

ОЦЕНКА ТЕКУЩИХ УСЛОВИЙ ЗАГОРИЗОНТНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ УКВ ПО ЗАДАННОМУ ПРОСТРАНСТВЕННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Введение

Для повышения надежности и эффективности систем радиолокации, радионавигации, связи необходимы сведения о текущих условиях распространения радиоволн вблизи радиогоризонта и за его пределами [1]. Задача диагноза условий распространения ультракоротковолны длительное время была предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований и остается актуальной в настоящее время [1, 2].

Анализ известных методов расчета поля при распространении радиоволн над земной поверхностью содержат монографии [3 – 6] и ряд обзоров [2, 7 – 9]. В большинстве методов расчета, дающих в пределе точное решение, предполагается, что диэлектрическая проницаемость воздуха ϵ зависит только от одной координаты – высоты h над поверхностью Земли. Лишь в этом случае, как отмечает Е.Л. Фейнберг [3], из уравнений Максвелла можно вывести уравнение, по форме совпадающее с волновым уравнением, но с волновым числом, зависящим от координаты h . При этом принципиально можно получить решение уравнения методом аппроксимации произвольного высотного профиля $\epsilon(h)$ кусочно-линейной или кусочно-параболической функцией. Такой путь решения задачи используется для расчета коэффициента ослабления поля при распространении радиоволн над обширными акваториями, где зависимость $\epsilon(h)$ сохраняет свои особенности на больших расстояниях и практически определяет характер распространения радиоволн над водной поверхностью [2].

В прибрежных зонах и над сушей коэффициент преломления существенно зависит от горизонтальных координат, и эта зависимость подвержена весьма сильным суточным и сезонным изменениям. Для расчета поля за радиогоризонтом в этом случае можно вернуться к одной из первых попыток решения задачи дифракции на поверхности Земли, подробно рассмотренной в работе [3]. Анализируя полное решение, полученное методом параболического уравнения, Е.Л. Фейнберг отмечает, что «вблизи горизонта, в тени можно получить простой и важный результат: функция ослабления совпадает с той, которая получается для дифракции Френеля на некотором эквивалентном плоском экране». Этот вопрос также подробно анализируется в работе [10]. Заменять дифракцию от сферической поверхности Земли дифракцией Френеля от прямолинейного края плоского экрана, находящегося на расстоянии радиогоризонта, можно при выполнении двух условий. Во-первых, высоты источника h_1 и точки наблюдения h_2 над земной поверхностью должны удовлетворять неравенству [3]

$$\sqrt{h_{1,2}} \gg 10 \sqrt[3]{\lambda},$$

где λ – длина волны. Во-вторых, расстояние от границы геометрической тени до точки наблюдения должно быть значительно меньше, чем до поверхности Земли. Таким образом, область френелевской дифракции охватывает только сравнительно малые «погружения» в тень.

Область применимости дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа значительно расширяется, если в качестве граничного поля рассматривается поле волны, испытавшей воздействие неоднородной среды и земной поверхности при распространении от источника до некоторой плоскости Q (рис. 1) в средней части трассы. Результаты расчетов поля таким путем и сравнение их с экспериментальными данными приведены в работе [11].

В отличие от метода параболического уравнения, здесь нет ограничений на пространственную структуру диэлектрической проницаемости ϵ среды, кроме требования малости флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ по сравнению со средним значением $\bar{\epsilon}$.

Ниже рассматривается методика приближенного расчета поля вблизи границы геометрической тени с применением дифракционного интеграла Френеля – Кирхгофа и расчетом граничного поля методом геометрической оптики (МГО).

Порядок расчета

Предположим, что известно поле $U_Q(\mathbf{r})$ на некоторой поверхности Q в средней части тропосферной трассы (см. рис.1), причем та часть поверхности, на которой $U_Q \neq 0$, находится в зоне прямой видимости передающей 1 и приемной 2 антенн. Тогда поле в точке наблюдения 2 приближенно можно найти, используя интегральную теорему Кирхгофа [12] и полагая, что при $x > 0$ источники отсутствуют. С другой стороны, U_Q – это поле источника излучения, испытавшее влияние неоднородной среды и поверхности Земли при распространении до поверхности Q . Если известно распределение в пространстве диэлектрической проницаемости $\epsilon(\mathbf{r})$ на этом участке трассы, то U_Q можно рассчитать методом геометрической оптики (МГО) [13].

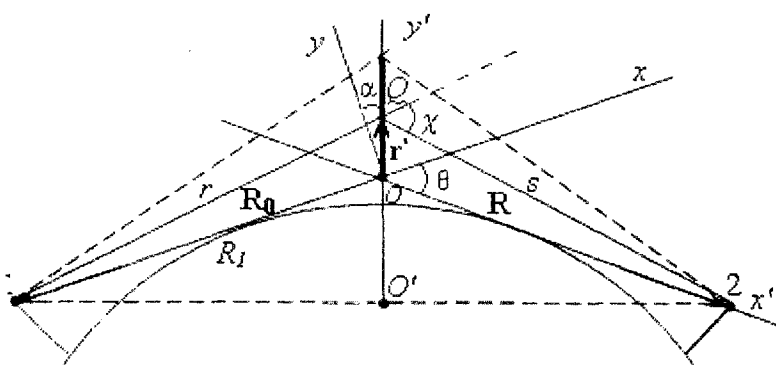


Рис. 1

Известно [13], что дисперсия уровня расходящейся сферической волны при распространении в среде со случайными неоднородностями в 10 раз меньше, чем в плоской волне. В нашем случае это позволяет пренебречь амплитудными флуктуациями и свести задачу к вычислению только флуктуаций фазы. При этом, как отмечается в работе [13], результаты вычислений могут сохранять силу и за пределами применимости

МГО. Амплитудные значения U_Q рассчитываются по интерференционным формулам [14], поскольку по условию область, в которой $U_Q \neq 0$, находится в зоне прямой видимости передающей антенны.

Такой путь расчета позволяет при малых углах $|\theta|$ (см. рис.1) получить непрерывное угловое распределение комплексных амплитуд поля как в зоне прямой видимости, так и в области геометрической тени для заданной выборочной функции (реализации) $\epsilon(\mathbf{r})$.

Граничное поле

Предположим, что в области распространения волны выполняется общее условие применимости МГО [13] – малое изменение диэлектрической проницаемости ϵ среды на расстоянии равном длине волны λ . Будем считать, что поле падающей волны в каждой точке приближенно имеет структуру плоской волны:

$$U = Ae^{j\psi} = Ae^{jk_0\varphi},$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме, φ – фазовый путь волны (эйконал).

В этом случае справедливо уравнение эйконала [13]

$$(\nabla\varphi)^2 = \epsilon, \tag{1}$$

где $\nabla\varphi$ – градиент эйконала по направлению лучевой траектории l .

Решение уравнения (1) при малых изменениях $\varepsilon(\mathbf{r})$ можно найти методом возмущений. Пусть

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \bar{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

причем среднеквадратическое отклонение σ_{ε} случайной составляющей $\tilde{\varepsilon}$ мало по сравнению со средним значением $\bar{\varepsilon}$. Следуя [13], представим φ в виде ряда

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \quad (3)$$

и будем полагать, что φ_0 удовлетворяет уравнению

$$(\nabla\varphi_0)^2 = \bar{\varepsilon}. \quad (4)$$

При распространении волн в тропосфере справедливо неравенство $|\nabla\varphi_1| \ll |\nabla\varphi_0|$, причем $|\nabla\varphi_0| \approx 1$. Поэтому после подстановки (2) и (3) в уравнение эйконала (1) можно пренебречь слагаемым $(\nabla\varphi_1)^2$. Тогда с учетом (4) получается уравнение для вычисления поправки первого порядка φ_1 :

$$2(\nabla\varphi_0 \nabla\varphi_1) = \tilde{\varepsilon}. \quad (5)$$

Для нулевого приближения φ_0 можем записать

$$\nabla\varphi_0(\mathbf{r}) = \mathbf{l}\sqrt{\bar{\varepsilon}(\mathbf{r})}, \quad (6)$$

где \mathbf{l} – единичный вектор касательной к «невозмущенной» лучевой траектории в точке \mathbf{r} .

Подставляя (6) в уравнение (5), получим

$$2(\nabla\varphi_0 \nabla\varphi_1) = 2\sqrt{\bar{\varepsilon}}(\mathbf{l} \nabla\varphi_1) = 2\sqrt{\bar{\varepsilon}} \frac{d\varphi_1}{dl} = \tilde{\varepsilon},$$

откуда

$$\varphi_1(L) = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{\tilde{\varepsilon}(l)}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} dl. \quad (7)$$

В выражении (7) интегрирование ведется вдоль траектории l невозмущенного луча, а L – дистанция, пройденная волной. Невозмущенный эйконал, очевидно, $\varphi_0 = \sqrt{\bar{\varepsilon}}L$.

Поскольку в тропосфере $\bar{\varepsilon} \approx 1$, поправка первого порядка вдоль луча l

$$\varphi_1(L) \approx \frac{1}{2} \int_0^L \tilde{\varepsilon}(l) dl. \quad (8)$$

Если на участке L трассы тропосферного распространения волну приближенно можно считать плоской в области Q_1 волнового фронта, т.е. полагать $U(x) = Ae^{jkx}$, то для вычисления эйконала в области Q получаем выражение

$$\varphi(L, y, z) \approx \varphi_0(L) + \varphi_1(L, y, z) \approx \sqrt{\bar{\varepsilon}}L + \frac{1}{2} \int_0^L \tilde{\varepsilon}(x, y, z) dx. \quad (9)$$

Амплитудные значения граничного поля вычисляются с учетом коэффициента ослабления в области прямой видимости [14]:

$$V = \sqrt{1 + |\Phi|^2 D^2 - 2|\Phi|D \cos(2\pi\Delta r/\lambda)},$$

где $|\Phi|$ – модуль коэффициента отражения от плоской земной поверхности, Δr – разность хода между прямой и отраженной волнами, D – коэффициент, учитывающий уменьшение

$|\Phi|$ при отражении от сферической поверхности Земли. Значение $|\Phi|$ для волн горизонтальной и вертикальной поляризации при малых углах скольжения γ в дециметровом диапазоне волн можно вычислить по формулам [14]

$$|\Phi_{gor}| = 1 - \frac{2 \sin \gamma}{\sqrt{\epsilon_2 - 1}}, \quad |\Phi_{vert}| = 1 - \frac{2\epsilon_2 \sin \gamma}{\sqrt{\epsilon_2 - 1}},$$

где ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость поверхности Земли.

Разность хода Δr , угол скольжения γ и коэффициент расходимости D выражаются через приведенные высоты h_1' и h_2' , т.е. высоты точек излучения и наблюдения поля над плоскостью, касательной к земной поверхности в точке отражения:

$$\Delta r = \frac{2h_1' h_2'}{R}; \quad D = \left[\sqrt{1 + \frac{2R_1^2 h_1' h_2'}{a_3 (h_1' + h_2')^3}} \right]^{-1}; \quad \text{tg} \gamma \approx \gamma = \frac{h_1' + h_2'}{R_1}.$$

В этих выражениях a_3 – эквивалентный радиус Земли, R_1 – расстояние от источника излучения 1 до плоскости Q по поверхности Земли.

Для вычисления приведенных высот используются следующие соотношения [14]:

$$h_1' = h_1 (1 - \zeta^2), \quad h_2' = h_2 (1 - \zeta^2), \quad \zeta = R_1 / R_{np} = R_1 / (\sqrt{2a_3} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})),$$

где h_1 – высота фазового центра источника излучения над поверхностью Земли; h_2 – высота точки, в которой рассчитывается множитель ослабления на плоскости Q , относительно земной поверхности.

Обозначим модуль множителя ослабления на плоскости y, z как $V(\mathbf{r}')$. Тогда амплитуда граничного поля без учета диаграммы направленности антенны передатчика $|A(\mathbf{r}')| = A_0 V(\mathbf{r}')$.

Комплексная амплитуда граничного поля

$$A(\mathbf{r}') = |A(\mathbf{r}')| e^{jk\varphi} = A_0 V(\mathbf{r}') e^{jk\varphi}, \quad (10)$$

где φ – эйконал (9).

Поле в зоне дифракции Френеля

Предположим, что в результате решения первой части задачи найдено поле U_Q на плоскости Q (см. рис.1) и при $x > 0$ отсутствуют источники вторичных волн. Тогда расчет поля в точке наблюдения 2 сводится к хорошо известной задаче, которая решается с применением интегральной теоремы Гельмгольца – Кирхгофа [12]:

$$U(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\exp(jks)}{s} \right] - \frac{\exp(jks)}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right\} dS, \quad (11)$$

где S – замкнутая поверхность, образованная плоскостью y, z и полусферой бесконечно большого радиуса; $s = |\mathbf{s}| = |\mathbf{R} - \mathbf{r}'|$ – расстояние от точки наблюдения до элемента dS в области Q ; $\frac{\partial}{\partial n}$ обозначает дифференцирование по направлению внутренней нормали \mathbf{n} к поверхности интегрирования, \mathbf{R} – радиус-вектор точки наблюдения 2, \mathbf{r}' – радиус-вектор элемента dS в области Q .

Метод Кирхгофа расчета $U(\mathbf{R})$ предполагает равенства $U_Q(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r})$; $\frac{\partial U_Q}{\partial n} = \frac{\partial U}{\partial n}$ в ограниченной области Q и равенство нулю поля U и его производных на всей остальной части поверхности S . При этом интеграл по полусфере обращается в нуль. В работе [3] показано, что такое приближение вполне допустимо в случае закрытых тропосферных трасс, когда точка пересечения касательных к поверхности Земли (точка O на рис. 1) находится выше земной поверхности.

Поле падающей волны в области Q запишем в виде

$$U_Q(\mathbf{r}') = A(\mathbf{r}') \frac{\exp(jkr)}{r},$$

где $r = |\mathbf{r}' - \mathbf{R}_0|$ – расстояние от источника до элемента dS , $A(\mathbf{r}')$ – комплексная функция, не зависящая от r и равная нулю за пределами области Q . Тогда

$$\frac{\partial U_Q}{\partial n} = \frac{A(\mathbf{r}')}{r} \left(jk - \frac{1}{r} \right) \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}).$$

Пренебрегая в производных по нормали слагаемыми, содержащими в знаменателях r^2 и s^2 , получим из (11) дифракционный интеграл Френеля – Кирхгофа [12]:

$$U(\mathbf{R}) = -\frac{j}{2\lambda} \iint_Q \frac{A(\mathbf{r}')}{rs} e^{jk(s+r)} [\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{s})] dS. \quad (12)$$

Выражение (12) справедливо и в том случае, когда Q – часть сферической поверхности радиуса r_0 , совпадающей с фронтом падающей волны. В этом случае $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_0) = 1$, и если обозначить $\chi = \pi - (\mathbf{r}, \mathbf{s})$, то интеграл (12) приводится к виду

$$U(\mathbf{R}) = -\frac{j}{\lambda} \iint_Q \frac{A(\mathbf{r}') \exp[jk(r+s)] (1 + \cos \chi)}{rs \cdot 2} dS. \quad (13)$$

В подынтегральном выражении (13) множитель $(1 + \cos \chi)/2$ – это коэффициент наклона [12], который, по определению, достигает максимума в центре первой зоны Френеля, т.е. при $\chi = 0$. В этом случае векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{s} коллинеарны, а так как они пересекаются в точке \mathbf{r}' , то при $\chi = 0$ они лежат на одной прямой.

Таким образом, в однородной среде центр первой зоны Френеля всегда находится на прямой, соединяющей фазовый центр источника и точку наблюдения, независимо от выбора системы координат и начала вектора \mathbf{r}' . Этот факт имеет значение при расчетах поля на закрытых тропосферных трассах, поскольку в «общей» области диаграмм направленности приемной и передающей антенн получается весьма сложная фазовая структура поля.

Преобразуем общее выражение (13) так, чтобы учесть геометрические размеры трассы распространения радиоволн. Предположим, что источник излучения и точка наблюдения находятся на оси $O'x'$ прямоугольной системы координат x', y', z' , а область Q – на плоскости y', z' (см. рис. 1). Координаты элемента поверхности dS в области Q определяются радиус-вектором $\mathbf{r}'\{y', z'\}$.

Как правило, на тропосферных трассах размеры области Q , на которой $U_Q(\mathbf{r}') \neq 0$, значительно меньше расстояний от этой области до источника (R_0) и приемной антенны (R). т.е. выполняются неравенства:

$$R_0 = |\mathbf{R}_0| \gg |\mathbf{r}'|, \quad R = |\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}'|. \quad (14)$$

В силу неравенств (14) в знаменателе подынтегрального выражения (13) можно полагать $r \approx R_0$, $s \approx R$, а в показателе степени использовать разложения [15]:

$$r = |\mathbf{r}' - \mathbf{R}_0| \approx R_0 - \mathbf{r}'\mathbf{n}_0 + (\rho^2 / 2R_0) - \dots,$$

$$s = |\mathbf{R} - \mathbf{r}'| \approx R - \mathbf{r}'\mathbf{n}_s + (\rho^2 / 2R) - \dots,$$

где $\rho^2 = y'^2 + z'^2$, единичный вектор \mathbf{n}_0 направлен из точки \mathbf{r}' в точку, где находится источник излучения, а единичный вектор \mathbf{n}_s – из точки \mathbf{r}' в точку наблюдения. Угол χ в случае тропосферных трасс средней протяженности составляет единицы градусов. Поэтому можно полагать $(1 + \cos \chi) / 2 \approx 1$, и тогда выражение (13) с учетом (9) и (10) приводится к следующему виду:

$$U(\mathbf{R}) = \frac{k_0 e^{jk(R_0 + R)}}{j2\pi R_0 R} \iint_Q e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}'} \left[A(\mathbf{r}') \exp \left\{ \frac{jk\rho^2}{2} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} \right) \right\} \right] d^2 r', \quad (15)$$

где $\mathbf{K} = k\mathbf{n}_s - k\mathbf{n}_0$, $A(\mathbf{r}') = A_0 V(\mathbf{r}') \exp\{jk_0 \phi_1(\mathbf{r}')\}$, $\phi_1(\mathbf{r}') = \phi_1(R_0, y, z)$ – поправка к эйконалу первого порядка.

Поскольку $|A(\mathbf{r}')| \neq 0$ в ограниченной области Q и $|A(\mathbf{r}')| = 0$ вне этой области, пределы интегрирования в (15) можно заменить бесконечными. Тогда интеграл (15) – это двумерное преобразование Фурье функции, записанной в квадратных скобках.

Для расчетов поля над сферической поверхностью Земли выбрана другая система прямоугольных координат, в которой ось x находится на границе геометрической «тени», а начало координат – на пересечении касательных к поверхности Земли, проведенных через точки расположения передатчика 1 и приемника 2 (см. рис. 1). Переход к новой координатной системе x, y, z соответствует параллельному переносу вдоль оси y' на величину отрезка OO' длиной y_0 и повороту на малый угол $\alpha = \theta/2 \ll 1$ вокруг оси z . В новой системе координат $z = z'$, $y = (y' - y_0) \cos \alpha \approx y' - y_0$.

Поскольку $\alpha \ll 1$, радиус-вектор \mathbf{r} элемента dQ на плоскости y, z практически не изменяется, т.е. $\mathbf{r} \approx \mathbf{r}'$.

Обозначив $\rho_F = \sqrt{(y - y_0)^2 + z^2}$, для комплексной амплитуды поля в точке наблюдения \mathbf{R} без учета детерминированного фазового сдвига $\Delta\psi = k(R_0 + R) - \pi/2$ получим окончательное выражение:

$$U(\mathbf{R}) = \frac{k}{2\pi R_0 R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}} e^{\frac{jk\rho_F^2}{2} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} \right)} A_0 V(\mathbf{r}) e^{jk_0 \phi_1(\mathbf{r})} d^2 r. \quad (16)$$

где k_0 – волновое число в вакууме, k – волновое число в воздухе при $\epsilon = \bar{\epsilon} = const$.

Результаты расчета

Пределы применимости выражения (16) определяются, кроме оговоренных требований к характеристикам трассы распространения радиоволн, условиями применимости первого приближения МГО. Эти условия в монографии [13] сформулированы в виде ограничений на дистанцию L , длину волны λ , размеры $d_{1,2}$ области Q_1 поверхности «входа» волны в неоднородную среду и главные радиусы кривизны фазового фронта волны $R_{\phi 1,2}$:

$$\frac{L}{\lambda} \ll \left[\left(\frac{2\lambda}{d_{1,2} \cos \theta_1} \right)^2 - \left| \frac{\lambda}{R_{\phi 1,2}} \right| \right]^{-1}, \quad (17)$$

где θ_1 – угол между ортом луча \mathbf{I}^0 и нормалью к поверхности Q_1 .

В нашем случае $\theta_1 \approx 0$, $R_{\phi 1,2} < 0$, т.к. фронт волны расходящийся (выпуклый). Известно [13], что условие $R_{\phi 1,2} < 0$ соответствует отсутствию каустик, если удовлетворяется необходимое условие применимости МГО

$$\lambda |\text{grad} \varepsilon| \ll \varepsilon. \quad (18)$$

При достаточно больших $|R_{\phi 1,2}|$ из (17) следует

$$\lambda L \ll d_{1,2}^2 / 4. \quad (19)$$

Если в (19) дистанция L соизмерима с расстоянием R_0 (см. рис. 1) и составляет несколько десятков километров, то при $d_{1,2} \sim 300$ м максимальная длина волны соответствует дециметровому диапазону.

Изложенная методика расчета использовалась для вычисления поля в зоне прямой видимости и за радиогоризонтом по высотным профилям индекса рефракции $N(h)$, измеренным над морем. Результаты расчетов и сравнение их с материалами экспериментальных исследований, выполненных в ИРЭ НАН Украины, приведены в работе [11]. В ходе этих экспериментальных работ передатчик располагался на борту самолета, совершавшего полеты на фиксированной высоте над поверхностью моря. Профиль индекса рефракции измерялся в средней части трассы длиной R .

На рис. 2 приведены результаты расчета множителя ослабления $V(R)$, выполненные для высоты передающей антенны $h_1 = 100$ м, приемной антенны – $h_2 = 25$ м и длины волны $\lambda = 0,35$ м. Профили 1 и 2 (рис. 2, а) близки к профилю в «стандартной» атмосфере, нанесенному сплошной линией. Сплошная линия на рис. 2, б соответствует экспериментальной измеренной зависимости $V(R)$, а штриховая и пунктирная – результатам расчета. Расстояние радиогоризонта передатчика $R_{p2} = 42$ км.

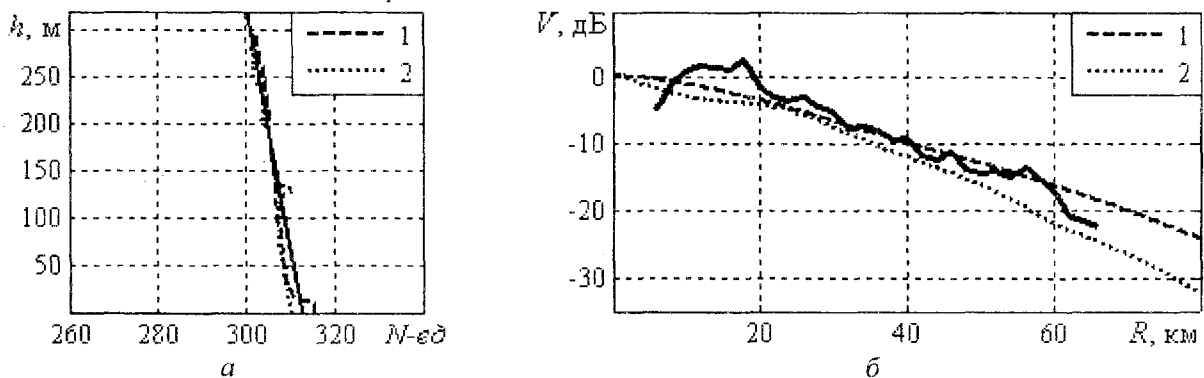


Рис.2

В работе [2] приведены экспериментально полученные над океаном зависимости множителя ослабления от высоты передатчика $V(h_1)$ для высотного профиля индекса рефракции $N(h)$, изображенного на рис. 3, а. При измерении зависимости $V(h_1)$ приемная антенна располагалась на высоте $h_2 = 30,5$ м на берегу океана. Передающая аппаратура находилась на борту самолета, траектория полета которого имела сложную форму с периодическим изменением высоты h_1 от 10 м до 1200 м. Профиль $N(h)$ (рис. 3, а) характеризуется наличием

мощного приповерхностного волновода. Применение описанной методики расчета к такому профилю индекса рефракции для длины волны $\lambda = 0,58 \text{ м}$ при протяженности трассы $R = 148 \text{ км}$ приводит к результатам, показанным на рис. 3, б штриховой линией. Сплошной линией нанесена экспериментальная зависимость $V(h_1)$ (по данным работы [2]).

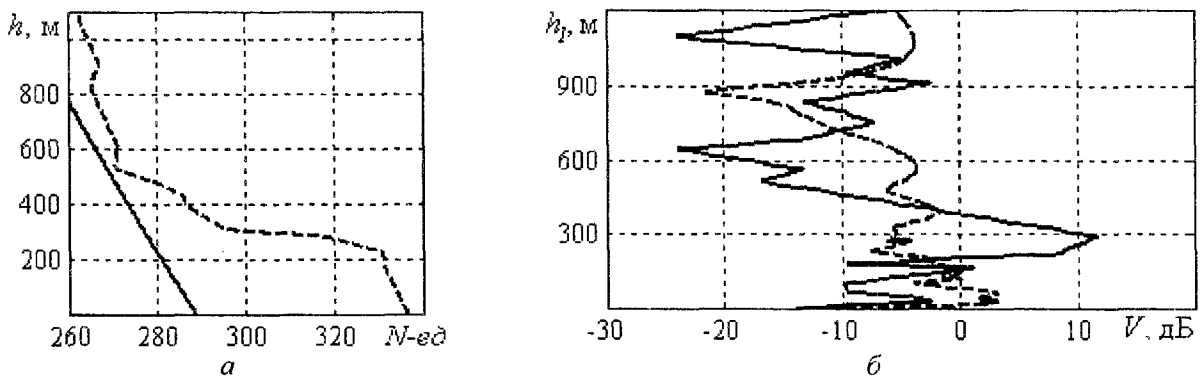


Рис.3

Как видно из рисунка, несмотря на то, что метод не предназначен для решения задач волноводного распространения радиоволн, расчетные и экспериментальные данные лучше согласуются именно в области высот до 200 м. В этом интервале высот отличие не превышает 10 дБ даже в том случае, если профиль $N(h)$ «сглаживается» для уменьшения градиента индекса рефракции в соответствии с условием (18). Для $h_1 > 200 \text{ м}$ расхождения достигают 20 дБ, и расчет позволяет лишь оценить характер зависимости $V(h_1)$ для этого профиля.

Выводы

Использование метода Кирхгофа с учетом неоднородности граничного поля в области пересечения диаграмм направленности передающей и приемной антенн позволяет получить оценки хода зависимости множителя ослабления V от высоты h и расстояния R по измеренной пространственной структуре индекса рефракции и получить трехмерную зависимость множителя ослабления от координат точки наблюдения.

В частном случае зависимости индекса рефракции N только от высоты h над поверхностью Земли при профилях $N(h)$ близких к «стандартной» атмосфере наблюдается хорошее количественное совпадение результатов расчета и экспериментальных данных как в зоне прямой видимости, так и за радиогоризонтом.

Опыт применения этой методики к данным, полученным в ИРЭ НАН Украины [11], показывает, что наименьшие количественные расхождения наблюдаются в тех случаях, когда профиль $N(h)$ не имеет ярко выраженных волноводных слоев, хотя и в этом случае общий ход расчетных кривых согласуется с экспериментальными данными, полученными в дециметровом диапазоне волн.

Сопоставление результатов расчета поля в области прямой видимости и за границей геометрической тени (в «зоне дифракции») с имеющимися экспериментальными данными показывает, что точность оценки поля и последующих расчетов дистанционной и высотной зависимостей множителя ослабления достаточна для классификации условий распространения в рамках нескольких характерных типов.

Список литературы: 1. *Диагностика условий распространения УКВ в тропосфере* / под ред. Г.И. Хлопова. – Киев : Наук. думка, 2010. – 264с. 2. *Хитни Г.В., Рихтер Ю.Х., Панперт Р.А., Андерсон К.Д., Баумгартнер Дж.Б.* Распространение радиоволн в тропосфере: Обзор // ТИИЭР. – 1985. – т.73, №2. – С.106-128. 3. *Фейтберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М. : АН СССР, 1961. – 546 с. 4. *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М. : Сов. радио, 1970. – 517с. 5. *Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн /*

Под ред. Б.А. Введенского и др. – М. : Сов. радио, 1965. – 418с. 6. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 226с. 7. *Шур А.А.* Характеристики сигнала в тропосферных радиолиниях. – М.: Связь, 1972. – 105с. 8. *R.K. Crane* A review of transhorizon propagation phenomena // *Radio Science*, vol. 16, No 5, Sept.-Oct. 1981, PP. 649-669. 9. *Высоковский Д.М.* Некоторые вопросы дальнего тропосферного распространения ультракоротких волн. – М. : Изд-е Акад.наук СССР, 1985. – 110с. 10. *Фок В.А.*, Дифракция Френеля от выпуклых тел // *УФН*. – 1950. – №43. – С.587-599. 11. *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. 12. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 719 с. 13. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 304с. 14. *Калинин А.И.* Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. – М.: Связь, 1979. – 296с. 15. *A.N. Klyueva and V.A. Petrov* Tropospheric Radiowave Propagation: Diffraction Field in the Fresnel Zon // *Telecommunications and Radio engineering*, – 2010. Vol 69, No.12. – P.1031 – 1039.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.06.2011.