экранов, а также вклад в эти компоненты и в суммарное рассеянное поле различных частей трассы. Последняя характеристика представляет особый интерес при анализе, в том числе методами статистического моделирования, особенностей работы пеленгационных систем с различными способами пространственной обработки сигналов при измерении угла места маловысотных целей или излучателей.

Рассмотрим результаты, полученные при моделировании этих характеристик рассеянного поля. Уже на начальном этапе было установлено, что случайное смещение экранов в продольном направлении, т.е. их неэквидистантность практически не влияет на характеристики когерентной и некогерентной компонент; этот вывод согласуется с результатами работ [28, 82], полученными аналитическими методами. Более того,

неэквидистантность экранов устраняет на высотных зависимостях множителя ослабления выбросы и провалы, обусловленные существованием интерференционных максимумов высокого порядка при дифракции на периодических решетках. В связи с этим основной объем данных моделирования получен для эквидистантной системы экранов со случайными высотами границ.

4.3.2 Когерентная компонента

Как и ожидалось, на основании работ [28, 82], зависимость этой компоненты от длины волны, дисперсии высот границ экранов и геометрии трассы (параметров h_T, h_R, D) оказалась аналогичной полученной в работах [7, 8, 21] для шероховатой в среднем плоской поверхности с тем отличием от последней, что в случае дифракции на границах экранов вместо дисперсии высоты неровностей поверхности необходимо пользоваться дисперсией высот границ экранов. Сказанное видно из рис.4. 15, на котором приведены зависимости коэффициентов отражения (4.27) от величины

$$Q = \frac{(h_T + h_R)\sigma}{\lambda D}. \quad (4.30)$$

Она совпадает с известным из работ по отражению от шероховатых поверхностей [7, 8, 21] параметром Релея, рассчитанным для точки трассы, являющей точкой стационарной фазы при отражении от плоскости $y=0$ (при принятом ранее условии моделирования $\langle h_m \rangle = 0$). Для сравнения на рис.4.32 кривой 5 показана зависимость из работы [82], которая отличается от аналогичной для шероховатой поверхности, приводимой в [7, 8, 21],

присутствием коэффициента 0,6.

$$\Gamma(Q) = 0,6e^{-2k^2 \sin^2 \gamma \sigma^2} = 0,6e^{-8\pi^2 Q^2}. \quad (4.31)$$

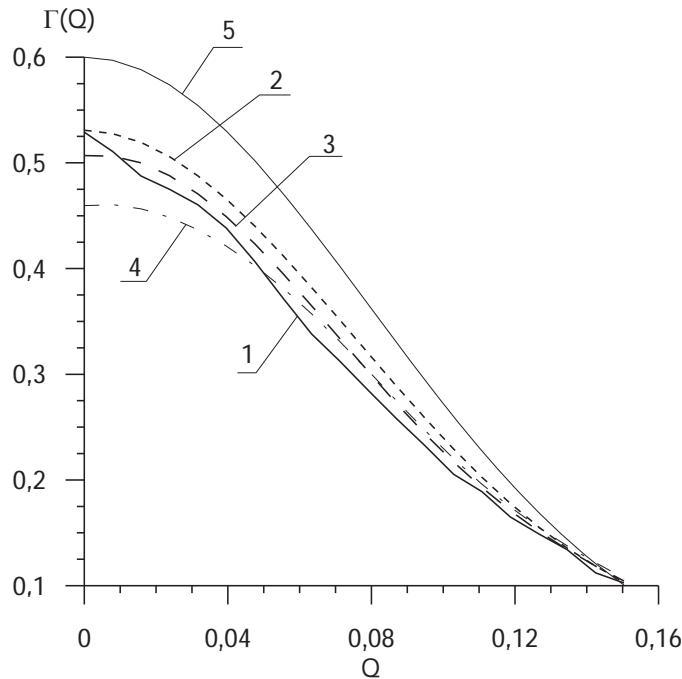


Рисунок 4.15 - Зависимость когерентной компоненты рассеянного поля от параметра Релея при разных коэффициентах использования трассы;

- вся трасса (кривая 1);
- - - область, соответствующая первой зоне Френеля(кривая 2);
- - - - область, соответствующая 1,5 размерам первой зоны Френеля (кривая 3);
- . - . - область , соответствующая 2 размерам первой зоны Френеля (кривая 4);
- теоретическая зависимость в приближении метода касательной плоскости (кривая 5)

Отметим, что расчет зависимостей рис.4.15 производился в предположении о постоянстве высот корреспондирующих пунктов h_T, h_R и

протяженности трассы D , а переменной являлось среднеквадратическое отклонение высот экранов. При фиксированном значении σ и изменении высоты (или обеих высот) корреспондирующих пунктов убывание коэффициента отражения становится более быстрым вследствие присутствия в (4.18) амплитудного множителя $|U(x_m)|^{-1}$. Это является одним из отличий дифракционной модели рассеяния от фацетной.

Значительный интерес, особенно с точки зрения оценки влияния диаграмм направленности антенн пеленгационных систем на подавление приема когерентной компоненты, играет изучение вклада в нее рассеяния различными участками трассы. Расчеты показали, что доминирующую роль в ее формировании (более 90 % по мощности) играет участок трассы, соответствующий первой зоне Френеля на средней плоскости границ экранов (в нашем случае плоскость $y=0$). На это указывает сравнительный анализ кривых 1–4 на рис.4.15.

4.3.3 Некогерентная компонента

В результате статистического моделирования были оценены количественные характеристики некогерентной компоненты, которые не могли быть получены аналитическими методами в работах [28, 82]. Первой из таких характеристик является коэффициент диффузного рассеяния, рассчитываемый при статистическом моделировании по соотношениям (4.28), (4.29). Для симметричной трассы при фиксированных значениях высот $h_T = h_R = 10$ м его зависимости от величины Q , т.е. фактически от среднеквадратического отклонения высот экранов, показаны на рис.4.16.

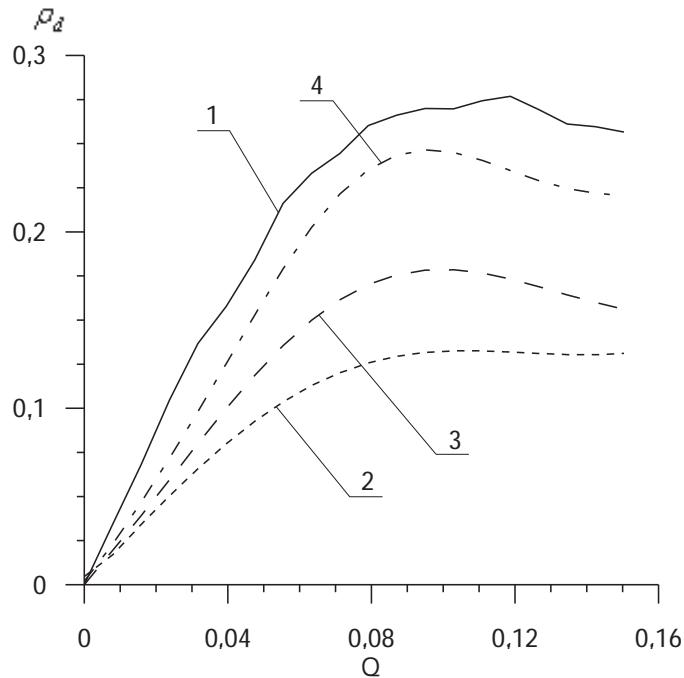


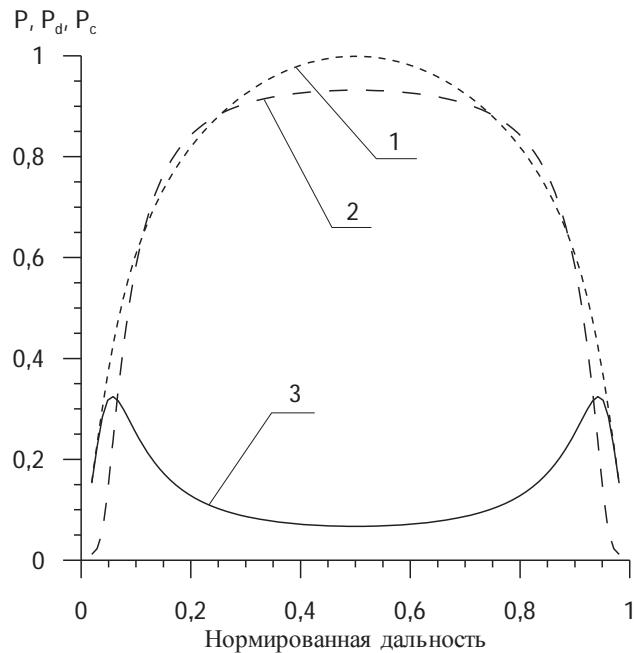
Рисунок 4.16 - Зависимость коэффициента диффузного рассеяния от параметра Релея при разных коэффициентах использования трассы;

- вся трасса (кривая 1);
- область, соответствующая первой зоне Френеля (кривая 2);
- - - область, соответствующая 1,5 размерам первой зоны Френеля (кривая 3);
- . . . область, соответствующая 2 размерам первой зоны Френеля (кривая 4)

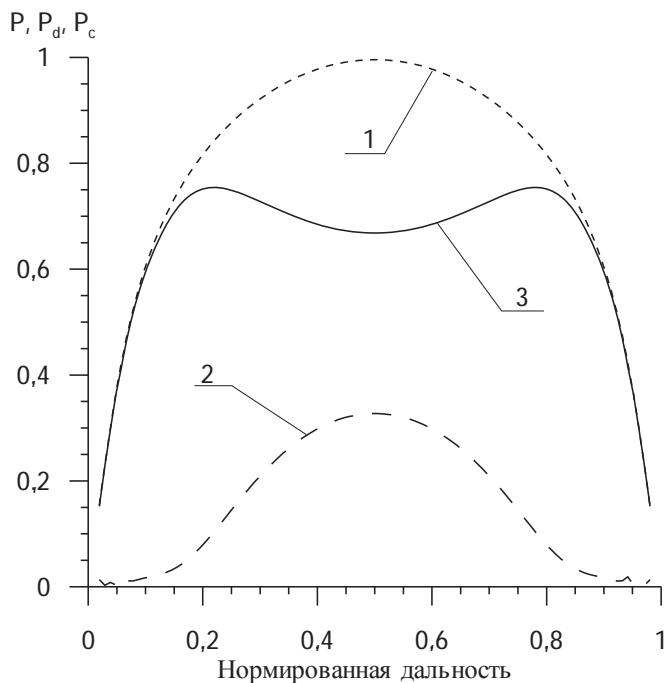
Кривым 1 – 4 соответствуют случаи частичного облучения трассы, совпадающие с использованными при расчете кривых рис.4.15. Вид зависимости коэффициента диффузного рассеяния от параметра Q полностью аналогичен по виду и количественно близок к эмпирическим зависимостям, приводимым в работах [7, 21]. Однако, существенно отличной от случая когерентной компоненты оказывается зависимость максимальных значений коэффициентов диффузного рассеяния от облучаемой части трассы: при рассеянии только из первой зоны Френеля (кривая 1) коэффициент диффузного рассеяния оказывается более чем в два раза

меньше по сравнению со случаем «работы» всей трассы. Это означает, что в отличие от когерентной составляющей доминирующий вклад в нее вносит рассеяние из удаленных от точки стационарной фазы участков. Таким же свойством согласно [7, 21] обладает рассеяние при фацетной модели. Отметим еще одну особенность некогерентной компоненты. При уменьшении параметра Q не за счет снижения среднеквадратического отклонения высоты экранов, как это предполагалось при расчете кривых 1 - 4, а вследствие соответствующего изменения высот h_T и h_R , т.е. фактически угла скольжения, при $Q \rightarrow 0$ коэффициент диффузного рассеяния имеет конечное значение. Из результатов работы [41] видно, что некогерентная компонента не исчезает даже при угле скольжения равном нулю и нулевых высотах корреспондирующих пунктов. Этот вывод является принципиально важным, так как он означает присутствие влияния неровной поверхности, в частности, морской на флуктуации амплитуд, фаз и направлений прихода сигналов во всей области углов скольжения. На это обстоятельство на основании экспериментальных данных указывалось ранее в ряде работ, в частности [74, 75, 146]. Более детальную информацию о вкладе в суммарное поле и обе его компоненты разных частей трассы можно получить из зависимостей этих характеристик для одиночного экрана в функции его положения на трассе. Результаты соответствующего расчета для симметричной трассы при $h_T = h_R = 7$ м, $D \approx 2,5$ км, $d_T = d_R = 26$ м, $d = 25$ м для $\lambda = 1$ см и двух значений среднеквадратического отклонения высоты экранов равных $\sigma = 0,05$ м (малые неровности) и $\sigma = 0,2$ м (большие неровности) приведены на рис.4.17а, б. На них кривые 1 показывает распределение по дистанции полной мощности рассеяния каждого экрана P , пронормированной на ее значение для экрана в центре трассы. Кривые 2, и 3 представляют долю в рассеянии каждого экрана мощностей когерентной P_c и некогерентной P_d компонент соответственно, полученных при усреднении

по 100 независимым значениям высоты экрана.



а)



б)

Рисунок 4.17 - Зависимость характеристик поля для одиночного экрана при $\sigma=0,05$ м - а); и при $\sigma=0,2$ м - б);
 - - - полная мощность рассеянного поля (кривая 1);
 - - - мощность когерентной компоненты поля (кривая 2);
 — мощность некогерентной компоненты поля (кривая 3)

По оси абсцисс отложены отношения текущей дальности к протяженности трассы, т.е. $X = \frac{x}{D}$. Из графиков видно уже отмеченные ранее свойства: в когерентную компоненту вклад могут вносить только рассеятели, близкие к точке стационарной фазы (при симметричной трассе это ее середина), а в некогерентную – расположенные ближе к концам. Рост среднеквадратического отклонения высот экранов приводит к соответствующему возрастанию некогерентной части рассеяния каждым экраном. Бимодальная зависимость мощности некогерентной составляющей от положения на трассе сохраняется, как показали расчеты, до значений параметра $Q \approx 0,2$. Для сравнения на рис.4.18 показана зависимость относительного вклада в суммарную среднюю мощность участков шероховатой поверхности в разных частях трассы работы [8] в приближении метода касательной плоскости. Аналогичные зависимости приводятся в [7, 8, 21] и других работах, использующих различные модификации метода касательной плоскости.

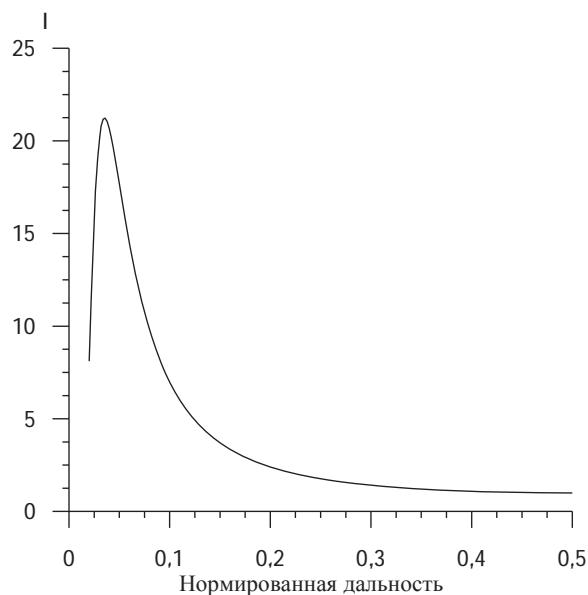


Рисунок 4.18 - Зависимость относительного вклада в суммарную среднюю мощность участков шероховатой поверхности в разных частях трассы

Как видно из ее сравнения с кривыми рис.4.17, дифракционная модель и метод касательной плоскости приводят к существенно отличающимся зависимостям распределения по дистанции интенсивности рассеяния: при дифракционной модели в области применимости лучевого представления рассеяние сравнительно равномерно распределено по дистанции с максимумом в точке стационарной фазы, а при применении метода касательной плоскости доминирует вклад концевых участков.

При сравнении приводимых на рис.4.17 графиков следует иметь в виду, что кривая рис.4.18 соответствует случаю, когда параметр $Q \gg 1$, т.е. когерентная составляющая отсутствует; в рамках приближения метода касательной плоскости работ [6 – 8, 21] получить оценки для более общего случая, когда присутствуют обе компоненты, не представляется возможным.

Однако, исходя из физики рассеяния радиоволн неровными поверхностями, в частности, из оценок, приводимых в работах [28, 82], по мере приближения к концам трассы, сопровождающегося возрастанием углов скольжения и перемещением освещенной области с гребней волн на склоны, где локальные радиусы кривизны поверхности больше чем на гребнях волн, будет происходить постепенная смена механизма рассеяния. Как видно из результатов работ [6], вначале дифракция на полуплоскости сменяется дифракцией на закругленном клине, а при дальнейшем росте угла скольжения – отражением от выпуклой (цилиндрической или эллипсоидальной) поверхности. Если при дифракции на полуплоскости согласно [6, 90, 95] амплитуда рассеянной волны обратно пропорциональна углу дифракции ψ , что и обуславливает быстрое спадание интенсивности рассеяния при приближении к концам трассы (см. рис.4.17), то при отражении от цилиндрической поверхности амплитуда этой волны наоборот возрастает с увеличением ψ . Это означает, что в переходной области, когда углы скольжения оказываются порядка эффективного значения наклонов неровностей, распределения мощности рассеяния по дистанции будут иметь

промежуточный характер, изменяясь от вида кривых 1 рис.4.17 при $\gamma \ll \gamma_{\text{эфф}}$. до вида кривой рис.4.18 при $\gamma \gg \gamma_{\text{эфф}}$. (здесь $\gamma_{\text{эфф}}$ - эффективное значение угла наклона неровностей).

4.3.4 Выводы к подразделу 4.3

Впервые показано, что в области углов $\gamma > \gamma_0$ (γ_0 - граничное значение угла скольжения по выражению (4.13)) дифракцию на последовательности экранов можно заменить более эффективным с точки зрения вычислительных затрат асимптотическим представлением интеграла Френеля и результирующее поле представлять как сумму полей свободного пространства и элементарных вторичных излучателей в виде линейных границ экранов.

Впервые проведен сравнительные анализ широко известной “фацетной” модели и предложенной в диссертации модели последовательной дифракции на вершинах препятствий. В такой модели, как и в фацетной, основной вклад в когерентную компоненту поля вносит участок трассы, соответствующий первой зоне Френеля, а в диффузную компоненту – концевые участки трассы. Однако принципиальным отличием от фацетной модели является то, что некогерентная компонента не исчезает даже при нулевых углах скольжения. Следующим отличием является то, что при дифракционной модели в области применимости лучевого представления интенсивность поля, рассеянного подстилающей поверхностью, сравнительно равномерно распределена по дистанции с максимумом в точке стационарной фазы, при применении же метода касательной плоскости – интенсивность поля в основном формируется концевыми участками. Рост

среднеквадратического отклонения высот морских волн приводит к перераспределению рассеянной мощности: когерентная компонента уменьшается, а диффузная - возрастает.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [41, 44, 45, 47, 54, 60].

РАЗДЕЛ 5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ ЦЕЛЕЙ

5.1 Введение

Практические потребности, в первую очередь разработка радиосистем управления высокоточным оружием, обусловили интенсивные исследования влияния на их работу особенностей распространения радиоволн, в частности, над морской поверхностью. Уже в пятидесятые годы прошлого столетия практика использования радиолокационных станций метрового и дециметрового диапазонов показала, что при углах места целей, менее полуширины диаграммы направленности антennы ошибки радиолокационного измерения угловых координат практически делают неэффективным, в частности, огонь зенитной артиллерии по маловысотным целям. Причиной этого, как тогда было установлено [147], является многолучевое распространение радиоволн над поверхностями моря и суши. Наиболее значительными были ошибки измерения угла места целей, составлявшие доли ширины диаграммы направленности. Ошибки измерения азимута были существенно меньше, обычно они не превышали единиц угловых минут, но и такие точности не удовлетворяли разработчиков систем высокоточного оружия. В рамках представленной в диссертации модели распространения радиоволн миллиметрового и сантиметрового диапазонов над шероховатыми поверхностями Земли при малых углах скольжения в данном разделе проведены исследования угловых ошибок определения координат целей, проведено сравнение получаемых угловых ошибок с данными экспериментов и кратко исследованы наиболее распространенные методы повышения точности измерения угловых координат целей в

рассматриваемых условиях.

5.2 Ошибки измерения угла места

Угломестная составляющая измерения точности координат целей в условиях влияния поверхности раздела, в нашем случае морской поверхности, при малых углах места может приводить к невозможности радиолокационного сопровождения цели [3, 21, 148, 149]. Необходимость измерения угломестных координат радиолокационных целей и излучателей при высотах в десятки и даже единицы метров [150] привела к широкому использованию в радиотехнических системах такого назначения миллиметрового диапазона радиоволн. Это позволяло, во-первых реализовать более узкие диаграммы направленности антенн при применимых размерах апертур и за счет этого «опустить» границу области сильного влияния многолучевого распространения. И во-вторых, приводило к некоторому снижению интенсивности зеркальной компоненты, дающей наибольший вклад в ошибки измерения угла места. Параллельно велись поиски методов пространственно-временной обработки сигнала в приемной системе, использующей многоэлементные антенны, позволяющие достичь «сверхрелеевского» углового разрешения [151]. Расчет точности измерения ожидаемых в условиях очень малых угловых высот, требует использования соответствующих этим условиям методов. Ниже приводятся результаты оценки ошибок измерения угла места при условиях распространения, когда основную роль в формировании поля играет дифракция на гребнях морских волн.

Анализ начнем с исследования характеристик распространения радиоволн в вертикальной плоскости после ее многократной дифракции на

экранах; используемые обозначения понятны из рис.5.1.

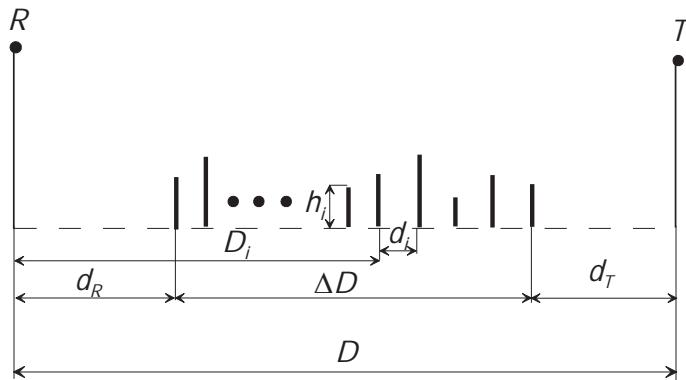


Рисунок 5.1 - Схема трассы распространения радиоволн

Под локальным направлением распространения волны будем понимать угол Θ между нормалью к фазовому фронту в точке на высоте h и горизонтальной осью координат. Локальным это направление мы называем потому, что его значение изменяется при смене координат точки наблюдения. Определим его как

$$\Theta(h) = \frac{1}{k} \frac{d\varphi(h)}{dh}, \quad (5.1)$$

где $\varphi(h)$ - фаза поля в функции высоты точки наблюдения. Первичными данными численных расчетов являлись массивы значений комплексных амплитуд поля в точке наблюдения как функций номера отсчета n при шаге Δh :

$$\vec{U}(h) \equiv \vec{U}(\Delta h \cdot n) \equiv \vec{U}(n) \equiv \text{Re} \vec{U}(n) + i \text{Im} \vec{U}(n), \quad (5.2)$$

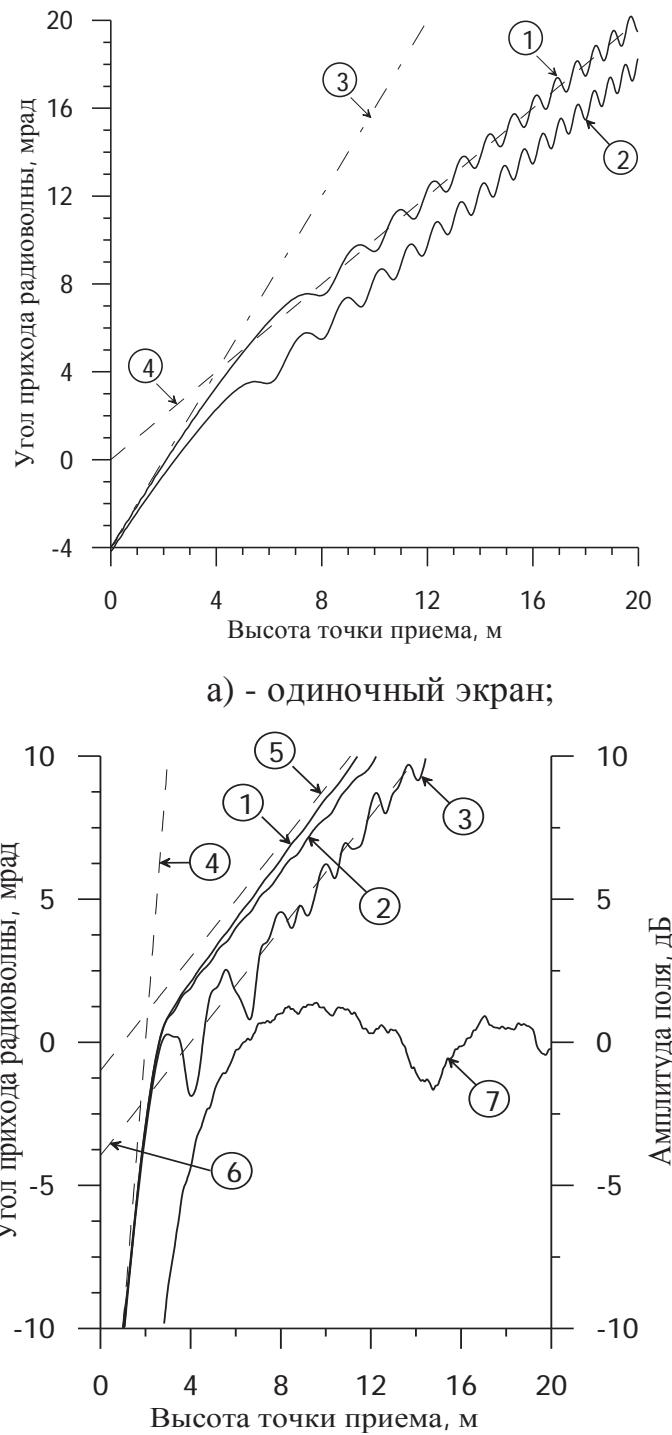
по вещественной и мнимой части которых оценка производной фазы по высоте может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dh} &\approx \frac{\varphi[\Delta h \cdot n] - \varphi[\Delta h(n-1)]}{\Delta h} = \frac{\varphi(n) - \varphi(n-1)}{\Delta h} = \\ &= \frac{1}{\Delta h} \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{Im}\vec{U}(n)\operatorname{Re}\vec{U}(n-1) - \operatorname{Re}\vec{U}(n)\operatorname{Im}\vec{U}(n-1)}{\operatorname{Re}\vec{U}(n)\operatorname{Re}\vec{U}(n-1) + \operatorname{Im}\vec{U}(n)\operatorname{Im}\vec{U}(n-1)} \right], \end{aligned} \quad (5.3)$$

Исходными при расчетах были следующие параметры трассы, которые, с одной стороны, соответствовали реально используемым в корабельных радиолокационных системах, а с другой стороны, позволили получить достаточно точные и представительные результаты при приемлемых требованиях к ЭВМ и затратах машинного времени: длина радиоволны $\lambda=1$ см, протяженность трассы $D=1$ км, интервал изменения высоты точки наблюдения с шагом 2,5 см составлял 20 м.

Результаты расчетов для одиночного экрана, расположенного по дальности в центре трассы, приведены на рис.5.2 а, по оси абсцисс которого отложены значения высоты точки наблюдения в метрах, а по оси ординат – значения углов прихода волны в точке наблюдения. Кривыми 1 и 2 обозначены углы прихода при высоте излучателя 0 м (кривая 1) и 2 м (кривая 2). Границы тени соответствуют при этом в плоскости приема высотам 4 и 2 м, а значению параметра дифракции $u=1$ – высоты 5,26 и 3,26 м. Прямая 3 показывает, каким было бы направление распространения, если бы источником цилиндрической волны являлась прямолинейная граница экрана, а прямая 4 соответствует направлению распространения волн от источника излучения при его высоте 0 м в отсутствие экрана, т. е. в условиях свободного пространства. Из графиков видно, что в области выше границы тени угол прихода осциллирует вокруг существующего в свободном пространстве с амплитудой осциляций, не превышающей при выбранных исходных условиях одной угловой минуты, причем в рассматриваемом приближении дифракции Френеля эта амплитуда не изменяется с ростом

параметра дифракции. В области $u < 0$ происходит асимптотическое сближение направлений распространения дифрагированной волны и так называемой краевой волны [90], источником которой является граница экрана.



б) - группа из 10 эквидистантных равновысоких экранов

Рисунок 5.2 - Углы прихода и амплитуда поля радиоволны при дифракции

Френеля:

Из этого следует, что в области ниже границы тени при пеленговании будет определяться направление не на первичный источник излучения, находящийся в точке T (рис.5.1), а на границу препятствия. Эта особенность пеленгования на реальных наземных трассах в области полутени и тени ранее отмечалась в ряде экспериментальных исследований [3, 102].

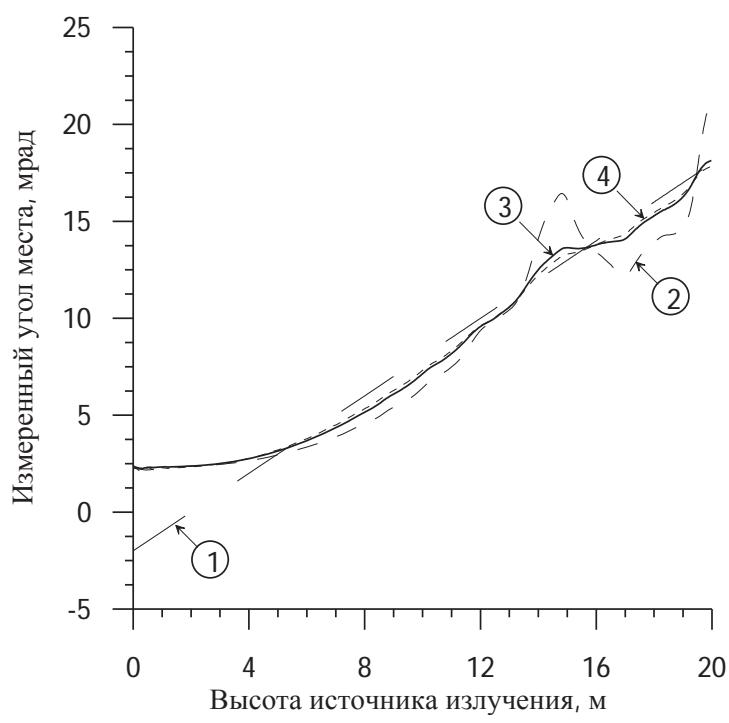
На рис.5.2 б аналогичные результаты приведены для случая группы препятствий, моделируемых системой из десяти равновысоких эквидистантных экранов с высотой границ 2 м, расстояния между экранами составляют 90 м, а удаления крайних из них от позиций излучателя и точки наблюдения равны 100 м. Расчет выполнен для трех значений высоты излучателя: 1 м (кривая 1), 2 м (кривая 2) и 4 м (кривая 3). Прямая 4 на этом рисунке показывает направление прихода волны от края ближайшего к точке наблюдения экрана, а прямые 5 и 6 – направление прихода волн в свободном пространстве от источника излучения при его высотах 1 и 4 м соответственно. При высоте излучателя 1 м граница тени формируется ближайшим к нему экраном, ее высота в месте приема составляет 11 м. При $h_T=2$ м она совпадает с линией границ экранов. Начиная с высоты около 2,2 м при $h_T=4$ м для точки приема и для всех экранов выполняется условие $u > 1$ (переходная область распространения радиоволн). Как видно из графиков (кривые 1, 2, 3), ниже границы тени, как и в случае одиночного экрана, направления прихода дифрагированных волн асимптотически стремятся к углу, соответствующему волне, излученной краем ближайшего к точке наблюдения экрана (прямая 4). Как показывает анализ, в более общем случае неравновысоких экранов доминирующую роль будет играть граница экрана, для которого дифракционный параметр u имеет наименьшее значение, т. е. создающего более глубокую тень. Выше границы тени направление прихода дифрагированной волны практически совпадает с направлением прихода в свободном пространстве непосредственно от источника (прямые 5, 6),

причем осцилляции, имевшие место в предыдущем случае одиночного экрана, отсутствуют (они появляются при значительно больших высотах, соответствующих превышению границы тени от ближайшего к источнику излучения экрану). При источнике излучения, находящемся выше плоскости границ экрана и $u \gg 1$ (освещенная зона), зависимость направления прихода от высоты имеет осцилляции (кривая 3), природа и характеристики которых аналогичны случаю влияния плоской границы раздела сред, совпадающей с плоскостью границ экранов. Заметим, что точка перегиба кривых 1, 2 лежит в области сравнительно низких интенсивностей дифракционного поля; что следует из зависимости нормированной амплитуды поля от высоты точки наблюдения (кривая 7) при высоте излучателя 2 м.

До сих пор рассматривалось влияние дифракции на локальные направления распространения волны в точке наблюдения. При измерении направлений на источник излучения реальным пеленгатором в большей или меньшей мере будет проявляться усредняющее действие апертуры приемной антенны. Обычно в пеленгаторах радиолокационных систем сантиметровых и миллиметровых диапазонов длин волн применяются антенны с шириной диаграммы направленности $0,5^\circ \div 2^\circ$, которым соответствуют размеры апертуры $(30 \div 120) \lambda$, причем, например, у бортовых наземных и авиационных систем размер антены часто не должен превышать $0,5 \div 1$ м. При моделировании сплошная апертура пеленгационной антенны заменялась эквидистантно распределенными по высоте дискретными ненаправленными приемными элементами. При используемом нами числе элементов 13, расстоянии между соседними элементами 5 см (т. е. 5λ) и при распределении поля по апертуре в форме функции Хемминга, диаграмма направленности антенны по уровню -3 дБ составляла 20,5 мрад, а уровень боковых лепестков был менее -38 дБ. Угловое расстояние между повторяющимися главными максимумами диаграммы направленности составляло 200 мрад, что исключало влияние на результаты пеленгования

даже ближайших к используемому повторных лепестков, так как существенно превышало угловые размеры зоны, в которой находился как источник излучения, так и границы экранов.

Результаты численного моделирования пеленгования источника излучения разностнофазовым методом антенной системой с диаметрами апертур каждой из антенн 60λ и разнесением их центров по высоте на 10 см иллюстрируются рис.5.3 и 5.4. На рис.5.3 а приведены графики текущих значений измеренного угла места (угла прихода волны) в функции высоты излучателя при высоте центра пеленгационной антенны 2 м. Поскольку высота границ всех экранов также равнялась 2 м, то центр антенны лежал в плоскости границ экранов. При нулевой высоте источника излучения практически вся апертура антенны пеленгатора находится ниже границы тени, и при подъеме излучателя постепенно сокращается доля затененной части апертуры антенны. При достижении высоты 5,2 м граница тени даже от ближайшего к пеленгатору экрана оказывается ниже нижней границы апертуры.



a)

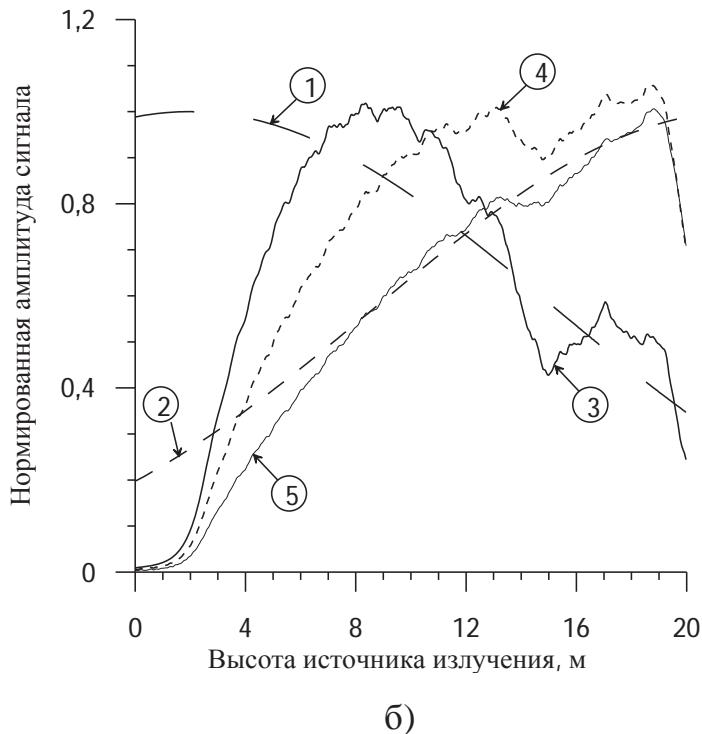


Рисунок 5.3 - Влияние группы из 10 равновысоких эквидистантных экранов на зависимость от высоты источника излучения характеристик поля для высоты центра приемной антенны 2 м при различной ориентации максимума диаграммы направленности приемной антенны:

а) - измеренные углы места;

б) – нормированные амплитуды сигнала

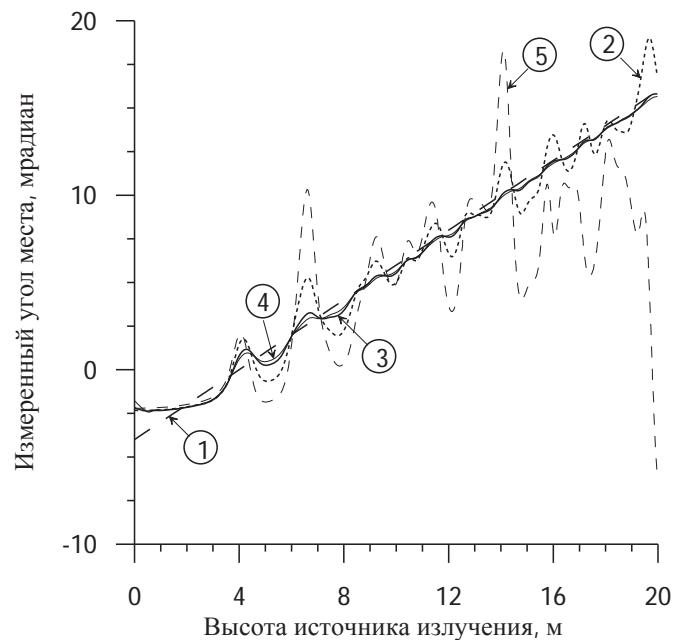
Рассмотрим, что происходит с пеленгом (рис.5.3 а) и амплитудой принятого сигнала (рис.5.3 б) при изменении высоты источника излучения. Поскольку на уровень принятого сигнала и результаты пеленгования сильно влияет ориентация диаграммы направленности антенны, исследуются два случая пеленгования: при горизонтально ориентированной оси диаграммы направленности и при ее отклонении вверх на угол порядка полуширины диаграммы направленности. Отклонение оси вверх, ослабляющее влияние рассеяния препятствиями, соответствует так называемому внеосевому измерению угла места и находит широкое применение на практике; отклонение вниз вызывается, в основном, несовершенством работы системы

стабилизации антенны, реже - специальными соображениями. На рис.5.3 а прямая 1 показывает точное значение направления на источник излучения, т. е. пеленг в условиях свободного пространства, кривые 2, 3, 4 соответствуют углам возвышения оси 0° (горизонтально), 15 и 20 мрад. Из графиков видно, что при погружении источника в тень его пеленг перестает изменяться и асимптотически приближается к некоторому фиксированному значению, мало отличающемуся от направления на вершины препятствий. При высоте источника излучения, когда нижний край апертуры антенны выходит из области геометрической тени (примерно 5,2 м) форма зависимости пеленга от высоты становится осцилирующей, подобной зависимости при пеленговании над плоской границей раздела. Наклон луча вверх на угол 15 мрад приводит к существенному уменьшению амплитуды осцилляций: если при горизонтальном положении оси луча первый максимум соответствовал отклонению от точного направления примерно на 4,5 мрад, то при приподнятом выше он составил около 1 мрад. Увеличение угла возвышения до 20 мрад приводит к уменьшению ее еще примерно вдвое. При этом вид кривых вблизи границы тени и ниже нее практически не меняется.

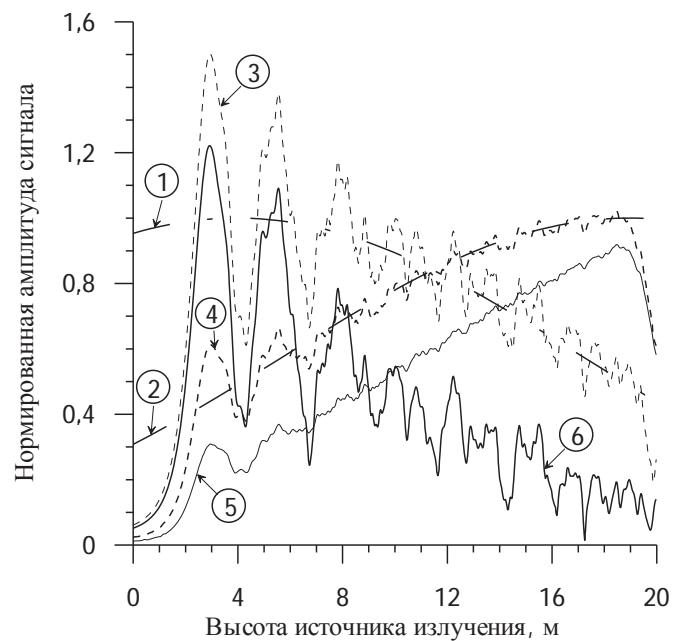
Влияние наклона максимума диаграммы направленности ε_M на амплитуду принимаемого сигнала иллюстрируется рис.5.3 б. Кривые 1 и 2 соответствуют изменению уровня сигнала в свободном пространстве, т. е. показывают форму диаграммы направленности при углах $\varepsilon_M = 0$ и $\varepsilon_M = 15$ мрад в отсутствие препятствий. При дифракции на десяти экранах, как видно из сравнения кривых 3 (горизонтальный луч) и 4 (угол возвышения $\varepsilon_M = 15$ мрад) происходит незначительное снижение амплитуды сигнала (примерно на $\frac{1}{3}$) при малых высотах и возрастание его более чем в два раза по сравнению со случаем $\varepsilon_M = 0$ (кривая 3) в окрестностях максимума диаграммы направленности. Дальнейшее увеличение угла возвышения

сопровождается существенным (более чем в два раза) снижением уровня принятого сигнала в широком интервале высот источника излучения (кривая 5).

Аналогичные по содержанию зависимости для высоты центра антенны пеленгатора 4 м приведены на рис.5.4. В этом случае практически при всех высотах излучателя, за исключением начального участка высотой около 2 м, линия визирования излучатель - пеленгатор лежит выше границы тени, и измеренные значения пеленга осциллируют вокруг точного значения. Как и в предыдущем случае (рис.5.3 а), амплитуда осцилляций существенно уменьшается при отклонении луча вверх, это видно при сравнении кривой 2 (угол возвышения диаграммы направленности 0°) с кривыми 3 и 4 (углы возвышения диаграммы направленности 15 и 20 мрад соответственно). И наоборот: при отклонении луча вниз на 10 мрад (кривая 5) ошибки возрастают почти в три раза. В области высот источника излучения, когда значительная часть пеленгационной антенны оказывается в области тени, характер зависимости ошибок пеленгования от высоты источника аналогичен рассмотренному при анализе рис.5.3 а. На рис.5.4 б приведены зависимости, аналогичные рис.5.3 б, дополненные кривой 6 для случая наклона луча пеленгационной антенны вниз на 10 мрад. Из выше изложенного следует практически важный вывод: эффективность внеосевого метода пеленгования, разработанного для случая пеленгования над поверхностью моря при действии интерференционного механизма формирования поля, остается высокой и в случае механизма многократной дифракции. Заметим, что угол возвышения в 15 мрад, составляющий 0,73 ширины диаграммы направленности и использованный при расчете графиков рис.5.3 и 5.4, близок к оптимальному значению, рекомендованному в [147, 152] для случая влияния отражения от шероховатой плоской поверхности (рекомендованное значение около 14 мрад).



а) - измеренные углы места;



б) – нормированные амплитуды сигнала

Рисунок 5.4 - Влияние группы из 10 равновысоких эквидистантных экранов на зависимость от высоты источника излучения характеристик поля для высоты центра приемной антенны 4 м при различной ориентации максимума диаграммы направленности приемной антенны:

Далее рассмотрим случай, когда высоты экранов являются

независимыми случайными величинами с нормальным законом распределения. Остальные параметры трассы, а также метод пеленгования, база разностно-фазового пеленгатора и размер субапертур приемных антенн, когда это не оговорено специально, остались прежними. С целью сокращения объема вычислений при наборе статистических данных для каждого комплекта параметров ограничимся пятью независимыми реализациями ансамблей высот экранов, уменьшив до 10 м диапазон изменения высоты излучателя и увеличив ее шаг до 0,5 м. В разных вариантах расчетов использовались три значения среднеквадратического отклонения высот σ экранов от одинакового для всех среднего значения равного 0 м, а именно 0,1, 0,3 и 0,5 м. Критериями, характеризующими степень влияния разброса высот экранов на дифрагированное поле, являются следующие параметры:

- параметр аналогичный параметру Релея для шероховатых поверхностей [82]:

$$q_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sigma \sin \gamma, \quad (5.4)$$

- параметр, характеризующий отношение среднеквадратического отклонения высот экранов σ к поперечному размеру первой зоны Френеля a_{F1} :

$$q_2 = \frac{\sigma}{a_{F1}}, \quad (5.5)$$

где γ - угол скольжения по отношению к горизонтальной границе, соответствующей средней высоте экранов. Поперечный размер первой зоны Френеля для i -того экрана

$$a_{F1i} = \sqrt{\frac{\pi}{k} \frac{D_i(D - D_i)}{D}}, \quad (5.6)$$

где D_i - расстояние до рассматриваемого i -того экрана. Наибольшими значениями q_1 , имеющим место при максимальных используемых высотах излучателя и приемника для принятой при моделировании протяженностью трассы и выбранных для расчета значениях σ , являются 0,75 (при $\sigma=0,1$ м), 2,63 (при $\sigma=0,3$ м) и 3,77 (при $\sigma=0,5$ м). Это означает, что только при наименьшем значении разброса высот экранов их влияние на дифрагированное поле будет частично когерентным, в то время как в остальных случаях создаваемые возмущения поля (и, следовательно, пеленгов) будут суммироваться как независимые воздействия. Радиус первой зоны Френеля минимален для крайних экранов и равен 0,66 м. Это означает, что возмущения поля, пропорциональные затенениям первой зоны Френеля экранами, также значительны и будут зависеть в первую очередь от разброса высоты крайних экранов. Сказанное подтверждается результатами моделирования, приводимыми на рис.5.5 -5.8.

На рис.5.5 показаны зависимости измеренного угла места от высоты излучателя при высоте центра пеленгационной антенны 0,35 м. Прямая 1 соответствует истинным (геометрическим) значениям угла места излучателя, кривые 2, 3 являются средним значением и среднеквадратическим отклонением измеренного угла места от его среднего значения при $\sigma=0,1$ м, а кривые 4 и 5 соответствуют тем же величинам при $\sigma=0,5$ м. Из графиков видно, что при $\sigma=0,1$ м зависимость средних значений измеренных углов подобна приведенной на рис.5.3 для равновысоких экранов (с учетом отличия начальных высот центра пеленгационной антенны и излучателя), а значение среднеквадратичного отклонения случайной составляющей (кривая 3) не превышают 2 мрад. При $\sigma=0,5$ м на высотах до 3...4 м, где на результаты пеленгования доминирующее влияние оказывает высота первого,

ближайшего к пеленгатору экрана, среднеквадратическое отклонение измеренных углов места достигает 4...6 мрад, что соответствует случайным изменениям угловой высоты экрана (около 5 мрад).

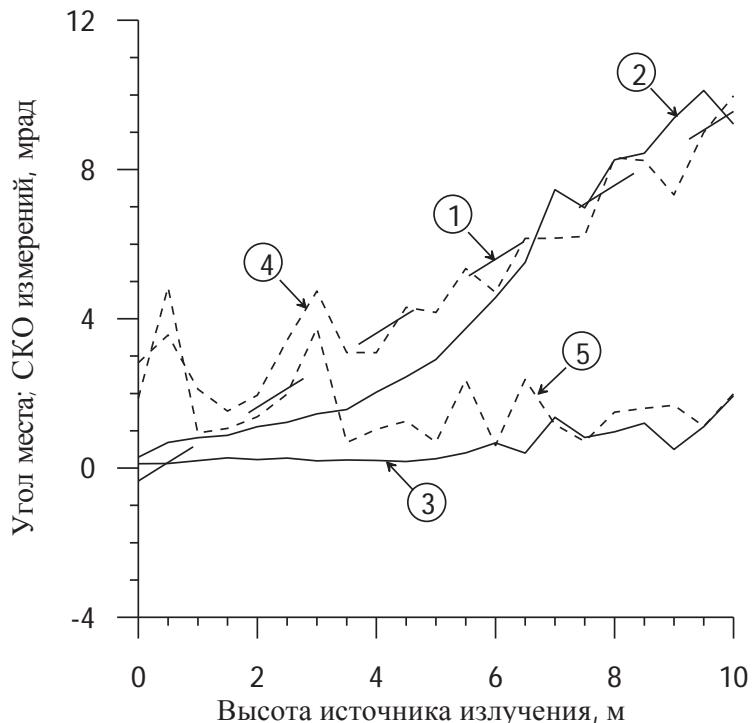


Рисунок 5. 5 - Средние значения измеренных углов места и их среднеквадратических отклонений при высоте центра пеленгационной антенны 0,35 м

Случайный характер изменения в функции высоты средних значений углов места связан, по-видимому, с недостаточным объемом статистики (оценки рассчитывались по 5 независимым реализациям). При высоте центра пеленгационной антенны 2 м и $\sigma = 0,1$ м (рис.5. 6) как ошибки измерения среднего значения угла места, так и их среднеквадратичные отклонения возрастают по сравнению с приведенными на рис.5. 5, что является следствием примерно одинакового влияния нескольких крайних экранов на поле в точке приема. В то же время при $\sigma = 0,5$ м обе составляющие ошибки измерения угла места заметно уменьшаются. Это объясняется тем, что при

таком разбросе высот, как следует из (5.4), возмущения поля, создаваемые экранами, взаимно не когерентны, а влияние экранов, близких к пеленгатору, ослабевает вследствие роста для них угла дифракции.

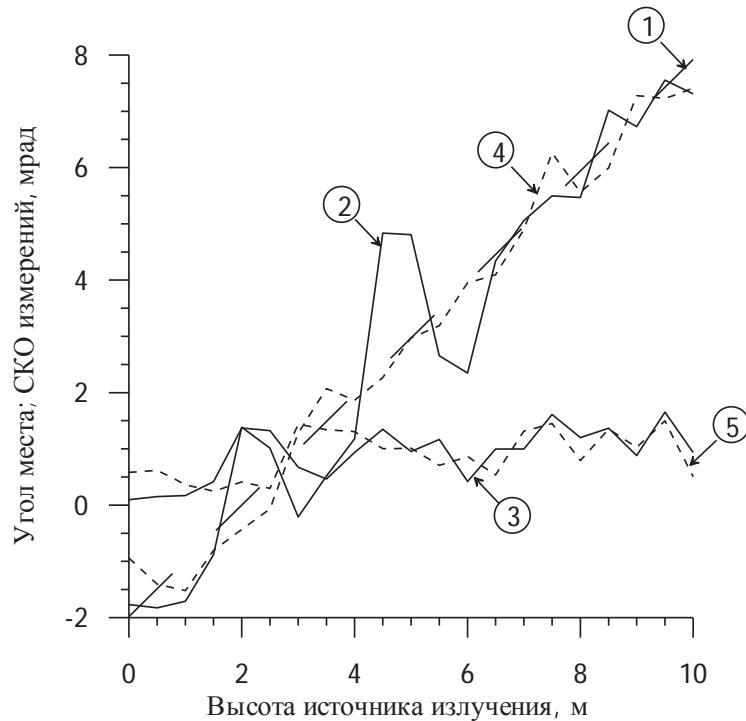


Рисунок 5. 6 - Средние значения измеренных углов места и их среднеквадратического отклонения при высоте центра пеленгационной антенны 2 м

Рассмотрим влияние на результаты пеленгования размера апертуры пеленгационной антенны, т. е. фактически ширины ее диаграммы направленности, и наклона ее оси по отношению к горизонтальной оси, которая в нашей модели совпадает с линией средних высот экранов. Рис.5.7 показывает зависимость среднеквадратических отклонений ошибок измерения углов прихода от высоты источника излучения при различных размерах апертур приемных антенн.

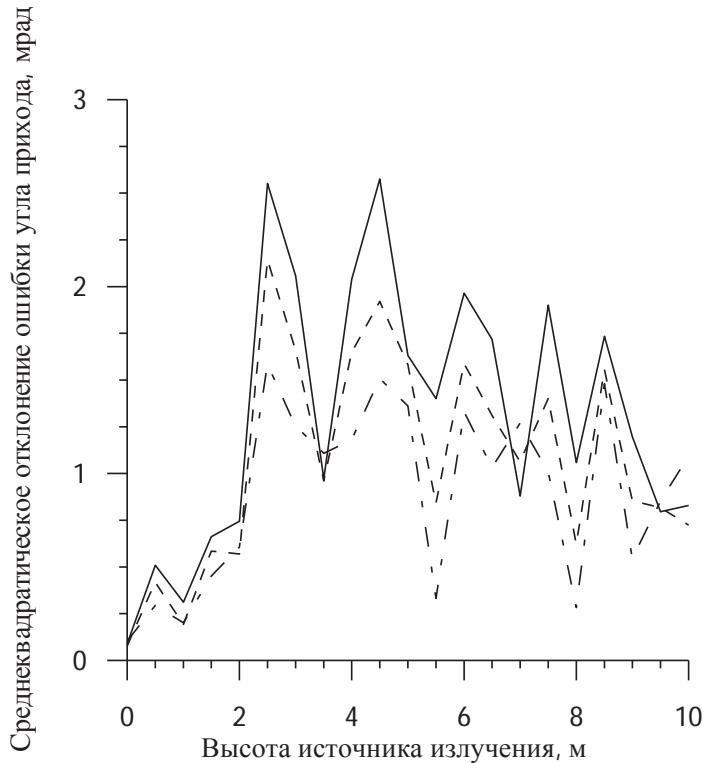


Рисунок 5.7 - Зависимость среднеквадратических значений ошибок измерения углов прихода радиоволны в зависимости от высоты источника при различных размерах апертур приемных антенн

Высота центра пеленгационной антенны составляла 2 м и $\sigma = 0,3$ м. Сплошная кривая соответствует диаметру апертуры 0,1 м, штриховая – 0,5 м и штрихпунктирная – 1 м. Видно, что во всем диапазоне изменений высот источника излучения увеличение апертуры антенны приводит к вполне ожидаемому снижению среднеквадратических ошибок измерения угла места.

На рис.5. 8 представлены зависимости среднеквадратических ошибок измерения угла места в зависимости от высоты источника излучения при различных наклонах приемной антенны в угломестной плоскости при $\sigma = 0,3$ м и высоте центра пеленгационной антенны 2 м. Сплошная кривая показывает зависимость среднеквадратического отклонения ошибок измерений угла места источника излучения при наклоне антенной системы на минус 10 мрад, т.е. максимум диаграммы направленности антенной системы был наклонен в сторону поверхности (границ экранов).

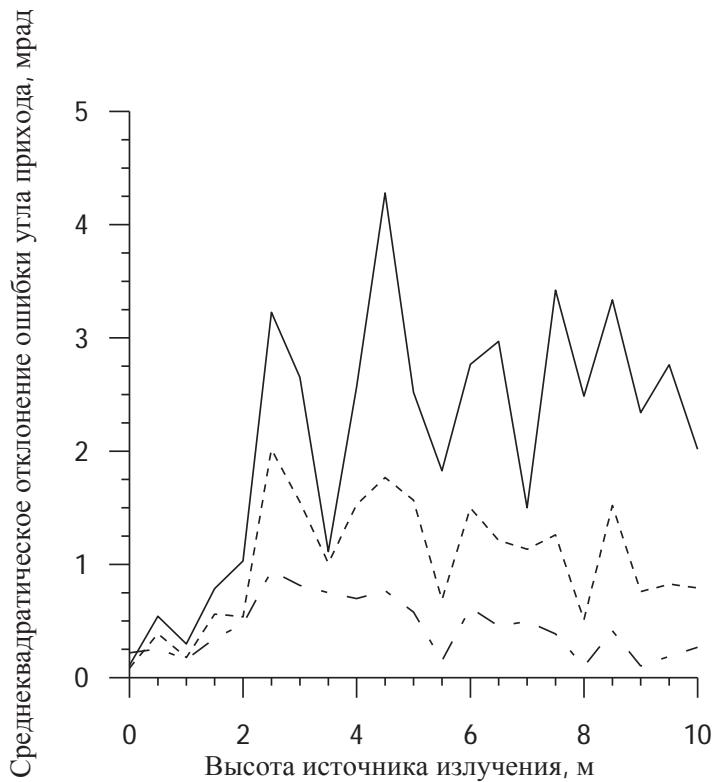


Рисунок 5.8 - Зависимость среднеквадратических значений ошибок измерения углов прихода радиоволны в зависимости от высоты источника при различных наклонах приемной антенной системы в угломестной плоскости

Штриховая кривая соответствует наклону 0 мрад и штрихпунктирная кривая +15 мрад. Из рис.5.7, 5.8 видно, что влияние как ширины диаграммы направленности, так и наклона ее оси наиболее четко проявляются при высоте излучателя более 2 м (высота центра пеленгационной антенны при этих расчетах также составляла 2 м). При таких высотах прямая, соединяющая излучатель и приемник, на всем протяжении трассы находится на расстояниях от границ экранов, превышающих радиус первой зоны Френеля, равный примерно 1,1 м в центре трассы и 0,66 м в местах расположения крайних экранов. Это означает, что работа происходит в переходной зоне [44], где применимо многолучевое приближение; эффективность применения метода внеосевого измерения угла места в таких

условиях хорошо известна [147, 152, 153].

5.2.1 Выводы к подразделу 5.2

Впервые показано, что при измерении угла места источника излучения пеленгатором, находящимся ниже границы тени, создаваемой одиночным препятствием или их группой, измеренное значение оказывается близким к направлению на границу ближайшего к приемнику экрана. Выше границы тени результаты измерения в среднем соответствуют направлению на источник излучения, а осцилляции вокруг этого направления подобны существующим при пеленговании над шероховатой в среднем плоской поверхностью раздела.

Впервые с помощью моделирование получено подтверждение известному экспериментально установленному факту, что в переходной области, когда расстояние от линии визирования пеленгатор -излучатель на всей трассе превышает радиус первой зоны Френеля, существенно повысить точность измерения угла места позволяет применение внеосевого метода пеленгования. Таким образом, этот метод оказывается эффективен как в области влияния многолучевого распространения над поверхностью раздела, так и при многократной дифракции.

5.3 Ошибки измерения азимута

Рассмотрим ошибки измерения азимута при дифракции на границе непрозрачного экрана, причем, в отличие от наиболее часто исследуемого

случая, когда плоскость экрана перпендикулярна линии визирования, а его граница горизонтальна, рассматривается более общий случай: плоскость экрана повернута вокруг вертикальной оси на некоторый угол, а ее граница, в том числе неровная, имеет наклон по отношению к горизонту. Такая модель охватывает достаточно большой круг встречающихся на практике случаев при работе в миллиметровом диапазоне волн.

Геометрия задачи схематически приведена на рис.5. 9. Координатную плоскость XOY в дальнейшем будем считать горизонтальной, а плоскость XOZ , в которой в точке $R(0, 0, Z_R)$ находится центр приемной антенны и в точке $T(D, 0, Z_T)$ точечный излучатель, будем считать вертикальной. Плоскость экрана также является вертикальной. Она в общем случае образует угол α с координатной плоскостью YOZ .

Ось волнистой границы экрана проходит через точку O' под углом наклона θ по отношению к плоскости XOY . Во вспомогательной системе координат $Z'0'Y'$ с началом в точке O' , совпадающей с плоскостью экрана, и осью Y' , являющейся осью границы экрана, форма волнистой границы выражается зависимостью

$$z'_S(y') = z_m \sin\left(\frac{2\pi}{L} y'\right), \quad (5.7)$$

где z_m - амплитудное значение отклонения границы экрана от оси $0'Y'$, L - пространственный период.

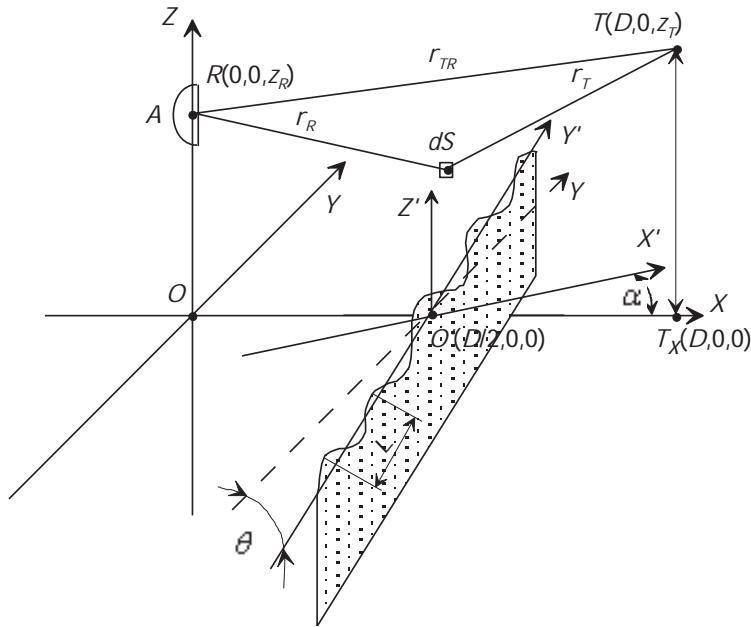


Рисунок 5.9 - Схема трассы

При расчетах использовались следующие значения параметров: длина волны 0,01 м; протяженность трассы $D = 1000$ м, высота центра приемной антенны 2 м (основная), 0,35 и 4 м (дополнительные); высота точеного изотропного излучателя $h_T = 0 \dots 20$ м; угол поворота плоскости экрана относительно координатной плоскости $Y0Z$ $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$; угол наклона прямолинейного края экрана или оси волнистого края экрана относительно плоскости $X0Y$ $\theta = 0,15,30,45^\circ$; шаг (дискрет) изменения высоты излучателя 0,1, 0,5 м; шаг (дискрет) интегрирования в плоскости экрана $0,01 \times 0,01$ м²; шаг (дискрет) интегрирования в апертуре приемной антенны $0,01 \times 0,01$ м²; период гармонической составляющей границы экрана $L = 1,8$ м; амплитуда отклонений гармонической составляющей границы экрана от осевой прямой 5, 10, 15 см.

Применялись два метода расчета ошибок пеленгования. В основе первого лежит метод геометрической теории дифракции [95] в варианте для скалярного поля и освещенной области пространства. По нему рассчитывались как функции высоты излучателя комплексные амплитуды

поля в двух точках, смещенных по отношению друг к другу в направлении оси OY . Расстояние между ними служило базой разностно-фазового пеленгатора, позволяющего определить направление прихода волны в горизонтальной (азимутальной) плоскости; оно задавалось равным 0,1 м. Как видно из рис.5.10, пространственные масштабы изменения поля существенно превышают эту величину и, следовательно, при изотропных диаграммах направленности приемных элементов результаты измерения таким пеленгатором соответствуют направлению нормали к фазовому фронту волны, приходящей в точку приема. Сравнение кривых 1 и 2 показывает также, что при высотах излучателя более 2 м зависимости, полученные с использованием точного (интегрального) выражения для множителя ослабления и упрощенного с заменой интеграла Френеля его асимптотическим представлением, практически совпадают, а в области высот до 2 м - отличаются менее, чем на 10 %. Расчеты этим методом выполнялись только для случая прямолинейной границы экрана; они позволили установить следующие особенности ошибок пеленгования по азимуту. Во-первых, в отсутствие наклона границы экрана, т. е. при $\theta = 0$, в секторе углов поворота плоскости экрана $|\alpha| \leq 30^\circ$ (для больших значений α расчеты не производились) ошибки измерения азимута не превышают 10^{-2} мрад, что значительно ниже инструментальных ошибок существующих радиолокационных пеленгаторов и реально наблюдаемых при измерении угловых координат целей и источников излучения в условиях влияния поверхностей суши или моря [3, 75, 102, 148].

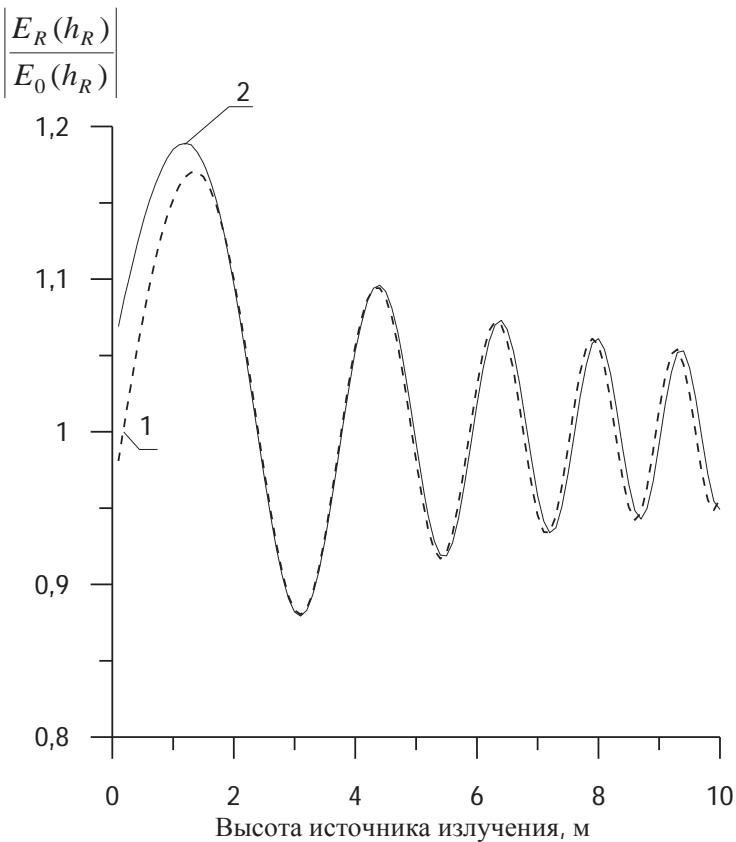


Рисунок 5. 10 - Зависимость множителя ослабления амплитуды поля от высоты излучателя при различных ориентациях границы экрана:

- 1 - расчет по точной формуле при $\alpha = 30^\circ, \theta = 30^\circ$;
 2 -расчет с использованием асимптотического приближения при $\alpha = 30^\circ, \theta = 30^\circ$

Существенное их возрастание происходит при наклонной границе раздела, что видно из сравнения кривых 1, 3, 4, 5 рис.5.11, на котором приведены зависимости азимутальных ошибок от высоты источника при четырех значениях угла наклона.

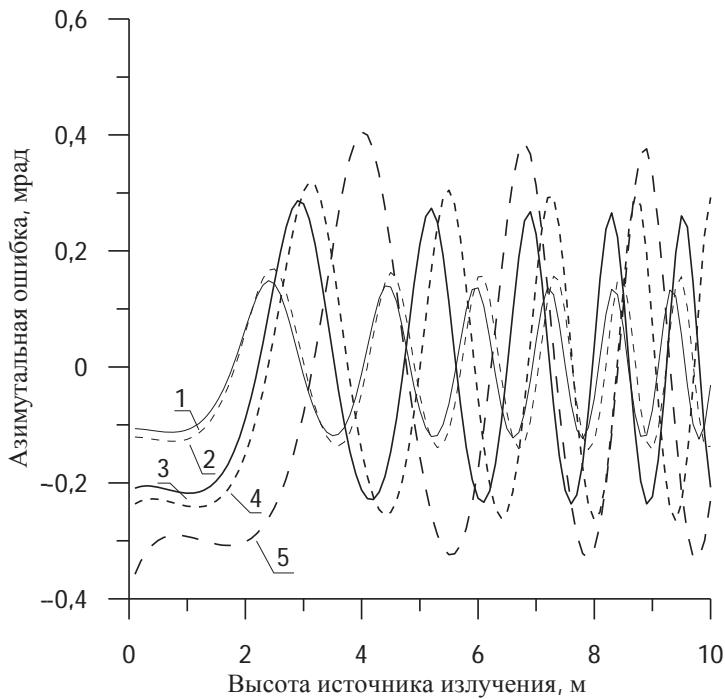


Рисунок 5.11 - Зависимости ошибок измерения азимута от высоты источника при различных ориентациях границы экрана:

1- $\alpha = 0^\circ, \theta = 15^\circ$;

2- $\alpha = 30^\circ, \theta = 15^\circ$;

3- $\alpha = 0^\circ, \theta = 30^\circ$;

4- $\alpha = 30^\circ, \theta = 30^\circ$;

5- $\alpha = 30^\circ, \theta = 45^\circ$

Сравнение пар кривых 1, 2 и 3, 4, соответствующих одинаковым наклонам θ и разным углам поворота плоскости экрана α показывает, что увеличение последнего приводит к незначительным смещениям кривых по высоте и небольшому возрастанию амплитудных значений ошибок.

Эти характеристики азимутальных ошибок не учитывают влияние на результаты пеленгования апертуры антенны, размеры которой могут быть сравнимыми с пространственным периодом изменений поля. Вследствие этого разным частям апертуры могут соответствовать разные условия облучения, и интегрирующее действие антенны может существенно влиять на результат. Особенно сильно этот эффект может проявиться, когда нижняя

часть антенны оказывается вблизи границы тени или даже в тени. Оценки ошибок измерения азимута для таких ситуаций могут быть получены только численными методами; результаты их применения будут приведены позже. При расстоянии от границы тени края апертуры антенны, превышающем примерно радиус первой зоны Френеля, для оценки можно воспользоваться приближенным методом, считая приемные антенны точечными, но имеющими диаграммы направленности, соответствующие выбранному размеру апертуры антенны. Основанием для этого является следующее. Как показано в геометрической теории дифракции, в частности, в работе [95], при оговоренном ранее условии достаточной удаленности линии визирования от границы экрана поле в точке приема может быть представлено суммой двух полей: невозмущенным полем свободного пространства и полем так называемой дифракционной волны. Ее вторичным источником при сферической первичной волне является точка на границе экрана, соответствующая точке стационарной фазы при дифференцировании суммарного пути рассеянной волны вдоль границы экрана (уравнение для определения координаты этой точки приведены в работе [95]). Таким образом, механизм формирования поля в точке приема является двухлучевым, и влияние антенны на принятый сигнал может быть описано ее диаграммой направленности.

При расчетах диаграмма направленности предполагалась осесимметричной с зависимостью

$$G(\gamma) = \frac{1,25 J_1(1,6\beta\beta_0^{-1})}{\beta\beta_0^{-1}}, \quad (5.8)$$

где β - угол между осью диаграммы направленности и направлением прихода луча;

$J_1(\dots)$ - функция Бесселя первого порядка;

β_0 - полуширина диаграммы направленности по уровню минус 3 дБ.

Расчет выполнен для $\beta_0 = 0,5^\circ$, что близко к значению этой величины для апертуры антенны, используемой при численном методе. Рассмотрены два варианта ориентации оси антенны. При первом ось антенны предполагалась ориентированной параллельно оси X , а при втором считалось, что она всегда направлена в точку, где находится излучатель; условно назовем это следящим режимом. Результаты расчета иллюстрирует рис.5.12, на котором показаны ошибки измерения азимута в функции высоты излучателя при $\alpha = 0$, и $\theta = 30^\circ$ и двух указанных выше вариантах ориентации оси антенны.

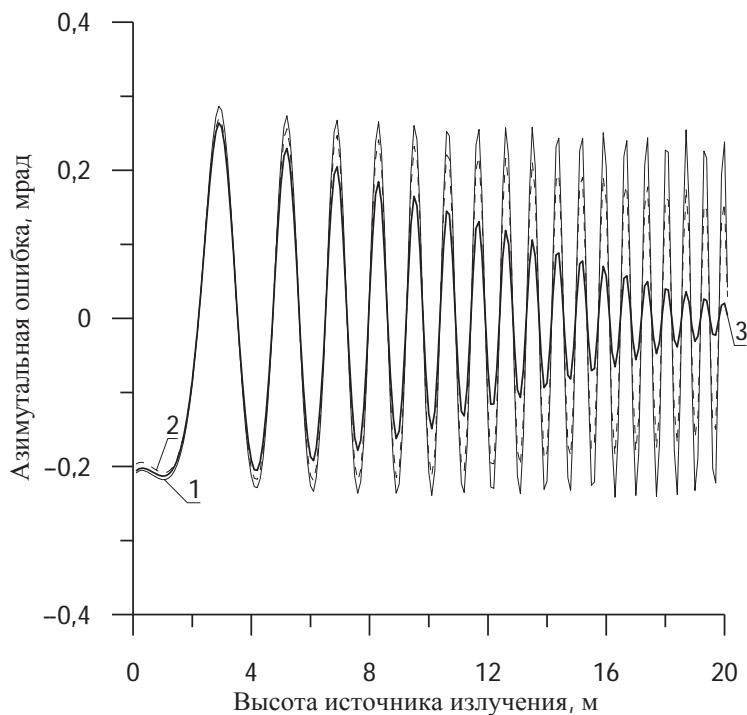


Рисунок 5.12 - Влияние на ошибки диаграммы направленности и ориентации антенны:

- 1 - изотропная диаграмма направленности;
- 2 - ось диаграммы направленности направлена горизонтально;
- 3 - ось диаграммы направленности антенны направлена на излучатель

Из графиков видно, что при выбранной для расчета ширине диаграммы

направленности и фиксированной горизонтальной ориентации антенной оси азимутальные ошибки незначительно уменьшаются с увеличением высоты излучателя. При ориентации оси антенны на источник излучения, что соответствует следующему режиму работы пеленгатора, скорость убывания ошибок существенно возрастает: при высоте 20 м их амплитудные значения меньше примерно в 12 раз, чем при ненаправленной антенне, и в 7 раз по сравнению со случаем горизонтальной ориентации оси диаграммы направленности.

В основе второго метода лежит расчет комплексных амплитуд поля в элементах плоской апертуры приемной антенны путем численного интегрирования выражения, являющегося скалярной формой интеграла Кирхгофа - Гюйгенса:

$$U(\vec{R}) = -\frac{ik}{2\pi} \int_S \frac{e^{ik(r_T + r_R)}}{r_T r_R} ds, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5.9)$$

где r_T , r_R - расстояние от точек R и T до элемента dS освещенной поверхности S , являющейся продолжением плоскости экрана. Нижним пределом интегрирования является граница экрана z'_S . Пределы интегрирования по x , y и верхний предел по z выбираются как компромисс: с одной стороны, их расширение обеспечивает повышение точности расчета, с другой, вызывает возрастание объема вычислений и, соответственно, затрат машинного времени. Пределы интегрирования выбирались такими, что учитывалось более 60 зон Френеля, а для ослабления влияния границы интегрирования в подынтегральное выражение в виде множителя вводилась предложенная в [96] «нейтрализующая» функция, обеспечивающая плавное уменьшение амплитуды поля при приближении к границам, соответствующим пределам интегрирования. В соответствии с

рекомендациями упомянутой работы выбирался и шаг (дискрет) интегрирования. Результирующая погрешность расчета дифрагированного поля не превышала 10 %. Принятый сигнал на выходе приемной антенны формировался как сумма полей в элементах приемной антенны с весовой функцией Хемминга. Диаграмма направленности синтезированной таким способом антенны имела ширину около 1° в обеих плоскостях, а ее ось всегда была параллельна оси X , за исключением случая моделирования так называемого внеосевого метода сопровождения источника излучения. Для определения пеленга разностно-фазовым методом формировались два принятых сигнала, при расчете которых фазовые центры синтезированных апертур были смешены по отношению друг к другу параллельно оси Y на расстояние 0,1 м, являющееся базой разностно-фазового пеленгатора.

Результаты расчетов показывают следующее. Во-первых, принципиальным отличием от случая прямолинейной границы экрана является существование азимутальных ошибок значимой величины при шероховатой границе экрана даже при горизонтальной границе препятствия и перпендикулярном его расположении к фронту распространяющейся радиоволны. Это видно из рис.5.13, на котором показаны значения азимутальных ошибок при разных амплитудах волнистости края экрана и при различной его ориентации. Кривые 1 и 2 соответствуют случаю положения экрана строго перпендикулярно линии связи с нулевым наклоном ($\alpha = \theta = 0$) и отличаются только амплитудой шероховатости края экрана. Кривая 3 соответствует нулевому повороту экрана и наклону его на 15° ($\alpha = 0, \theta = 15^\circ$). Кривая 4 представляет азимутальные ошибки для экрана с нулевым наклоном края экрана и поворотом его относительно линии связи на 15° ($\alpha = 15^\circ, \theta = 0$).

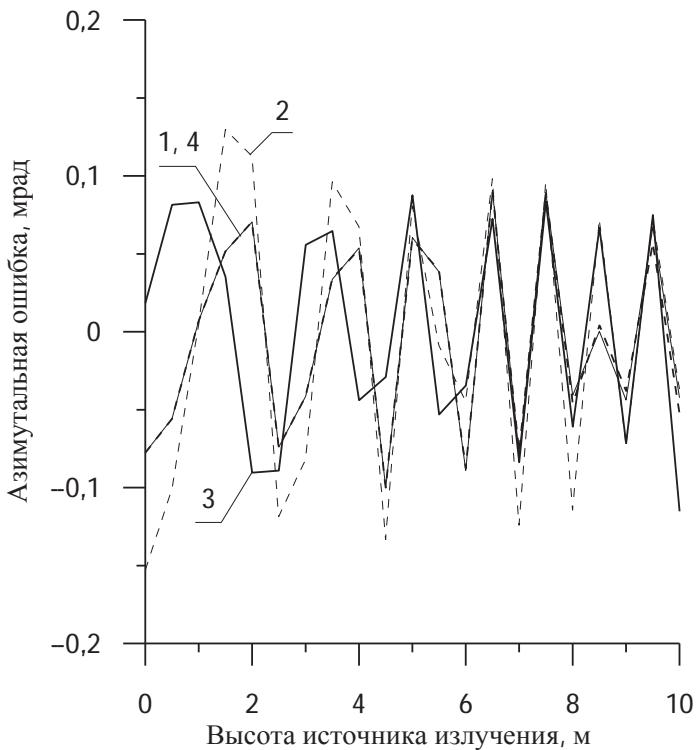


Рисунок 5.13 - Высотные зависимости ошибок измерения азимута источника излучения:

- 1 - амплитуда синусоидальной неровности края экрана 5λ (5 см), $\alpha = \theta = 0$;
- 2 - амплитуда синусоидальной неровности края экрана 10λ (10 см), $\alpha = \theta = 0$;
- 3 - амплитуда синусоидальной неровности края экрана 5λ (5 см), $\alpha = 0$, $\theta = 15^\circ$;
- 4 - амплитуда синусоидальной неровности края экрана 5λ (5 см), $\alpha = 15^\circ$, $\theta = 0$

Наложение гармонической волны амплитудой 15 см на наклонный край экрана приводит к незначительным искажениям высотной зависимости ошибок по сравнению с прямолинейной границей, что следует из рис.5.14.

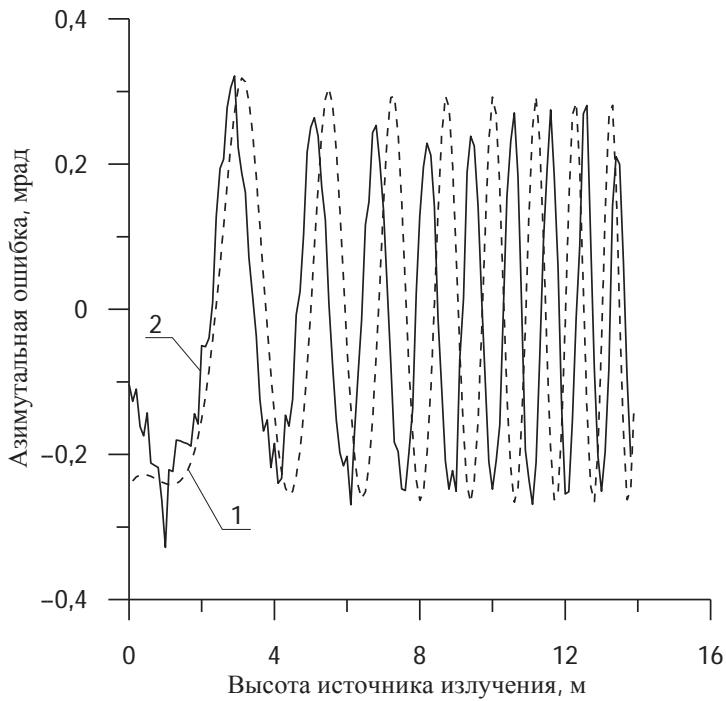


Рисунок 5.14 - Зависимости ошибок измерения азимута от высоты источника при различных видах границы экрана:

1 - гладкий экран $\alpha = 30^\circ$, $\theta = 30^\circ$;

2- экран с волнистым краем амплитудой 15 см, $\alpha = 30^\circ$, $\theta = 30^\circ$

Малая величина искажений в случае наложения на наклонный край синусоидальной неровности по сравнению с ошибками при ровном горизонтальном крае объясняется тем, что амплитуда неровностей мала по сравнению с диаметром первой зоны Френеля, который в моделируемом нами случае составляет около 4,5 м. При этом изменение средней высоты границы экрана в ее пределах за счет наклона $15 \div 30^\circ$ составляет примерно $1,2 \div 2,4$ м, чем и обусловлено доминирующее влияние этого фактора. Заметим, это применение приближения геометрической теории дифракции в рассматриваемом случае практически исключается из-за возможного появления нескольких рассеивающих точек и сложной формы каустик. Численные расчеты подтвердили также вывод о слабом влиянии на величину ошибок увеличения апертуры антенны до 1,1 м и соответствующего сужения ее диаграммы направленности при неизменном горизонтальном положении

ее оси, и наоборот, существенном повышении точности при подъеме оси диаграммы направленности приемной антенны по углу места, что видно из рис.5. 15, 5.16. Кривые 1, 2, 3 рис.5. 16 представляют азимутальные ошибки при ориентации оси диаграммы направленности антенной системы на +25 мрад, 0 мрад и -10 мрад соответственно. Ширина диаграммы направленности составляла около 16 мрад (0,6 м диаметр апертуры), один экран располагался посередине трассы перпендикулярно линии связи с нулевым наклоном.

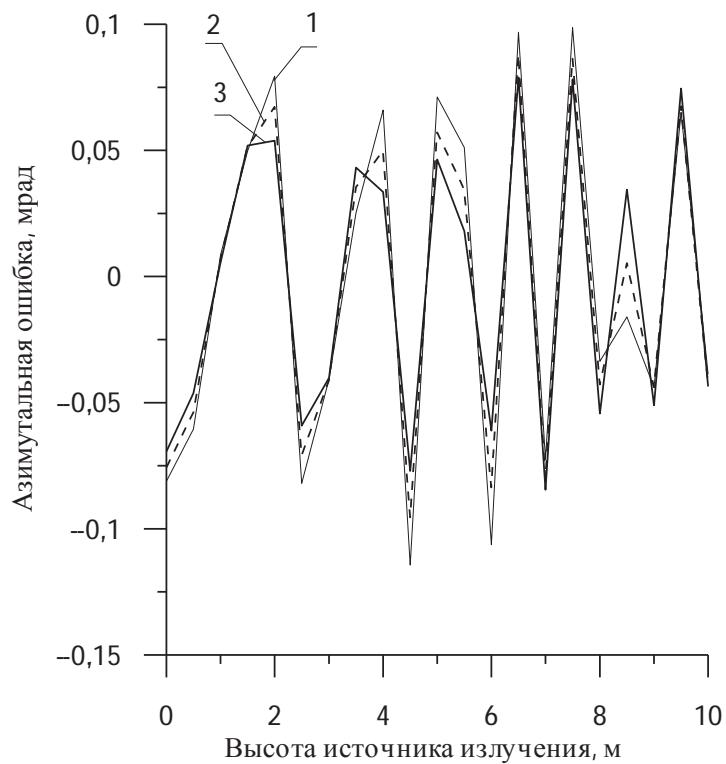


Рисунок 5.15 - Высотные зависимости ошибок измерения азимута источника излучения при различных диаметрах приемных антенн:

1 - диаметры приемных антенн 0,1 м;

2 - диаметры приемных антенн 0,7 м;

3 - диаметры приемных антенн 1,1 м

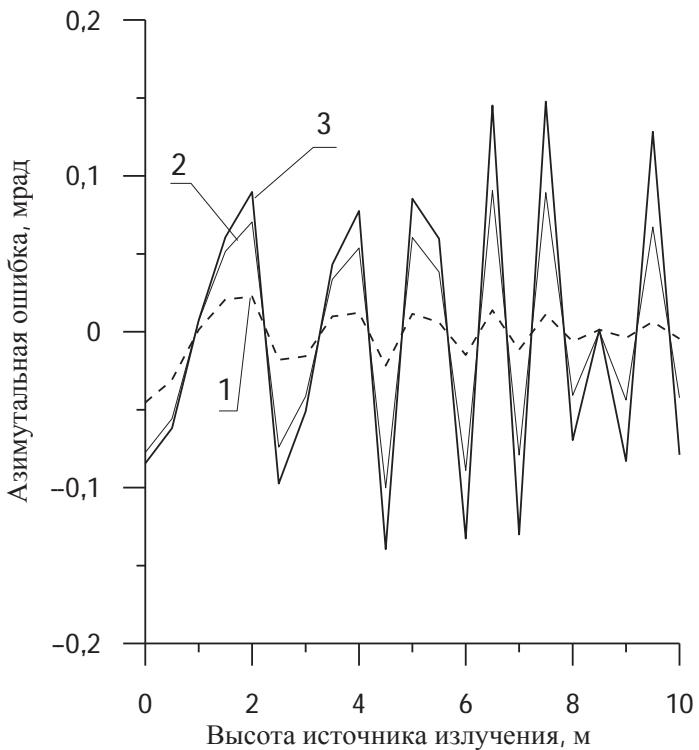


Рисунок 5.16 - Высотные зависимости ошибок измерения азимута источника излучения при отклонении в вертикальной плоскости оси главного лепестка диаграммы направленности приемной антенной системы от направления на горизонт. Край экрана – синусоидальная шероховатость амплитудой 5λ :

- 1 – ориентация диаграммы направленности антенной системы на +25 мрад относительно горизонта;
- 2 – ориентация диаграммы направленности антенной системы на 0 мрад относительно горизонта;
- 3 – ориентация диаграммы направленности антенной системы на -10 мрад относительно горизонта

Численные расчеты показали также незначительное снижение азимутальных ошибок при увеличении высоты центра приемной антенны (рис.5. 17). Кривые 1, 2, 3 этого рисунка соответствуют высотам центра приемной антенны 0,35, 2 и 4 м.

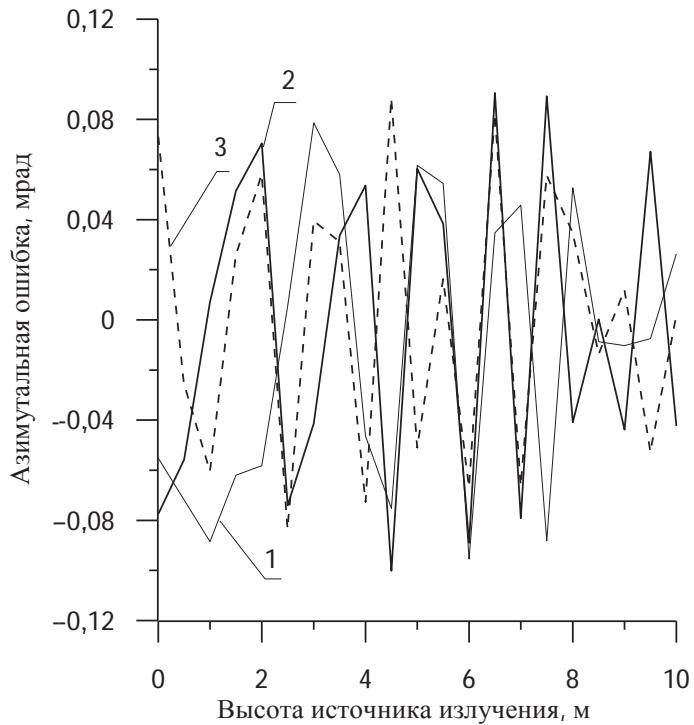


Рисунок 5.17 - Высотные зависимости ошибок измерения азимута источника излучения при различных высотах центра приемной антенной системы:

- 1 - высота центра приемной антенной системы 0,35 м;
- 2 - высота центра приемной антенной системы 2 м;
- 3 - высота центра приемной антенной системы 4 м

Принципиальным отличием азимутальных ошибок рассмотренной природы от ошибок, получаемых в рамках приближения касательной плоскости, является их существенно различная зависимость от высоты корреспондирующих пунктов. Как видно из приведенных выше рисунков, при дифракции Френеля ошибки либо практически не зависят от высоты, либо убывают с ее ростом, если учитывается влияние направленных свойств антennы. Именно это и характерно для экспериментально полученных данных, приводимых в работах [3, 98, 148]. В отличие от них, при использовании приближения касательной плоскости при малых высотах над поверхностью азимутальные ошибки возрастают примерно пропорционально высоте источника излучения.

Выше оценены ошибки измерения азимутального угла, возникающие под влиянием края одиночного препятствия, что является вполне реальным случаем, но не наиболее типичным для реальных трасс. Как показывает анализ экспериментальных данных [3, 75, 98, 148], при распространении миллиметровых и сантиметровых радиоволн над сушеей и морем в большинстве случаев можно говорить о влиянии нескольких или множества препятствий. При расстояниях вдоль трассы распространения между не затеняющими друг друга препятствиями или складками рельефа в десятки и сотни метров можно считать, что создаваемые ими возмущения распространяющегося электромагнитного поля независимы. Тогда и обусловленные ими ошибки измерения азимута складываются как независимые, формируя наблюдаемую в экспериментах [3, 75, 102, 148] пространственную структуру и соответствующие количественные значения.

5.3.1 Выводы к подразделу 5.3

Впервые установлено, что основной вклад в азимутальные ошибки вносит наклон границы экрана по отношению к горизонтальной плоскости. По порядку величины их значения и характер зависимости от высоты согласуются с полученными экспериментально на наземных трассах, в отличие от предсказываемых в рамках приближения касательной плоскости.

Впервые выявлена зависимость влияния на азимутальные ошибки параметра шероховатости края препятствия, на котором происходит рассеяние радиоволны. При горизонтальной границе экрана азимутальные ошибки имеют значимые, сравнимые с экспериментально наблюдаемыми, значения только при шероховатой границе края экрана. В случае наклонной границы края экрана ее шероховатость при амплитуде неровностей,

существенно меньших относительно размеров первой зоны Френеля, проявляется в более или менее значимом искажении вида высотной зависимости ошибок по сравнению с прямолинейным краем.

Впервые с помощью моделирования установлено, что при остронаправленной диаграмме направленности пеленгационной антенны, изменяя ориентацию ее максимума, в частности, отклоняя вверх на фиксированный угол (так называемый внеосевой метод сопровождения) или моделируя слежение за направлением на излучатель, можно существенно уменьшить ошибки пеленгования по азимуту.

Полученные результаты позволяют качественно объяснить полученные в экспериментальных исследованиях особенности азимутальных ошибок пеленгования.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [46, 49, 51, 52].

РАЗДЕЛ 6

ВЛИЯНИЯ ДВУКРАТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАДИОВОЛНЫ С МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ НА УРОВЕНЬ ВТОРИЧНОГО ПОЛЯ

6.1 Введение

На важность и сложность задачи определения характеристик радиосигнала при его многократном взаимодействии с элементами подстилающей поверхности указывалось еще в ранних работах по радиофизике [5, 6, 105]. Сложность аналитического решения такой задачи вынуждало авторов пренебрегать в своих исследованиях многократным рассеиванием радиоволны на подстилающей поверхности. В теоретических работах по распространению радиоволн над неровной поверхностью, когда горизонтальные размеры неровностей существенно превышают длину радиоволны, всегда использовалось предположение об однократном взаимодействии каждого луча облучающей волны с поверхностью [6, 8, 41]. Предполагалось также, что это взаимодействие происходит в окрестностях точки встречи луча с поверхностью. В работах [41, 44-49, 54, 60] было показано, что такое допущение при определенных условиях применимо к случаю скользящего распространения миллиметровых и сантиметровых радиоволн над морской поверхностью с ветровыми волнами. Это обусловлено тем, что при скоростях ветра над поверхностью моря свыше некоторого критического значения при малых (порядка единиц миллирадиан) углах скольжения освещенными остаются только вершины морских волн, а впадины между ними оказываются в зоне глубокой тени по отношению к излучателю и приемнику. В разделе 4 диссертации в предположении, что поверхность впадины облучается полем, являющимся результатом

дифракции первичной плоской электромагнитной волны на полуплоскости, граница которой совпадает с гребнем волны, создающим тень, было получено условие (4.10), которое для удобства повторим

$$U_{10} > \frac{37,5\sqrt{\lambda}}{1-75\gamma}. \quad (6.1)$$

При выполнении этого условия поле на дне впадины не менее чем на 10 дБ ослаблено по сравнению с существующим выше границы тени. Напомним, что взяв типичные для рассматриваемых нами трасс параметры ($\lambda=10^{-2}$ м и $\gamma=10^{-3}$ рад, получим согласно (6.1) скорость ветра на высоте 10 м над поверхностью $U_{10} > 4,05$ м/с. Такой скорости ветра соответствует среднеквадратическое значение высоты волн около 10 см. То есть при скоростях ветра выше 5 м/с и при принятых нами высотах корреспондирующих пунктов в единицы метров и дальностях трасс в единицы километров можно при распространении радиоволн ограничиваться учетом однократного взаимодействия облучающего электромагнитного поля с неровностями морской поверхности, причем это взаимодействие, как отмечалось ранее, происходит в окрестностях вершин волн, о чем свидетельствуют результаты моделирования в [41, 44-46]. В предыдущих разделах диссертации моделирование распространения радиоволн над морской поверхностью рассматривалось нами именно в предположении выполнения условия выражения (6.1), то есть мы считали, что ветровое волнение образовано ветром со скоростью не менее 4...5 м/с и впадины между морскими волнами не участвуют в формировании суммарного поля. При уменьшении скорости ветра ниже 5 м/с неровности на склонах волн оказываются в зоне полутеневого поля дифракции на гребнях волн. В этих условиях возможно увеличение влияния на результирующий

сигнал многократных рассеяний поля склонами неровностей морских волн. Вследствие значительного уменьшения при каждом акте рассеяния амплитуды вторичной волны относительно первичной, ограничимся в данном разделе учетом только двукратного взаимодействия радиоволны с подстилающей поверхностью и эту составляющую поля мы будем называть продуктом двукратного взаимодействия.

6.2 Поле над морской поверхностью: двукратное рассеяние радиоволн

В этом подразделе мы произведем оценку влияния такого двукратного взаимодействия на суммарный радиосигнал. Ниже рассматривается случай слабого волнения, существующего при скоростях ветра менее 5 м/с. В таких условиях форма неровностей морской поверхности может иметь ряд существенных отличий от существующей при больших скоростях ветра [154, 155]. Во-первых, в пространственном спектре, в целом медленно спадающем вплоть до волновых чисел, соответствующих капиллярным волнам, могут отсутствовать четко выраженные максимумы, позволяющие говорить о доминирующих квазипериодических составляющих колебаний поверхности. Во-вторых, форма спектров неровностей указывает на повышенную роль мелкомасштабных составляющих волнения, по сравнению с сильным волнением [155]. Отмечается также появление мелкомасштабных капиллярных гармонических составляющих возле гребней на подветренной стороне склонов волн. Отмеченные особенности спектра морского волнения при скоростях ветра менее 5 м/с могут повлиять на характеристиках радиосигнала, распространяющегося над такой поверхностью. Схема одного из фрагментов поверхности, являющегося малым участком относительно всей трассы, показан на рис.6.1.

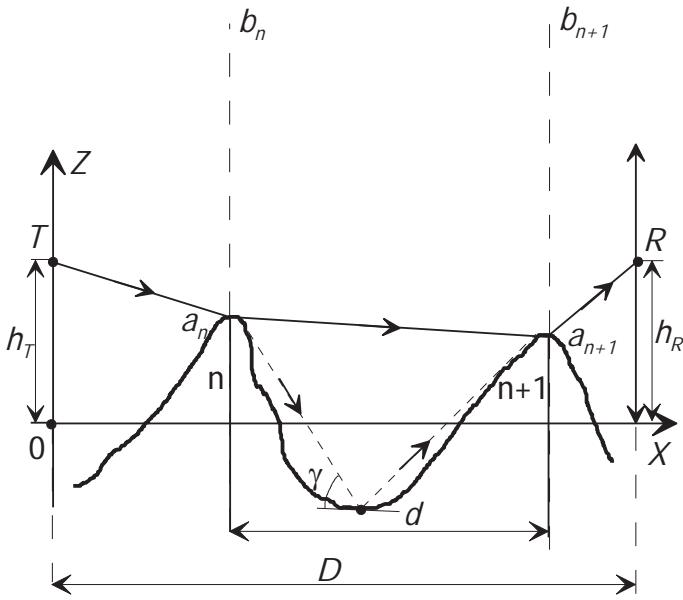


Рисунок 6.1 - Схема трассы

На нем схематически (с нарушением масштабов) представлено взаимодействие излучения, приходящего из точки T (источник излучения) в точку R (точка приема). Расчеты проводились для двумерной задачи. Морские волны, одновременно освещенные по отношению к обоим корреспондирующими пунктам, в расчетной модели заменялись полуплоскостями с высотами, равными высотам их гребней. Обоснование такой замены приведено в работах [84, 94, 95]. Направление распространения фронта электромагнитного поля при однократном взаимодействии условно показано на рис.6.1 сплошной линией со стрелкой. Часть электромагнитной энергии от вторичных источников Гюйгенса над n -ой вершиной (область пространства над n -ой вершиной с координатами от a_n до b_n) попадает на склон впадины морской волны под локальным углом γ_L скольжения и оттуда рассеивается в область пространства над $(n+1)$ -ой вершиной. Направление переноса этой части энергии мы обозначаем условно штриховой линией со стрелкой и будем его называть двукратным взаимодействием. Необходимо отметить, что для реальной поверхности рельеф впадины может быть существенно сложнее представленного на

рис.6.1. Поэтому при расчетах мы учитываем только освещенные участки поверхности впадины, которые освещены с обеих областей пространств экранов n и $n+1$. Все расстояния и высоты удовлетворяют неравенствам

$$d/D \ll 1, h_T/D \ll 1, h_R/D \ll 1, D \gg L, h_T \ll L, h_R \ll L, \quad (6.2)$$

где L - небольшой относительно всей трассы D фрагмент поверхности, на котором производилось моделирование распространения радиоволн. В разных вычислительных опытах длина L соответствовала или одному периоду поверхности (опыты с фрагментом синусоиды с периодом 5 м) или отрезку трассы длиной 100 м. Задание необходимого угла скольжения производилось как удалением корреспондирующих пунктов от рассматриваемого участка, так и изменением их высот. Дальность от источника сигнала выбиралась таким образом, чтобы при падении электромагнитной волны на подстилающую поверхность фронт радиоволны можно было считать плоским. Как показано в работах [47, 60] на освещенных вершинах морских волн возможно как отражение радиоволн, так и дифракция. Таким образом, в точке приема R кроме поля свободного пространства будет суммироваться множество полей, являющихся результатами как однократного отражения и дифракции, так и многократных отражений и дифракции.

Значения напряженности поля над вершинами морских волн для однократного взаимодействия и двумерного случая в области $(n+1)$ -го экрана можно представить выражением

$$\vec{E}_{n+1}(y) = \frac{e^{\frac{i\pi}{4}}}{2\sqrt{\lambda}} \int_{a_n}^{b_n} \vec{E}_n(y') \frac{e^{-ikr}}{\sqrt{r}} dy', \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (6.3)$$

где постоянный коэффициент перед интегралом вводится при вычислениях для двумерного случая;

$\vec{E}_{n+1}(y)$ и $\vec{E}_n(y')$ - комплексные значения поля в области над $(n+1)$ -м экраном и n -м экраном соответственно;

y - область пространства над $(n+1)$ -м экраном;

y' - область пространства над n -м экраном;

a_n - высота n -ой вершины морской волны (высота n -того экрана);

b_n - высота границы интегрирования в области n -того экрана;

r - радиус-вектор наклонной дальности рассматриваемой точки в области n -го экрана до точки в области $(n+1)$ -го экрана. Выбор параметров интегрирования, точности расчетов, способа ослабления влияния искусственно вводимой верхней границы интегрирования b_n подробно описаны в работе [96].]

Добавочное поле в пространстве над $(n+1)$ -м экраном от взаимодействия дифрагированного поля над n -м экраном и освещенной поверхностью впадины между n -м и $(n+1)$ -м экранами можно определить с помощью выражения

$$\vec{E}'_{n+1}(y) = \frac{e^{\frac{i\pi}{4}}}{2\sqrt{\lambda}} \int_{a_n}^{a_{n+1}} \vec{E}_n(y') \frac{e^{-ik(\mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2)}}{\sqrt{R_1 R_2}} F_{VH}(\gamma_L) \cdot q(\gamma_L) ds, \quad (6.4)$$

где $\vec{E}'_{n+1}(y)$ - комплексная напряженность поля в области пространства над $(n+1)$ -м экраном, формируемая освещенной для рассчитываемых точек соседних экранов поверхностью впадины S между границами a_n и a_{n+1} ;

\mathbf{R}_1 - радиус-вектор от выбранной точки в области пространства над n -м экраном до элемента поверхности впадины S ;

\mathbf{R}_2 - радиус-вектор от элемента поверхности впадины S до выбранной точки пространства над $(n+1)$ -м экраном;

γ_L - локальный угол скольжения. Заметим, что при каждом акте взаимодействия радиоволны с подстилающей поверхностью необходимо учитывать ослабление, обусловленное действием мелкомасштабной компоненты неровностей морского волнения, которое учитывается коэффициентом $q(\gamma_L)$, присутствующим в выражении (6.4). Этот коэффициент был введен в разделе 2 (выражение (2.18)). Приведем его снова:

$$q(\gamma_L) = \exp(-2k^2\sigma_h^2 \sin^2 \gamma_L), \quad (6.5)$$

где γ_L - локальный угол скольжения между лучом падающей радиоволны и крупномасштабным в среднем плоским элементом поверхности;

σ_h - среднеквадратическая высота мелкомасштабных неровностей, которые присутствуют на крупномасштабных (профилеобразующих) неровностях (мы примем для оценок $\sigma_h = 0; 0,01$ или $0,02$ м). Коэффициенты отражения радиоволны от гладкой морской поверхности будем считать равными коэффициентам Френеля для соответственно горизонтальной и вертикальной поляризаций

$$F_H(\gamma_L) = \frac{\sin(\gamma_L) - \sqrt{\varepsilon - \cos^2(\gamma_L)}}{\sin(\gamma_L) + \sqrt{\varepsilon - \cos^2(\gamma_L)}}, \quad (6.6)$$

$$F_V(\gamma_L) = \frac{\varepsilon \cdot \sin(\gamma_L) - \sqrt{\varepsilon - \cos^2(\gamma_L)}}{\varepsilon \cdot \sin(\gamma_L) + \sqrt{\varepsilon - \cos^2(\gamma_L)}}, \quad (6.7)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость воды (при всех расчетах считалось $\varepsilon = 80$).

Для выделения и анализа доминирующих факторов, влияющих на параметры радиосигнала, расчет вначале производился для одного периода синусоиды длиной 5 м и варьируемой амплитудой от 0,1 до 1 м. Выявление влияния двукратного взаимодействия производилось путем сравнения множителя ослабления, полученного в предположении отсутствия двукратного взаимодействия (на рисунках в дальнейшем будем обозначать сплошной кривой), с множителем ослабления, полученного с учетом влияния двукратного взаимодействия (на рисунках в дальнейшем будем обозначать штриховой кривой). Очевидно, что поле двукратного взаимодействия будет сильно зависеть от локального угла скольжения γ_L , с которым дифрагировавшая на вершине с высотой a_n области пространства n волна падает на склоны впадины между вершинами с высотами a_n и a_{n+1} . Так как в выражение (6.4) входит в виде сомножителя коэффициент $q(\gamma_L)$ и коэффициенты Френеля, то эффект двукратного отражения будет зависеть в том числе и от произведения этих коэффициентов. На рис.6.2 представлены угловые зависимости абсолютных (без учета фазовых соотношений) коэффициентов отражения (коэффициентов Френеля) при вертикальной поляризации электромагнитной волны $F_V(\gamma_L)$ (кривая 3) и горизонтальной поляризации $F_H(\gamma_L)$ (кривая 4). На этом же рисунке представлены угловые зависимости для коэффициентов $q(\gamma_L)$ (кривая 1 для $\sigma_h=0,01$ м, кривая 2 для $\sigma_h=0,02$ м). Стрелкой на рисунке показан угол Брюстера (угол полного поглощения электромагнитного поля). Из рис.6.2 видно, что при вертикальной поляризации сигнала в диапазоне углов скольжения от нуля до угла Брюстера коэффициент Френеля практически следует угловой зависимости коэффициента $q(\gamma_L)$. Очевидно, что в этом диапазоне углов поле будет значительно ослабляться из-за мультиплексивного воздействия коэффициента Френеля и коэффициента $q(\gamma_L)$. А после прохождения угла

Брюстера поле будет уже ослаблено влиянием коэффициента $q(\gamma_L)$. В меньшей мере этот эффект ослабления будет справедлив для горизонтально-поляризованного сигнала, угловая зависимость абсолютного значения коэффициента отражения $F_H(\gamma_L)$ (выражение (6.6)) которого варьируется от 1 до 0,8 и никогда не приближается к нулю.

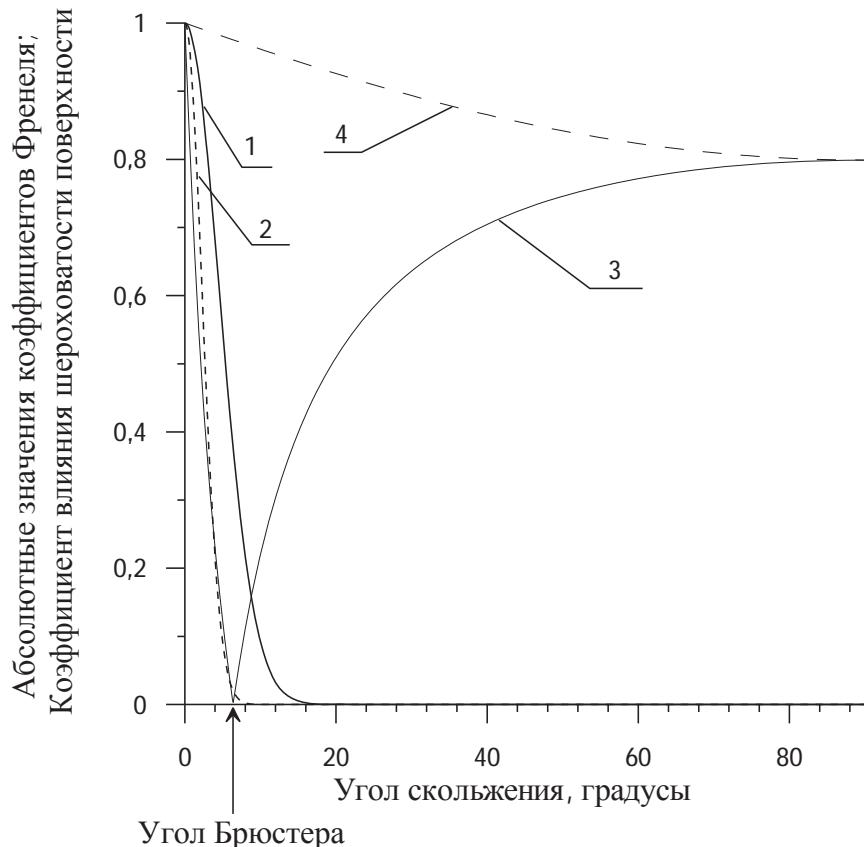


Рисунок 6.2 - Угловые зависимости коэффициентов Френеля и коэффициента $q(\gamma_L)$, учитывающий влияние мелкомасштабной составляющей морского волнения:

1 - $q(\gamma_L)$ ($\sigma_h=0,01$ м);

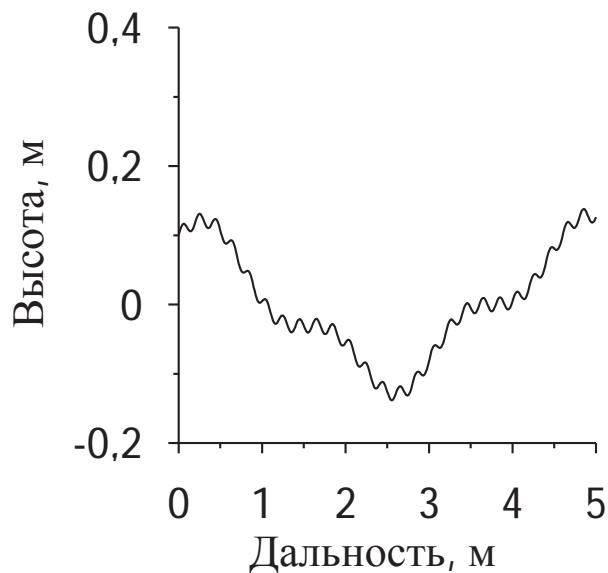
2 - $q(\gamma_L)$ ($\sigma_h=0,02$ м);

3 - $|F_V(\gamma_L)|$;

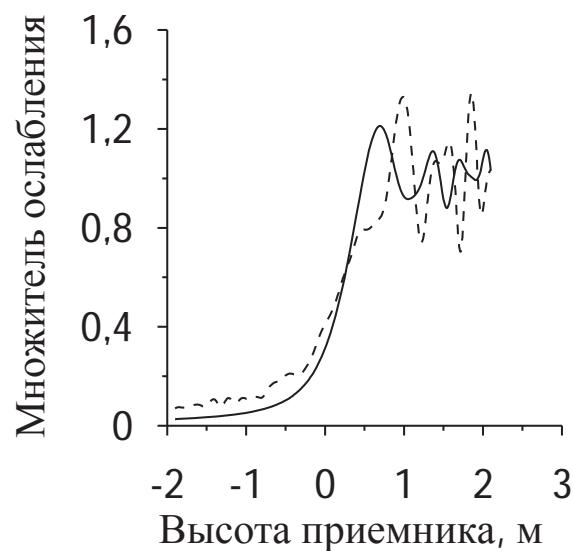
4 - $|F_H(\gamma_L)|$

На рис.6.3 представлены результаты одно и двукратного

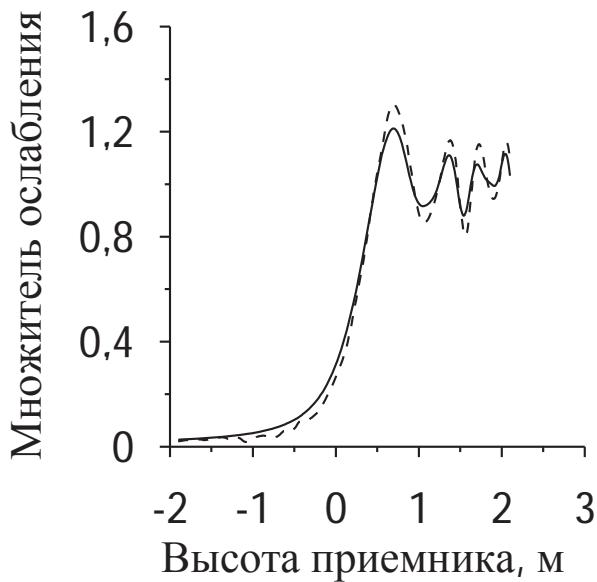
взаимодействий на трассе, профиль которой представлен суммой трех синусоид. Первая - рельефообразующая с периодом $L=5$ м и амплитудой 0,1 м, спектр которой обогащен суммой еще двумя гармонических составляющими: 1 – с периодом 1,5 м, амплитудой 0,03 м и 2 – с периодом 0,2 м, амплитудой 0,01 м. Профиль такой поверхности представлен на рис.6.3а.



а) профиль поверхности



б) множитель ослабления при вертикальной поляризации и при $\sigma_h = 0$



в) множитель ослабления при вертикальной поляризации и при $\sigma_h = 0,01$ м

Рисунок 6.3

Полученная таким образом шероховатая поверхность имеет более широкий спектр наклонов исследуемой поверхности по сравнению с вариантом чистой синусоиды. На рис.6.3б, в, представлены множители ослабления, полученные для вертикальной поляризации сигнала без учета мелкомасштабной составляющей (рис.6.3б) и при учете мелкомасштабной шероховатости с $\sigma_h = 0,01$ м (рис.6.3в). Высота источника составляла около 0,1 м.

Напомним, что модулем множителя ослабления поля называется величина

$$W(h_R) = \frac{|E_R(h_R)|}{|E_0(h_R)|}, \quad (6.7)$$

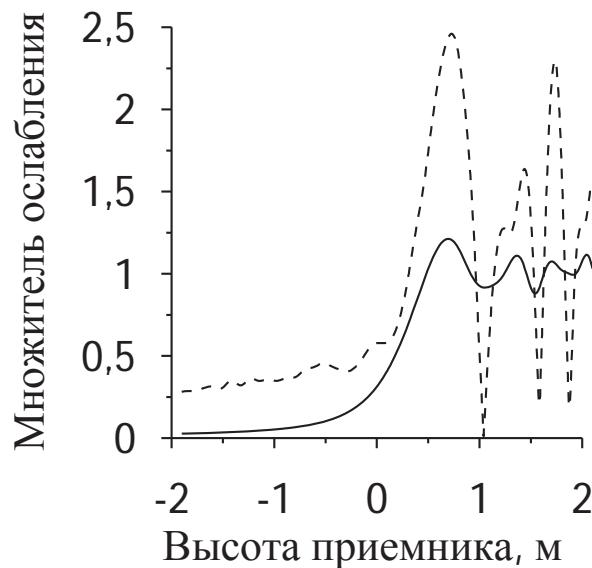
где $|E_0(h_R)|$ - абсолютная величина (модуль) поля свободного пространства в точке приема;

$|E_R(h_R)|$ - абсолютная величина поля в той же точке с учетом влияния

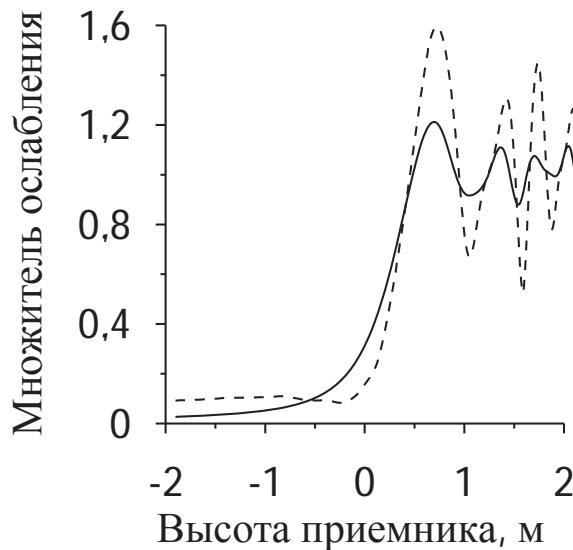
условий распространения, в нашем случае – влияния подстилающей поверхности. На рис.6.3 и далее штриховой линией обозначены кривые для множителей ослабления, рассчитанные с учетом выражения (6.4), учитывающие двукратное взаимодействие радиоволны с поверхностью. Сплошной линией будем обозначать множители ослабления для сигнала по выражению (6.3) – т.е. без учета двукратного взаимодействия.

Видно, что введение мелкомасштабной шероховатости для поверхности, приводит к существенному ослаблению влияния двукратных взаимодействий (сравни рис.6.3б и рис.6.3в).

На рис.6.4 для того же фрагмента поверхности, что и на рис.6.3а, и при аналогичной рис.6.3 геометрии трассы представлены множители ослабления для горизонтально поляризованной радиоволны. На рис.6.4а изображены множители ослабления, полученные на горизонтальной поляризации для поверхности без учета мелкомасштабной составляющей и на рис.6.4б - с учетом мелкомасштабной шероховатости с $\sigma_h = 0,01$ м.



а) без учета мелкомасштабной составляющей морского волнения ($\sigma_h = 0$)



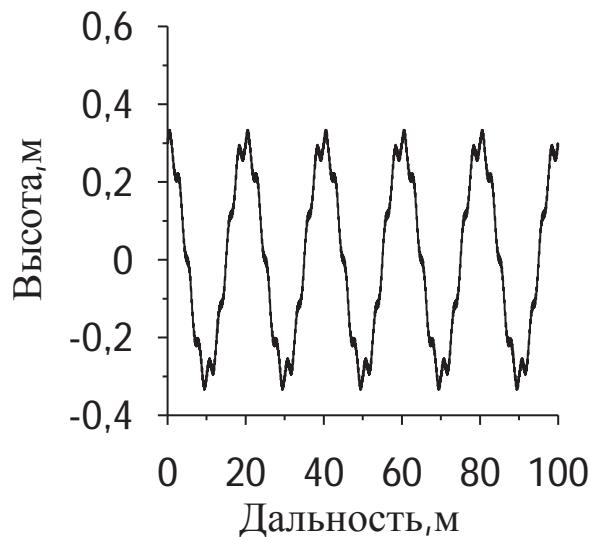
- б) С учетом мелкомасштабной составляющей морского волнения ($\sigma_h = 0,01$ м)

Рисунок 6.4 - Множители ослабления для горизонтальной поляризации сигнала

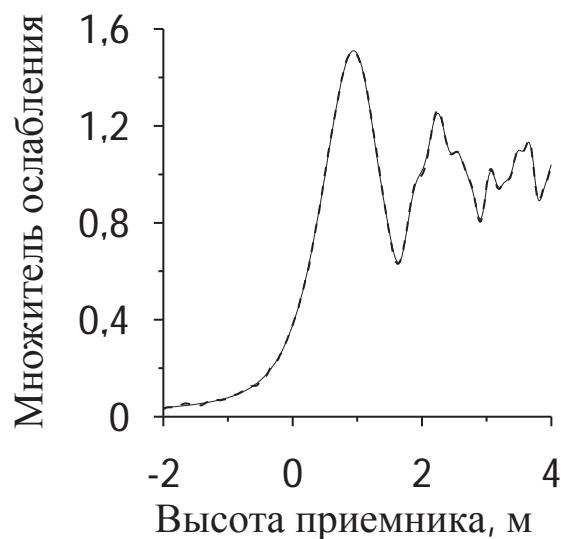
Видно, что при горизонтальной поляризации сигнала множители ослабления отличаются друг от друга более существенно, чем в аналогичных условиях при вертикальной поляризации сигнала. Это можно объяснить тем, что угловая зависимость абсолютного значения коэффициента отражения Френеля для горизонтально-поляризованной волны плавно меняется от 1 до приблизительно 0,8, в то время как аналогичный коэффициент Френеля для вертикально-поляризованного сигнала в диапазоне углов скольжения до приблизительно 20 градусов уменьшается до нуля и зависимость этого уменьшения близка к угловой зависимости коэффициента $q(\gamma_L)$. Поэтому влияние коэффициента $q(\gamma_L)$ на поле с вертикальной поляризацией значительно меньше, чем на поле с горизонтальной поляризацией сигнала. При этом влияние мелкомасштабной составляющей на ослабление электромагнитного поля (коэффициент $q(\gamma_L)$) в случае горизонтально-поляризованной волны выражено более сильно, чем при вертикально-

поляризованной волны.

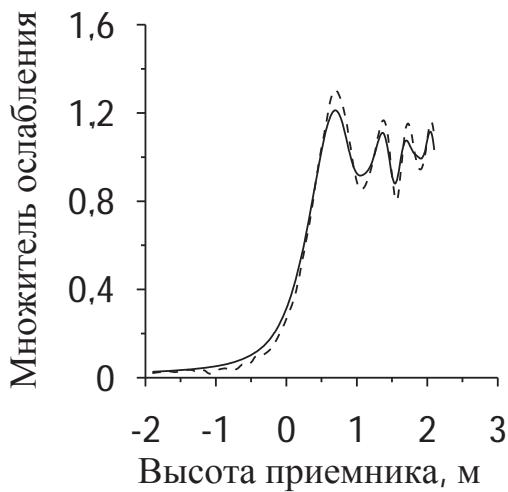
Рассмотрим характеристики множителей ослабления при более протяженном фрагменте трассы ($L=100$ м), состоящим также из суммы трех синусоид, одна из которых является формообразующей, две других формируют локальные неоднородности профиля поверхности. Вид такой поверхности представлен на рис.6.5а.



а) профиль поверхности



б) Вертикальная поляризация



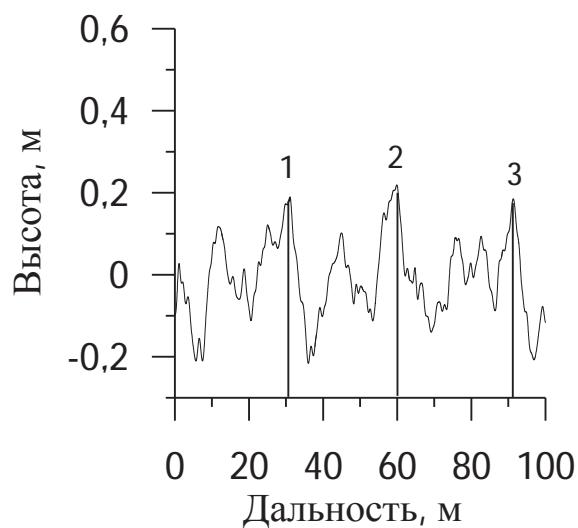
в) горизонтальная поляризация

Рисунок 6.5

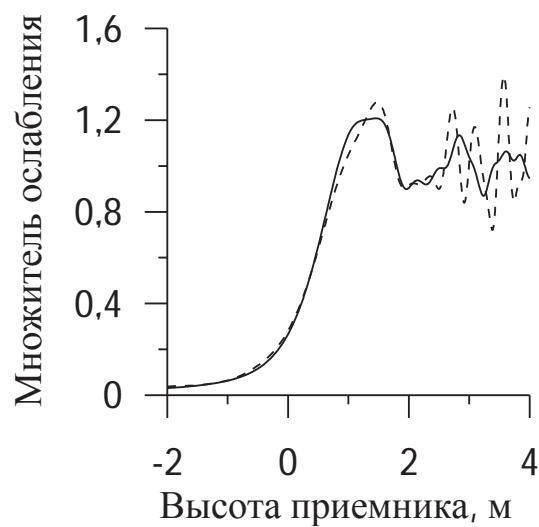
Угол скольжения составлял около 4 миллирадиан (около 0,2 градуса). Величина среднеквадратического отклонения мелкомасштабной шероховатости составляла $\sigma_h = 0,01$ м. На рис.6.5б представлены множители ослабления для вертикально поляризованной волны, а на рис.6.5в – для горизонтально поляризованной волны. Из рис.6.5б мы видим, что отличия в форме зависимости множителей ослабления для случаев с учетом двукратного взаимодействия и без него практически не наблюдается(линии практически совпадают), что говорит о незначительном влиянии двукратного взаимодействия на сигнал в точке приема. Для горизонтально поляризованного сигнала (рис.6.5в) отличия в множителях ослабления более значительные.

Заменим исследуемую синусоидальную поверхность 100-метровым участком профиля морского волнения со спектром Пирсона-Московитца для скорости ветра около 3м/с. Этот профиль представлен на рис.6.6а. На нем номерами и вертикальными линиями обозначены и отмечены координаты вершин, которые оказались незатененными от источника и приемника, то есть те вершины, которые являются источниками дифрагированных волн (вершины 1, 2, 3). На этих вершинах производились вычисления

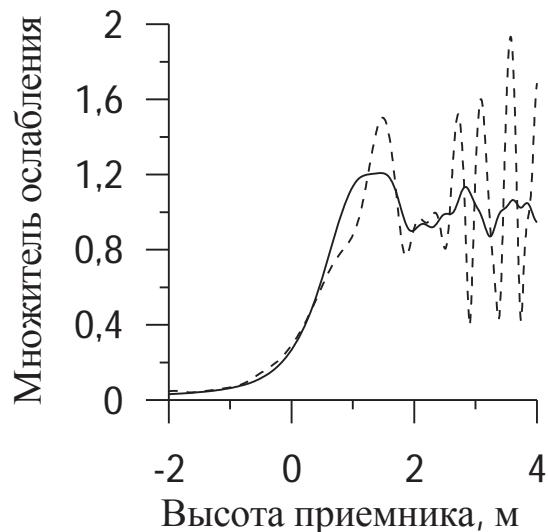
последовательной дифракции распространяющейся электромагнитной волны. В областях пространства между освещенными вершинами возникало двукратное взаимодействие электромагнитного поля и подстилающей поверхности. Как показали расчеты, чем меньше эти области пространства были похожи на впадины и чем выше были в них локальные, затененные от источника и приемника вершины, тем выше оказывался уровень поля, обусловленного двукратным взаимодействием. Угол скольжения составлял около 4 миллирадиан.



а) профиль поверхности



б) вертикальная поляризация



в) горизонтальная поляризация

Рисунок 6.6

На рис.6.6б и рис.6.6в представлены множители ослабления, полученные с учетом двукратных взаимодействий и без них, рассчитанные для профиля морского волнения, изображенного на рис.6.6а при вертикальной и горизонтальной поляризации распространяющегося радиосигнала соответственно и при $\sigma_h=0,01$ м. И если при вертикальной поляризации влияние двукратного взаимодействия на множитель ослабления незначительно вблизи от границы тени (высота приемника до 1,5 м), то уже выше приграничной к зоне тени области (высота приемника выше 1,5 м) наблюдаются значительные расхождения множителей ослабления с учетом и без учета двукратного взаимодействия. На горизонтальной поляризации (рис.6.6в) этот эффект выражен еще сильнее.

При неизменных условиях распространения электромагнитного поля (дальность, длина радиоволны, угол скольжения) были также проведены исследования множителей ослабления для различных степеней волнения моря, соответствующих как скоростям ветра 5...7 м/с, так и 1...3 м/с, т.е. выше и ниже граничной скорости ветра, определенной выражением (6.1). Сравнительный анализ показал, что при увеличении освещенности

подстилающей поверхности (а это происходит автоматически при снижении скорости ветра (уменьшении высоты морских волн) при неизменных высотах источника излучения, которые физически не могут быть уменьшены из-за размеров реальных радиотехнических систем), происходит возрастание уровня двукратного взаимодействия. Естественно, приведенные рассуждения справедливы при выполнении условия (4.7) ($\gamma < \gamma_{\text{эфф.}}$, где, напомним, γ - угол скольжения относительно воображаемой средней плоскости поверхности; $\gamma_{\text{эфф.}}$ - среднеквадратичное значение наклонов морских волн).

В случае невыполнения неравенства (4.7) поверхность будет освещена и физический механизм формирования рассеянного поверхностью поля будет совсем иной.

Был проведен ряд вычислительных экспериментов с расчетом влияния двукратного взаимодействия электромагнитного поля на характеристики поля в точке приема при изменении спектра морского волнения. К сожалению, масштабных экспериментов по определения вида спектра морского волнения при малых скоростях ветра не существует. Авторы эпизодических экспериментальных измерений характеристик волнения [155] делают вывод о более медленном спадании спектральной плотности в высокочастотной области спектра по сравнению со спектром Пирсона-Московитца. В работе [154] утверждается существование второй моды в спадающей высокочастотной области спектра, но только при определенных направлениях относительно направления действия ветра. Проведенные исследования по моделированию распространения радиоволн над поверхностями с увеличенной спектральной плотностью в спадающей области спектра морского волнения (относительно спектра Пирсона-Московитца) показали уменьшение влияния двукратного взаимодействия. Это объясняется тем, что с ростом уровня высокочастотных компонент спектра морского волнения, как показано в разделе 3, происходит рост

значения эффективных наклонов в подстилающей поверхности. В связи с эти “самозатененность” поверхности возрастает, что приводит к уменьшению доли энергии, попадающей за счет дифрагирования в затененные области подстилающей поверхности. Соответственно и уменьшается доля энергии, участвующая в двукратном взаимодействии электромагнитного поля с шероховатой поверхностью раздела.

6.3 Выводы по разделу

Впервые выяснено, что мелкомасштабные шероховатости, присутствующие практически всегда на взволнованной морской поверхности и приводящие к изотропному рассеянию падающей на морскую поверхность радиоволны, могут значительно ослаблять влияние двукратного взаимодействия на радиосигнал в точке приема.

Впервые проведен анализ по влиянию поляризационных характеристик распространяющегося электромагнитного поля на уровень его двукратного взаимодействия с подстилающей поверхностью. Выяснено, что вертикально поляризованные электромагнитные волны, для которых абсолютные значения коэффициент отражения от водной поверхности в зависимости от локального угла скольжения падающей радиоволны могут быть близким к нулю, в меньшей мере подвержены влиянию двукратного взаимодействия (см. рис.6.2). Для горизонтально-поляризованных радиоволн при прочих равных условиях влияние двукратного взаимодействия может существенно влиять на характеристики принимаемого радиосигнала. Это объясняется тем, что коэффициент отражения горизонтально-поляризованной волны во всем диапазоне углов меняется незначительно и не уменьшается менее приблизительно 0,8. Особенно это влияние возрастает в

областях пространства, далеких от границы тени.

Впервые показано, что трансформация спектра морского волнения в сторону увеличения спектральной плотности в спадающей высокочастотной области спектра (относительно спектра Пирсона-Московитца) приводит к уменьшению влияния двукратного взаимодействия, что объясняется увеличением эффективного значения наклонов подстилающей поверхности и соответственно ростом затененности поверхности.

Результаты этого раздела опубликованы в работах [63, 64, 66].

ВЫВОДЫ

В диссертации представлено решение актуальной проблемы радиофизики – создание метода описания распространения радиоволн на дистанциях в 5...7 км в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхностью Земли. Проблема решена путем использования обширных экспериментальных данных и теоретических радиофизических исследований, которые были проанализированы, обобщены и доработаны.

В результате проделанной работы были выполнены основные задачи диссертации:

а) выявлены основные физические процессы, возникающие при рассеянии электромагнитного поля на неровной поверхности при малых углах скольжения и при сильных затенениях. Показано, что на рассеивающем элементе подстилающей поверхности может наблюдаться два одновременно действующих основных механизма взаимодействия электромагнитной волны: отражение на выпуклой вершине и дифракция на ней. Доработан метод расчета рассеиваемого в таких условиях поля, учитывающий как отражение от вершин неровностей, описываемое в приближении геометрической оптики, так и дифракцию на них, описываемую в первом приближении дифракцией Френеля, причем роль второй составляющей (дифракционной) возрастает при уменьшении угла скольжения. Доработан численный метод расчета многократной дифракции электромагнитного поля на последовательности освещенных вершин морских волн, основанный на приближении Кирхгофа и методе вторичных источников Гюйгенса;

б) обоснованы подходы к созданию метода описания распространения радиоволн в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности. В разработанном методе

описания распространения электромагнитного поля в таких условиях в качестве неотъемлемой ее части была разработана модель получения формы поверхности ветрового морского волнения. Исследования формы поверхности с ветровыми волнами в рассматриваемых условиях ее облучения показали, что при рассматриваемых углах скольжения в формировании рассеянного поверхностью электромагнитного поля основную роль играют выпуклые вершины освещенных неровностей. При расчетах параметров распространяющегося над морской поверхностью электромагнитного поля был обоснован отказ от использования широко применяемого ранее метода касательной плоскости. В качестве альтернативы был предложен и обоснован метод многократной дифракции на последовательности освещенных вершин неровностей подстилающей поверхности. В ходе работы над диссертацией были проанализированы экспериментальные и теоретические данные по особенностям распространения миллиметровых и сантиметровых волн при углах скольжения, соответствующих работе радиолокационных средств по объектам, находящимся на высотах порядка единиц метров над подстилающей поверхностью;

в) с использованием разработанного метода описания распространения радиоволн над подстилающей поверхностью в условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей поверхности были оценены пространственно-временные свойства электромагнитного поля на малых, вплоть до нулевых, высотах над поверхностью. Показано, что разработанный метод описания распространения электромагнитного поля над подстилающей поверхностью подтверждает все основные свойства поля, наблюдаемые в эксперименте, и устраняет противоречия между экспериментальными данными и применяемым до настоящего времени в расчетах методом касательной плоскости. Также исследованы в этих условиях характеристики точности измерений угловых координат в то числе

и с характеристиками реальных антенных систем. Проанализированы факторы уменьшающие и увеличивающие угловые ошибки как в угломестной, так и в азимутальной областях. В частности отмечено, что вполне эффективным остается применение для измерения угловых координат целей простого в реализации так называемого “внеосевого метода”;

г) рассмотрены и качественно оценены эффекты, возникающие при взаимодействии поля облучающей волны последовательно с несколькими элементами неровной поверхности, например, дифракция на гребне и отражение от склона морской волны. Возникновение таких условий характерно для случая слабого ветрового волнения. Такие же эффекты могут иметь место при сильном волнении для углов скольжения, близких к наклонам энергонесущих волн вследствие присутствия в спектре морского волнения высокочастотных гармоник. Выявлены причины, уменьшающие и увеличивающие уровень электромагнитного поля при многократном взаимодействии последнего с подстилающей поверхностью. Выделены условия, когда эффектами многократного взаимодействия электромагнитного поля с неровностями поверхности можно пренебречь и когда пренебрегать многократным взаимодействием недопустимо.

В ходе работы над диссертацией существенно дополнены и уточнены представления о физических механизмах взаимодействия радиоволн с шероховатой поверхностью раздела при сравнимости корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности. Были получены важные научные и практические результаты, которые способствовали достижению поставленных целей. Проведенные в диссертации исследования позволили объяснить ряд особенностей характеристик подстилающей поверхности и свойств электромагнитных волн при взаимодействии с ней при малых, вплоть до нулевых, углах скольжения:

- при дифракционной модели формирования вторичного поля сохраняется правомерность представления его в виде двух компонент

зеркальной (когерентной) и диффузной (случайной), как это имеет место и в рамках метода касательной плоскости. В то же время дифракционная модель устраняет один из главных недостатков метода касательной плоскости - противоречащее экспериментальным данным убывание до нуля интенсивности вторичного поля при уменьшении углов скольжения в области их малых значений, вызванное быстрым уменьшением числа рассеивающих элементов подстилающей поверхности под влиянием взаимных затенений. При дифракционной модели формирования поля происходит либо возрастание его интенсивности, что выражается, в частности, в росте коэффициента отражения зеркальной компоненты, либо убывание интенсивности поля до некоторого конечного уровня в случае диффузной компоненты;

- впервые при численных расчетах дифракции радиоволны на вершине морской волны обоснована замена реальной морской волны эквивалентным непрозрачным полубесконечным экраном с высотой, равной высоте вершины морской волны;
- впервые получены распределения высот и длин освещенных и затененных участков поверхности. При уменьшении угла скольжения с 0,25 до 0,001 рад длины освещенных участков морской поверхности уменьшаются на порядок - с сотен до единиц метров. При этом высота освещенных элементов поверхности увеличивается практически до максимально возможных значений;
- впервые установлено определяющее влияние верхней границы спектра морского волнения на вид распределения числа освещенных элементов поверхности по длине трассы. Показано, что при моделировании распространения радиоволн над ветровым морским волнением необходимо учитывать степень морского волнения и применяемую длину волны электромагнитного поля. В соответствии с этим производится выбор максимальной частоты, учитываемой в спектре морского волнения;

впервые получены данные о пространственных перемещениях и временах нахождения в освещенном состоянии элементов морского волнения. Так, для поверхности, образованной ветром со скоростью 8 м/с среднее "время жизни" освещенных элементов морского волнения увеличивается с 0,65 до 2,4 с при изменении угла скольжения с 0,001 до 0,05 рад, При этом их пространственное перемещение увеличивается с 2,7 до 9,5 м. Наблюдается отличие средних значений времени жизни и смещения освещенных участков от наиболее вероятных значений соответствующих величин. Сравнение результатов моделирования по значению наиболее вероятного времени жизни освещенных областей и значению наиболее вероятной скорости освещенной области с экспериментальными данными показало непротиворечивость полученных модельных результатов экспериментальным данным. Показано, что в исследуемом диапазоне изменения углов скольжения, значение скорости смещения освещенных участков морской поверхности составляет единицы метров и практически не зависит от угла скольжения и по величине в несколько раз меньше фазовой скорости энергонесущей волны.

- впервые были определены статистические характеристики освещенных вершин морских волн, в частности, распределения освещенных вершин морских волн по дальности. Эти результаты послужат исходными данными для моделирования условий распространения радиоволн под малыми углами скольжения над морской поверхностью. Показано, что плотность освещенных вершин (экранов) по длине трассы не всегда можно принимать равномерной. При существенном возрастании затенений вид кривой плотности освещенных вершин может трансформироваться из равномерной в бимодальную с максимумами вблизи концевых участков трассы;

- впервые получены распределения высот освещенных вершин морской поверхности по длине трассы. Установлено значительное

возрастание средней высоты освещенных вершин при уменьшении угла скольжения и при увеличении степени морского волнения. При углах скольжения в единицы миллирадиан высоты освещенных вершин превосходят среднеквадратическое отклонение высот морского волнения в 2...2,5 раза.;

- впервые показано существенное влияние дифракции на гребнях волн на поле в непосредственной близости от поверхности, где вследствие этого явления интенсивность поля заметно превосходит уровень, предсказываемый в рамках общепринятых интерференционных представлений;

- впервые отмечено существенное снижение в рассеянном поле вклада концевых участков трассы под влиянием мелкомасштабных неровностей поверхности (ряби);

- впервые проведен модельный анализ особенностей распределения по длине трассы и по углам прихода в точку приема мощностей когерентной и некогерентной компонент рассеянного поверхностью моря поля. Впервые оценен вклад различных участков трассы в когерентную и случайную составляющие вторичного поля. Установлено, что при дифракционном механизме взаимодействия с подстилающей поверхностью интенсивность вторичного поля монотонно возрастает при приближении к области, окружающей точку стационарной фазы. Отражательная трактовка рассеяния поля поверхностью дает наибольшую интенсивность от концевых участков трассы. Отмечено, что при возрастании угла скольжения результаты расчетов по предложенному методу сближаются с расчетами, получаемыми в рамках приближения касательной плоскости;

- впервые проанализированы особенности множителя ослабления поля на высотах, сравнимых с неровностями поверхности, путем представления поля как продукта дифракции на множество непрозрачных экранов (полуплоскостей) с границами, перпендикулярными направлению

распространения радиоволн. Показано, что применение такого подхода правомерно в области малых углов скольжения и малых высот хотя бы одного из корреспондирующих пунктов, т. е. в области полутени, когда не выполняются предпосылки метода касательной плоскости;

- впервые показано, что в случае многократной дифракции множитель ослабления поля с уменьшениями высоты точки наблюдения в зоне полутени убывает значительно медленнее, чем при интерференционном представлении поля над поверхностью, оставаясь существенно отличным от нуля (как правило минус 30...20 дБ относительно поля свободного пространства) на границе геометрической тени и ниже ее. Это свойство сохраняется и в том случае, когда участку трассы с дифракционным механизмом предшествует участок с интерференционным механизмом формирования поля;

- впервые установлено, что на множитель ослабления в области полутени сильное влияние оказывает удаленность от точки наблюдения и высота ближайшего к ней экрана; те же параметры экранов, находящихся в средней части трассы, оказывают существенно более слабое влияние, чем крайние. Это, в частности, означает, что в реальных условиях распространения, например над поверхностью моря с ветровыми волнами, свойства флюктуаций сигналов при приеме в точке на малой высоте над поверхностью будут, в первую очередь, зависеть от особенностей пространственно-временной структуры неровностей на расстояниях от антennы порядка длины энергонесущей морской волны. В области, выше границы полутени, зависимость множителя ослабления от высоты становится подобной интерференционной, сближаясь с ней при дальнейшем росте высот. Подобно случаю действия интерференционного механизма формирования поля здесь возрастает роль экранов, входящих в первые зоны Френеля на плоскости, в которой лежат границы экранов;

- установлено, что в области углов скольжения, когда уровни отраженного и дифракционного полей сопоставимы, дифракцию на последовательности экранов можно заменить более эффективным с точки зрения вычислительных затрат асимптотическим представлением интеграла Френеля и результирующее поле представлять как сумму полей свободного пространства и элементарных вторичных излучателей в виде линейных границ экранов;
- впервые проведен сравнительные анализ широко известной “фацетной” модели и предложенной в диссертации модели последовательной дифракции на вершинах препятствий. В такой модели, как и в фацетной, основной вклад в когерентную компоненту поля вносит участок трассы, соответствующий первой зоне Френеля, а в диффузную компоненту – концевые участки трассы. Однако принципиальным отличием от фацетной модели является то, что некогерентная компонента не исчезает даже при нулевых углах скольжения. Следующим отличием является то, что при дифракционной модели в области применимости лучевого представления интенсивность поля, рассеянного подстилающей поверхностью, сравнительно равномерно распределена по дистанции с максимумом в точке стационарной фазы, при применении же метода касательной плоскости – интенсивность поля в основном формируется концевыми участками. Рост среднеквадратического отклонения высот морских волн приводит к перераспределению рассеянной мощности: когерентная компонента уменьшается, а диффузная – возрастает;
- впервые с помощью моделирования показано, что при измерении угла места источника излучения пеленгатором, находящимся ниже границы тени, создаваемой одиночным препятствием или их группой, измеренное значение оказывается близким к направлению на границу ближайшего к приемнику экрана. Выше границы тени результаты измерения в среднем соответствуют направлению на источник излучения, а осцилляции вокруг

этого направления подобны существующим при пеленговании над шероховатой в среднем плоской поверхностью раздела и составляют, как правило, единицы миллирадиан;

- впервые с помощью моделирования получено подтверждение известному экспериментально установленному факту, что в переходной области, когда расстояние от линии визирования пеленгатор -излучатель на всей трассе превышает радиус первой зоны Френеля, существенно (как правило в 2...3 раза) повысить точность измерения угла места позволяет применение внеосевого метода пеленгования. Таким образом, этот метод оказывается эффективен как в области влияния многолучевого распространения над поверхностью раздела, так и при многократной дифракции;

- установлено, что основной вклад в азимутальные ошибки вносит наклон границы экрана по отношению к горизонтальной плоскости. Они составляют, как правило, доли миллирадиан и по порядку величины их значения и характер зависимости от высоты согласуются с полученными экспериментально на наземных трассах, в отличие от предсказываемых в рамках приближения касательной плоскости;

- впервые выявлена зависимость влияния на азимутальные ошибки параметра шероховатости края препятствия, на котором происходит рассеяние радиоволны. При горизонтальной границе экрана азимутальные ошибки имеют значимые, сравнимые с экспериментально наблюдаемыми, значения только при шероховатой границе края экрана. В случае наклонной границы края экрана ее шероховатость при амплитуде неровностей, существенно меньших относительно размеров первой зоны Френеля, проявляется в более или менее значимом искажении вида высотной зависимости ошибок по сравнению с прямолинейным краем;

- впервые выяснено, что мелкомасштабные шероховатости, присутствующие практически всегда на взволнованной морской поверхности

и приводящие к изотропному рассеянию падающей на морскую поверхность радиоволны, могут значительно ослаблять влияние двукратного взаимодействия на радиосигнал в точке приема;

- впервые проведен анализ по влиянию поляризационных характеристик распространяющегося электромагнитного поля на уровень его двукратного взаимодействия с подстилающей поверхностью. Выяснено, что вертикально поляризованные электромагнитные волны, для которых абсолютные значения коэффициент отражения от водной поверхности в зависимости от локального угла скольжения падающей радиоволны могут быть близким к нулю, в меньшей мере подвержены влиянию двукратного взаимодействия. Для горизонтально-поляризованных радиоволн при прочих равных условиях влияние двукратного взаимодействия может существенно влиять на характеристики принимаемого радиосигнала. Это объясняется тем, что абсолютные значения коэффициент отражения горизонтально-поляризованной волны относительно вертикально-поляризованной волны во всем диапазоне углов меняются незначительно (от 1 до приблизительно 0,8). Особенно это влияние возрастает в областях пространства, далеких от границы тени;

- впервые показано, что увеличение спектральной плотности в спадающей высокочастотной области спектра морского волнения приводит к уменьшению влияния двукратного взаимодействия, что объясняется увеличением эффективного значения наклонов подстилающей поверхности и соответственно ростом затененности поверхности.

Полученные в диссертации научные и практические результаты решают проблему определения свойств электромагнитного поля в широко распространенных на практике условиях сравнимости высот корреспондирующих пунктов с высотами неровностей подстилающей поверхности на дистанциях прямой видимости. Позволяют существенно дополнить представления о механизмах взаимодействия радиоволн с

подстилающими поверхностями Земли при малых углах скольжения. Выяснено, что расчеты характеристик вторичного поля необходимо проводить с учетом доминирования при малых углах скольжения дифракционного механизма рассеяния электромагнитного поля на неровностях подстилающей поверхности. Особенно большие отличия в расчетах наблюдаются для метода касательной плоскости и метода дифракции на вершинах неровностей подстилающей поверхности в зоне полутени и тени, где метод дифракции дает больший уровень вторичного поля, что подтверждается экспериментом.

Проведенные модельные исследования по определению угловых ошибок целей при многократной дифракции радиоволны над морской поверхностью с учетом реальных характеристик используемых в настоящее время антенных систем подтверждают наблюдаемые в экспериментах уменьшения угловых ошибок целей при отклонении оси диаграммы направленности вверх на фиксированный угол (порядка полуширины диаграммы направленности приемной антенны). Уменьшение угловых ошибок происходит и при изотропном рассеянии электромагнитного поля от поверхности раздела, например под влиянием мелких (сравнимых с длиной падающей радиоволны) шероховатостей.

Показано, что многократное, в частности двукратное, взаимодействие радиоволн с шероховатой подстилающей поверхностью сильнее проявляется при горизонтальной поляризации сигнала. Поэтому применение горизонтальной поляризации предпочтительней в тех случаях, когда требуется получить больший отклик рассеянного поверхностью поля, например при дистанционной диагностике параметров поверхности.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Противокорабельные системы [Электронный ресурс].- Режим доступа: www/URL: <http://eng.ship.bsu.by>.- Загл. с экрана.
2. Зенитный ракетно-артиллерийский комплекс «Кортик» [Электронный ресурс].- Режим доступа: www/URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/>- Загл. с экрана.
3. Кулемин Г. П. Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами / Г. П. Кулемин, В. Б. Разсказовский. – Киев: Наукова думка, 1987. – 230 с.
4. Klein L.A. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies / L.A.Klein, C.T.Swift //IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1977, v.AP-25, N1, pp.104-111.
5. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля / С. М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский Е. П. - М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1978. - 463 с.
6. Фейнберг Е.П. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности / Е. П. Фейнберг. - М.: Изд. АН СССР, 1961. - 546 с.
7. Beckman P. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces / P. Beckman, A. Spizzichino. - London: Pergamon Press, 1963. - 303 Р.
8. Басс Ф. Г. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности / Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. - М.: Наука, 1972. - 424 с.
9. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: в 2 т. Т.2/ А. Исимару. - М.: Мир, 1981. - 317 с.
10. Логвинов Ю.Ф. Влияние затенений на статистические характеристики зеркальных элементов при многолучевом распространении над морем /

- Ю.Ф. Логвинов // Радиотехника и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. - Харьков, 1997. - 2, № 1. - С.64-68.
11. Логвинов Ю.Ф. Влияние затенений на статистические характеристики зеркальных элементов при многолучевом распространении над морем / Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и радиоастрономия. - Харьков, 1997. - Т.2, №4. - С. 450 - 456,
 12. Логвинов Ю.Ф. Статистические характеристики морской поверхности при малых углах скольжения для случая обратного рассеяния радиоволн / Ю.Ф. Логвинов // Радиотехника и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины.- 2003. – Т. 8, №1. - С. 34-41.
 13. Кириченко В.А. Пространственно-временные характеристики освещенных участков морской поверхности при наблюдении под малыми углами скольжения / В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2004. – Т. 9, №1 С. 228-233,
 14. Кириченко В.А. Статистические характеристики освещенных вершин морских волн для симметричных трасс при наблюдении под малыми углами скольжения / В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2006, - Т. 11, № 1. – С.46 – 54
 15. Логвинов Ю.Ф. Влияние затенений на статистические характеристики зеркальных элементов при многолучевом распространении над морем / Ю.Ф. Логвинов // Материалы 7-ой Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» 15-17 сентября 1997 г., Украина, Севастополь, 1997. - т.2. - с. 666-669.
 16. Logvinov Yu.F. Shadowing Effect on the Statistical Characteristics of Specular Elements in the Multipath Propagation Over Sea./ Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering. - 1998. - Vol.52, N 5 - P. 22-28.

17. Kirichenko V.F. Space-Time Characteristics of Illuminated Sea Surface Areas Observed at Narrow Grazing Angles / V.F.Kirichenko, Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering. - 2004. - Vol.61, N 2. - P. 93-103.
18. Кириченко В.А. Статистические характеристики освещенных вершин морских волн для симметричных трасс при наблюдении под малыми углами скольжения / В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Материалы 2-го Международного радиоэлектронного форума "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития" 19-23 сентября 2005 г. МРФ 2005, Украина, Харьков, 2005. - Т. 2. - С. 168-171.
19. Кириченко В.А. Пространственно-временные статистические характеристики незатененных участков морской поверхности при скользящих углах наблюдения / В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Материалы 2-го Международного радиоэлектронного форума "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития" 19-23 сентября 2005 г. МРФ 2005, Украина, Харьков, 2005. - Т. 2. - С. 433-436.
20. Kirichenko V.A. Statistics of Illuminated Sea Wave Crests as Observed Over Symmetric Radio Paths at Small Grazing Angles / V.A. Kirichenko, Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering. - 2007. - Vol.66, N 2. - P. 105-122.
21. Barton D. Low-Altitude Tracking over rough Surfaces. 1. Theoretical prediction / D. Barton // "EASCON'79, October 9-11, Arlington, VA". Conf. Proc. - 1979. - 2. - P. 224-234.
22. Zehner S.P. Forward-Scatter of Microwave near Surface of the Ocean / S.P. Zehner, W.M.O'Dowd, F.B. Dyer // "Int. IEEE/AP-S Symp. Program. and Dig., Atlanta, Ga, 1974", New-York. - 1974. - P. 8-10.
23. Кириченко В.А. Закон распределения флюктуаций множителя ослабления миллиметровых и сантиметровых радиоволн над морем /

- В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разсказовский. // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 1998. – Т. 3, №3. - С. 68-77.
24. Logvinov Yu.F. Sea Surface Statistics in the Case of Radio Wave Backscattering at Low Grazing Angles / Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2004. - Vol.61, N 1-2. - P. 1-11.
25. Kirichenko V.A. The Distribution Function of Propagation Loss Fluctuations for the X - and Ka - Band Radio Waves Over the Sea / V.A. Kirichenko, Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 1999. - Vol.53, N 3. - P. 1-13.
26. Логвинов Ю.Ф. Влияние затенений на спектр флюктуаций ММВ при многолучевом распространении над морем / Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разсказовский // Радиотехника и электроника. - 1998. – Т. 43, № 7. - С. 786-791.
27. Kosteckii V.I. The Effect of Shadows in the Fluctuation Spectra of Millimetric Waves in Multipath Propagation Above the Sea Level / V.I. Kosteckii, Yu.F. Logvinov, Yu.A. Pedenko, V.B. Razskazovskii // Telecommunications and Radio Engineering. - 1998. - Vol.52, N 1. - P. 14-20.
28. Logvinov Yu.F. Multipath Propagation of the Microwave Above Sea Surface / Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovsky // Telecommunications and Radio Engineering. -1997. -Vol.51, N 2-3. - P. 46 -65.
29. Зуйков В.А. Экспериментальное изучение радиолокационных отражений от возмущений на воде при падении дождевых / В.А. Зуйков, Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разсказовский //

- Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков,, 1999, - Т. 4, № 2. – С.62 – 70.
30. Логвинов Ю.Ф. Экспериментальное изучение спектров возмущений водной поверхности дождем и обратного рассеяния ими радиоволн X- и Ка-диапазонов / Ю.Ф. Логвинов, Ю.А, Педенко, В.Б. Разсказовский // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2000, - Т. 5, № 3. – С.55 – 64
 31. Zujkov V.A. Experimental Study of Radar Returns from Raindrop Roughned Water Surfaces / V.A. Zujkov Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2001. - Vol.55, N 2. - P. 59-71.
 32. Logvinov Yu.F. Spectra of Rain-Produced Disturbances on a Water Surface and X- and Ka-Band Radio Backscatter: Experimental Results / Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2001. - Vol.55, N 10. - P. 118-129.
 33. Кулёмин Г.П. Статистические характеристики почвы в задачах дистанционного зондирования / Г.П. Кулемин, В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2005, - Т. 10, № 3. – С.364 – 370.
 34. Кулемин Г.П. Статистические характеристики почвы в задачах дистанционного зондирования / Г.П. Кулемин, В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Материалы 2-ой Всероссийской научной конференции «Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами» 16-18 июня 2004 г., Санкт-Петербург, 2004. - Т.1. - С. 75-79.
 35. Кириченко В.А. Статистические характеристики почвы в задачах дистанционного зондирования / В.А. Кириченко, Г.П. Кулемин, Ю.Ф. Логвинов // Материалы 2-ого Международного радиоэлектронного форума "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы

- "развития" 19-23 сентября 2005 г. МРФ 2005, Украина, Харьков, 2005. - Т. 2. - С. 369-372.
36. Kirichenko V.F. Statistical Characteristics of Soil in Remote Sensing Applications / V.F.Kirichenko, G.P. Kulemin, Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering. - 2006. - Vol.65, N 1. - P. 19-28.
37. Разсказовский В.Б. Влияние поверхностного слоя почвы на обратное рассеяние сантиметровых и миллиметровых радиоволн / В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разсказовский. // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2006. – Т. 11, №1. - С. 38-45.
38. Kirichenko V.A. Influence of the Upper Layer of Soil on the CM and MM Radio Waves Backscattering / V.A. Kirichenko, Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2006. - Vol.65, N 12. - P. 1063-1076.
39. Кулёмин Г.П. Временная изменчивость обратного рассеяния радиоволн смд и ммд почвой / Г.П. Кулемин, В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2005, - Т. 10, № 3. – С.371 – 376.
40. Kulemin G.P. Sea Surface Statistics in the Case of Radio Wave Backscattering at Low Grazing Angles / G.P. Kulemin, V.A. Kirichenko Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering. - 2005. - Vol.64, N 12. - P. 1017-1026.
41. Разсказовский В.Б. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: модель многократной дифракции / В.Б. Разсказовский, Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2007. – Т. 12, № 1. - С. 168-176.

42. Кулёмин Г.П. Удельная эффективная поверхность рассеяния от почв лишенных растительности в диапазоне миллиметровых и сантиметровых радиоволн / Г.П. Кулемин, В.А. Кириченко, Ю.Ф. Логвинов // Материалы 2-ого Международного радиоэлектронного форума "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития" 19-23 сентября 2005 г. МРФ 2005, Украина, Харьков, 2005. - Т. 2. - С. 393-396.
43. Logvinov Yu.F. Attenuation Factor for X-and Ka-band near Surface / Yu.F. Logvinov, Yu. A. Pedenko, V.B. Razskazovckiy // Proc. Of The 3th International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and SubMillimeter Waves" (MSMW'1998), Kharkov, Ukraine, 1998. – vol. 2. - Р. 455 – 457.
44. Разсказовский В.Б. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: переходная зона / В.Б Разсказовский., Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника : Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2007. – Т. 15, № 1. - С.117-184.
45. Разсказовский В.Б. Распространение сантиметровых и миллиметровых радиоволн под малыми углами скольжения: модель многократной дифракции на экранах / В.Б. Разсказовский, Ю.Ф. Логвинов // Изв. вузов. Радиофизика. - 2008. - Т.51, №8. - С. 700-710.
46. Разсказовский В.Б. Измерение угла места источника излучения при дифракционной модели распространения радиоволн / В.Б Разсказовский., Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2008. - Т.13, № 3. - С. 494-502.
47. Разсказовский В.Б. Эвристическая модель поля миллиметровых и сантиметровых радиоволн над взволнованной морской поверхностью при сильных затенениях / В.Б Разсказовский., Ю.Ф. Логвинов //

- Радиофизика и электрон.- Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. - 2010. – Т. 1(15), № 4. - С. 23-31.
48. Logvinov Yu.F. Heuristic Model of Microwave Field over the Rough Sea Surface under Intense Shadowing / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2011. - Vol.70, N 14. - P. 1217-1231.
49. Разсказовский В.Б. Ошибки пеленгования источника излучения по азимуту при влиянии дифракции радиоволн на границе препятствия / В.Б Разсказовский., Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника : Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2010. - Т.1(15), № 3. - С. 51-57.
50. Логвинов Ю.Ф. Дифракционная модель распространения радиоволн: азимутальные ошибки источника излучения. / Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разсказовский // Материалы 4-го Международного радиоэлектронного форума “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2011, Конференция ”Интегрированные информационные радиоэлектронные системы и технологии”, Украина, Харьков, 2011. - Т. 1. - С. 222-225.
51. Logvinov Yu.F. Azimuth angle errors as affected Fresnel diffraction on the large obstacles / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // MSMW” 2010 Proceeding. Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010. - 1 электрон. опт. диск (CD-ROM) – IEEE Catalog Number: CFP10780-CDR. – ISBN: 978-1-4244-7898-9.
52. Логвинов Ю.Ф. Измерение угла места источника излучения при дифракционной модели распространения радиоволн / Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разсказовский // Материалы 3-го Международного радиоэлектронного форума “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2008, Украина, Харьков, 2008. - Т. 1. - С. 163-166.

53. Logvinov Yu.F. Errors in Direction-Finding of Radiant under the Action of Radio Waves Diffraction on the Obstacle Boundary / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2011. - Vol.70, N 12. - P. 1037-1048.
54. Разказовский В.Б. Модель многолучевого распространения миллиметровых радиоволн над морской поверхностью при сильных затенениях / В.Б Разказовский., Ю.Ф. Логвинов // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2013. - Т. 4(18), № 2. - С. 30-39.
55. Logvinov Yu.F. The Diffraction Model of Wave Propagation in Elevation Measurement of a Radiation Source / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2010. - Vol.69, N 5. - P. 409-422.
56. Логвинов Ю.Ф. Модель поля миллиметровых и сантиметровых радиоволн при сильных затенениях / Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разказовский // Материалы 4-го Международного радиоэлектронного форума “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2011, Конференция ”Интегрированные информационные радиоэлектронные системы и технологии”, Украина, Харьков, 2011. - Т. 1. - С. 383-386.
57. Разказовский В.Б. Влияние многолучевого распространения на определение угла места маловысотного излучателя методом Root-MUSIR / В.Б. Разказовский, Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2011. – Т. 2(16), №3. – С. 34-42.
58. Логвинов Ю.Ф. Исследование ошибок измерения угла места маловысотного излучателя методом ROOT-MUSIC в условиях многолучевого распространения / Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разказовский // Материалы 4-го Международного радиоэлектронного

- форума “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2011, Конференция ”Интегрированные информационные радиоэлектронные системы и технологии”, Украина, Харьков, 2011. - Т. 1. - С. 226-229.
59. Logvinov Yu.F. Influence Produced by the Multipath Propagation of Radio Waves on Accuracy of Measurement of the Angle of Elevation of the Low-Level Radiator Using a Root-Music Algorithm / Yu.F. Logvinov, Yu.A. Pedenco, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2012. - Vol.71, N 5. - P. 387-401.
60. V.B. Razskazovskyy. Distinctive Features of Forming the Space-Time Millimeter Radio-Wave Field at Low Altitudes above the Sea Surface / V.B. Razskazovskyy, Yu.F. Logvinov // Telecommunications and Radio Engineering.- 2014. - Vol.73, N 5 – P. 399-411
61. Логвинов Ю.Ф. Модель многолучевого распространения миллиметровых радиоволн над морской поверхностью при сильных затенениях / Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разказовский // Электромагнитные методы исследования окружающего пространства [Электронный ресурс]: Сб. тез. докл. Первой украинской конференции (Харьков, 25-27 сент. 2012 г.), Харьков, 2012. - С.83-85. ISBN 978-966-02-6445-8
62. Logvinov Yu.F A Model of Multipath Propagation of Millimeter Radio Waves over the Sea Surface at Strong Shadowings / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2014. - Vol.73, N 4. - P. 281-295.
63. Логвинов Ю.Ф. Особенности моделирования многолучевого распространения миллиметровых радиоволн при слабом ветровом волнении / Ю.Ф. Логвинов, В.Б. Разказовский // Материалы 5-го Международного радиоэлектронного форума “Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития” МРФ-2014,

- Конференция "Интегрированные информационные радиоэлектронные системы и технологии", Украина, Харьков, 2014. - Т. 1. - С. 129-132.
64. Логвинов Ю.Ф. Влияние двукратного взаимодействия при моделировании многолучевого распространения миллиметровых радиоволн / Ю.Ф. Логвинов, В.Б Разказовский // Изв. вуз. Радиоэлектроника. - 2015. -Т. 58, №11. - С. 27-38.
 65. Особенности распространения радиоволн над морской поверхностью: монография / В.Д. Еремка, В.А. Кабанов, Ю.Ф. Логвинов [и др.] ; под ред. В. Б. Разказовского. — Севастополь : Вебер, 2013. — 217 с. ISBN 978-966-335-403-3.
 66. Нетрадиционные методы и средства радиолокации: монография / В.Д. Еремка, В.А. Кабанов, Ю.Ф. Логвинов [и др.] ; под ред. И. М. Мыщенко. — Харьков: ФОП Панов А.М., 2015. — 330 с. ISBN 978-617-7293-21-6.
 67. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн / В.А. Фок. - М.: Сов.радио, 1970. - 517 с.
 68. Введенский Б.А. Распространение УКВ / Б.А.Введенский, А.Г.Аренберг.-М.: Связьизда, 1934. – 430 с.
 69. Исакович М.А. Рассеяние волн от статистически неровной поверхности / М.А. Исаакович // Журн. эксперим. и теорет. физики. - 1952. - Т. 25, N 3. - С. 305 - 314.
 70. Бартон Д. Радиолокационное сопровождение целей при малых углах места / Д. Бартон // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектрон. - 1974, -Т. 62, № 6, -С. 37-61.
 71. Beard C.J. Coherent and incoherent scattering of microwaves from the ocean // IRE Trans. Antennas and Propog. – 1961. -9, N5. – Р. 470-483.
 72. Зуйков В.А. Характеристики распространения радиоволн в приводном слое / В.А. Зуйков, Ю.А. Педенко, В.Б. Разказовский //

- Распространение радиоволн миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов. – Харьков: ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 76-82.
73. Полищук Ю.М. Пространственно-временная структура случайных электромагнитных полей при распространении в тропосфере / Ю.М. Полищук // МВССЦ РСФСР, Томский ун.- 1975.- 83с.
 74. Балан М.Г. Статистические характеристики поля сантиметровых и миллиметровых радиоволн над поверхностью моря / М.Г. Балан, С.Б.Беспечный, Н.В. Горбач и др. // Изв.вузов. Радиофизика - 1982, - Т. 25, № 11. - С.1260 – 1268.
 75. Гонтарь И.Д. Экспериментальные исследования влияния неоднородной трассы на точность пеленгования / И.Д. Гонтарь, Ф.В. Кивва, В.Б. Разказовский и др. // Радиофизика и электроника : Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2006. – Т. 11, № 2. - С.222-228.
 76. Балан М.Г. Структура поля сантиметровых и миллиметровых волн над поверхностью моря / М.Г.Балан, С.Б.Беспечный, Н.В.Горбач, Ю.А. Педенко // XIII Всесоюзн. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. -М.: Наука, 1981. - Ч.2. - С.29-32.
 77. Разказовский В.Б. Экспериментальная оценка параметров отражающей области поверхности раздела / В.Б. Разказовский // XIII Вс. Конф. По распространению: Тез. Докл. М: Наука, 1981. - ч.2. - С. 26-28.
 78. Лобкова Л.М. Некоторые особенности энергетических спектров флуктуаций амплитуды и углов прихода сантиметровых и миллиметровых радиоволн, распространяющихся над морем / Л.М.Лобкова, Н.И.Мишарева, А.Г.Лукьянчук и др.// Изв. вузов. Радиофизика. -1981. - Т. 24, № 1. - С. 27-33.
 79. Педенко Ю.А. Энергетические характеристики радиоволн при распространении над морем / Ю.А., Педенко, В.Б. Разказовский // XIY

- Всесоюзн. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. Ч. 2. - М.: Наука, 1984. - С. 43-46.
80. Экспериментальные исследования распространения радиоволн двухмиллиметрового диапазона над морем/ М.Г.Балан, С.Б.Беспечный, Н.В.Горбач и др. // Изв. вузов. Радиофизика. - 1981, - Т. 24, N 9. - С.1082-1086.
 81. Кропачёв В.С. Сравнительная оценка статистических характеристик амплитудных флюктуаций радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов / В.С.Кропачёв, Л.М.Лобкова, А.Г.Лукьянчук и др.// XIY Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Наука, 1984. - Ч.2. - С. 48-51.
 82. Логвинов Ю.Ф. Дифракционная модель многолучевого распространения над неровной поверхностью при малых углах скольжения / Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разказовский // Изв. вузов. Радиофизика. - 1996. – Т. 39, №5. - С. 547-558.
 83. Логвинов Ю.Ф. Особенности пространственно-временной структуры и механизмы формирования поля СВЧ над статистически неровной поверхностью при скользящем распространении / Ю.Ф. Логвинов, Ю.А. Педенко, В.Б. Разказовский. – Харьков. ИРЭ НАН Украины, - 1996. – 37 с. – (Препринт / НАН Украины, ИРЭ НАН Украины 96-4).
 84. Разказовский В.Б. Дифракция на полуплоскости с неровным краем в задаче распространения радиоволн над поверхностью при малых углах скольжения / В.Б Разказовский // Изв. вуз. Радиофизика. - 1997. -40, №8. - С. 965-979.
 85. Разказовский В.Б. Статистические характеристики углов прихода миллиметровых радиоволн при распространении над поверхностью раздела / В.Б. Разказовский // Тр. 1 Всесоюз. шк.-симпоз. по распространению мм и субмм волн в атмосфере (Москва, 10-17 февр. 1982 г.-М.:ИРЭ АН СССР, 1983.-С. 137-155.

86. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И Никольская // Учеб. пособие для вузов.3-е изд. перераб. и доп.- М: Наука. 1989.-544с.-ISBN 5-02-014033-3
87. Логвінов Ю.Ф. Моделювання у задачах багато променевого поширення радіохвиль НВЧ над реальними поверхнями: дис. канд. фіз.-мат. наук. 01.04.03. 25.06.1997 / Логвінов Юрій Федорович; Інститут радіофізики та електроніки ім. Усикова НАН України. – Харків. 1997. – 141 с.
88. Barton D.K. Radar multipath theory and experimental data / D.K. Barton // "Radar - 77, Int. Conf., London, 25-28 Oct., 1977". - London, 1977. - P. 308-312.
89. Разказовский В.Б. Дифракция на полуплоскости с неровным краем в задаче распространения радиоволн над поверхностью при малых углах скольжения / В.Б Разказовский // Изв. вуз. Радиофизика. - 1997. – Т.40, №8. - С. 965-979.
90. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции / П.Я. Уфимцев. - М.: Сов.радио. - 1962. - 243 с.
91. Хомяк Е.М. О дифракции Френеля на n полуплоскостях // Радиофизика и электроника.-1971. - Т. 16. - №5. - С.675-684.
92. Полищук Ю.М. Дифракция Френеля на n полуплоскостях со статистически неровными границами. Малые неровности / Ю.М. Полищук // Радиотехника и электроника. - 1971. – Т. 16, №5 - С. 675-684.
93. Полищук Ю.М. Корреляция пространственных флуктуаций амплитуды и фазы волны, дифрагированной на неровном экране // Изв. вузов. Радиотехника.-1956.-Т.11.-№1.-С.72-83.
94. Dougherty H.T. Application of Diffraction by Convex Surfaces to Irregular Terrain Situation / H.T. Dougherty, L.J. Maloney // Radio Science J. Res. NBP/USNC-URSI. - 1964. - 68D, No 2. - P. 239-250.

95. Kouyoumjian R.G. Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an edge in a Perfectly Conducting Surface / R.G Kouyoumjian., P.H. Pathak // Proc. IEEE. – 1974. - 62, N 11. – P. 1448 – 1461.
96. Walfisch J. A theoretical Model of UNF Propagation in Urban Environments / J. Walfisch, H.L Bertoni // IEEE Trans. Antennas Propagat.- 1988. - 36, № 12. - P.1788-1796.
97. Tzarass C. An Improved UTD Solution for Multiple-Edge Transition Zone Diffraction / C. Tzarass, S.R. Saunders // IEEE Trans. on Ant. and Prop. – 2001. - 49, №12. - P. 1688-1682.
98. Елисеева Н.П. Дифракция излучения проволочной антенны на прямоугольных и угловых экранах: монография / Н.П. Елисеева, Н.Н. Горобец. — Харьков : ХНУ имени В.Н. Каразина, 2009. — 380 с.
99. Electromagnetic Wave Scattering by Aerial and Ground Radar Objects / edited by Oleg I. Sukharevsky. - Boca Raton: SRC Press Taylor & Francis Groupe, 2014. – 334 p. ISBN 9781466576780 - CAT# K16751
100. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и процессы: монография. – Харьков: Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 2009. – 576 с.
101. Шестопалов В.П. Резонансное рассеяние волн. Дифракционные решётки / В.П.Шестопалов, А.А.Кириленко, С.А.Масалов, Ю.К. Сиренко. - Киев: Наукова Думка, 1986. –т.1.- 232 с.
102. Разказовский В.Б. Поле миллиметровых радиоволн над сушей при малых углах скольжения / В.Б. Разказовский // Зарубеж. радиоэлектрон. Успехи соврем. радиоэлектрон. - 2000. - №3. - С. 3-34.
103. Long M.W. Radar reflectivity of land and sea / M.W. Long. - London: Artech House, Boston, 2001. - 534 P.
104. Billindsley J.B. Long-Angle Radar Land Clutter: measurement and Empirical Models / J.B. Billindsley. - NY:. William Andrew Publishing, Norwich. – 2002. – 707 P.

105. Аренберг А.Г. Распространение дециметровых и сантиметровых волн / А.Г. Аренберг. – М.:Советское радио, 1957. - 303с.
106. Dunlap S.O. Digital modeling of multipath induced monopulse angle tracking errors / S. O. Dunlap // Proc. Nat. Electron. Conf. Chicago. - 1972. – 27. - P. 229-231.
107. Разказовский В. Б. Статистическое моделирование поля СВЧ над случайными неровными поверхностями / В. Б. Разказовский, Т. И. Лексикова. – Х.: ИРЭ, 1989. – 30 с. – (Препринт / АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники; № 392)
108. Gjessing D. T. On the Scattering of Electromagnetic Waves by a Moving Tropospheric Layer having sinusoidal Boundaries / D. T. Gjessing, F. Irgens // IEEE Trans. – 1964. - AP-12, N 1. - P. 51-64.
109. Gjessing D. T. Scattering of Radio Waves by a Moving Atmospheric Rippled Layer (A Simple Model-Experiment) / D. T. Gjessing, F. Irgens // IEEE Trans. – 1964. - AP-12, N 6. - P. 703-709.
110. Clapp R. E. A Theoretical and Experimental Study of Radar Ground Return / R. E. Clapp // MIT Radiation Lab. – 1966. - Rept. 2.
111. Katz I. Two Statistical Models for Radar Return / I. Katz, L. M. Spetner // IRE Tras. Antennas and Propag. – 1960. - AP-8, N 3. - P. 242-246.
112. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана / С.А. Китайгородский.- Л.: Гидрометеоиздат, 1970.- 284 с.
113. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод / К. Боуден.- М.: Мир, - 1988.- 324 с.
114. Гилл А.Е. Динамика атмосферы и океана / А.Е. Гилл.- М.: Мир, 1986.-Т.2.-415 с..
115. Давидан И.Н., Давидан Г.И. Сравнительная характеристика современных математических моделей ветрового морского волнения и их применение для решения прикладных задач / И.Н.Давидан, Г.И.Давидан // Труды ГОИНа, вып. 209.- 2005.- с.107-128.

116. Коняев К.В. Спектральный анализ случайных океанографических полей / К.В. Коняев.- Л.: Гидрометеоиздат, 1981.- 207 с.
117. Глуховских Б.Х. Исследование морского ветрового волнения / Б.Х. Глуховских.- Л.: Гидрометеоиздат, 1966.- 284 с.
118. Kitaigorodsky S. A. On the theory of the equilibrium range in the spectrum of wind-generated gravity waves / S. A. Kitaigorodsky/- J. Phys. Oceanogr. 1983. -Vol. 13.- P. 816 -827.
119. Phillips O. M. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves / O. M. Phillips.- J. Fluid Mech., 1985.- Vol. 156.- P. 505 -531.
120. Pierson W.J. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii / W.J. Pierson, J.L.. Moskowitz // J. Geoph. Res. – 1964. – 69. – P. 5181-5190.
121. Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн / Ю. М Крылов. - Л.: Гидрометеоиздат, 1966. –255 с.
122. Давидан И. Н. Ветровое волнение в Мировом океане /. И. Н. Давидан, Л. И. Лопатин, В. А. Рожков. – Л.: Гидрометеоиздат, 1985. - 256с.
123. Математическое моделирование ветрового волнения в пространственно-неоднородном океане / И. В. Лавренов; под ред. И. Н. Давидана. - Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 1998. - 499 с. - ISBN 5-286-01343-0.
124. Караев В.Ю. Модифицированный спектр волнения и дистанционное зондирование / В. Ю. Караев, Г. Н. Баландина // Исследование Земли из Космоса. – 2000. - № 5. - С. 1-12
125. Pierson W. J. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics, prepared for Bureau of Aeronautics Project AROWA / W. J. Pierson, G. Neumann, R. W. James // Contract № 189s-86743. - 1953. (Revised version to be published by the Hydrographic Office).

126. Сколник М. Справочник по радиолокации: в 4 т. Т1. Основы радиолокации / М. Сколник; пер. с англ. под ред. К.Н. Трофимова. - М.: Советское радио, 1976.- 456 с.
127. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wane Project (JONSWAP) / K. Hasselman, T. P. Barnet, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke. - Dt. Hydrogr/ Reine. - A(8), 12. - 95 pp.
128. Ле Блон, Майсек Л.А. Волны в океане / Блон Ле, Л.А Майсек. - М: Мир, 1981. - Т.1. - 480 с.
129. Корн Г. Справочник по математике / Г. Корн, Т. Корн. - М: Наука, 1977. - 832 с.
130. Шалыгин А. С. Прикладные методы статистического моделирования / А. С. Шалыгин, Ю. И. Палагин. - Л.: Машиностроение, 1986. - 320 с.
131. Караев В.Ю. Об особенностях описания волнения применительно к решению задач дистанционного зондирования морской поверхности / В. Ю. Караев, Г. Н. Баландина, М. К. Ангелов. – Нижний Новгород: ИПФ, 1998. – 30 с. - (Препринт / РАН, Ин-т прикладной физики; № 470).
132. Kirichenko V.A. Multipath simulating model of the microwave propagation near the sea surface / V.A. Kirichenko, Yu.F. Logvinov, Yu.A Pedenko, V.B Razskazovskyy // Proc. Of The 4th International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and SubMillimeter Waves" (MSMW'2001): - Kharkov, Ukraine. - 2001. -1. - P. 414 - 416
133. Отнес Р. Прикладной анализ временных рядов / Р. Отнес, Л. Эпоксон. - М.: Мир, 1982. - 428с.
134. Смирнов В. И. Курс высшей математики: в 4 т. Т.2. / В. И. Смирнов. - Уч-к.-21 изд., стереот. – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1974. - 655с.

135. Чернов Ю. А. Статистические характеристики освещенных участков случайной поверхности / Ю. А. Чернов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2000. – Т.43, № 5.- С.413-425.
136. Логвинов Ю.Ф. Затенения источника случайной поверхностью // Распространение радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов / Ю.Ф. Логвинов // Сб. научн. тр. Ин-та радиофизики и электроники АН УССР: – Харьков, 1989. - С. 76 - 82.
137. Педенко Ю.А. Многолучевое распространение над морем / Ю.А. Педенко. В.Б. Разказовский // Радиофизические исследования мирового океана. Сб. научн. тр. Ин-та радиофизики и электроники АН УССР: – Харьков, 1992. - С. 32 - 50.
138. Разказовский В. Б. Статистическое моделирование радиоканалов миллиметровых волн с многолучевым распространением / В.Б. Разказовский // III Всесоюз. школа по распростран. миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере (12-17 октября 1989 г.): Тез.докл.- X, 1989. - С. 77-84.
139. Антенные решетки / Под ред. Л.С. Бененсона.-М.: Сов. Радио, 1966. - 367с.
140. Переслегин С.В. Связь СВЧ-рассеяния от морской поверхности с пространственно-временными характеристиками развитого волнения / С.В.Переслегин // Физика атмосферы и океана. – 1975.- Т. 11, №5. С. 481-489
141. Калинин А.И. Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний / А.И. Калинин. – М : Связь, 1979.-296 с.
142. Троицкий В.Н. Дифракция УКВ на горных хребтах / В.Н. Троицкий // Распространение радиоволн. –М. : Наука, 1975. - С.154-187.
143. Logvinov Yu.F. Microwave Propagation Factor at Small Grazing Angle Over Sea: The Model of Multiple Knife-Edge Diffraction / Yu.F. Logvinov,

- V.B. Razskazovckiy // Telecommunications and Radio Engineering. - 2007. - Vol.66, N 18. - P. 1615-1653.
144. Logvinov Yu.F. Microwave Propagation Factor at Small Grazing Angle Over Sea / Yu.F. Logvinov, V.B. Razskazovckiy // Proc. Of The 4th International Kharkov Symposium ‘Physics and Engineering of Millimeter and SubMillimeter Waves’ (MSMW’2007), Kharkov, Ukraine, 2007. – vol. 1. - P. 414 – 416.
145. Радиолокационные характеристики летательных аппаратов. /М.Е.Варганов, Ю.С.Зиновьев, Л. Ю. Астанин и др.; под ред. Л.Т.Тучкова.– М.: Радио и связь, 1985.– 236 с.
146. Разсказовский В.Б. Статистические характеристики ошибок пеленгования на коротких наземных трассах / В.Б.Разсказовский, А.Ф. Величко // Изв.вузов. Радиоэлектроника - 1999, - 42, № 4.-- С.25 – 34.
147. Barton D.K. . Radar System Analysis and Modelling / D.K. Barton. - Boston: Artec House, Inc., 2005. - 700 p.
148. Разсказовский В.Б. Ошибки пеленгования маловысотных источников миллиметрового радиоизлучения над сушей / В.Б. Разсказовский // Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – 6,. № 1. – С. 50 – 70.
149. Сколник М. Справочник по радиолокации: в 4 т. Т1. Основы радиолокации / М. Сколник; пер. с англ. под ред. К.Н. Трофимова.- М.: Советское радио, 1976.- 456 с.
150. Противокорабельные системы [Электронный ресурс].- Режим доступа: www/URL: <http://eng.ship.bsu.by.>- Загл. с экрана.
151. Леховицкий Д.И. Комбинированные пеленгаторы точечных источников шумовых излучений на основе адаптивных решетчатых фильтров / Д.И. Леховицкий Д.В. Атаманский, В.В. Джус, Г.А. Жуга // II Международный радиоэлектронный форум. Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития.- Харьков, 2005.- 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).- Загл. С этикетки диска.

152. Dax P.R Keep Track of that Low-Flying Attack / P.R. Dax // Microwaves, april 1976.- P. 36-50.
153. Разсказовский В.Б., Педенко Ю.А. Сравнение методов пеленгования по углу места над морем / В.Б. Разсказовский, Ю.А. Педенко // Радиофизика и электроника. НАН Украины.-Харьков: Ин-т радиофизики и электрон.- 2004.- Т.9, № 1.- С.216-227.].
154. Malcolm L. Heron. Short-wave ocean wave slope models for use in remote sensing data analysis / L. Heron Malcolm, J. Skirving William, J. Michael Kelvin // IEEE T. Geoscience and Remote Sensing. — 2006. — Vol.44(7-2). — P. 1962-1973.
155. Косник М.В. Двумерные пространственные спектры коротких ветровых волн в натурных условиях / М.В. Косник, В.А. Дулов // Сб. трудов: Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Морской гидрофизический институт НАН Украины, Севастополь.. — 2010. — С.103-116.