

ОЦЕНКА СВЧ ПОЛЯ ЗА РАДИОГОРИЗОНТОМ ПО ИЗМЕРЕННОМУ ПРОФИЛЮ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Введение

Известно, что условия распространения радиоволн УВЧ и СВЧ диапазонов определяются характером процессов в пограничном слое атмосферы и подвержены сильным сезонным и суточным изменениям. Поэтому актуальна задача диагноза и прогноза текущих условий распространения по данным зондирования пограничного слоя атмосферы теми или иными методами [1, 2]. Среди известных методов зондирования наибольшее распространение получил метод измерения высотного профиля приведенного коэффициента преломления $N(h)$ в районе расположения заданных радиотрасс. Наглядность профилей $N(h)$ позволяет путем простого анализа определить вероятный тип условий распространения [1, 3]. Численная оценка этих условий в виде множителя ослабления $V(h, R)$ как функции высоты h и расстояния R требует, как правило, трудоемких расчетов.

Исследованиям поля и множителя ослабления при распространении радиоволн вдоль земной поверхности посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные работы [1 – 9]. Результаты этих работ обобщены в обзорах [10 – 13]. В работе [4] отмечается, что точность прогнозирования условий распространения СВЧ радиоволн современными системами прогнозирования AREPS и TUCUR в загоризонтной области неудовлетворительна. Приведенные в этой работе экспериментальные данные и результаты расчетов показывают, что наибольшие расхождения значений множителя ослабления (около 20 дБ) наблюдаются на дальностях 100...200 км.

В работе [14] для оценки множителя ослабления волн дециметрового диапазона (длина волны $\lambda = 35$ см) вблизи радиогоризонта и в области тени над морской поверхностью применен метод эквивалентных источников (МЭИ). Исходными данными для расчета $V(R)$ при $h = const$ были высоты корреспондирующих пунктов 1 и 2 (рис.1), расстояние между ними по поверхности Земли и высотные профили диэлектрической проницаемости $\epsilon(h)$, измеренные в «средней» части трассы. Порядок расчета и расчетные соотношения подробно изложены в работе [15]. МЭИ близок к методам геометрической теории дифракции [16] и опирается

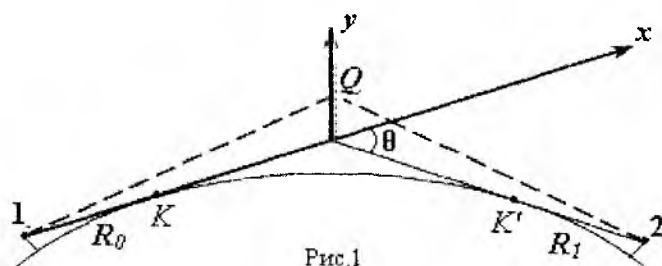


Рис.1

на геометрическую оптику и метод Кирхгофа. При разработке метода ставилась цель – найти простой путь приближенного расчета поля в зоне дифракции и переходной области от зоны дифракции к зоне дальнего тропосферного распространения, т.е. на дальностях до 200 км. Согласно [15] в первую очередь рассчитывается поле E_Q на плоскости Q

(см.рис.1) в средней части трассы (поле эквивалентных источников), причем область, где $E_Q \neq 0$, находится в зоне прямой видимости передающей и приемной антенн, расположенных в точках 1 и 2. Затем поле в точке наблюдения $E_S(R_1)$ вычисляется с помощью дифракционного интеграла Френеля – Кирхгофа по граничному полю E_Q . При вычислении поля E_Q учитывается отражение радиоволн от морской поверхности и связанные с профилем $\epsilon(h)$ фазовые искажения. Последние вычисляются путем решения уравнения эйконала.

В данной работе рассматриваются условия применимости метода эквивалентных источников и результаты приближенного расчета дистанционных зависимостей множителя ослабления $V(R)$ в коротковолновой части сантиметрового диапазона для $\lambda = 4$ см.

Условия применимости метода эквивалентных источников

Пределы применимости двухэтапного расчета поля с помощью МЭИ определяются условиями применения первых приближений геометрической оптики [8, 17]:

$$\lambda |\text{grad} \varepsilon| \ll \varepsilon, \quad (1)$$

$$\sqrt{\lambda L} \ll l_0, \quad (2)$$

$$\langle [\ln(A/A_0)]^2 \rangle \ll 1, \quad (3)$$

где L – дистанция, пройденная волной в неоднородной среде, l_0 – внутренний масштаб неоднородности, A – амплитуда волны, A_0 – начальная амплитуда при «входе» луча в неоднородную среду, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций. При малых флуктуациях уровня (3) флуктуации фазы могут быть и не малыми [17].

Условие (1) в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, как правило, выполняется. Условия (2) и (3) существенно ограничивают дистанции, на которых рассчитываются амплитуды поля. В нашем случае рассматриваются отклонения лучей от первоначальной траектории на малые углы $\theta \ll 1$, и неравенство (2) существенно ослабляется, поскольку малые углы дифракции связаны с крупномасштабными неоднородностями. Условие (3), как отмечается в [8], не является необходимым при решении уравнения эйконала для слоистых сред. Поэтому единственным существенным ограничением L для расчета фазовых искажений является требование отсутствия каустик.

Чтобы оценить минимальное расстояние до каустики, представим профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon(h)$, заданный в интервале высот $(0, H)$, в следующей форме:

$$\varepsilon(h) = \varepsilon_0 + g_c h + \tilde{\varepsilon}(h), \quad (4)$$

где ε_0 – среднее значение, g_c – средний градиент в интервале высот $0 < h < H$, $\tilde{\varepsilon}(h)$ – выборочная функция (реализация) случайного процесса, описывающая отклонения ε от составляющей $g_c h$ в (4). Линейная компонента $g_c h$ вызывает регулярную рефракцию и не влияет на расстояние пройденное волной до каустики. Поэтому структура и вид каустик зависят от случайной составляющей $\tilde{\varepsilon}(h)$.

Рассмотрим периодическую функцию $f(y)$ с периодом, равным интервалу высот, в котором измерен профиль $\varepsilon(h)$. Потребуем, чтобы в этом интервале выполнялось равенство

$$\tilde{\varepsilon}(y) = f(y), \quad 0 \leq y \leq H.$$

Значения $\tilde{\varepsilon}(y)$ всюду ограничены, и поэтому можно разложить $f(y)$ в ряд Фурье:

$$f(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{jn \frac{2\pi}{H} y}, \quad a_n = \frac{1}{H} \int_0^H f(y) e^{-jn \frac{2\pi}{H} y} dy. \quad (5)$$

Теперь пространственная структура $\tilde{\varepsilon}(y)$ представлена совокупностью детерминированных гармонических составляющих, а анализ поведения лучей сводится к известной задаче о каустиках позади плоского фазового экрана с синусоидальной модуляцией фазы [18].

Предположим, что после прохождения дистанции L в плоско-слоистой среде плоская волна приобретает фазовые искажения, которые на плоскости Q описываются поправкой к эйконалу первого порядка:

$$\varphi_1(y, L) = \frac{1}{2} \int_0^L \tilde{\varepsilon}(y) dL \approx \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}(y) L. \quad (6)$$

Для первой гармоники разложения (5) значения эйконала на этой плоскости с учетом (6) можно записать в виде

$$\varphi_1(\eta) = b \sin(\omega\eta + \alpha) = a_1 L \sin(\omega\eta + \alpha),$$

где $\omega = 2\pi/H$, η – координата выхода луча из фазового экрана, b – амплитуда «модуляции» эйконала, a_1 – амплитуда первой гармоники, α – начальная фаза, которую вначале положим равной нулю.

Уравнения каустик позади экрана имеют вид [18]:

$$\omega y = \omega\eta + \text{ctg}(\omega\eta) \left[1 - \omega^2 b^2 \cos^2(\omega\eta) \right], \quad (7)$$

$$\omega x = \frac{1}{\omega b \sin(\omega\eta)} \left[1 - \omega^2 b^2 \cos^2(\omega\eta) \right]^{3/2}. \quad (8)$$

Как показывает анализ [18], при $x < 0$ каустики отсутствуют. Наименьшее расстояние x_{κ} от плоскости Q до каустики при $\alpha = 0$, $x > 0$ соответствует значению параметра $\eta = H/4$, т.е. точке экрана, где радиус кривизны фазового фронта наименьший. Подставляя в уравнение (8) $\eta = H/4$, получим для первой гармоники

$$x_{\kappa 1} = \frac{H^2}{(2\pi)^2 a_1 L}. \quad (9)$$

Для гармоники с номером n

$$x_{\kappa n} = \frac{H^2}{(2\pi)^2 n^2 a_n L}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

Полное расстояние, пройденное волной до каустики,

$$R = L + x_{\kappa n} = L + \frac{H^2}{(2\pi)^2 n^2 a_n L}. \quad (11)$$

Если в выражении (11) рассматривать L как независимую переменную, то легко убедиться, что функция $R(L)$ при $L > 0$ имеет единственный минимум. Приравнявая нулю производную $\partial R / \partial L$ и учитывая (10), найдем минимальное расстояние R_m до каустики и соответствующие этому минимуму значения L_m и $x_{\kappa m}$:

$$\begin{aligned} R_m &= L_m + x_{\kappa m}, \\ x_{\kappa m} &= L_m, \\ L_m &= \frac{H}{2n\pi} (a_n)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Полученное значение R_m можно рассматривать как оценку максимальной дистанции при вычислении первой поправки к эйконалу (6). Значения $x_{\kappa m}$ и R_m позволяют приблизительно оценить протяженность трасс, на которых применим метод эквивалентных источников при произвольной структуре каустик, причем выражения (12) не зависят от длины волны λ , если выполнено необходимое условие применения геометрической оптики (1).

Для оценки порядка величин L_m , R_m предположим, что амплитуда первой гармоники $a_1 = 10^{-5}$, $H = 300$ м. Тогда из (12) следует: $L_1 = x_{\kappa 1} = 15,1 \cdot 10^3$ м; $R_1 = 30,2 \cdot 10^3$ м. Если $a_1 = 10^{-6}$, то $L_1 = 23,8 \cdot 10^3$ м; а $R_1 = 47,7 \cdot 10^3$ м. В случае расходящейся (цилиндрической) волны значения R_m и L_m будут, очевидно, больше вычисленных значений.

На рис. 2 приведены примеры амплитудных спектров (а, б) и среднеквадратические значения A_n амплитуд гармоник (в), полученные усреднением по всем реализациям $\varepsilon(h)$, использованным в расчетах.

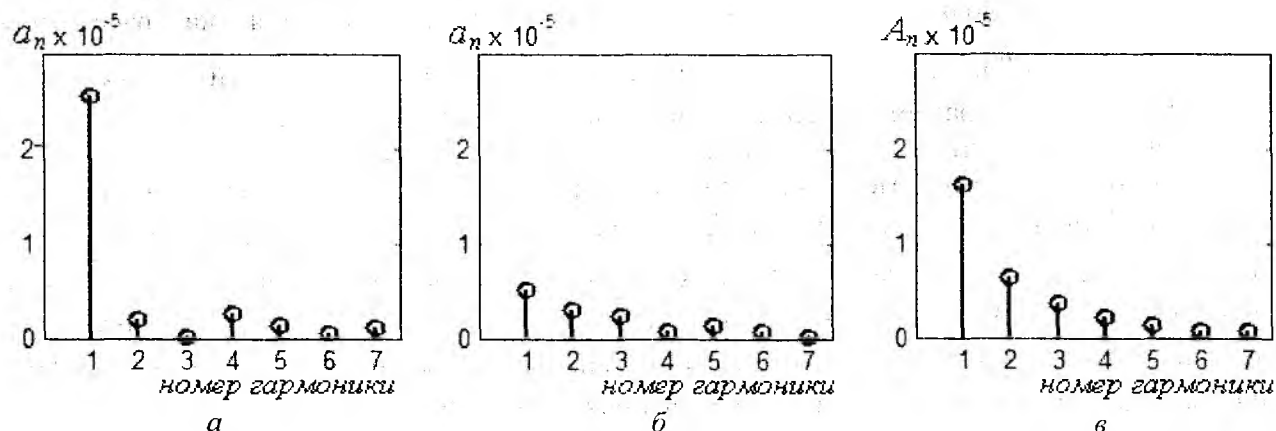


Рис. 2

Из выражения (12) следует, что L_m остается неизменным для всех n , если амплитуды a_n убывают как n^{-2} , но в общем случае минимальные значения L_m и $x_{км}$ определяются амплитудами высших гармоник.

Выбор положения плоскости Q произволен и зависит от условий конкретной задачи. Каждой точке на этой плоскости соответствуют два луча: один «геометрический» луч приходит от источника, второй (исходящий) дифракционный луч направлен в точку наблюдения. Фаза поля эквивалентного источника в этой точке учитывает суммарное изменение эйконалов двух этих лучей. Вычисление полного фазового сдвига наиболее просто выполняется в том случае, когда плоскость Q находится на пересечении касательных к земной поверхности, проведенных через точки расположения источника 1 и приемника 2 (см. рис.1). Тогда оба луча испытывают практически одинаковое влияние $\varepsilon(h)$ вблизи точек касания, которое учитывается соответствующими поправками к эйконалу.

Угловая зависимость множителя ослабления

Расчет поля в точке наблюдения 2 выполняется с помощью дифракционного интеграла [15, 16], который имеет вид

$$E_S(\mathbf{R}_1) = C \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}} E_Q(\mathbf{r}) \cdot F d^2r,$$

$$F = \exp\left\{jk \left(\rho^2 / 2R_0 + \rho^2 / 2R_1 \right)\right\},$$

где C – постоянная, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$, \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s – волновые векторы первичной (основной) и дифракционной волн, $E_Q(\mathbf{r})$ – поле эквивалентных источников, \mathbf{r} – двумерный радиус-вектор элемента dQ поверхности Q , R_0 и R_1 – соответственно расстояния от плоскости Q до передатчика 1 и приемника 2 (см.рис.1), ρ – расстояние от элемента dQ до прямой, соединяющей точки 1 и 2.

Если известны E_Q и F , то угловая зависимость дифракционного поля $E_S(\theta)$ получается в результате однократного вычисления преобразования Фурье. В том случае, когда $F \rightarrow 1$, получаются значения поля во всем пространстве – в зоне прямой видимости и в области тени. Формально, если $F \neq 1$, то вычисленное значение E_S справедливо только в точке \mathbf{R}_1 и ее малой окрестности. Практически в модельных исследованиях множитель ослабления V при фиксированном значении угла дифракции θ слабо зависит от расстояния

до точки наблюдения. Тогда можно приближенно характеризовать дифракционное поле диаграммой вторичного излучения, хотя диаграмма направленности (в терминах теории антенн) еще не сформировалась. Например, для размера области эквивалентных источников $H = 300 \text{ м}$ при $\lambda = 0,04 \text{ м}$ зона дифракции Френеля простирается на расстояния $R \sim 2H^2 / \lambda = 4,5 \cdot 10^6 \text{ м}$, т.е. превышает протяженность наземных радиолиний. Тем не менее, результаты модельных расчетов подтверждаются экспериментальными данными.

В ходе экспериментальных исследований [1, 19] было установлено, что на совокупностях загоризонтных трасс, имеющих общий участок вдоль поверхности Земли, множители ослабления V приближенно совпадают. Длина трасс R_{mp} , на которых сохранялось это приближенное равенство, составляла от 60 км до 200 км. Протяженность общего участка вдоль поверхности Земли KK' (см. рис. 1) изменялась от 0 до 60 км. Отношение множителей ослабления V , измеренных при $\theta = const$, но разных R , оказалось в пределах 0,88...1,2 дБ при различных состояниях тропосферы и значениях V от 2 дБ до -60 дБ [19].

Таким образом, рассчитанная угловая зависимость $V(\theta)$ может быть использована для расчета дистанционных зависимостей $V(R, h)$ с непрерывным переходом из области прямой видимости в область геометрической тени.

Результаты расчетов

Для расчета дистанционных зависимостей $V(R)$ и сравнения их с экспериментальными данными были использованы результаты натурных измерений высотных профилей $N(h)$ и дистанционных зависимостей $V(R)$, полученных в процессе комплексных исследований пограничного слоя атмосферы в прибрежной зоне над морем согласно методике, приведенной в [14].

На рис. 3 – 7 приведены измеренные значения приведенного коэффициента преломления $N(h)$ (а) и соответствующие дистанционные зависимости $V(R)$, вычисленные для трасс, на которых проводились экспериментальные исследования (б). На всех графиках $N(h)$ сплошной линией обозначен измеренный профиль $N(h)$, штриховой – зависимость $N(h)$ для «стандартной» атмосферы. На графиках дистанционных зависимостей $V(R)$ сплошные линии – экспериментальные данные, штриховые – результаты расчета; сплошной вертикальной линией обозначена граница геометрической тени для стандартной атмосферы.

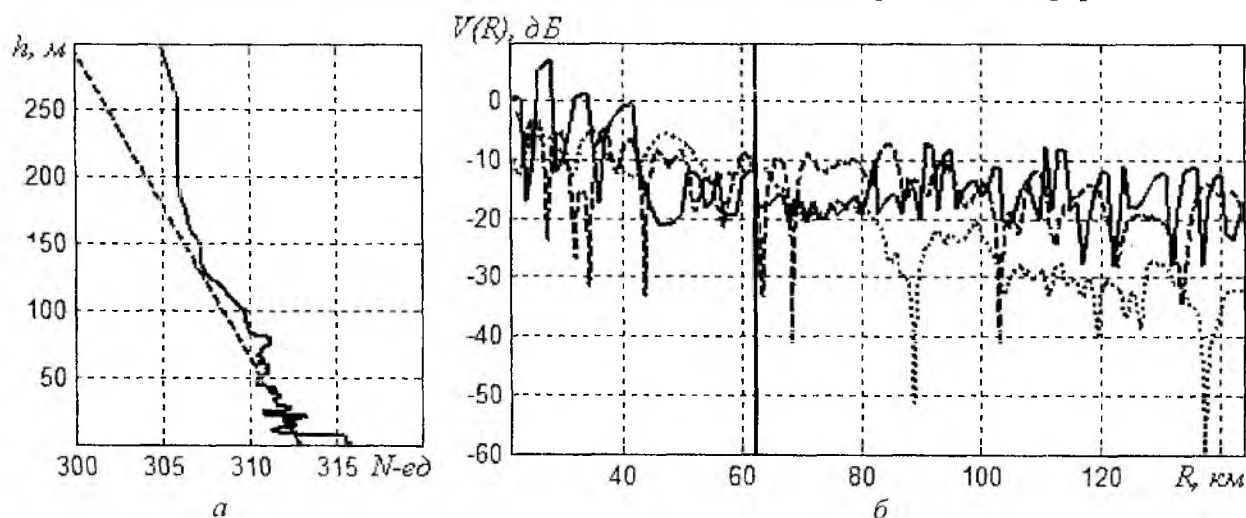


Рис.3

Профиль $N(h)$ на рис. 3, *а* соответствует такому состоянию тропосферы, когда наблюдается приводная инверсия. Как следует из экспериментальной дистанционной зависимости (рис. 3, *б*), инверсия приводит к волноводному распространению волны длиной $\lambda = 0,04$ м. Наилучшее совпадение экспериментальных данных и результатов расчета в этом случае достигается при вычислении поправки ϕ_1 к эйконалу по формуле (8) в приближении плоской волны. Если учитывается сферическая расходимость, то в загоризонтной области расчетные значения $V(R)$ (пунктир) оказываются ниже.

На рис. 4, *а* приведен профиль $N(h)$, имеющий слабо выраженную приводную инверсию. Влияние ее на ход $V(R)$ незначительное, и поэтому расчетная и экспериментальная зависимости $V(R)$ близки к зависимости $V(R)$ для стандартной тропосферы, рассчитанной по дифракционным формулам [5, 6] (пунктир).

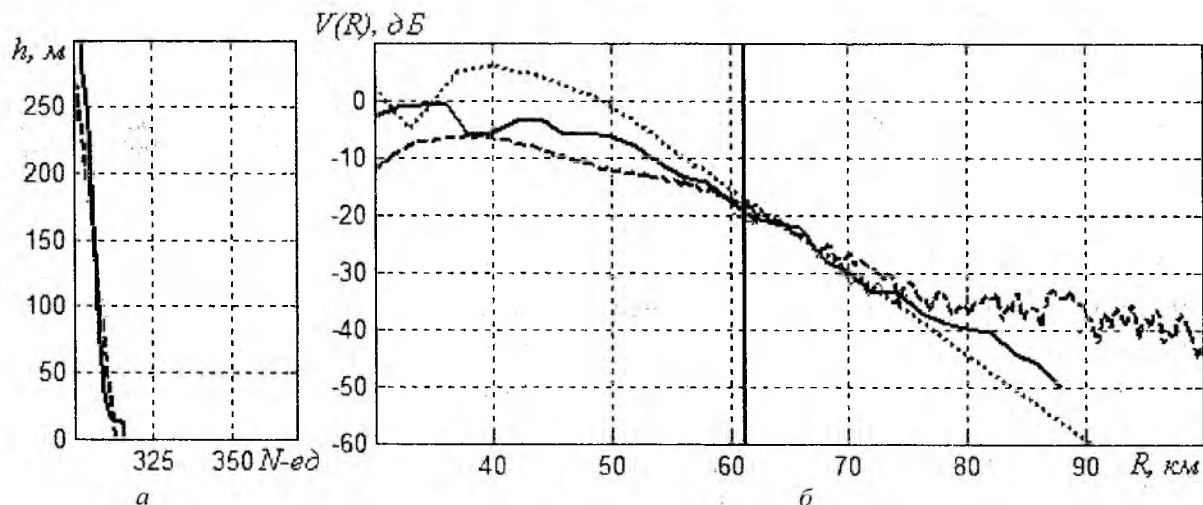


Рис. 4

Измеренный профиль $N(h)$ на рис. 5, *а* в диапазоне высот 6...90 м соответствует повышенной рефракции. Экспериментальная (сплошная линия) и рассчитанная дистанционные зависимости $V(R)$ на рис. 5, *б* характерны для таких условий распространения. Наибольшее расхождение между ними имеет место в зоне прямой видимости. Это может быть связано с отсутствием данных о профиле $N(h)$ выше 220 м.

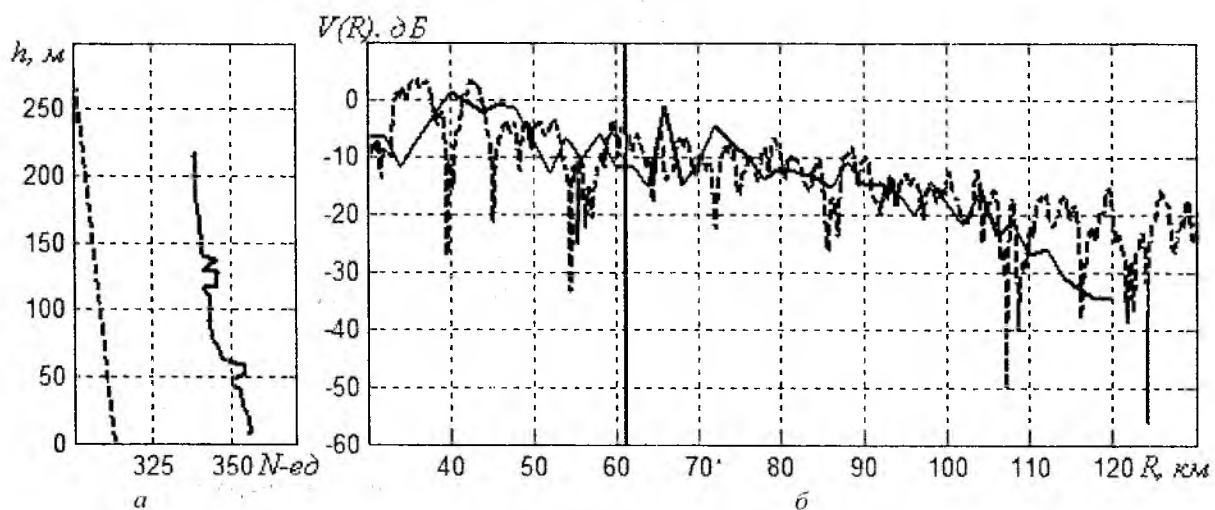


Рис. 5

На рис. 6, *а* приведен измеренный профиль $N(h)$, имеющий приподнятую инверсию. Дистанционные зависимости $V(R)$, как экспериментальная, так и рассчитанная по профилю

$N(h)$, соответствуют данным условиям. Хотя метод эквивалентных источников не предназначен для расчета волноводного распространения, в области расстояний до 160 км получается правильная оценка множителя ослабления.

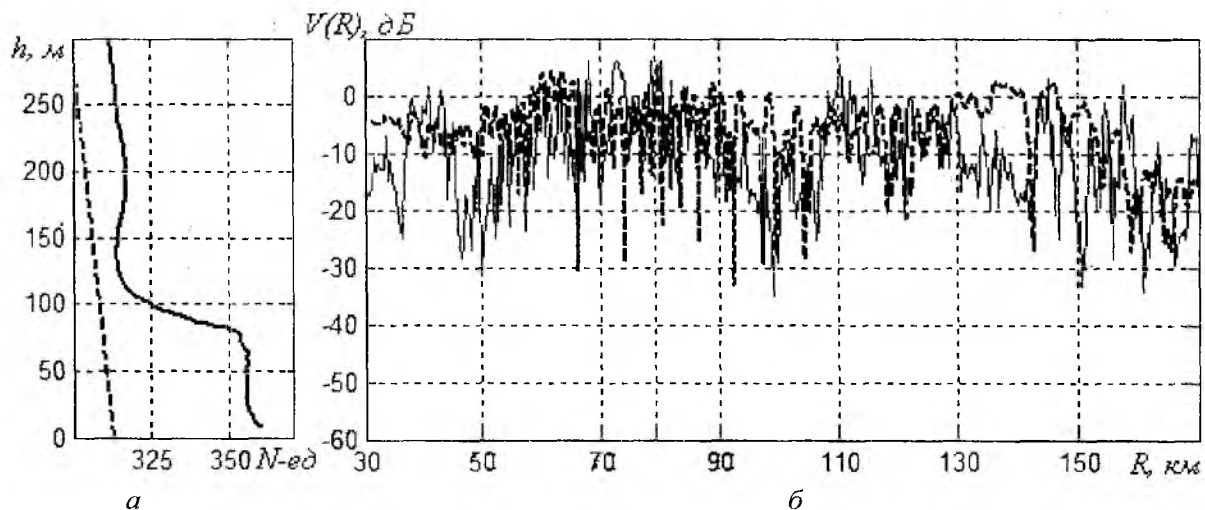


Рис. 6

Профиль $N(h)$, приведенный на рис. 7, а, в диапазоне высот до 150 м соответствует сверхрефракционным условиям распространения. Как экспериментальная дистанционная зависимость $V(R)$, так и рассчитанная (рис. 5, б), соответствуют данным условиям распространения. Наибольшие отличия между ними имеют место в области прямой видимости.

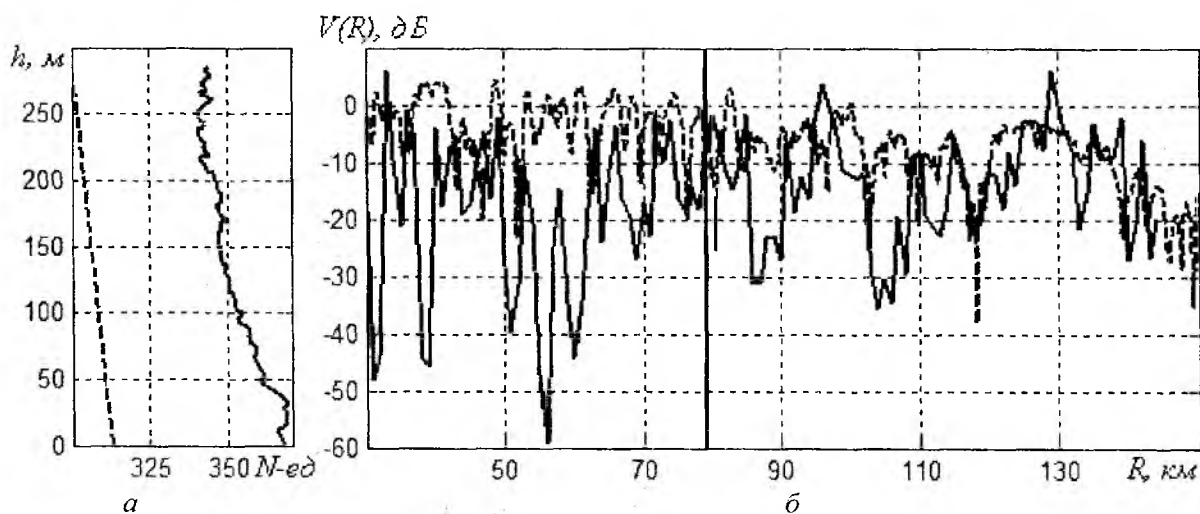


Рис. 7

Расхождение расчетных и экспериментальных зависимостей $V(R)$ для профилей измеренных до высоты 300 м, может быть связано в некоторых случаях с влиянием вышележащих слоев.

Как видно из рис. 3 – 7, на морских трассах, где проводились комплексные исследования, удовлетворительное соответствие результатов расчета экспериментальным данным наблюдаются для всех наиболее характерных типов высотных профилей, охватывающих условия распространения сантиметровых радиоволн, от стандартных до сверхрефракционных.

Выводы

Дистанционные зависимости множителя ослабления СВЧ поля над морской поверхностью, рассчитанные методом эквивалентных источников, в большинстве случаев удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для закрытых тропосферных трасс

протяженностью около 170 км при различных условиях распространения – от «стандартных» до сверхрефракционных.

В некоторых случаях расхождение расчетных и экспериментальных значений множителя ослабления на отдельных участках трассы достигает 10 дБ, но характер дистанционной зависимости соответствует экспериментальным данным, что позволяет использовать результаты расчета для диагноза и краткосрочного прогноза радионаблюдаемости и радиолокационной наблюдаемости.

Точность расчетов можно повысить путем учета отражения дифракционных (вторичных) волн от земной поверхности, а также возможных каустических сдвигов фаз.

Авторы признательны В.Б. Разказовскому, Г.И. Хлопову и сотрудникам отдела физических основ радиолокации ИРЭ НАН Украины им. Усикова за внимание к работе и полезные обсуждения.

Список литературы 1. *Диагностика условий распространения УКВ в тропосфере*; под ред. Г.И. Хлопова. – Киев: Наук. думка, 2010. – 264с. 2. *Жуков Б.В.* Результаты натурной реализации диагноза радиолокационной наблюдаемости по данным радиопросвечивания атмосферы эталонными источниками // *Радиотехника*. – 2006. – Вып.146. – С. 242-249. 3. *Жуков Б.В.* Диагноз типов условий загоризонтного распространения радиоволн в прибрежной зоне акваторий по данным радиопросвечивания тропосферы // *Радиотехника*. – 2010. – Вып.163. – С. 248-255 4. *Акулиничев Ю.П., Ваулин И.Н., Ровкин М.Е.* Оценка эффективности прогнозирования зон радиовидимости по имеющимся экспериментальным данным // *Изв. вузов. Физика*. – 2007. – Т. 50, N5. – С. 87 – 92. 5. *Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: АН СССР, 1961. 546 с. 6. *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М.: Сов. радио, 1970. – 517с. 7. *Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн*; Под ред. Б.А. Введенского и др. – М.: Сов. радио, 1965. – 418с. 8. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548с. 9. *Лобкова Л.М.* Распространение радиоволн над морской поверхностью. – М.: Радио и связь, 1991. – 256с. 10. *Хитни Г.В., Рихтер Ю.Х., Папперт Р.А., Андерсон К.Д., Баумгартнер Дж.Б.* Распространение радиоволн в тропосфере: обзор // *ТИИЭР*. – 1985. – Т.73, N2. – С.106-128. 11. *Шур А.А.* Характеристики сигнала на тропосферных радиоприемах. – М.: Связь, 1972. – 105с. 12. *R.K. Crane* A review of transhorizon propagation phenomena // *Radio Science*. – Vol. 16, No 5, Sept.-Oct. 1981. – P. 649-669. 13. *Высоковский Д.М.* Некоторые вопросы дальнего тропосферного распространения ультракоротких волн. – М.: Изд-во АН СССР, 1985. – 110с. 14. *Жуков Б.В., Клюева А.Н., Петров В.А.* Оценка дистанционных зависимостей УВЧ радиополя над морем для произвольных высотных профилей коэффициента преломления воздуха // *Радиотехника*. – 2011. – Вып.164. – С. 58-65. 15. *Петров В.А., Клюева А.Н., Павлова О.Л.* Оценка текущих условий загоризонтного распространения УКВ по заданному пространственному распределению коэффициента преломления воздуха // *Радиотехника*. – 2011. – Вып.166. – С. 214 – 222. 16. *Боровиков В.А., Кинбер Б.Е.* Геометрическая теория дифракции. – М.: Связь, 1978. – 248с. 17. *Чернов Л.А.* Волны в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1977. – 170с. 18. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 304с. 19. *Жуков Б.В., Андриенко Ю.А.* Результаты экспериментальных исследований множителя ослабления на морских трассах с общим участком вдоль поверхности раздела // *Радиотехника*. – 2006. – Вып.145. – С.20 – 27.

*ИРЭ НАН Украины им. Усикова
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 13.12.2013