

УДК 621.371:551.510

ЗАГОРИЗОНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ РАДИОВОЛН НАД МОРЕМ

(Обзор)

А. В. Кукушкин, В. Д. Фрейлихер, И. М. Фукс

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Структура показателя преломления в пограничном слое атмосферы
 - 2.1 Приводный волновод
 - 2.2 Приподнятые M -инверсии
 - 2.3. Флуктуационные характеристики показателя преломления
3. Приближение параболического уравнения для слоисто-неоднородной тропосферы
 - 3.1. Функция Грина параболического уравнения
 - 3.2. Теория возмущений для спектра нормальных волн в слоисто-неоднородной тропосфере
4. Распространение УКВ в поверхностном тропосферном волноводе
 - 4.1. Рассеяние на турбулентных флуктуациях показателя преломления в тропосферном волноводе
 - 4.2. Влияние морского волнения на уровень сигнала в тропосферном волноводе
 - 4.3. Флуктуационные характеристики сигнала при волноводном распространении
 - 4.4. Сопоставление теории и экспериментальных исследований распространения УКВ в волноводе испарения
5. Влияние приподнятых инверсий показателя преломления на формирование поля УКВ в загоризонтной области
 - 5.1. Обмен энергией поля между поверхностным и приподнятым волноводными каналами в тропосфере
 - 5.2. Сопоставление экспериментальных данных и теории распространения в горизонтально-однородном инверсионном слое
 - 5.3. Отражение радиоволн от слоя с неровной границей
6. Влияние крупномасштабных анизотропных составляющих в спектре флуктуаций показателя преломления на уровень загоризонтного сигнала УКВ
7. Заключение

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования загоризонтного распространения радиоволн достаточно плодотворно ведутся начиная с 40-х годов. Тем не менее, из-за сложности происходящих в атмосфере процессов остается актуальным и практически важным решение основной задачи — нахождение связи между характеристиками сигнала и строением тропосферы. В результате изучения этого явления накоплен огромный экспериментальный материал (см., например, [1–6]), который лег в основу разработки тропосферных линий связи. Из экспериментальных данных следует, что имеются значительные вариации средних уровней и статистических характеристик сигнала в различных географических районах в разное время года. Это создает определенные трудности в систематизации результатов, их анализе и разработке эффективных и надежных методов оценки уровней сигнала и его статистических характеристик для целей связи, радиолокации, радионавигации и определения условий электромагнитной совместимости радиосредств. При этом наряду с проведением экспериментов актуальным является развитие теоретических исследований механизмов распространения, так как набор статистики измерений в различных районах и в различное время года связан с большими материальными затратами.

Для УКВ радиоволн общеприняты следующие механизмы распространения: нормальная (стандартная) рефракция лучей в тропосфере, рассеяние на турбулентных флуктуациях показателя преломления, каналирование энергии в тропосферном волноводе, отражение от приподнятых инверсионных слоев. При этом для наземных корреспондентов условно можно выделить по крайней мере две области на трассах связи. На расстояниях от передатчика, не превышающих 100—150 км, основными механизмами распространения УКВ являются нормальная рефракция (при которой вертикальный градиент показателя преломления составляет $0,04 N$ ед/м) и распространение в поверхностном тропосферном волноводе. На больших расстояниях стандартные уровни сигнала (в наилучший период для работы линий связи по систематике МККР) определяются некогерентным рассеянием на флуктуациях показателя преломления, а аномально высокие уровни наблюдаются, в основном, при наличии приподнятых инверсионных слоев в атмосфере.

В настоящем обзоре рассматриваются теоретические и экспериментальные исследования загоризонтного распространения УКВ в пограничном слое атмосферы (АПС). Основное внимание уделено наименее изученным, на наш взгляд, вопросам волноводного распространения. Во втором разделе рассматривается структура показателя преломления в пограничном слое атмосферы. Обсуждены различные типы тропосферных волноводов и флуктуационные характеристики показателя преломления в приводном слое и на верхней границе АПС. Третий раздел посвящен решению задачи распространения УКВ в регулярной слоисто-неоднородной тропосфере. Обсуждаются методика построения функции Грина параболического уравнения и результаты исследования спектра нормальных волн при наличии поверхностной или приподнятой инверсии. Рассмотрена теория возмущений для спектра нормальных волн в слоисто-неоднородной тропосфере. В четвертом разделе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований распространения сантиметровых и дециметровых радиоволн в волноводе испарения. Исследовано влияние рассеяния на турбулентных флуктуациях и на взволнованной поверхности моря. Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных исследований волноводного распространения. Пятый раздел посвящен влиянию приподнятых инверсий показателя преломления на условия распространения УКВ. Рассмотрена лучевая картина поля на различных удалениях от передатчика. Обсуждены методики гибридного модо-лучевого представления поля и приведено сопоставление результатов теоретических и экспериментальных исследований. В шестом разделе обзора рассматривается рассеяние УКВ на крупномасштабных случайных анизотропных неоднородностях показателя преломления на основе двухмасштабной модели флуктуаций показателя преломления. Исследуется влияние случайной стратификации на возможность волноводного каналирования энергии поля УКВ. В Заключении обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных исследований загоризонтного распространения ультракоротких волн.

2. СТРУКТУРА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Основные процессы рефракции и рассеяния радиоволн СВЧ диапазона происходят в АПС, толщина которого обычно порядка 10^3 м [7]. Этот слой лежит ниже свободной атмосферы и включает в себя зону развитой турбулентности гидродинамического характера, связанной с трением воздушной массы о подстилающую поверхность, и термической турбулентности, вызванной солнечной радиацией. Показатель преломления в АПС является случайной функцией координат r и времени t , т. е. образует случайное поле $n(r, t)$, пространственно-временные масштабы изменений которого соответствуют интервалу от 10^{-1} см до 10^8 см и от 10^{-1} до 10^6 с.

Исследования частотного спектра турбулентных флуктуаций метеопараметров (температуры, влажности, давления и скорости ветра) [8-10] показали, что энергетический спектр имеет три характерные области: крупномасштабные квазидвумерные флуктуации (10^{-6} — 10^{-4} Гц), мезометеорологический минимум (10^{-4} — 10^{-3} Гц) — область с низкой интенсивностью флуктуаций и область мелкомасштабных флуктуаций (свыше 10^{-3} Гц). Последняя область, в свою очередь, обычно делится на интервалы — энергосодержащий, плавучести, инерционно-конвективный и интервал вязкой диссипации. Использование гипотезы «замороженной турбулентности» Тейлора, применимость которой в низкочастотной области еще служит предметом исследований [11, 12], позволяет перейти от временных к пространственным масштабам флуктуаций $L = 2\pi v/f$, где f — частота, v — средняя скорость набегающего потока.

В математическом плане задача о распространении радиоволн в случайно-неоднородной среде сводится к решению стохастического волнового уравнения с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\mathbf{r}, t) = n^2(\mathbf{r}, t)$, являющейся случайной функцией координат и времени. Процесс распространения монохроматической волны в тропосфере во многих случаях можно рассматривать в квазистационарном приближении [32]. При этом диэлектрическую проницаемость в АПС удобно представить в виде $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(\mathbf{r})$, где $\epsilon_0(z) = \langle \epsilon(\mathbf{r}) \rangle$ ($\langle \dots \rangle$ косыми скобками обозначено усреднение по ансамблю реализаций) — «средняя» характеристика диэлектрической проницаемости тропосферы, т. е. крупномасштабная структура, которая однородна в горизонтальной плоскости и практически не изменяется за время, в течение которого идут измерения сигнала, $\delta\epsilon(\mathbf{r}, t)$ — «мелкомасштабная» характеристика ϵ , которая является функцией координат и времени. В радиометеорологии под средними характеристиками метеопараметров обычно понимают величины, полученные усреднением за время ~ 30 мин [13, 14], т. е. усреднение производится по интервалу частот, нижняя граница которого находится в пределах мезометеорологического минимума. Полученные усредненные значения являются обычно функцией высоты над поверхностью и очень медленно зависят от горизонтальных координат и времени. При использовании гипотезы эргодичности и гипотезы Тейлора такое усреднение по временному интервалу соответствует среднему по ансамблю реализаций — $\langle \epsilon(\mathbf{r}, t) \rangle$.

Усредненную высотную зависимость показателя преломления атмосферы в задачах распространения над Землей принято характеризовать M -профилем:

$$M(z) = 10^6((\epsilon_0(z) - 1)/2 + z/a) = N(z) + 10^6 z/a, \quad (2.1)$$

в котором к профилю собственно показателя преломления $N(z) = 10^6(n-1)$ добавлен член, учитывающий кривизну Земли в параболическом приближении [15]. В соответствии с видом M -профиля производится классификация условий распространения радиоволн [3, 16]. В частности, когда в каком-либо интервале высот имеется M -инверсия, т. е. область, в которой $dM/dz < 0$, то образуется радиоволновод, верхней условной границей которого является высота H , где $dM/dz = 0$, а нижней — уровень z_{\min} , причем $M(z_{\min}) = M(H)$. Волновод является приповерхностным, если $z_{\min} > 0$. Если же $z_{\min} = 0$ или уравнение $M(z_{\min}) = M(H)$ вообще не имеет решений, то говорят о поверхностном (или приповерхностном) волноводе.

2.1. Приводный волновод. M -инверсии наиболее часто образуются в нижней (прилегающей к поверхности суши или моря) и верхней части АПС, что обусловлено локальным механизмом взаимодействия турбулентной воздушной массы с подстилающей поверхностью и свободной атмосферой [3, 7, 17].

Одним из важнейших типов радиоволноводов является приводный волновод испарения [3, 4, 6, 17], который существует практически постоянно

но в субтропических районах Мирового океана. Он образуется вследствие того, что воздух в контакте с морской поверхностью насыщается водяными парами с температурой поверхности воды. Уменьшение содержания водяных паров с высотой происходит по логарифмическому закону, и результирующий M -профиль имеет вид [5, 17, 18]

$$M(z) = N(z_1) - H\alpha \ln(z/z_1) + \alpha z, \quad (2.2)$$

где z_1 — параметр шероховатости подстилающей поверхности [5, 17],

$$\alpha = 10^6/a_0 = 0,157 \text{ м}^{-1}$$

при $a_0 = a = 6370$ км. Такая зависимость восстанавливается по данным стандартных гидрометеорологических измерений [5, 18] и достаточно хорошо описывает реальный высотный ход M -профиля в условиях устойчивой и нейтральной стратификации [18, 19]. Как показывают исследования, проведенные в [17, 18], высота инверсии H является функцией параметра устойчивости в приводном слое и функционально связана с глубиной инверсии $\Delta M = M(z_1) - M(H)$.

При обработке большого массива опытных данных более приемлемой является замена зависимости (2.2) на другую аппроксимирующую зависимость, для которой известно аналитическое решение волнового уравнения. В частности, такой зависимостью может быть и линейно-ломаный профиль показателя преломления

$$M(z) = \begin{cases} M(H) + (z-H)/a \cdot 10^6 & \text{при } z > H \\ M(H) + \Delta M(H-z)/(H-z_1) & \text{при } z < H \end{cases}$$

Сравнение результатов, полученных при линейно-ломаном профиле и гладкой зависимости (2.2) показателя преломления, проведено в [3, 100], где отмечено удовлетворительное согласие результатов для модов низших порядков. Во всяком случае ошибки, вносимые заменой гладкого профиля линейно-ломаной аппроксимацией, не превышают ошибок за счет погрешности определения значений показателя преломления из данных стандартных гидрометеорологических измерений [19].

2.2. Приподнятые M -инверсии. Наиболее частой причиной аномально высоких уровней сигнала далеко за горизонтом ($D \sim 200 \div 500$ км) являются приподнятые M -инверсии, образующиеся в субтропических областях высокого давления над океаном. Инверсии такого типа обычно называются инверсиями оседания и формируются за счет мощных нисходящих движений в центральной части антициклона [17]. Приподнятые M -инверсии (иначе называемые приподнятыми волноводами или инверсионными слоями) принято характеризовать высотой залегания инверсий H_i , толщиной слоя с отрицательным градиентом M -профиля $\Delta H = H - H_i$ и глубиной инверсии (M -дефицитом) $\Delta M = M(H_i) - M(H)$. Характерные значения параметров для инверсий оседания по данным радиозондирования [101] составляют $H_i \sim 200 \div 1500$ м, $\Delta H \sim 100 \div 300$ м, $\Delta M = 10 - 30$ N ед. Инверсии оседания являются довольно устойчивыми атмосферными образованиями и существуют на обширных акваториях. Высота инверсии обычно совпадает с высотой пограничного слоя атмосферы. Вследствие широтной зависимости вихревой скорости антициклональной циркуляции высота и глубина инверсии оседания зависят от географических координат [17]. Поскольку этот тип инверсии обычно отделяет конвективный пограничный слой от свободной атмосферы, то непосредственно в окрестности M -инверсии турбулентность перемежается с ламинарным течением. Вследствие проникновения конвективных элементов из нижней части АПС в этой области локально увеличиваются градиенты температуры и скорости ветра и возникают волны Кельвина—Гельмгольца, которые впоследствии опрокидываются и генерируют интенсивную турбулентную структуру [20–22], рассеяние на которой может приво-

дить как к возбуждению слабозатухающих мод приподнятого волноводного канала, так и к дополнительному уходу энергии из волновода [23]. Характерные параметры неоднородностей в инверсии оседания: горизонтальный масштаб $L_{\parallel} \sim 5 \cdot 10^2 \div 10^3$ м, вертикальный масштаб $L_z \sim 10^2$ м [21, 22]. Один важный класс приподнятых слоев формируется наиболее часто в прибрежных районах за счет нагревания морской поверхности на восходе солнца и поднятия ночной приводной M -инверсии [3, 17]. При этом приподнятая инверсия неустойчива за счет развитой конвекции [17, 20].

2.3. Флуктуационные характеристики показателя преломления.

Большинство работ по распространению радиоволн в случайной атмосфере посвящено исследованию вторых моментов электромагнитного поля, при котором основной характеристикой стационарного случайного квазиоднородного поля флуктуаций $\delta\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r}, t) - \langle \varepsilon(\mathbf{r}, t) \rangle$ является пространственный спектр

$$\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \rho \langle \varepsilon(\mathbf{r}) \varepsilon(\mathbf{r} + \rho) \rangle e^{i\mathbf{x}\rho}, \quad (2.3)$$

для аналитического представления которого используется модель Колмогорова—Обухова

$$\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}) = 0,033 C_{\varepsilon}^2 x^{-11/3} e^{-x^2/x_m^2}, \quad (2.4)$$

справедливая для инерционного интервала локально-изотропной турбулентности. Здесь \mathbf{x} — волновой вектор флуктуаций, $x = |\mathbf{x}|$, C_{ε} — структурная постоянная, служащая мерой интенсивности флуктуаций, $x_m = 5,92/l_0$, l_0 — внутренний масштаб турбулентности. Основные результаты исследований турбулентности в АПС за последние годы суммированы в обзоре [24], где показано, что

1) одномерные пространственные спектры флуктуаций в горизонтальной плоскости подчиняются закону ($-5/3$) вплоть до масштабов $L_{\parallel} \sim 10^1 \div 10^2$ м. Спектральный интервал, на котором справедливы постулаты локально-изотропной турбулентности, зависит от стабильности атмосферы и сильно сужается при усилении устойчивости;

2) на высотах, сравнимых с высотой ветровых волн или зыби, на форму спектров турбулентных флуктуаций в приводном слое оказывает существенное влияние состояние морской поверхности. Оно проявляется в форме всплесков спектральной плотности на частотах, соответствующих энергонесущим частотам морского волнения. Амплитуда волновых возмущений затухает с высотой и практически не влияет на форму спектров на расстоянии ~ 15 — 20 м от подстилающей поверхности;

3) в высокочастотной области спектр флуктуаций зависит параметрически от высоты над поверхностью. В низкочастотной области (интервал плавучести и энергетический интервал) в качестве дополнительных параметров спектра должны быть включены толщина пограничного слоя атмосферы и параметры, характеризующие структуру шероховатости подстилающей поверхности.

Несмотря на многочисленные исследования физически оправданной модели для трехмерного пространственного спектра флуктуаций показателя преломления в АПС до сих пор не существует. Обычно анизотропия масштабов в энергетическом интервале спектра учитывается введением параметра анизотропии в модель Кармана

$$\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}) = 0,063 \sigma_{\varepsilon}^2 L_z L_{\parallel}^2 (1 + x_{\parallel}^2 L_{\parallel}^2 + x_z^2 L_z^2)^{-11/6}, \quad (2.5)$$

где $\alpha = L_z/L_{\parallel}$ — параметр анизотропии неоднородностей, L_{\parallel} , L_z — характерные горизонтальный и вертикальный масштаб соответственно, $L_{\parallel} = \sqrt{L_x^2 + L_y^2}$, σ_{ε}^2 — дисперсия флуктуаций. Вообще говоря, параметр анизотропии является функцией размера L_{\parallel} [24]. Результаты исследо-

ваний приводного слоя дают для параметра анизотропии значение $\alpha = 0,2 \div 0,1$ при $L_z \sim 1$ м на высоте от поверхности $z \sim 10$ м. В [84–86] приведены данные, согласно которым в верхней части АПС значения α могут изменяться от $\alpha \sim 0,8$ при $L_{\parallel} \sim 15$ м до $\alpha \sim 0,005$ при $L_{\parallel} = 5 \cdot 10^4$ м.

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ТРОПОСФЕРЫ

Теоретические исследования загоризонтного распространения в основном развивались по двум независимым направлениям. а) распространение радиоволн в сферически слоистой тропосфере, показатель преломления которой является детерминированной функцией высоты; б) рассеяние радиоволн в случайно-неоднородной безграничной среде.

Даже в простейшей постановке задачи о дифракции плоской монохроматической волны на однородной сфере большого (в сравнении с длиной волны) радиуса, помещенной в однородную среду, практически приемлемое решение было получено лишь в 1945 году [25]. При этом была разработана асимптотическая теория дифракции и введены приближенные граничные условия [26] и принцип локального поля [26]. Используемый в [25] метод основан на наличии больших параметров задачи: $|\eta| \gg 1$, $m = (ka/2)^{1/3} \gg 1$, $\eta = \epsilon_g + i4\pi\sigma/\omega$, где ϵ_g , σ — диэлектрическая проницаемость и проводимость поверхности, $\omega = 2\pi f$ — частота излучаемой волны, a — радиус Земли, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны. Те же результаты были получены в приближении параболического уравнения [27], основанном на выделении существенно разных (при $m \gg 1$) характерных масштабов изменения поля радиоволн вдоль земной поверхности и по нормали к ней. То же приближение оказалось эффективным для решения задачи распространения в слоисто-неоднородной атмосфере, когда показатель преломления является функцией высоты над поверхностью [15]. При этом анализ волнового поля в области высот z , малых в сравнении с радиусом кривизны поверхности, удобно проводить путем введения модифицированной диэлектрической проницаемости $\epsilon_M = \epsilon(z) + 2z/a$. В [15] получено решение для произвольной зависимости $\epsilon_M(z)$ и импедансных граничных условий на поверхности. Решение [15] представляется в общем случае в виде контурного интеграла, вычисление которого связано с математическими трудностями. В последующие годы были развиты эффективные методы решения задачи для различных профилей и различных комбинаций взаимного расположения корреспондентов [6, 28–31, 45].

Математический аппарат теории рассеяния волн в случайно-неоднородных средах развит лишь в последние годы [32, 34, 35]. При этом значительные успехи достигнуты при решении задач о распространении волн в случайно-неоднородной безграничной среде и распространении волн в однородной среде, ограниченной стохастически неровными поверхностями раздела [33]. Для изучения загоризонтного распространения УКВ радиоволн особый интерес представляет учет многократного рассеяния поля, так как основные процессы распространения и рассеяния волн происходят в слоях тропосферы, прилегающих к поверхности, где флуктуации показателя преломления могут быть достаточно интенсивными. Определение функции когерентности и моментов более высокого порядка при многократном рассеянии существенно продвинулось после применения приближения параболического уравнения. Пренебрежение обратным рассеянием в приближении параболического уравнения позволило применить принцип динамической причинности и аппарат марковских случайных процессов [34, 35]. Пределы применимости параболического уравнения в сферически-слоистой атмосфере со случайными флуктуациями исследованы в [36, 37], где показано, что при $x \gg a/m$ и

$$\langle |\nabla \epsilon^2| \rangle \ll k/x, \quad k^2/m^2, \quad m^2/a^2 \quad (3.1)$$

для множителя ослабления поля $W = \varepsilon r U e^{-ikx}$ получается уравнение

$$2ik \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + k^2 [\varepsilon_M(z) - 1 + \delta\varepsilon(r)] W = 0, \quad (3.2)$$

граничное условие при $z=0$

$$\partial W / \partial z = -ikW / \sqrt{\eta + 1} \quad (3.3)$$

и условие, определяющее особенность в источнике,

$$\lim_{x \rightarrow 0} W(x, \rho) = 4\pi i \varepsilon(x, \rho_0) (a k) \delta(\rho - \rho_0), \quad (3.4)$$

где U — потенциал Дебая [15], связанный с радиальной компонентой электрического поля E_r соотношением $E_r \simeq -k^2 a U$, $r = a + z$, x, y — координаты, введенные вдоль поверхности Земли, ось Ox выбрана в плоскости падения волны, $\rho = \{y, z\}$, $\rho_0 = \{y_0, z_0\}$ — координаты источника. Для случая турбулентных флуктуаций ε , описываемых спектром (2.4) и $x \leq 10^3$ км, $m \gg 1$, основным неравенством из (3.1) является

$$0,033\pi C_\varepsilon^2 (a/2)^{2/3} (\lambda/l_0)^{4/3} \ll 1. \quad (3.5)$$

Если граничное условие задавать на шероховатой поверхности раздела, то с помощью известных методов [33] можно учесть и влияние неоднородностей поверхности, в частности, морского волнения.

3.1. Функция Грина параболического уравнения. При отсутствии флуктуаций, благодаря сферической симметрии, задача сводится к двумерной и функция Грина уравнения (3.2) выражается контурным интегралом [15]

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = m [4\pi^{3/2} a \sqrt{\xi}]^{-1} \int_C dt e^{ikt} F(t, \zeta, \xi_0), \quad (3.6)$$

где

$$F(t, \zeta, \xi_0) = D^{-1} f_1(\zeta, t) \left\{ f_2(\xi_0, t) - f_1(\xi_0, t) \frac{f'_2(0, t) + q f_2(0, t)}{f'_1(0, t) + q f_1(0, t)} \right\}. \quad (3.7)$$

Здесь $\xi = m(x - x_0)/a$, $\zeta = kz/m$, $\xi_0 = kz_0/m$, $q = im/\sqrt{\eta + 1}$ для вертикальной поляризации и $q = im\sqrt{\eta - 1}$ — для горизонтальной поляризации, $D = f_1(\partial f_2/\partial \zeta) - f_2(\partial f_1/\partial \zeta)$, контур C идет из бесконечности по лучу $e^{i2\pi/3}$ до нуля и далее вдоль вещественной оси, охватывая в положительном направлении все полюса $F(t, \zeta, \xi_0)$. Используя аналогию между нестационарной задачей квантовой механики и задачей о распространении УКВ в приближении параболического уравнения [15], функцию Грина уравнения (3.2) с $\delta\varepsilon = 0$ можно получить и в виде разложения по системе собственных функций непрерывного спектра $\Psi_E(z)$, которые удовлетворяют условиям ортогональности и полноты:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \left[\frac{2\pi}{k(x - x_0)} \right]^{1/2} \exp \left\{ i \frac{\pi}{4} + i \frac{k(y - y_0)^2}{2(x - x_0)} \right\} \times \quad (3.8)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dE \exp \left[i \frac{E}{2k} (x - x_0) \right] \Psi_E(z) \Psi_E^*(z_0),$$

где

$$\Psi_E(z) = A(E) [\chi_E^-(z) - S(E) \chi_E^+(z)] \quad (3.9)$$

— решение уравнения

$$d^2 \Psi_E / dz^2 + k^2 (\varepsilon_M(z) - 1) \Psi_E = E \Psi_E,$$

ограниченное при $z \rightarrow \infty$, а $\chi_E^\pm(z)$ — решение того же уравнения ($\chi_E^\pm(z) = f_{1,2}(t, \zeta)$) после перехода к безразмерным переменным t, ζ), асимптотика которых имеет вид волн, бегущих, соответственно, в положительном и отрицательном направлении оси z , $A(E)$ — коэффициент, определяемый из нормировки на δ -функцию [38]. Для линейного профиля $k^2 \varepsilon_M(z) = \mu^2 z$, где $\mu = k/m$, $A(E) = (1/2) \sqrt{\pi \mu}$. Амплитуда рассеяния $S(E)$ определяется видом $\varepsilon(z)$ и граничным условием при $z=0$. Для вещественных E $S(E) = \exp(2i\delta(E))$, где $\delta(E)$ — действительная величина. Амплитуда рассеяния имеет полюса в комплексной плоскости E (совпадающие с полюсами подынтегральной функции F в (3.7) после преобразования $t = m^2 E/k^2$), вычеты в которых определяют вклад нормальных волн в полное поле за горизонтом. Вычет $\Psi_E(z)$ в полюсе $E = E_n$ дает нормированную высотную функцию нормальной волны с номером n : $\text{Res } \Psi_E(z) |_{E=E_n} = \chi_n(z)$.

В освещенной области интеграл (3.8) вычисляется методом стационарной фазы, в результате чего поле представляется в виде суперпозиции прямой и отраженной от поверхности сферы волн [15]. В области тени контур интегрирования в (3.6) можно замкнуть в верхней полуплоскости и представить интеграл в виде суммы по вычетам:

$$G(r, r_0) = \frac{m e^{i\pi/4}}{2\alpha \sqrt{\pi \zeta}} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i z t_n) \frac{f_1(\zeta, t_n) f_1(\zeta_0, t_n)}{\int_{\infty} e^{i\pi/3} d\zeta f_1^2(\zeta, t_n)}, \quad (3.10)$$

Здесь t_n — корни дисперсионного уравнения

$$f_1'(0, t_n) + q f_1(0, t_n) = 0. \quad (3.11)$$

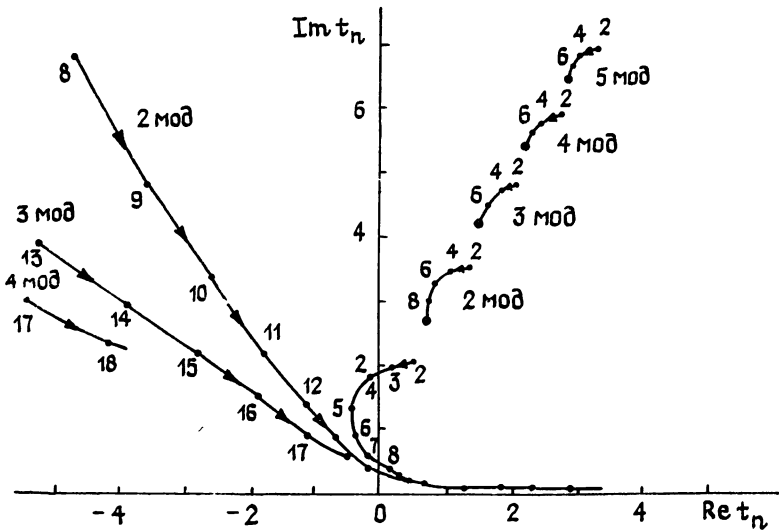


Рис. 1.

Исследование корней t_n , которые определяют спектр нормальных волн, представляет само по себе достаточно сложную задачу. Применительно к квантовой механике этому исследованию посвящена, например, глава в монографии [39] (см. там же цитируемую литературу), в задачах распространения волн в тропосфере подобное исследование было проведено в [40, 41]. В частности, в [41] показано, что в случае приподнятой M -инверсии на плоскости комплексного переменного t можно выделить две ветви спектра постоянных распространения: одна ветвь определяет волноводные моды и волны шепчущей галереи, вторая ветвь — это дифракционные моды, или, иначе, волны соскальзывания [42]. Для приповерхностной M -инверсии эволюция нескольких первых корней уравнения (3.11) из каждой ветви показана на рис. 1. Здесь изменяется высота M -инверсии при постоянном градиенте dM/dz . Циф-

рами на рис. 1 обозначены соответствующие высоты M -инверсии (в метрах) для условий нейтральной стратификации. Как видно из рис. 1, дифракционные моды сконцентрированы возле луча $\arg t = \pi/3$, вторая ветвь корней (3.11) из левой части плоскости t при увеличении глубины инверсии переходит в правую полуплоскость, асимптотически приближаясь к положениям, соответствующим захваченным модам $t_n = \mu^3 H - \mu^2 \xi_n$, где $\xi_n = [3\pi/2 (n-1/4)]^{2/3}$. Волноводный мод с номером $n=1$ объединяет обе ветви. С увеличением глубины инверсии вклад дифракционных модов в полное поле (при равенстве по порядку величины мнимых частей t_n) оказывается меньшим, чем соответствующий вклад вычетов в полюсах в левой полуплоскости.

При расположении хотя бы одного из корреспондентов выше области локализации первого захваченного мода закон убывания поля в зоне геометрической тени будет определяться вкладом модов высших порядков [36, 43]. По этой причине становится важным сравнительный анализ вклада двух ветвей спектра постоянных распространения. Численные расчеты показывают, что при малых инверсиях вклад модов дифракционной ветви доминирует. В [44, 46] для расчета поля с произвольной зависимостью $\varepsilon(z)$ предложен метод инвариантного погружения, в котором граничная задача дифракции сводится к системе дифференциальных уравнений первого порядка с соответствующими начальными условиями. Существенным достоинством метода является то, что в нем нет необходимости в трудоемкой операции поиска корней дисперсионного уравнения (3.11) в плоскости комплексного переменного t . В [45] расчет поля над волноводом производится на основе интегрального представления (3.6) и результат представляется в виде табулированного интеграла, который учитывает дифракционные эффекты. В [50, 51] предложены упрощенные формулы для расчета затухания поля УКВ при наличии тропосферного волновода.

3.2. Теория возмущений для спектра нормальных волн в слоистой неоднородной атмосфере. Даже в простейшем приближении слоистой атмосферы ($\delta\varepsilon=0$, $\varepsilon=\varepsilon_0(z)$) аналитическое решение задачи (3.2) — (3.4) можно получить лишь для нескольких эталонных профилей диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(z)$. В большинстве случаев, как сказано выше, приходится прибегать к численному решению на ЭВМ дисперсионного уравнения (3.11) для комплексных постоянных распространения t_n и интегрированию дифференциального уравнения для высотных функций $f_{1,2}(\xi, t_n)$.

Зачастую, однако, оказывается возможным так подобрать эталонную функцию $\varepsilon_0(z)$, что реально измеренный высотный профиль $\varepsilon(z) = \varepsilon_0(z) + \delta\varepsilon(z)$ будет, в некотором смысле, мало от нее отличаться (например, слабая случайная стратификация на фоне нормальной рефракции). При этом решение по-прежнему можно искать в виде суммы нормальных волн (3.10) с той разницей, что константы распространения t_n отличаются от эталонных значений t_n^0 на величины δt_n , которые представляются в виде ряда по малому параметру $\delta\varepsilon/\varepsilon_0$. Трудность однако, заключается в том, что из-за особенности поведения $\varepsilon_0(z)$ на бесконечности ($\varepsilon_0(z) \simeq z/a$ при $z \rightarrow \infty$) стандартная теория возмущений для спектров самосопряженных операторов оказывается неприменимой. В [47] построена теория возмущений для открытых систем с неограниченным на бесконечности потенциалом, спектр собственных значений которых является комплексным, а квадрат модуля собственных функций неограниченно возрастает. Получены формулы для постоянных распространения и высотных множителей:

$$t_n = t_n^0 + \delta t_n, \quad \delta t_n = N^{-1} \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \int_0^{\zeta} d\zeta' \delta U(\zeta') \chi_{0n}^2(\zeta', t_n),$$

$$\delta U(\zeta) = m^2 \delta\varepsilon(\zeta), \quad \chi_n(\zeta, t_n) = \chi_{0n} \exp(\delta f_n(\zeta));$$
(3.12)

$$\delta f_n(\xi) = \chi_{0n}^{-1} \int_0^{\xi} d\xi' \chi_{0n}^2(\xi', t_n^0) [\delta t_n - \delta U(\xi')] . \quad (3.13)$$

Эти выражения отличаются от обычных формул теории возмущений тем, что под интегралом в (3.12) вместо квадрата модуля высотной функции $|\chi_{0n}|^2$ стоит χ_{0n}^2 , а вместо нормы (которая в данном случае не существует) — конечная величина N , равная

$$N = [(\partial \chi_n / \partial \xi) (\partial \chi_n / \partial t_n)] |_{\xi=0} . \quad (3.14)$$

С помощью (3.12), (3.13) в [47] исследовано влияние на поле за горизонтом малых отклонений от линейного профиля для случая нормальной рефракции.

Оказалось возможным также оценить влияние на характер волноводного распространения аномально высоких градиентов $\epsilon(z)$, существующих в узком (порядка одного—двух метров) слое над поверхностью моря. Вклад этого изменения в общий M -дефицит велик, так что можно ожидать значительного усиления волноводного эффекта. С другой стороны непосредственные измерения показателя преломления

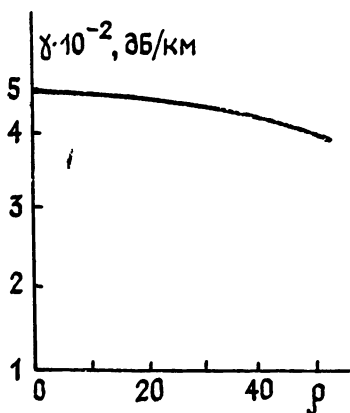


Рис. 2.

на таких высотах крайне затруднительны из-за морского волнения и качки судна. Поэтому важно теоретически оценить те минимальные высоты, ниже которых поведение $\epsilon(z)$ не сказывается на характере распространения, тем самым избавив экспериментаторов от трудоемких измерений. В [43] проведен расчет поправок $\delta\gamma$ к декременту затухания в невозмущенном волноводе за счет повышенных градиентов в приповерхностном слое. На рис. 2 для длины волны 3 см приведена зависимость $\gamma = \gamma_0 + \delta\gamma$ от параметра $\rho = \Delta M h^3$, где h — высота слоя с аномально высоким градиентом, ΔM — его M -дефицит. Видно, что

вплоть до значений $\rho = 50 N$ ед. м^3 уменьшение затухания, связанное с таким слоем, остается пренебрежимо малым, т. е. существование на высоте до 2 м M -дефицита $\Delta M \sim 5 \div 6 N$ ед. не приводит к заметному улучшению захвата и увеличению дальности распространения. Таким образом, измерения показателя преломления на практике можно осуществлять с высот $z \sim 2$ м над средним уровнем моря.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УКВ В ПОВЕРХНОСТНОМ ТРОПОСФЕРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Поверхностный тропосферный волновод (волновод испарения [6]) обеспечивает эффективное распространение радиоволн в сантиметровом и дециметровом диапазонах (на частотах ≥ 3 ГГц). Эффект рефракции в приводном слое с отрицательным градиентом M -профиля приводит к сдвигу радиогоризонтов прямой волны и волны, отраженной от подстилающей поверхности [5, 15]. В загоризонтной области поле формируется за счет захвата части излучаемой энергии в волноводный канал. Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, затухание волноводного поля обусловлено не только потерями на излучение за счет полупрозрачности верхней «стенки» волновода, но и рассеянием на объемных неоднородностях показателя преломления в приводном слое атмосферы, а также на взволнованной поверхности моря.

4.1. Рассеяние на турбулентных флуктуациях показателя преломления в тропосферном волноводе. В тропосфере величины H и ΔM зачастую таковы, что в сантиметровом и дециметровом диапазонах при-

поверхностным волноводом обычно захватывается только первый мод [87], интенсивность которого J_1 , как следует из решения уравнения переноса, экспоненциально убывает с дистанцией x :

$$J_1 \sim \exp [-(\Gamma_1 + 2\gamma_1^0)x]. \quad (4.1)$$

Здесь $2\gamma_1^0 = k \operatorname{Im} t_1^0/m^2$ — декремент затухания интенсивности в регулярном волноводе, Γ_1 — декремент затухания, вызванного рассеянием из первого мода во все остальные [48, 49],

$$\Gamma_1 = (\pi k^2/2) \int d^2 \mathbf{x}_\perp \Phi_\varepsilon(0, \mathbf{x}_\perp) [1 - a_{11}^+(\mathbf{x}_z) a_{11}^-(\mathbf{x}_z)], \quad (4.2)$$

$$a_{11}^\pm(\mathbf{x}_z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \chi_1^2(z) \exp(\pm i \mathbf{x}_z z),$$

$\chi_1(z)$ — высотная функция, соответствующая первому (с малой мнимой частью) корню дисперсионного уравнения (3.11).

Заметим, что в Γ_1 входит в качестве слагаемого погонный коэффициент затухания когерентной составляющей интенсивности, который в данном приближении совпадает с декрементом для интенсивности среднего поля в однородной турбулентной среде,

$$2\gamma_1 = (\pi k^2/2) \int d^2 \mathbf{x}_\perp \Phi_\varepsilon(0, \mathbf{x}_\perp). \quad (4.3)$$

Формула (4.2) получена при выполнении следующих неравенств:

$$\begin{aligned} \text{а) } (kH)^2 &\gg 1, & \text{б) } (kL_z)^2 &\gg 1, \\ \text{в) } kH^2/L_\parallel &\gg 1 & \text{г) } kL_z^2/L_\parallel &\gg 1. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Неравенство (4.4в) есть условие некоррелированности вдоль трассы последовательных актов рассеяния волны: интервал продольной корреляции L должен быть меньше длины цикла $\Lambda \sim H/\varphi$ ($\varphi \sim 1/kH$ — характерный угол скольжения волны). Условие (4.4г) означает, что размер зоны Френеля $\sqrt{\lambda L_\parallel}$ значительно меньше вертикального масштаба неоднородностей L_z , т.е. между последовательными актами рассеяния на неоднородностях (расстояние между которыми $\sim L_\parallel$) волна распространяется в однородной среде.

Для получения аналитических зависимостей γ_1 и Γ_1 от статистических параметров неоднородностей диэлектрической проницаемости пространственный спектр флуктуаций $\delta\varepsilon$ задавался в [48] в виде (2.5). Если на высоте волновода укладывается достаточно много неоднородностей ($L_z \ll H$), то вторым членом в квадратных скобках в (4.2) можно пренебречь и для декремента затухания интенсивности получаем

$$\Gamma_1 \sim 2\gamma_1 = 0,372 k^2 \sigma_\varepsilon^2 L_\parallel. \quad (4.5)$$

В том случае, когда поле флуктуаций диэлектрической проницаемости не является стационарным по пространственным переменным ($L_z, L_\parallel \rightarrow \infty$), а стационарны только первые приращения, (2.5) переходит в спектр, обобщающий спектр Обухова—Колмогорова (2.4) на случай анизотропных неоднородностей:

$$\Phi_\varepsilon(\mathbf{x}) = \frac{0,033 C_{\varepsilon_\parallel}^2 \alpha}{(\mathbf{x}_\parallel^2 + \alpha^2 \mathbf{x}_z^2)^{11/6}} = \frac{0,033 C_{\varepsilon_z}^2 \alpha^{5/3}}{(\mathbf{x}_\parallel^2 + \alpha^2 \mathbf{x}_z^2)^{11/6}}, \quad (4.6)$$

где $C_{\varepsilon_\parallel}$ и C_{ε_z} — структурные постоянные в горизонтальной плоскости и в вертикальном направлении соответственно, причем

$$\sigma_\varepsilon^2 = 1,9 C_{\varepsilon_\parallel}^2 L_\parallel^{2/3}, \quad C_{\varepsilon_\parallel} = \alpha^{1/3} C_{\varepsilon_z}. \quad (4.7)$$

При Φ_e в виде (4.6) интеграл (4.3) оказывается расходящимся ($\gamma_1 \rightarrow \infty$), а при вычислении Γ_1 по формуле (4.2) необходимо задавать явный вид высотного множителя первого мода. В случае билинейного профиля, например,

$$\Gamma_1 = 0,264 C_{\epsilon \parallel}^2 k^{8/9} \alpha^{-5/3} g^{-5/9}, \quad g = -d\epsilon_0/dz|_{z < H}. \quad (4.8)$$

При выводе (4.5), (4.8) предполагалось, что флуктуации $\delta\epsilon$ являются пространственно однородными, т.е. параметры C_ϵ и α , также как σ^2 , L_z и L_{\parallel} , не зависят от координат. Частично учесть изменение вертикального масштаба L_z с высотой можно, подставляя в (4.8) значение α на той высоте, где рассеяние на флуктуациях является наиболее интенсивным, т.е. в точке максимума первого мода $z_m = 1,32m/k$, а для зависимости $L_z(z)$, используя линейную функцию, $L_z = 0,4z$ [97]. Тогда

$$\alpha = L_z/L_{\parallel} = 0,4z_m/L_{\parallel} = 0,53g^{-1/3}k^{-2/3}L_{\parallel}$$

и вместо (4.8) получим

$$\Gamma_1 = 0,754 C_{\epsilon}^2 k^2 L_{\parallel}^{5/3}. \quad (4.9)$$

На рис. 3 изображена дистанционная зависимость функции ослабления $J_1(x)/J_0(x)$ (J_0 — интенсивность в свободном пространстве), измеренная на длине волны $\lambda = 3,2$ см при наличии инверсии $\epsilon(z)$ (кривая 1), кривая 2 рассчитана на ЭВМ по формулам Фока (3.10) в предположении о линейной зависимости $\epsilon(z)$ с параметрами g и H , полученными при одновременных метеоизмерениях ($g = 0,3 N$ ед./м, $H = 12$ м). В данном случае хорошо захваченным является только один мод ($\gamma_2^0 \gg \gamma_1^0$). Кривая 2 описывает убывание интенсивности этого мода в регулярном тропосферном волноводе за счет просачивания в верхние слои атмосферы и не учитывает связи между модами вследствие рассеяния на неоднородностях. Она дает значения интенсивности, существенно превышающие наблюдаемые. Кривая 3 построена с использованием формулы (4.9). В соответствии с данными измерений параметров неоднородностей считалось, что до дистанции 100 км $C_n = 0,09$ ед $\text{см}^{-1/3}$, $L_{\parallel} = 48,3$ м, от 100 км до 20 км $C_n = 0,11$ ед. $\text{см}^{-1/3}$, $L_{\parallel} = 52,3$ м. Видно, что экспериментально наблюдаемое затухание хорошо согласуется с расчетным, полученным путем учета преобразования основной волны в сильнозатухающие моды при рассеянии на турбулентных пульсациях атмосферы.

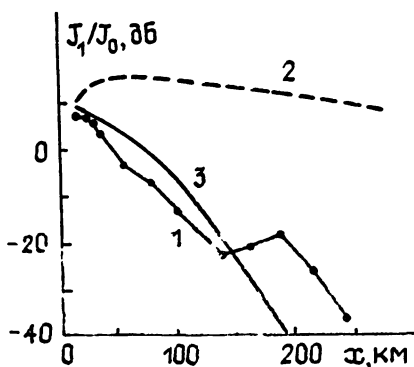


Рис. 3.

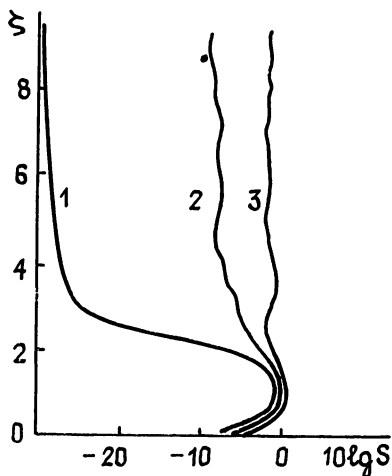


Рис. 4.

Рассеяние волноводных модов на флуктуациях ϵ вызывает не только дополнительное погонное затухание поля, но и изменение его вы-

сотной структуры. Как показано в [52], при наличии флуктуаций ϵ суммарное поле представляется в виде аддитивного вклада волн дискретного спектра (волноводные моды) и волн непрерывного спектра, возбужденных за счет рассеяния волноводных модов. Для одномодового волновода

$$J_1 = x [8\pi k N^4]^{-1} |\chi_1(\zeta_0)|^2 S(\zeta) \exp(-\Gamma_1 x).$$

Здесь $N = m \sqrt{\xi_1}/k$, $\xi_1 = 2,338$, $\zeta = kz/m$, $S(\zeta) = |\chi_1(\zeta)|^2 N^2 + 0,492 g_u^{5,9} \beta I(\zeta)$, где $g_u = a \cdot 10^{-6} dM/dz$ при $z < H$, $\beta = m^2 \Gamma_1/k$,

$$I(\zeta) = \int_0^\infty d\tau (\tau_1 + \tau)^{-4/3} B(\zeta, \tau) (1/2) \int_0^\zeta d\zeta' B(\zeta', \tau) [\exp(\beta/2 \int_0^\zeta d\zeta' B(\zeta', \tau)) - \cos(2 \int_0^\zeta d\zeta' B^{-1}(\zeta', \tau))] -$$

функция, определяющая высотное распределение рассеянного поля (см. [52]). $B(\zeta, \tau) = [U(\zeta) + \tau]^{-1/2}$, $\tau_1 = g_u k H/m - g_u^{2,3} \xi_1$, $\zeta_1 = \xi_1 g_u^{2,3}$, $U(\zeta) = m^2 (\epsilon_M(\zeta) - 1)$. На рис. 4 приведен результат численного расчета результирующей высотной зависимости $S(\zeta)$ для $\beta = 0,207$ (кривая 2) и $\beta = 0,52$ (кривая 3), что соответствует значениям погонного ослабления $\gamma_x = 4,34$ $\Gamma_1 = 0,2$ дБ/км и 0,5 дБ/км соответственно. Здесь же (кривая 1) показана зависимость от высоты, определяемая только вкладом волн дискретного спектра. Из рис. 4 следует, что учет рассеяния на флуктуациях ϵ приводит к возрастанию поля вне канала при интенсивных флуктуациях до величин порядка уровня поля волноводного мода внутри канала, и высотная зависимость поля практически отсутствует.

Изложенные в настоящем разделе результаты относились к случаю, когда хорошо захваченным является один мод. Это, как правило, имеет место в нижних слоях тропосферы в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн. При более коротковолновых сигналах с малым затуханием может распространяться много нормальных волн. В этом случае удобно либо воспользоваться лучевыми представлениями [59-62], либо, оставаясь в рамках модового, перейти от уравнения переноса к уравнению диффузии в пространстве номеров модов. Для волноводов с неровными границами такой подход был применен в [63]. В работах [64, 65, 103] в рамках диффузионного приближения исследовано перераспределение энергии между модами в рефракционных акустических волноводах при наличии флуктуации скорости звука. В этом приближении скорость изменения интенсивности локализованных модов определяется коэффициентом диффузии $D(n)$, который зависит от номера мода n и выражается через параметры неоднородностей (см. [63, 65]). Если волновод возбуждается модом с номером n_0 , за счет рассеяния порождаются волны $n \neq n_0$, интенсивность J_n которых в отсутствие высвечивания зависит от продольной координаты по закону [63]

$$J_n(x) = J_{n_0}(0) [2 \sqrt{\pi D(n)x}]^{-1} \exp(-(n-n_0)^2/4Dx).$$

Учет необратимой перекачки энергии в пространство над волноводом в [64, 65] проведен с помощью диссипативного граничного условия, физический смысл которого заключается в предположении, что внутри волновода интенсивность волн с номерами, большими некоторого n_{cr} , равна нулю: $J_n = 0$ при $n > n_{cr}$. Критическое число модов n_{cr} определяется параметрами невозмущенного профиля $\epsilon(z)$ (например, M -дефицитом и высотой точки инверсии). В этом случае, начиная с некоторого расстояния, решение для J_n имеет автомоделный характер, причем интенсивность всех модов экспоненциально затухает с расстоянием. Необходимо заметить, что полная энергия поля в многомодовом волноводе не всегда представляется в виде суммы интенсивностей отдельных нормальных волн. Как показано в [98, 99], такое представле-

ние, т. е. пренебрежение интерференционными членами, возможно, либо если вначале возбужден только один мод, либо на достаточном удалении от источника.

4.2. Влияние морского волнения на уровень сигнала в тропосферном волноводе. В приводном тропосферном волноводе существенное влияние на формирование сигнала за горизонтом может оказывать также морское волнение. Изучению волноводов с неровными границами посвящено большое число работ. В [53, 54] уравнения для первых двух моментов поля выводились и решались в рамках метода формулы Грина. В [55, 56] для исследования маломодовых закрытых волноводов с крупномасштабными шероховатостями применено приближение марковского процесса. Спецификой рефракционного волновода, существующего над морем, является то обстоятельство, что, как правило, угловая ширина индикатрисы рассеяния на морском волнении $\Delta\theta$ велика по сравнению с угловым расстоянием между модами $\Delta\varphi$. Это позволяет считать, что рассеяние на границе в условиях волноводного распространения происходит так же, как от шероховатой границы раздела двух однородных полупространств [97]. Поэтому нахождение добавок δt_n к константам распространения t_n^0 , учитывающих высвечивание энергии захваченных волн в верхние слои атмосферы, сводится к решению дисперсионного уравнения, которое в случае билинейного профиля для хорошо захваченных модов приближенно имеет вид

$$\mu v'(t_n) + im \eta_{эфф} v(t_n) = 0, \quad \mu = \sqrt[3]{ag/2-1}, \quad (4.10)$$

$v(t)$ — функция Эйри [15]. Здесь фигурирующий в исходном граничном условии импеданс заменен эффективным импедансом, учитывающим наличие нерегулярностей границ.

При выполнении неравенств

$$q_m \ll k, \quad \Delta\varphi \sim (ka)^{-1/3} \ll \Delta\theta \sim \sqrt{q_m/k} \ll |\eta|^2$$

(q_m — волновое число энергонесущих составляющих морского волнения) для $\eta_{эфф}$ справедливо выражение [57]

$$\eta_{эфф} = \eta + k\eta^2 \int d^2 q \tilde{W}(q) \sqrt{2k_{\perp} q}, \quad (4.11)$$

$\tilde{W}(q)$ — пространственный спектр морского волнения.

Решая дисперсионное уравнение (4.10) с учетом (4.11), можно методом последовательных приближений получить [58]

$$\delta t_1 = i2m^2\mu^3/(ka \eta_{эфф}). \quad (4.12)$$

Декремент затухания γ_1 при этом оказывается равным

$$\gamma_1 = \gamma_0 + 4\mu^3 k^{3/2} \sigma^2 q_m^1/a, \quad (4.13)$$

где $\gamma_0 = 2\mu^3\eta'/(a|\eta|^2)$ — декремент затухания в гладком волноводе, обусловленный оттоком энергии в нижнее полупространство, $\eta = \eta' + i\eta''$. Численные оценки показывают, что, например, в дециметровом диапазоне радиоволн рассеяние на взволнованной поверхности моря ($\sigma \simeq 0,5$ м, $q_m \simeq 10^{-1}$ рад/м) не приводит к существенному увеличению погонного коэффициента затухания в тропосферном волноводе ($\delta\gamma \ll \gamma_0$).

Более того, если соотношение параметров таково, что $|\Delta\varphi| \ll |\eta| \ll \sqrt{q_m/k}$, $\eta_{эфф} = \eta + (1-i)\delta$, $\delta = (k/\pi)^{1/2} \sigma^2 q_m^2/2$, то для γ несложно получить

$$\gamma = \gamma_0(1 + \delta/\eta')/[1 + 2\delta(\eta' + \eta'')|\eta|^{-2}] < \gamma_0. \quad (4.14)$$

Таким образом, в этом предельном случае наличие неровностей приводит к уменьшению затухания когерентной составляющей и полной

интенсивности по сравнению с гладким волноводом, очевидно, за счет уменьшения доли энергии, прошедшей в нижнее полупространство.

4.3. Флуктуационные характеристики сигнала при волноводном тропосферном распространении. Перейдем к описанию флуктуаций волнового поля, распространяющегося в приповерхностном тропосферном волноводе, вызванных рассеянием на турбулентных пульсациях показателя преломления. Если хорошо захваченным, слабозатухающим является один мод, на достаточно больших расстояниях D дисперсии флуктуаций уровня χ и фазы S в методе плавных возмущений определяются по формулам [37, 102]:

$$\frac{\langle \chi^2 \rangle}{\langle S^2 \rangle} = \frac{\pi k^2}{4} \operatorname{Re} \int_0^D dx \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y d\kappa_z \Phi_\varepsilon(0, \kappa_y, \kappa_z) \times \quad (4.15)$$

$$\times \left\{ |V(\kappa_z)|^2 \mp V(\kappa_z) V(-\kappa_z) \exp \left[-i \frac{x(D-x)}{kD} \kappa_y^2 \right] \right\};$$

$$V(\kappa_z) = \int_0^{\infty} \exp(i\kappa_z z) \chi_1^2(z) dz, \quad (4.16)$$

$\chi_1(z)$ — высотный множитель первого мода.

В предельном случае $H \ll L_0$ (H — эффективная высота волновода, $L_0 \sim 1/\kappa_0$ — внешний масштаб турбулентности) основная часть энергии турбулентных пульсаций приходится на неоднородности с размерами, существенно превышающими высоту волновода. Угловая ширина диаграммы рассеяния на этих неоднородностях меньше, чем угол захвата первого мода, так что дисперсии флуктуаций уровня и фазы определяются по тем же формулам, что и в свободном пространстве.

Специфика волноводного распространения проявляется лишь на больших расстояниях D , когда размер зоны Френеля значительно превышает H , т. е. при $\delta = H(k/D)^{1/2} \ll 1$. Как видно из (4.15), вклад во флуктуации амплитуды и фазы дают те составляющие спектра неоднородностей, для которых $\kappa_y \ll \sqrt{k/D}$. Для статистически-изотропных флуктуаций существенная область интегрирования по $d\kappa_z$ в (4.15) ограничена этим же неравенством, откуда следует, что $\kappa_z H \sim \delta \ll 1$, $V(\kappa_z) \simeq 1$. Из (4.15) вытекает, что дисперсии $\langle \chi^2 \rangle$ и $\langle S^2 \rangle$ в волноводе в этом случае примерно в четыре раза меньше, чем в свободном пространстве. Это объясняется высвечиванием в верхние слои атмосферы флуктуационной компоненты поля. За счет высвечивания из волновода волн, рассеянных на мелкомасштабных неоднородностях показателя преломления, происходит обеднение спектра флуктуаций в области высоких частот [37]. Физическая причина этого явления довольно прозрачна. Так как флуктуации с частотой ν возникают за счет неоднородностей с линейным размером $l \sim v_\perp/\nu$ (v_\perp — скорость переноса неоднородностей поперек трассы распространения), то в области высоких частот $\nu \geq v_\perp/H$ угловая ширина диаграммы рассеяния $\alpha \sim 1/kl \sim \nu/kv_\perp$ оказывается больше, чем характерный угол захвата волноводной моды $\varphi \sim 1/kH$. Рассеянное поле при этом в значительной мере высвечивается из волновода, и спектральные интенсивности флуктуаций при $\alpha \sim \varphi$, т. е. при $\nu \geq v_\perp/H$, оказываются ослабленными ($\sim \nu^{-11/3}$) по сравнению со свободным пространством ($\nu^{-8/3}$).

При анизотропном спектре $\delta\varepsilon$ поведение спектров флуктуаций S_x и S_S значительно усложняется — возникают еще три характерные частоты: $\omega_{1\perp} = v_\perp/L_\parallel$, $\omega_{1z} = v_\perp/l_z$, $\omega_A = v_\perp L_z/HL_1$. Наибольший вклад во флуктуации с частотой ν в области $\omega_{1\perp} < \nu < \omega_{1z}$ дают неоднородности с размером $v_\perp L_z/\nu L_\parallel$. Если этот размер больше высоты волновода H , то зависимость спектров S_x , S_S от частоты получается такой же, как и в свободном пространстве ($\sim \nu^{-8/3}$). Если же этот размер

меньше высоты волновода, рассеянные волны высвечиваются и спектры убывают быстрее $\sim \nu^{-11/3}$. Вид спектров S_x и S_s для случая $\omega_{1\perp} = \omega_3 < \omega_2 = \nu_{\perp} \sqrt{k/D} < \omega_4 < \omega_{1z} < \omega_2$ схематически представлен на рис. 5,

Отражение от случайных шероховатостей ограничивающей тропосферной волновод поверхности (например, поверхности моря) также приводит к флуктуациям амплитуды и фазы принимаемого сигнала. Проводя вычисления методом плавных возмущений, для дисперсий флуктуаций $\langle \chi^2 \rangle$ и $\langle S^2 \rangle$ в предельных случаях ближней ($d = 2q_m \sqrt{D/\kappa} \ll 1$) и дальней зоны ($d \gg 1$) можно получить

$$\begin{aligned} \langle \chi^2 \rangle &= 0,017 C d^3, \\ \langle S^2 \rangle &= 2C \quad (d \ll 1), \\ \langle \chi^2 \rangle &= \langle S^2 \rangle = C \approx \frac{\sqrt{\pi}}{8} \times \\ &\times \frac{k^4 \sigma^2}{q_m} \left(\frac{\mu}{m} \right)^6 D \quad (d \gg 1). \end{aligned} \quad (4.17)$$

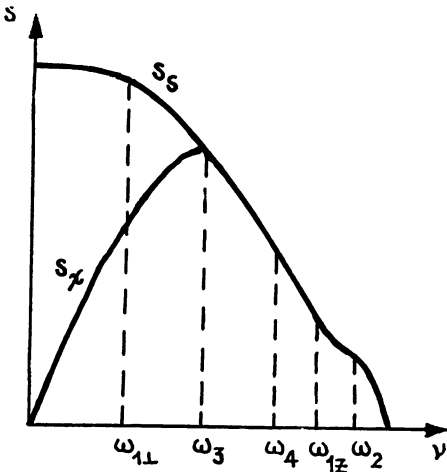


Рис. 5.

Здесь q_m — волновое число энергонесущих составляющих морского волнения, σ — среднеквадратичная высота волн, $\kappa = \sqrt{x_x^2 + x_y^2}$.

Эти результаты допускают простую физическую интерпретацию. Действительно, при $d \ll 1$, когда зона Френеля мала по сравнению с максимальными размерами неровностей, амплитуда не чувствительна к виду крупномасштабной части спектра, так как при переходе от реализации к реализации влияние ее сводится лишь к изменению высоты отражающего участка при неизменном угле падения. Флуктуации амплитуды при этом обусловлены многолучевостью за счет рассеяния в азимутальной плоскости $\{x, y\}$. Угловая ширина диаграммы рассеяния в этой плоскости $\alpha \sim q_m/\kappa$, а максимальная разность хода между рассеянными волнами имеет порядок $D\alpha^2$.

Соответствующая этому разность фаз, которая и приводит к флуктуациям амплитуды принимаемого сигнала,

$$\Delta S = kD\alpha^2 = d^2 \ll 1.$$

Флуктуации фазы при $d \ll 1$ связаны с изменением геометрической длины пути, определяются только крупномасштабными неровностями с размерами порядка $1/q_m$ и не зависят от мелкомасштабной части спектра морского волнения.

Если $d \gg 1$, дисперсии флуктуаций уровня и фазы совпадают, так как поле образуется в результате интерференции волн, отраженных от различных неровностей, число которых на отражающем участке (зоне Френеля) велико.

4.4. Сопоставление теории и экспериментальных исследований распространения УКВ в волноводе испарения. Сопоставление теории и эксперимента при волноводном распространении было проведено в [3, 4, 6, 66–68], где показано, что измеренные значения поля на волне 10 см, как правило, хорошо согласуются с теорией [15, 40] стратифицированного волновода для достаточно больших значений высоты волновода ($H \gtrsim 10$ м). При низких волноводах уровень поля волн дециметрового диапазона часто превышает теоретические значения [3]. На рис. 6 сопоставлены декременты затухания γ_0 в дБ/км, полученные из измеренных значений напряженности поля на 100-километровой трас-

се [4], и теоретические значения γ_T , полученные из расчетов поля по формулам (3.6) и профилям $M(z)$ из [4]. Как видно из сравнения, в большинстве опытов измеренные значения погонного ослабления поля на волне 10 см оказываются меньше, чем это следует из теоретических расчетов. Наибольшие отклонения возникают при низких M -инверсиях в условиях неустойчивой стратификации.

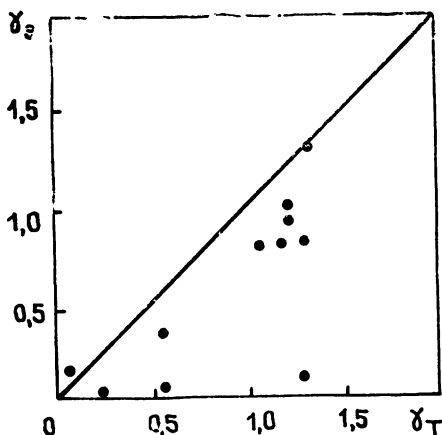


Рис. 6.

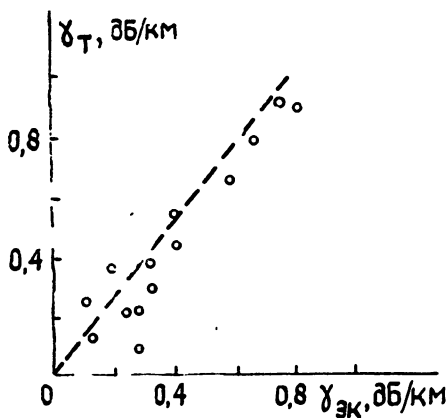


Рис. 7.

Для волны $\lambda=3$ см согласие измеренных и теоретических (теория В. А. Фока) значений декрементов затухания, как следует из анализа опытов в [66, 4], практически отсутствует, хотя, в общем, тенденция к увеличению уровня сигнала с ростом высоты приводного волновода наблюдается [3, 4, 66]. В большинстве опытов измеренные значения декрементов затухания интенсивности поля на волне $\lambda=3$ см оказываются выше, чем теоретически рассчитанные по измеренным профилям $M(z)$. Для $\lambda=3$ см приповерхностные инверсии показателя преломления толщиной $H \geq 10$ м обеспечивают волноводный механизм распространения с декрементом затухания γ_T порядка сотых долей дБ/км (в основном за счет конечности значений импеданса морской поверхности). Измеренные значения γ_z , характерные для распространения над морем, оказываются $\gamma_z \sim 0,1 \div 0,8$ дБ/км [4, 66]. Наиболее вероятное значение γ_z по измерениям, проведенным в приводном слое, оказывается $\sim 0,3 - 0,4$ дБ/км. Как следует из [48, 49], при слабом волнении моря и мощных M -инверсиях основной вклад в ослабление волноводного сигнала дает объемное рассеяние волноводного мода на флуктуациях показателя преломления. На рис. 7 по данным 16 опытов проведено сравнение измеренных γ_z и рассчитанных γ_T декрементов затухания поля по формуле (4.9). Необходимые для расчетов значения $M(z)$, C_n , L_{\parallel} получены из синхронно проведенных рефрактометрических измерений. Коэффициент корреляции между измеренными и рассчитанными значениями декремента затухания составляет 0,8, что служит убедительным подтверждением роли объемного рассеяния при волноводном распространении сантиметровых радиоволн.

Из изложенной в пп. 3.1, 4.1 теории приводного волновода следует, что высотная зависимость поля за горизонтом определяется структурой поля захваченных модов. При этом внутри волновода имеется один или несколько максимумов поля, а в пространстве над волноводом поле захваченных модов экспоненциально убывает. Однако в экспериментах на волне $\lambda=3$ см [4, 66], в которых изменялась высота приемной антенны, высотная зависимость поля за горизонтом оказалась более слабой [66], чем это следует из теории, или вовсе отсутствовала на фоне увеличения флуктуаций сигнала при поднятии антенны над каналом [4]. Такой характер высотной зависимости поля можно объяснить (см. п. 4.3) объемным рассеянием волноводных модов на флуктуациях ϵ , которое приводит к высвечиванию энергии модов в

пространство над волноводом и, соответственно, к увеличению флукуационной компоненты сигнала над каналом (см. рис. 4).

5. ВЛИЯНИЕ ПРИПОДНЯТЫХ ИНВЕРСИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ УКВ В ЗАГОРИЗОНТНОЙ ОБЛАСТИ

Обычно высокие уровни сигнала — близкие к уровню в свободном пространстве — связывают с отражением от приподнятых инверсий показателя преломления. Как и в случае поверхностной инверсии, наиболее часто в теоретических расчетах используется линейно-ломаная аппроксимация M -профиля.

Методы расчета поля при наличии приподнятой инверсии разработаны в меньшей степени, чем для поверхностной M -инверсии, даже для модели вертикально стратифицированной тропосферы. Основной причиной является многолучевость или многомодовость процесса распространения УКВ радиоволн. Для различных значений высот корреспондентов, длины трассы и частоты излучаемого сигнала могут оказаться эффективными разные способы расчета. Так, например, при расположении корреспондентов вблизи поверхности Земли на дистанциях $D \leq 2\sqrt{2aH}$, т. е. на расстоянии горизонта однократно отраженных от слоя волн, эффективен метод многократных отражений [28, 29, 69], который асимптотически (при $k \rightarrow \infty$) приводит к геометрическому описанию поля.

В рамках этого метода множитель ослабления W , который связан с функцией Грина соотношением $W = 4\pi i(x-x_0)G$ при $\xi > \sqrt{\zeta} + \sqrt{\zeta_0}$, можно представить в виде ряда многократно отраженных волн:

$$W = e^{-i\pi/4} \sqrt{\xi/\pi} \sum_{n=1}^{\infty} V_n, \quad (5.1)$$

где

$$V_n = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\xi t} F_0(\zeta, t) F_0(\zeta_0, t) R_i^n(t) R_g^{n-1}(t); \quad (5.2)$$

$$F_0(\zeta, t) = \omega_2(t-\zeta) + R_g(t)\omega_1(t-\zeta), \quad R_g(t) = -\omega_2(t)/\omega_1(t), \quad (5.3)$$

$\omega_{1,2}$ — функции Эйри, $R_i(t)$ — коэффициент отражения от инверсии, t — прицельный параметр. На каждой фиксированной дистанции в сумме (5.1) основной вклад дают несколько членов, так как модуль коэффициента отражения $|R_i(t)|$ обычно резко убывает с уменьшением угла падения волны на инверсный слой, что эквивалентно уменьшению t при $t < 0$. Для слоя со скачком ε закон убывания $|R_i|$ степенной, для плавных моделей — экспоненциальный [74]. Как показано в [29, 36], поле, отраженное от инверсии, имеет сложный интерференционный характер, обусловленный многолучевостью. Амплитуда каждого из членов в (5.1), (5.2) растет с удалением от источника (поскольку при этом уменьшаются углы скольжения волн относительно приподнятого слоя) вплоть до границы геометрической тени, которая различна для каждого члена (5.1), (5.2). Когда хотя бы один из корреспондентов находится в волноводном канале далеко в зоне геометрической тени, для расчета поля эффективен метод нормальных волн, в рамках которого поле представляется формулой (3.10). Спектр постоянных распространения нормальных волн приподнятого волновода определяется решением уравнения

$$1 - R_i(t) R_g(t) = 0, \quad (5.4)$$

которое при линейно-ломаной аппроксимации M -профиля,

$$U(\zeta) = \zeta_i - \mu^3(\zeta - \zeta_i) \quad \text{при } \zeta_h > \zeta > \zeta_i, \quad (5.5)$$

для слабозатухающих модов приближенно сводится к

$$v'(t_n - \zeta_i)/v(t_n - \zeta_i) + \mu v'((t_n - \zeta_i)/\mu^2)/v((t_n - \zeta_i)/\mu^2) = 0, \quad (5.6)$$

где

$$\mu^3 = |dU/d\zeta|, \quad \zeta_h > \zeta > \zeta_i, \quad \zeta_h = kH/m, \quad \zeta_i = kH_i/m.$$

Обычно наблюдаемые приподнятые инверсии на частотах порядка нескольких гигагерц являются многомодовыми волноводами, в которых только число захваченных мод оказывается порядка 10^2 , что осложняет вычисления, так как требует очень точного определения фазовых соотношений между отдельными модами, которые, в свою очередь, требуют высокой точности при вычислении спектра постоянных распространения [41].

В случае, когда хотя бы один из корреспондентов находится вне канала, т. е. при $z, z_0 > H$ или $z, z_0 < z_{\min}$, основной вклад в суммарное поле создают моды высших порядков, которые быстро убывают с расстоянием и не могут обеспечить волноводного распространения. Возбуждение слабозатухающих модов может быть произведено за счет рассеяния на неоднородностях показателя преломления как естественного, так и искусственного происхождения. Оценочные расчеты этого механизма произведены в [23, 71, 72]. Для учета медленных по x вариаций параметров слоя достаточно эффективен метод адиабатического инварианта, который успешно применен в [73, 95, 96] к исследованию распространения и рассеяния волн в ионосферных волноводах.

5.1. Обмен энергией поля между поверхностным и приподнятым волноводными каналами в тропосфере. В субтропических областях Мирового океана очень часто возникает ситуация, когда в тропосфере одновременно существует два волноводных канала, образованных поверхностной M -инверсией и приподнятой (обычно температурной) инверсией на верхней границе АПС. В [75] методом нормальных волн проведены численные расчеты для линейно-ломаной модели с двумя инверсиями. В [76–78] предложено гибридное модо-лучевое представление для подобной двухканальной системы, которое основано на следующих соображениях.

По аналогии с квантово-механической задачей о движении частиц в потенциальном поле двум M -инверсиям следует сопоставить две потенциальные ямы, разделенные барьером. Если барьер непроницаем, то в стационарном режиме в каждой из ям существуют независимые дискретные уровни энергии t_{1l}^0 и t_{2m}^0 (индекс «0» относится к случаю непроницаемого барьера), индексы 1 и 2 соответствуют первой (нижней) и второй (верхней) ямам, а $l=1, 2, \dots, m=1, 2, \dots$ — независимые номера энергетических состояний. Возможность перехода через барьер обуславливает сдвиг уровней относительно «нулевых» положений $t_{1l} = t_{1l}^0 + \Delta t_{1l}$, $t_{2m} = t_{2m}^0 + \Delta t_{2m}$. Величина сдвига пропорциональна коэффициенту прохождения через барьер и в квазиклассическом приближении определяется экспонентами [38] (см. рис. 8):

$$\Delta t_{1l} \sim \exp\left(-\int_{\alpha_l}^{\beta_l} d\xi \sqrt{U(\xi) - t_{1l}^0}\right), \quad \Delta t_{2m} \sim \exp\left(-\int_{\alpha_n}^{\beta_m} d\xi \sqrt{U(\xi) - t_{2m}^0}\right). \quad (5.7)$$

Из этих оценок следует, что захваченные моды приподнятого волновода, у которых $\text{Re } t_{2m} \gg U(\xi_h)$, распространяются так, как если бы нижний волновод отсутствовал. В случае $U(\xi_h) \gg U(\xi_s)$ серии t_{1l} и t_{2m} корней дисперсионного уравнения (5.4) разнесены по вещественной оси, и, как следует из (5.7), верхний и нижний волноводы оказываются не связанными. Если $U(\xi_i) \leq U(\xi_s)$ и в спектре t_j ($j=1, 2, \dots$) есть такие собственные числа, для которых $\text{Re } t_{1l}^0 \sim \text{Re } t_{2m}^0 \sim U(\xi_s)$, то волноводы нельзя считать электродинамически развязанными. При этом спектр собственных чисел при $\text{Re } t_j \sim U(\xi_s)$ существенно отличается от t_{1l}^0 и t_{2m}^0 и определяется всем профилем $U(\xi)$. Как уже упоминалось, задача о распространении радиоволн в рефракционном волноводе соответствует нестационарной задаче квантовой механики (задаче распада) [38]. В свою очередь, существенным отличием квантово-механической задачи распада от стационарной задачи является то, что квазистационарный режим устанавливается при временах, больших времени свободного

пролета частицы [39], или, применительно к распространению волн в тропосферном волноводе, на дистанциях от источника, превышающих длину цикла Λ слабозатухающих модов. Математически это выражается в том, что вклад полюсов в (3.6) доминирует при $x > 2\sqrt{2aH_i}$. При большом разnose M -инверсий по высоте длины циклов для нижнего и верхнего каналов существенно различны: в нижнем волноводе $\Lambda \sim kH_s^2$, в верхнем канале, с учетом сферичности границ, $\Lambda_i \sim 2\sqrt{2aH_i}$. При условии $H_i \gg k^2H_s^4/2a$ установление волноводного режима в нижнем канале происходит на существенно более близких расстояниях от излучателя, чем в верхнем канале, причем на дистанциях $x \leq \Lambda_i$ этот режим устанавливается практически независимо от верхней инверсии.

На дистанциях $x > \Lambda_i$ начинается обмен энергией между верхним и нижним каналом, и впоследствии формируется пакет волноводных модов двухканальной системы. Таким образом, на дистанциях, составляющих единицы длин циклов приподнятого волновода (характерная величина $\Lambda_i \sim 100$ км), удобно представлять поле в точке приема следующим образом: выделить из (3.6) пакет модов поверхностного волновода, не учитывая при этом верхней M -инверсии, а ее вклад оценить методом геометрической оптики [76–78]. В [31] предложено удобное для численных расчетов гибридное модо-лучевое представление поля. При этом выделение групп мод и лучей основано на формуле суммирования Пуассона (см. напр. [79]). При фиксированных расстояниях и высотах корреспондентов в сумме (5.1) удерживается конечное число членов, соответствующее определенному интервалу углов выхода лучей из источ-

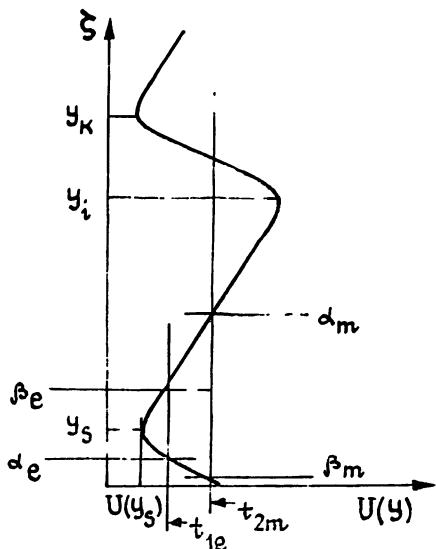


Рис. 8.

ника, а остаток преобразуется в сумму модов, лучевые конгруэнции которых заключены в угловых интервалах вне выделенного для лучей сектора [31].

5.2. Сопоставление экспериментальных данных и теории распространения в горизонтально-однородном инверсионном слое. Среди многочисленных экспериментальных работ можно выделить, на наш взгляд, наиболее полные [23, 70, 80–82], в которых проведено сопоставление экспериментальных и теоретических исследований приподнятой инверсии. В [70, 81] исследовалась высотная структура поля внутри приподнятого канала. При этом отмечено удовлетворительное согласие теории и эксперимента для корреспондентов, находящихся внутри канала достаточно далеко от его границ. При приближении к границам канала уровни измеренного поля превышают рассчитанные по модели горизонтально-однородного слоя. В случае, когда нижняя граница канала приближается к поверхности, несовпадение теории и эксперимента может быть связано с влиянием шероховатости поверхности [81].

В [70] были сопоставлены измеренные и рассчитанные высотные зависимости на частотах 65, 170, 520 и 3300 МГц. Приподнятая M -инверсия образовывала волноводный канал, который на частоте 65 МГц являлся одномодовым. При этом теория и эксперимент находятся в очень хорошем согласии. На частоте 3,3 ГГц этот же волновод уже «захватывал» более сотни модов (рис. 9). Внутри волноводного канала на этой частоте уровень поля превышал на 30–50 дБ уровень поля при нормальной рефракции, что меньше уровня, полученного из теорети-

ческих расчетов, на величину ~ 10 дБ. На рис. 9 пунктиром изображены результаты теоретических расчетов уровня поля относительно свободного пространства в децибелах, две сплошные кривые характеризуют максимальные и минимальные экспериментальные значения интенсивности принимаемого сигнала.

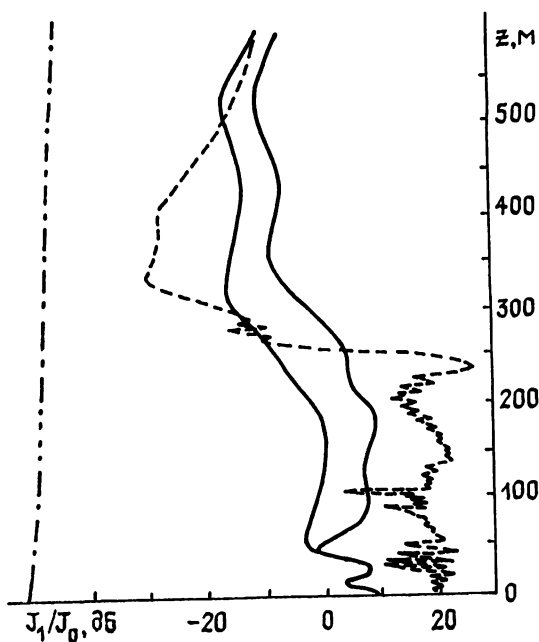


Рис. 9.

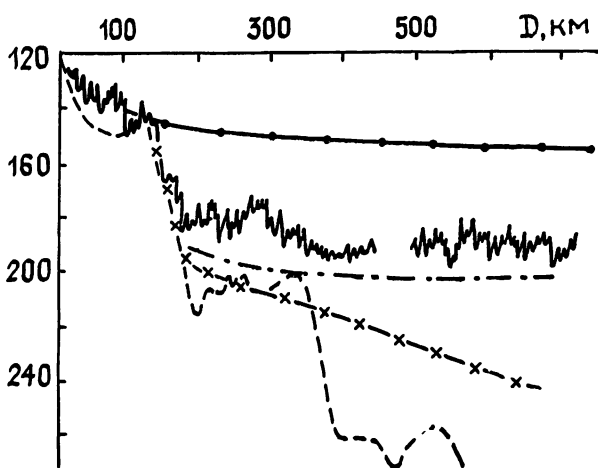


Рис. 10.

В то же время для приемника, расположенного на границе или вне границы волноводного канала ($z \geq H$), уровень измеренного сигнала на десятки децибел превышает рассчитанный (рис. 9) [70]. Уменьшение рассчитанного уровня сигнала при $z > 250$ м вызвано интерференцией многих мод, в то же время амплитуда каждого мода убывает не так быстро, как результирующий сигнал. Как отмечено в [70], фазовые соотношения между модами в этом случае могут быть нарушены нестационарностью или горизонтальной неоднородностью слоя.

Дистанционные зависимости, измеренные на волне $\lambda \approx 10$ см [70] для корреспондентов, расположенных внутри канала, дают удовлетво-

рительное согласие с теорией (3.6), (5.4). По-видимому, это связано с тем, что медленное изменение параметров слоя вдоль трассы приводит к адиабатической перестройке спектра модов и перераспределению энергии между группой модов, которые по-прежнему остаются слабозатухающими. Результат их суперпозиции для приемника, расположенного достаточно далеко от границ z_{\min} , H , остается практически таким же, как и в случае горизонтально-однородного слоя. В опыте, результаты которого приведены на рис. 10 [70], передатчик находился на высоте 20,7 м, приемник—на высоте 914 м, $H=800$ м, $z_{\min}=600$ м, $\Delta M=20$ N ед. В этом случае в рамках горизонтально-однородной модели слабозатухающие моды практически не возбуждаются, что и показывают пунктирная (расчетная) кривая на рис. 10. Измеренный сигнал намного превышает рассчитанный и, в отличие от последнего, практически не затухает с удалением в зону геометрической тени.

Для сравнения сплошной кривой, помеченной крестиками, на рис. 10 обозначен стандартный уровень однократно рассеянного поля по теории Букера—Гордона.

В последующей работе [82] была предпринята попытка связать наблюдаемый уровень сигнала (рис. 10) с поверхностным волноводным каналом. Однако, как отмечается в той же работе [82], в течение периода измерений радиосигнала не были осуществлены метеорологические измерения, которые бы позволили корректно восстановить M -профиль у поверхности. На основании косвенных данных, взятых из рутинных метеоизмерений, в [82] были восстановлены три возможных поверхностных M -профиля, один из которых дает удовлетворительное согласие с экспериментом. На наш взгляд, для данного эксперимента возможна и другая интерпретация, связанная с возбуждением и рассеянием слабозатухающих мод приподнятого канала за счет рассеяния прямой волны на турбулентных флуктуациях показателя преломления по аналогии с рассеянием на звуке [71]. На рис. 10 штрихпунктирной линией показаны результаты оценочных расчетов [36] для случая рассеяния на турбулентных флуктуациях показателя преломления, где для структурной постоянной C_e принято $C_e^2 \sim 10^{-15}$ $\text{см}^{-2/3}$. Как видно из рисунка, величина этой оценки на 25 дБ ниже измеренного сигнала, что может быть связано и с тем, что величина C_e^2 в окрестности нижней границы инверсии может быть на два порядка выше, чем в свободной атмосфере [83]. По-видимому, приведенная интерпретация не единственная, возможно объяснение этого эксперимента связано со слабой горизонтальной неоднородностью слоя. В [80] исследовано влияние горизонтальных наклонов слоя на образование радиоям в пространстве над инверсией и показано, что даже наклоны слоя порядка нескольких миллирадиан могут привести к захвату энергии в канал и в то же время к образованию радиоямы в окрестности горизонта прямой видимости.

5.3. Отражение радиоволн от слоя с неровной границей. Расхождение экспериментальных данных с результатами теории, о котором было сказано выше, частично связано с тем, что при расчетах рассматривался слой с идеально гладкой границей, расположенный на фиксированной высоте. В реальной ситуации эта граница имеет сложную пространственную структуру [88], кроме того, слой может быть не непрерывным, а состоять из отдельных участков произвольной формы. Можно показать, что в приближении геометрической оптики в формировании отраженного поля принимают участие лишь малые окрестности зеркальных точек на рассеивающей границе слоя. Если разность фаз между полями, приходящими из разных зеркальных точек, достаточно велика и зеркальных точек достаточно много, интерференционными членами можно пренебречь и при вычислении интенсивности пользоваться формулой некогерентного сложения. Поскольку модуль коэффициента отражения вблизи угла полного внутреннего отражения очень

сильно зависит от угла падения θ , даже небольшие флуктуации высот зеркальных точек могут привести к существенному увеличению интенсивности принимаемого сигнала. Если форму рассеивающей поверхности, на которой имеет место скачок $\Delta\epsilon$ диэлектрической проницаемости, описывать случайной функцией $z=z(x, y) = H + \eta(x, y)$, где H — средняя высота слоя, $\langle \eta(x, y) \rangle = 0$, $\langle \eta^2 \rangle = h^2$ — дисперсия флуктуаций высоты скачка над средней поверхностью слоя, то для средней интенсивности отраженного сигнала I , принимаемого в точке, расположенной на расстоянии D от источника, при выполнении неравенств

$$(h/H)^2 \ll 1, \quad (H/D)^2 \ll 1, \quad \Delta\epsilon \ll 1, \quad (h/D)^2/\Delta\epsilon \ll 1 \quad (5.8)$$

методом, изложенным в [33] (гл. 8), можно получить формулу

$$\langle I \rangle = I_0(1 + 4\gamma_0^2/\Delta\epsilon)^{-1/2} \exp \{ 8 \cos^2 \theta_0 h^2 (\Delta\epsilon)^{-2} D^{-2} \}, \quad (5.9)$$

где γ_0^2 — среднеквадратичная дисперсия флуктуаций наклонов $\gamma = |\nabla \eta|$.

При выводе (5.8) функции распределения случайных высот η и наклонов γ считались гауссовыми, а модуль коэффициента отражения задавался в виде

$$|V(\theta)| = \exp(-\cos^2 \theta / 2\Delta\epsilon). \quad (5.10)$$

При $h = \gamma_0 = 0$ (плоская поверхность на фиксированной высоте) существует одна зеркальная точка и интенсивность сигнала в приемнике определяется значением коэффициента отражения при угле скольжения $\psi_0 = \pi/2 - \theta_0 \sim 2H/D$:

$$I \sim |V(\theta_0)|^2/D^2 = (1/D^2) \exp\{-4H^2/(D^2\Delta\epsilon)\}.$$

Если $\delta = H^2/(D^2\Delta\epsilon) \ll 1$, то $|V(\theta_0)| \sim 1$, т. е. хорошо отражает регулярный слой и поправкой за счет неоднородностей его границы можно пренебречь. Когда $\delta > 1$, то $|V(\theta_0)|$ мал, т. е. однородный слой на высоте H практически не дает вклада в принимаемую интенсивность. Как видно из (5.8), наличие флуктуаций в этом случае может привести к существенному увеличению уровня поля. Например, при $D \simeq 3 \cdot 10^2$ км, $H \sim 1$ км, $\Delta\epsilon \sim 10^{-6}$ появление флуктуаций высоты слоя со среднеквадратичным отклонением $h \simeq 0,1$ км дает увеличение интенсивности сигнала по — 30 дБ по отношению к уровню в свободном пространстве.

6. ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В СПЕКТРЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НА УРОВЕНЬ ЗАГОРИЗОНТНОГО СИГНАЛА УКВ

В разд. 4 учтено влияние флуктуационной компоненты диэлектрической проницаемости воздуха на ослабление сигнала за счет высвечивания энергии из хорошо захваченных модов и на перераспределение энергии между этими модами (в диффузионном приближении). На языке квантовой механики это соответствует тому, что находились поправки к собственным числам достаточно «глубоких» дискретных (в плоской модели) и квазидискретных (в сферической) уровней. Поэтому полученные в разд. 4 результаты справедливы на расстояниях от источника, с одной стороны, достаточных для того, чтобы остались только слабозатухающие моды, с другой стороны — не слишком больших, чтобы полем, пришедшим в точку наблюдения за счет рассеяния из верхних слоев атмосферы (оно связано с непрерывным спектром задачи), можно было пренебречь по сравнению с полем нормальных волн.

Чтобы избавиться от этих ограничений при определении интенсивности поля точечного источника во флуктуирующей атмосфере, нужно решать уравнение переноса, не переходя к интенсивности отдельных

модов и не отбрасывая «приходных» членов. В [89, 90] такое решение найдено для случаев плоской границы раздела в однородной (в среднем) среде и при наличии нормальной рефракции. Полученные формулы учитывают многократные перерасеяния на флуктуациях ϵ , роль которых особенно велика при наличии сильно вытянутых вдоль поверхности Земли неоднородностей. Учету многократных рассеяний на сильно анизотропных нерегулярностях показателя преломления в рамках уравнений переноса посвящена работа [91]. Показано, что в отличие от случая слабой анизотропии, когда затухание амплитуды среднего поля определяется средним квадратом геометрической фазы, при вытянутых неоднородностях декремент затухания когерентной составляющей уменьшается (при тех же значениях L_{\perp}) в $(kL_z\alpha)^{-1}$ раз ($\alpha = L_z/L_{\parallel}$ — параметр анизотропии), а радиус частотной корреляции увеличивается в $(kL_z\alpha)^{-2}$ раз. Аналогичные результаты для среднего поля получены в [92, 104], где для моментных функций волн, распространяющихся в случайно-неоднородных средах с вытянутыми неоднородностями, локальным методом Чернова выведены интегродифференциальные уравнения, учитывающие дифракцию на неоднородностях и изменение силы рассеяния при малых изменениях углов распространения. Важным результатом в [92] является вывод о неприменимости марковского приближения при наличии сильной анизотропии. Поскольку крупномасштабные неоднородности в тропосфере являются, как правило (вследствие наличия границы раздела), сильно вытянутыми, то для одновременного учета влияния всех составляющих пространственного спектра флуктуаций показателя преломления плодотворным оказывается применение двухмасштабной модели [36, 93, 37]. В рамках этой модели пространственный спектр разделяется на две статистически независимые области. Одна — турбулентная — может быть учтена с помощью приближения марковского процесса, применимого для не очень протяженных неоднородностей, продольный размер L_{\parallel} которых удовлетворяет неравенству [35]

$$\sigma_{\epsilon}^2 k^2 L_{\parallel}^2 \ll 1.$$

Другая, крупномасштабная компонента сильно анизотропна, что позволяет в ряде случаев пренебречь ее изменением вдоль поверхности Земли и приближенно описывать функцией одной переменной z . Как показано в [93], такое приближение справедливо, если выполнено неравенство

$$10^{-4}\sigma_{\epsilon}^2 (D/L_{\parallel})^3 \ll 1$$

(D — расстояние между источником и приемником).

При выполнении гипотезы о «замороженной» стационарной турбулентности указанное разделение флуктуаций по спектру практически реализуется путем усреднения за конечный временной интервал T , удовлетворяющий неравенствам [93]:

$$T \gg \max \{m/kv_{\perp}, \sqrt{\lambda} x/v_{\parallel}, v_{\parallel}/kv_{\perp}\}.$$

Исследованию влияния «одномерной» компоненты на дальность распространения посвящена работа [94]. Показано, что в случайной плоскостной в среднем однородной ($\epsilon_0 = \text{const}$) среде возможно существование флуктуационного волновода, не связанного с регулярной рефракцией, а обусловленного многократными рассеяниями, за счет которых энергия каналируется вдоль слоев. Дистанционная зависимость интенсивности сигнала от точечного источника при этом такая же, как и в регулярном диэлектрическом волноводе — вдали от источника она убывает как $1/x$. Высота распределения полей нормальных волн в случайном слое резко неоднородно: высотные функции экспоненциально убывают по обе стороны от случайно расположенных центров локализации, причем масштаб локализации не связан с толщиной слоя, как в регулярном диэлектрическом волноводе, а определяется статистическими параметрами функции $\delta\epsilon(z)$. Также резко неоднородным

является угловое распределение той части энергии, которая не захватывается флуктуационным волноводом, а высвечивается из него — на выходе из слоя возникает своеобразная фокусировка поля вблизи некоторых «резонансных» значений полярного угла.

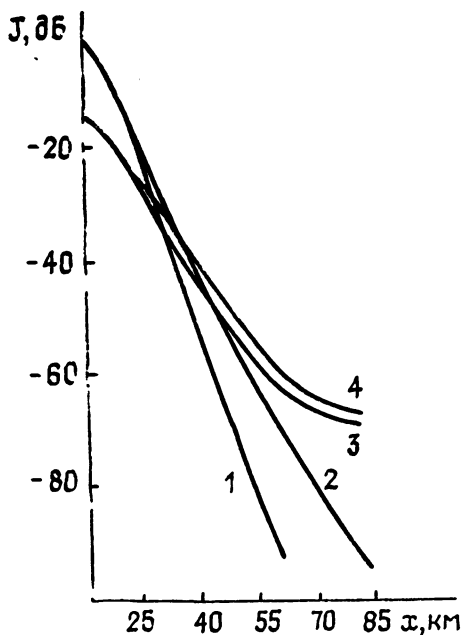


Рис. 11.

Приближенный учет сферичности Земли (член $2z/a$ в $\epsilon_M(z)$) приводит к ослаблению волноводного эффекта. Однако, как показано в [93], наличие случайной стратификации и в этом случае вызывает значительное усиление поля на больших расстояниях от источника. На рис. 11 представлена полученная в [93] зависимость от расстояния средней интенсивности J для двух длин волн $\lambda=10$ см и $\lambda=30$ см (кривые 3 и 4 соответственно). При расчетах принимались следующие значения параметров: высота источника z_0 и точки наблюдения $z=z_0=10$ м, $\sigma_z^2 = 10^{-13}$, $L_z=20$ м, эквивалентный радиус Земли $a = 8500$ км. Для сравнения на рисунке приведены дистанционные зависимости интенсивности в отсутствие случайных градиентов диэлектрической проницаемости для тех же длин волн (кривые 1 и 2 для $\lambda=10$ см и $\lambda=30$ см соответственно).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при загоризонтном распространении УКВ радиоволн на морских трассах имеется целый ряд особенностей, связанных с наличием инверсионных слоев показателя преломления. При этом наблюдаемые уровни поля за горизонтом обычно намного превышают уровни, которые могут быть объяснены дифракцией на земной сфере или теорией однократного рассеяния на турбулентных флуктуациях ϵ . Несмотря на определенные успехи в прогнозировании условий распространения радиоволн по результатам метеоизмерений достаточно простые физические механизмы, основанные на теории распространения волн в детерминированной горизонтально-однородной тропосфере, не в состоянии объяснить все многообразие имеющихся экспериментальных данных в различных климатических условиях и в достаточно широком диапазоне используемых на практике частот сигнала. Как показывают проведенные исследования, распространение дециметровых и более длинных радиоволн в волноводе испарения при $H \geq 10$ м, что характерно для субтропических и тропических районов

Мирового океана, достаточно хорошо описывается теорией В. А. Фока, в которой учитывается только средний по реализациям профиль $M(z)$. Однако при очень низких инверсиях — $H \sim 4 \div 6$ м измеренные уровни поля имеют большой разброс и часто превышают рассчитанные по этой теории. Для волн сантиметрового диапазона волноводы испарения толщиной более 10 м создают условия для захвата по крайней мере одного мода и согласно теории В. А. Фока должны обеспечивать передачу за горизонт части излученной энергии практически без затухания. В реальной ситуации затухание поля сантиметровых радиоволн на трассе 100—200 км в большинстве исследований оказывается на порядок больше, чем затухание, связанное с конечной проводимостью морской поверхности, и может быть объяснено суммарным вкладом рассеяния на флуктуациях показателя преломления и на взволнованной поверхности моря. Вклад объемного рассеяния на сантиметровых волнах оказывается доминирующим при слабом волнении моря. Кроме дополнительного ослабления рассеяние волноводных модов на флуктуациях ϵ приводит к перераспределению энергии поля по пространству. При этом высотная зависимость поля становится менее резкой, чем в горизонтально-однородном волноводе без флуктуаций. В приподнятых многомодовых волноводах, образованных M -инверсией на верхней границе АПС, рассеяние на флуктуациях приводит к перераспределению энергии между модами и, в конечном счете, к широкому распределению по пространству модов. При этом уровни измеренного поля внутри такого канала обычно несколько меньше (на величину ~ 10 дБ) рассчитанных по методу нормальных волн для горизонтально-однородного канала без флуктуаций. Погонное ослабление волноводного поля за горизонтом очень мало и составляет величины, не большие, чем 0,1 дБ/км. Такой низкий уровень потерь при распространении в канале можно качественно объяснить тем, что, в отличие от волновода испарения, в данной ситуации эффективная ширина индикатрисы рассеяния на флуктуациях ϵ (или на флуктуациях границы слоя) оказывается меньше сектора углов захвата волн в канал. При этом диффузия энергии по модам идет медленно, вследствие рассеяния высвечиваются лишь моды, безразмерные постоянные распространения которых (t_n) близки к значению $t_{\min} \approx U(kH/m)$.

Таким образом, при построении физических моделей распространения, адекватных имеющимся экспериментальным данным, в качестве необходимых параметров среды следует включать и данные о случайной структуре показателя преломления, по крайней мере о пространственном спектре случайного поля $\delta\epsilon$. Диапазон интересующих пространственных масштабов флуктуаций ϵ в каждой конкретной задаче различен, но, по-видимому, при распространении сигнала в поверхностном слое тропосферы наиболее интересными и наименее изученными являются крупномасштабные флуктуации ϵ , вертикальные масштабы которых $L_z \sim m/k$. На неоднородностях таких размеров происходит резонансное рассеяние на угол дифракции $\sim 1/m$. Многократное рассеяние на сильно анизотропных флуктуациях с вертикальным масштабом m/k обеспечивает стохастическое каналирование энергии вдоль земной поверхности, в некотором смысле аналогичное волноводному механизму. Заметим, что минимальное значение толщины приповерхностной инверсии, при которой обеспечивается волноводное каналирование энергии, имеет тот же порядок $H \sim m/k$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн / Под ред. В. А. Введенского, М. А. Колосова, А. И. Калинина, Я. С. Шифрина. — М.: Сов. радио, 1965.
2. Шур А. А. Характеристики сигналов на тропосферных радиоперелиниях. — М.: Связь, 1972.
3. Распространение ультракоротких радиоволн / Пер. с англ. / Под ред. Б. А. Шиллерова. — М.: Сов. радио, 1964.

4. Брауде С. Я., Герман В. Л., Островский И. Е., Безуглый И. М., Амосов В. И., Блюх П. В., Санин Ф. С., Шамфаров Я. Л. — Морской вестник, 1950, № 3, с. 3.
5. Rotherham S. — *Marconi Rev.*, 1974, 37, № 192, p. 18.
6. Хитни Т. В., Рихтер Ю. Х. и др. — ТИИЭР, 1985, 73, № 2, с. 106.
7. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1970.
8. Ламли Дж. Л., Пановский Г. А. Структура атмосферной турбулентности. — М.: Мир, 1966.
9. Van der Hoven. — *J. Meteorolog.*, 1957, 14, № 2, p. 160.
10. Колесникова В. Н., Монин А. С., — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1965, 1, № 7, с. 653.
11. Азизян Г. В., Гурвич А. С., Холмянский М. З. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, № 3, с. 236.
12. Гурвич А. С. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, № 4, с. 345.
13. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидродинамика. Ч. 1. — М.: Наука, 1965.
14. Толстобров Б. Я., Бердовский Н. М. — Труды ГГО, 1978, 414, с. 44.
15. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — М.: Сов. радио, 1970.
16. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. — М.: АН СССР, 1961.
17. Gossard E. — *Radio Sci.*, 1981, 16, № 5, p. 589.
18. Гаврилов А. С., Петров Ю. С. — В сб.: Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность. — Л.: СЗПИ, 1984, с. 31.
19. Гаврилов А. С., Петров Ю. С. — *Метеорол. и гидрол.*, 1981, № 4, с. 52.
20. Андрианов В. А., Ветров В. И., Ракитин Б. В. Тезисы докладов 6-го Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. 1980, ч. 2, с. 142.
21. Brown E. H., Freeman F., Hall J. — *Res. Geophys. Space Phys.*, 1979, 16, № 1, p. 47.
22. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.
23. Guinard N. W., Ransone J., Randall D., Purves C., Watkins P. — *IEEE Trans. AP*, 1964, AP-12, № 4, p. 479.
24. Гаврилов А. С., Пономарева С. М. Структура турбулентности в приземном слое атмосферы. Обзорная информация. Сер. Метеорология. — Обнинск: Всесоюзный научно-исследовательский институт гидрометеорологической информации, Мировой Центр Данных, 1984, вып. 1.
25. Фок В. А. — *ЖЭТФ*, 1945, 15, № 12, с. 693.
26. Леонтович М. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1944, 8, № 1, с. 16.
27. Леонтович М. А., Фок В. А. — *ЖЭТФ*, 1946, 16, № 7, с. 557.
28. Wait J. R. *Electromagnetic waves in stratified media.* — Oxford: Pergamon Press, 1962.
29. Андрианов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 22, № 12, с. 212.
30. Неделин А. А. — Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, 1974, 14, с. 140.
31. Felsen L. B. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1981, 69, № 2, p. 352.
32. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
33. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
34. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
35. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
36. Кукушкин А. В. Диссертация. Харьков, 1984.
37. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. Препринт ИРЭ АН СССР № 9 (381). — М., 1984.
38. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1974.
39. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. — М.: Наука, 1971.
40. Booker N. G., Walkinshaw W. — In: *Meteorological factors in radio waves propagation.* — London: The Phys. Soc., 1946, p. 80.
41. Ott R. H. — *J. Math. Phys.*, 1980, 21, № 5, p. 1256.
42. Бабич Б. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. — М.: Наука, 1972.
43. Бочаров В. Г., Кукушкин А. В., Синицын В. Г., Фукс И. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 126. — Харьков, 1979.
44. Кляцкин В. И. Препринт ИРЭ АН СССР № 15 (387). — М., 1984.
45. Андрианов В. А., Неделин А. А., Яковлева Г. Д. Тезисы 7-го Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М.: АН СССР, 1977, 3, с. 211.
46. Бугров А. Г., Кляцкин В. И., Шевцов Б. М. — *ДАН СССР*, 1984, 279, № 6, с. 1372.

47. Кукушкин А. В., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 2, с. 192.
48. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 408.
49. Каневский М. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 3, с. 417.
50. Грикуров В. Э. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 8, с. 1621.
51. Грикуров В. Э. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 9, с. 1201.
52. Кукушкин А. В., Фукс И. М. — В сб.: IX Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн. — Тбилиси, 1985, 1, с. 426.
53. Bass F. G., Freilicher V. D., Fuks I. M. — IEEE Trans. AP., 1974, № 2, p. 278.
54. Жук Н. П., Третьяков О. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 174. — Харьков, 1981.
55. Долин Л. С., Нечаев А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 11, с. 1337.
56. Нечаев А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 4, с. 427.
57. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 3, с. 401.
58. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 4, с. 520.
59. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких волн. — М.: Наука, 1979.
60. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
61. Тинин М. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 1, с. 36.
62. Воробьев В. В. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 2, с. 299.
63. Басс Ф. Г., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — УФЖ, 1969, 14, № 9, с. 1548.
64. Горская Н. С., Раевский М. А. — Акуст. журн., 1984, 30, № 2, с. 183.
65. Артельный В. В., Раевский М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 9, с. 1142; 1985, 28, № 4, с. 460.
66. Pekeris C. L. — Proc. IRE, 1947, № 5, p. 453.
67. Jeske H., Brocks K. — Radio Sci., 1966, № 8, p. 91.
68. Baumgartner G. B. Jr., Hitney H. V., Pappert R. A. — Proc. IEE, pt. F, 1983, 130, № 7, p. 630.
69. Bremner H. Terrestrial radio waves. — N. Y., 1949.
70. Pappert R. A., Goodhart C. L. — Radio Sci., 1977, 12, № 1, p. 75.
71. Кукушкин А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 10, с. 1227.
72. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 2, с. 1777.
73. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979.
74. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973.
75. Dresner M. R., Rather A. S. Tropospheric duct propagation beyond the horizon at UHF. — In: URSI Comm. F. Open Symposium Preprint, La Baule, France, 1977, 1, p. 31.
76. Кукушкин А. В., Синицын В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, с. 802.
77. Кукушкин А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 12, с. 1516.
78. Kukushkin A. V., Sinitsin V. G. — Radio Sci., 1983, 18, № 4, p. 573.
79. Акустика океана / Под ред. Дж. де Санто. — М.: Мир, 1982.
80. Комаров Н. Н., Островский И. Е., Замараев Б. Д., Розенберг А. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1960, 3, № 1, с. 39.
81. Chang H. T. — IEEE Trans. AP, 1971, AP-19, № 6, p. 751.
82. Hitney H. V., Pappert R. A., Hattan C. P. — Radio Sci., 1978, 13, № 4, p. 689.
83. Saughey C. J., Palmer S. G. — Quart. J. R. Met. Soc., 1979, № 105, p. 811.
84. Арманд Н. А., Кибардина И. Н., Ломакин Н. Н. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 9, с. 1854.
85. Ракитин Б. В. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 6, с. 1204.
86. Арманд Н. А., Кибардина И. Н., Ломакин Н. Н. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 5, с. 1127.
87. Марков Н. Г., Куликов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 6, с. 134.
88. Strickland — Ann. Telecomm., 1981, № 36, p. 457.
89. Морозов В. Е., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 12, с. 1421.
90. Иванов В. В., Кинбер Б. Е., Корженевич И. М., Смекалов Б. М. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 10, с. 2033.
91. Ерухимов Л. М., Шпиро П. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 443.
92. Саичев А. И., Славинский М. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 1, с. 75.
93. Кукушкин А. В., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 9, с. 1064.
94. Гредескул С. А., Фрейлихер В. Д. — В сб. докладов IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — Тбилиси, 1985, 1, с. 388.

95. Борисов Н. Д., Гуревич А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1876.
 96. Борисов Н. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 10, с. 1147.
 97. Басс Ф. Г., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 10, с. 1521.
 98. Чаевский Е. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 3, с. 357.
 99. Пузенко А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 8, с. 1185.
 100. Гребенчук А. Я., Синицын В. Г. — Препринт ИРЭ АН УССР № 54. — Харьков, 1975.
 101. Бин Б., Даттон Е. Радиометеорология / Пер. с англ. — Л.: Гидрометеониздат, 1971.
 102. Сапогов С. А., Фукс И. М. Тезисы докладов 12-й Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1978, 2, с. 40.
 103. Кацнельсон Б. Г., Сиденко А. В. — В сб. докладов IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — Тбилиси, 1985, 1, с. 384.
 104. Чаевский Е. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 6, с. 886.

Институт радиофизики и электроники
 АН УССР
 Радиоастрономический институт
 АН УССР

Поступила в редакцию
 12 марта 1986 г.

Аннотации депонированных статей

УДК 523.72

О НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЕ МЕЖПЛАНЕТНОЙ И МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТИЯ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л. Г. Генкин

Рассмотрена нагревная неустойчивость, возникающая в слабостолкновительной космической плазме в условиях развитой турбулентности. Взаимодействие частиц с волнами приводит к существенному возрастанию эффективных частот столкновений электронов $\nu_{эфф}^e$ и ионов $\nu_{эфф}^i$ и появлению турбулентного источника нагрева $Q_{эфф}$. На основе квазигидродинамических уравнений получен инкремент и порог развития неустойчивости. Ионно-звуковая турбулентность, экспериментально зарегистрированная в межпланетной плазме на космических аппаратах Гелиос 1 и 2, приводит к частоте $\nu_{эфф}^e \lesssim 1 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{эфф}^i \approx (10^{-4} \div 10^{-3}) \text{ с}^{-1}$. Показано, что в этом случае рассмотренный механизм вызывает образование крупномасштабной неоднородной структуры солнечного ветра с размерами $L \approx (10^{10} \div 10^{11}) \text{ см}$ и временами развития $\tau \approx (10^3 \div 10^4) \text{ с}$.

Проанализировано влияние нагревной неустойчивости на образование тонкой структуры плазмы III областей и звездного ветра при развитии в них ионно-звуковой турбулентности.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
 рег. № 4143 — В87. Деп. от 9 июня 1987 г.*

УДК 550.388

О ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЛИННЫХ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

И. Н. Дробязко, В. Н. Красильников

Исследуется отражение длинных внутренних гравитационных волн ВГВ от температурных и ветровых неоднородностей атмосферы с учетом вязкости среды и в присутствии геомагнитного поля. Для изучения частотно-энергетических закономерностей в диапазоне возможного волноводного распространения ВГВ предлагается упрощенная модель среды, адекватная по своим отражательным свойствам реальной атмосфере.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
 рег. № 4204 — В 87. Деп. от 10 июня 1987 г.*