

ПОЛЕ В ЗОНЕ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ ПРИ РАССЕЯНИИ РАДИОВОЛН В ТРОПОСФЕРЕ

Введение

Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн (ДТР УКВ) привлекает внимание исследователей в связи с двумя основными задачами: проектированием линий дальней связи на УКВ и оценкой уровня помех от передатчиков, расположенных за радиогоризонтом. Анализ основных теоретических и экспериментальных работ, выполненных до 1965 г., содержит монография [1]. Результаты обширных экспериментальных исследований освещены в обзоре [2]. Автор обзора Р. К. Крейн отмечает, что остается ряд проблем моделирования явления ДТР, главная из которых состоит в недостаточных знаниях о метеорологических условиях, при которых наблюдаются относительно высокие уровни поля за радиогоризонтом. По существу, проблема состоит в получении прогноза уровня поля за радиогоризонтом на основе текущих метеорологических данных на трассах тропосферного распространения УКВ.

При теоретическом анализе рассматриваются преимущественно две группы «механизмов» ДТР: рассеяние на неоднородностях турбулентного происхождения, отражение и рассеяние от протяженных и стабильных слоев тропосферы [1]. Расчеты углового распределения поля за радиогоризонтом, выполненные с учетом разных механизмов рассеяния [3, 4], приводят к результатам близким к экспериментальным данным. Это может свидетельствовать о сильной изменчивости состояния тропосферы и смене роли разных составляющих среды.

В теории рассеяния Букера и Гордона [5] и последующих работах ([3] и др.) задача рассеяния на флуктуациях диэлектрической проницаемости ϵ решена в приближении дифракции Фраунгофера. В этих работах средняя интенсивность поля, рассеянного в заданном направлении, выражается через преобразование Фурье $\Phi(\mathbf{K})$ корреляционной функции флуктуаций ϵ в тропосфере. Результаты этих работ применимы, когда случайные неоднородности локализованы в ограниченной области $V(\mathbf{r})$, имеющей объем V , причем характерный размер этой области $l \approx V^{1/3} \leq \sqrt{\lambda R}$, где λ – длина волны, R – расстояние от области $V(\mathbf{r})$ до передатчика или приемника. За пределами области $V(\mathbf{r})$ среда считается однородной.

В данной работе рассматривается поле электромагнитной волны, рассеянной на протяженной неоднородности тропосферы в зоне дифракции Френеля при малых углах рассеяния. Расчеты поля выполнены для случая рассеяния на регулярных неоднородностях.

Рассеянное поле в зоне дифракции Френеля

Пусть рассеяние линейно-поляризованной волны происходит в ограниченной области $V(\mathbf{r})$ (рис. 1). За пределами этой области полагаем $\epsilon = 1$. Тогда вектор электрического поля волны в точке наблюдения с радиус-вектором \mathbf{R} описывается выражением [6]:

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi R} \iiint_V e^{jk|\mathbf{R}-\mathbf{r}|} \{ k^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \text{grad} [\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \text{grad} \epsilon(\mathbf{r})] \} d^3 r, \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки внутри области интегрирования $V(\mathbf{r})$; $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$, $R = |\mathbf{R}|$, $k = 2\pi/\lambda$, $\epsilon = \epsilon_g - 1$, ϵ_g – диэлектрическая проницаемость воздуха.

Пусть координаты источника падающей волны определяются радиус-вектором \mathbf{R}_0 , а комплексная амплитуда волны в начале выбранной системы координат (см. рис. 1) равна E_0 . Тогда в пределах области $V(\mathbf{r})$ комплексная амплитуда поля описывается выражением

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|} E_0 e^{jk_0|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|}$$

Направление вектора электрического поля падающей волны различно в разных точках области $V(\mathbf{r})$. Если угол между вектором $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и волновым вектором рассеянной волны \mathbf{k}_s равен χ , то изменение амплитуды рассеянного поля учитывается множителем $\sin \chi$ [4]. При углах рассеяния $\theta \ll 1$ $\chi \approx \pi/2$, $\sin \chi \approx 1$. Поэтому приближенно можно считать, что вектор $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ имеет одинаковое направление во всех точках области $V(\mathbf{r})$.

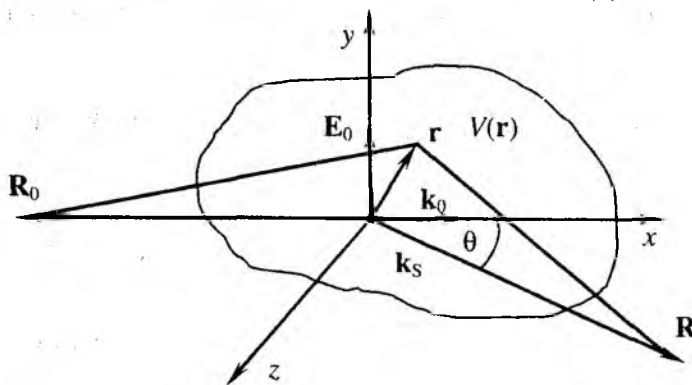


Рис. 1

Полагая, что направление $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ совпадает с направлением оси y , вектор электрического поля запишем в форме

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|} \mathbf{y}^0 \cdot E_0 e^{jk_0|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|}, \quad (2)$$

где \mathbf{y}^0 – орт оси y .

Поскольку по условию $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{R}_0|$, в знаменателе выражения (2) можно полагать $|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0| \approx R_0$. В показателе степени экспоненциального множителя модуль $|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|$ преобразуется следующим образом:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0| = R_0 \left(1 - \frac{2\mathbf{r}\mathbf{R}_0}{R_0^2} + \frac{r^2}{R_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx R_0 - \frac{\mathbf{r}\mathbf{R}_0}{R_0} + \frac{r^2}{2R_0} - \frac{(\mathbf{r}\mathbf{R}_0)^2}{2R_0^3} + \frac{\mathbf{r}\mathbf{R}_0 r^2}{2R_0^3} - \frac{r^4}{8R_0^3} + \dots \quad (3)$$

В выбранной системе прямоугольных координат сумма третьего и четвертого слагаемых ряда (3) приводится к форме, не содержащей переменной x :

$$\frac{r^2}{2R_0} - \frac{(\mathbf{r}\mathbf{R}_0)^2}{2R_0^3} = \frac{x^2 + y^2 + z^2}{2R_0} - \frac{x^2}{2R_0} = \frac{\rho^2}{2R_0},$$

где обозначено $\rho^2 = y^2 + z^2$.

Сумма последующих членов ряда имеет порядок $\sim r^3 / 2R_0^2$. Полагая неравенство $R_0 \gg r$ достаточно сильным и пренебрегая слагаемыми со степенями r выше второй, получаем

$$|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0| \approx R_0 - \mathbf{r}\mathbf{n}_0 + \frac{\rho^2}{2R_0}, \quad (4)$$

где $\mathbf{n}_0 = \frac{\mathbf{R}_0}{R_0}$ – единичный вектор, направленный из начала координат в сторону передающей антенны. Так как передатчик находится на оси x , $\mathbf{n}_0 = -\mathbf{x}^0$ (здесь и далее $\mathbf{x}^0, \mathbf{z}^0$ – орты координатных осей).

Выражение (2) с учетом (4) можно записать в такой форме:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{y}^0 \cdot \frac{E_0}{R_0} e^{jkR_0} e^{-jk\left(n_0 r - \frac{\rho^2}{2R_0}\right)} \quad (5)$$

В подынтегральном выражении (1) после подстановки (5) и вычисления градиентов получаем

$$k^2 \varepsilon \mathbf{E}_0 + \text{grad}(\mathbf{E}_0 \text{ grad } \varepsilon) = \frac{E_0}{R_0} e^{jkR_0} e^{-jk n_0 r} e^{jk \frac{\rho^2}{2R_0}} \mathbf{P}(k, \varepsilon, \mathbf{r}, R_0), \quad (6)$$

где

$$\mathbf{P}(k, \varepsilon, \mathbf{r}, R_0) = \left(k^2 \varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + jk \frac{y}{R_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \mathbf{y}^0 + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial x} + jk \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \mathbf{x}^0 + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial z} + jk \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \frac{z}{R_0} \right) \mathbf{z}^0. \quad (7)$$

Преобразование модуля $|\mathbf{R} - \mathbf{r}|$ в фазовом множителе выражения (1) можно легко выполнить и получить удобное для расчетов выражение в прямоугольных координатах только для частного случая $\theta \ll 1$. Если принять, что координаты точки наблюдения определяются радиус-вектором $\mathbf{R}\{R_x, 0, 0\}$, то, как и ранее, ограничивая биномиальный ряд (3) слагаемыми, содержащими степени r не выше второй, получим

$$|\mathbf{R} - \mathbf{r}| \approx R - \mathbf{n}_s \mathbf{r} + \frac{\rho^2}{2R}, \quad (8)$$

где $\mathbf{n}_s = \frac{R - r}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}$ – единичный вектор, направленный из переменной точки интегрирования \mathbf{r} в области $V(\mathbf{r})$ в точку наблюдения поля.

Волновые векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s основной и рассеянной волн с учетом направлений единичных векторов \mathbf{n}_0 и \mathbf{n}_s равны:

$$\mathbf{k}_0 = -\mathbf{n}_0 k, \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{n}_s k. \quad (9)$$

В силу малых изменений ε среды $|\mathbf{k}_s| = |\mathbf{k}_0|$.

После подстановки (4), (6), (8) и (9) в выражение (1) для случая $\theta \ll 1$ получаем

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \frac{E_0 e^{jk(R_0 + R)}}{4\pi R_0 R} \iiint_V e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}} e^{jk\left(\frac{\rho^2}{2R_0} + \frac{\rho^2}{2R}\right)} \mathbf{P}(k, \varepsilon, \mathbf{r}, R_0) d^3r, \quad (10)$$

где $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ – вектор рассеяния, учитывающий разность фаз элементарных волн, рассеянных неоднородной средой в разных точках области $V(\mathbf{r})$ при условии, что направления векторов \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s одинаковы во всей области $V(\mathbf{r})$. Дополнительные фазовые сдвиги учитываются детерминированным фазовым множителем

$$\exp\left\{jk\left(\rho^2/2R_0 + \rho^2/2R\right)\right\} \quad (11)$$

Для различных трасс ДТР этот множитель оказывается разным.

В подынтегральное выражение (10) входит векторная функция $\mathbf{P}(k, \varepsilon, \mathbf{r}, R_0)$, содержащая производные пространственного распределения $\varepsilon(\mathbf{r})$ первого и второго порядка. Это позволяет учесть в расчетах не только турбулентные флуктуации диэлектрической проницае-

мости, но и регулярные неоднородности, в частности, вертикальное распределение среднего значения $\varepsilon(y)$ в атмосфере, слои и границы их раздела.

Выбор математической модели среды

В данной работе при моделировании рассматривается поле, рассеянное под малыми углами, когда $\theta \rightarrow 0$ и модуль вектора рассеяния $|\mathbf{K}| \rightarrow 0$, включая предельный случай $\theta = 0$. Ход углового распределения амплитуды поля при очень малых углах рассеяния наименее изучен. Условие $0: \theta \ll 1$ оказывается самым неудобным для расчетов и анализа, если моделируется рассеяние на турбулентных неоднородностях. Сложность состоит в выборе адекватной модели спектра флуктуаций диэлектрической проницаемости, которая необходима для вычисления поля.

Модель спектра флуктуаций ε , вытекающая из теории турбулентности Колмогорова-Обухова имеет вид [7]:

$$\Phi_{\varepsilon}(k) = 0.033 C_{\varepsilon}^2 k^{-11/3},$$

где C_{ε}^2 – структурная характеристика диэлектрической проницаемости, k – волновое число. В рассматриваемом случае (при $\theta \rightarrow 0$) $\Phi_{\varepsilon}(k) \rightarrow \infty$.

Модель спектра Кармана для статистически однородной среды описывается формулой [7]:

$$\Phi_{\varepsilon}(k) = 0.033 C_{\varepsilon}^2 (k^2 + k_0^2)^{-11/6},$$

где $k_0 = 2\pi/L_0$ – волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности L_0 . В этой модели устраняется неопределенность функции $\Phi_{\varepsilon}(k)$ в нуле, но оказывается, что внешний масштаб турбулентности равен вертикальному размеру области $V(\mathbf{r})$.

При моделировании рассеяния на флуктуациях ε выбранная модель корреляционной функции флуктуаций или $\Phi_{\varepsilon}(k)$ предопределяет ход угловой зависимости средней интенсивности $I(\theta)$. Нас интересует структура рассеянного поля в фиксированный момент времени, когда спектр выборки $\varepsilon(\mathbf{r})$ может сильно отличаться от $\Phi_{\varepsilon}(k)$. Поэтому вопрос рассеяния волн флуктуациями диэлектрической проницаемости заслуживает отдельного изучения.

Так как выражение (10) позволяет использовать детерминированную модель неоднородности, мы выбрали регулярную неоднородность, занимающую весь объем. Выборка распределения ε моделируется экспоненциальным изменением диэлектрической проницаемости воздуха ε_{σ} с высотой, соответствующим «стандартной» (нормально стратифицированной) атмосфере. Расчет вертикального профиля $\varepsilon_{\sigma}(h)$ выполнен по формуле [8]:

$$\varepsilon_{\sigma}(h) = 626 \cdot 10^{-6} \exp(-0,144 \cdot h_{\text{км}}), \quad (12)$$

где $h_{\text{км}}$ – высота над уровнем моря в километрах.

Такая математическая модель среды дает возможность оценить роль крупномасштабных неоднородностей при рассеянии вперед.

Результаты расчета

Цель расчетов в данной работе состоит в оценке влияния дополнительного фазового множителя (11) на ход углового распределения рассеянного поля основной поляризации.

При расчетах мы полагаем, что область рассеяния $V(\mathbf{r})$ определяется зоной пересечения диаграмм направленности передающей и приемной антенн и является областью интегрирования в (10). Если функция $V(\mathbf{r})$ равна единице в ограниченной области и тождественно рав-

на нулю за ее пределами, то ее можно внести множителем в подынтегральное выражение, и тогда вычисление интеграла сводится к преобразованию Фурье.

Расчеты в работе выполнены при следующих числовых данных: общая длина трассы распространения электромагнитных волн составляет 200 км; расстояния от области рассеяния $V(\mathbf{r})$ до передающей и приемной антенн $R_0 = R = 100$ км; длины волн $\lambda = 0.1$ м и $\lambda = 0.3$ м; вертикальные и горизонтальные размеры области рассеяния составляют примерно 400 м; в пределах области $V(\mathbf{r})$ изменение диэлектрической проницаемости, рассчитанное по формуле (12), составляет $\Delta\epsilon \approx 20$ Н-ед. Вектор электрического поля \mathbf{E}_0 остается постоянным в пределах области $V(\mathbf{r})$. Поляризация волн вертикальная. Границы области $V(\mathbf{r})$ были сглажены для того, чтобы исключить колебания Гиббса.

Расчетное выражение (10) отличается от выражения для рассеянного поля в работе [6], полученного в приближении дифракции Фраунгофера, наличием дополнительного фазового множителя (11), который является детерминированной функцией координат y, z , расстояний R_0, R и длины волны λ . Чтобы оценить пределы и характер изменения разности фаз вторичных волн, приходящих к приемной антенне из разных точек области $V(\mathbf{r})$, на рис. 2 (а, б) приведена реальная часть множителя (11) для длин волн 0,1 м (а) и 0,3 м (б). Полутоновые изображения соответствуют вертикальному размеру области $V(\mathbf{r})$, принятому в расчетах. По вертикали и горизонтали на рис. 2 отложены координаты y и z . Точка наблюдения поля находится на оси x на расстоянии R от начала координат.

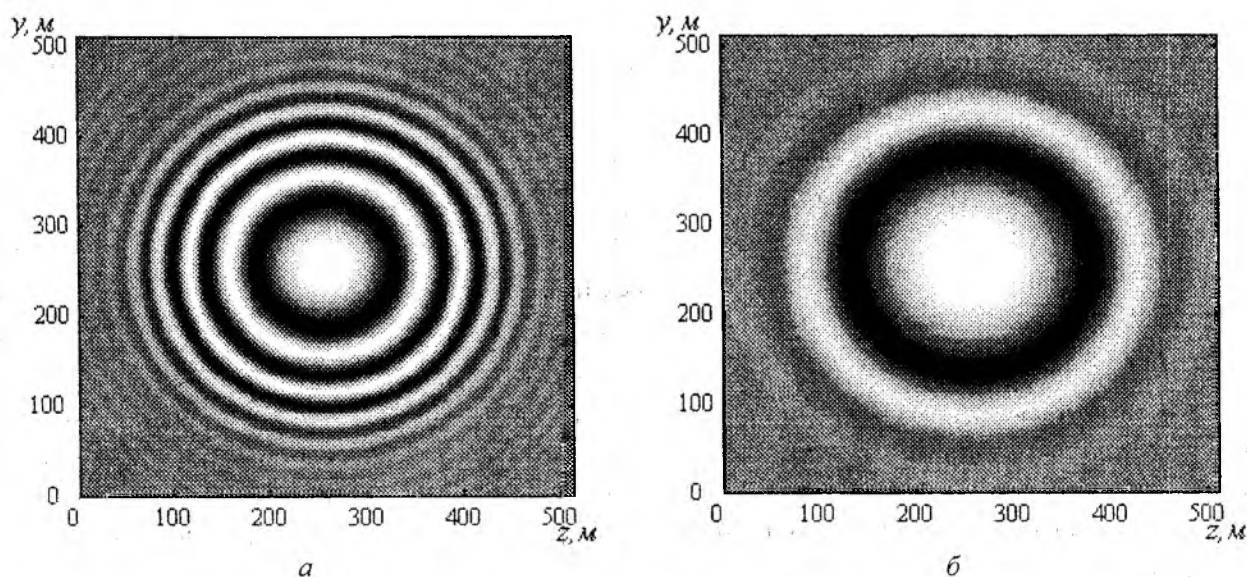


Рис. 2

Из рисунка видно, что дополнительный фазовый сдвиг вторичных волн, излучаемых разными элементами объема $V(\mathbf{r})$ при $\lambda = 0.1$ м изменяется более чем на 10π . Таким образом, если характерный размер области рассеяния $l > \sqrt{\lambda R}$, интерпретация экспериментальных данных должна учитывать существование чередующихся областей в пределах $V(\mathbf{r})$, из которых вторичные волны приходят в точку наблюдения в противофазе.

Результаты расчетов амплитуды рассеянного поля, выполненных с учетом и без учета дополнительных сдвигов фаз, т.е. фазового множителя (11), при прочих равных условиях приведены на рис. 3. Штриховым линиям соответствуют угловые распределения рассеянного поля основной поляризации, рассчитанные по формуле (10), а сплошным – результаты подобного расчета при условии, что множитель (11) равен единице.

Анализ полученных зависимостей показывает, что наличие множителя (11) резко уменьшает амплитуду рассеянного поля при $\theta = 0$ и очень малых углах рассеяния. Для $\lambda = 0.1\text{ м}$ уменьшение амплитуды сигнала составляет около 20 дБ при $\theta = 0$ и сохраняется до $\theta \approx 0.05^\circ$, для $\lambda = 0.3\text{ м}$ уменьшение амплитуды сигнала составляет около 30 дБ при $0: \theta < 0.1^\circ$.

Существенно меняется ход угловой зависимости $|E_s(\theta)|$. Если графики на рис. 3 рассматривать как диаграммы направленности вторичного излучения области $V(\mathbf{r})$, то видно существенное расширение главного лепестка этих диаграмм. Основная энергия вторичных волн в рассчитанных примерах сосредоточена в пределах телесных углов, соответствующих углам рассеяния $\theta \approx 0.3^\circ$ для $\lambda = 0.1\text{ м}$ и $\theta \approx 0.4^\circ$ для $\lambda = 0.3\text{ м}$. Как видно из рисунка, влияние крупномасштабных неоднородностей проявляется не только при рассеянии вперед, но и в случае рассеяния под большими углами.

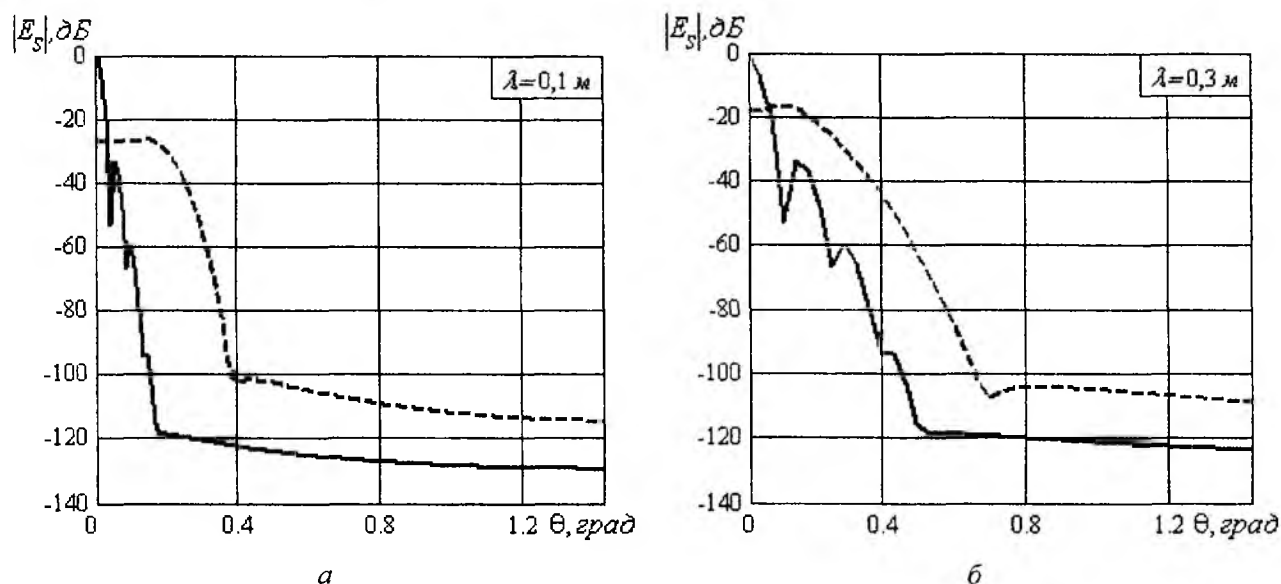


Рис. 3

Выводы

Получены соотношения, позволяющие выполнить расчет рассеянного поля в зоне дифракции Френеля для трасс дальнего тропосферного распространения радиоволн. Одновременно могут быть учтены разные структурные особенности атмосферы, в том числе экспериментально полученные профили регулярной составляющей диэлектрической проницаемости.

Дополнительный фазовый множитель в расчетном выражении (10) позволяет учесть геометрию трассы, размеры рассеивающего объема и расстояния от него до передающей и приемной антенн.

Угловые распределения поля, рассеянного на протяженной неоднородности, рассчитанные в приближении дифракции Френеля, существенно отличаются от результатов расчетов, выполненных в приближении дифракции Фраунгофера. Амплитуда основной компоненты поля при углах рассеяния $\theta = 0$, вычисленная с учетом дополнительных фазовых сдвигов, оказывается на $20 - 30\text{ дБ}$ ниже. Различие в амплитудах поля при $\theta = 0$ зависит от длины волны λ , причем с уменьшением λ расхождение результатов расчетов в указанных приближениях увеличивается. Рассеянное поле, полученное в приближении дифракции Френеля, распределяется в пределах большего телесного угла, внутри которого относительно мало меняется по величине.

Рассеяние на регулярной неоднородности в виде вертикального профиля диэлектрической проницаемости существенно не только для рассеяния строго вперед, но и при углах, характерных для трасс дальнего тропосферного распространения средней протяженности.

Авторы искренне благодарны Я. С. Шифрину за внимание, поддержку и ценные замечания при подготовке рукописи.

Список литературы: 1. *Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн* / Под ред. Б.А. Введенского и др. М.: Сов. радио, 1965. 418с. 2. *R.K. Crane A review of transhorizon propagation phenomena* // *Radio Science*, vol. 16, No 5, Sept.-Oct. 1981, pp. 649-669. 3. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 226с. 4. *Калинин А.И.* Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. М.: Связь, 1979. 296с. 5. *Booker H.G., Gordon W.E.* A Theory of Radio Scattering in Troposphere.// *Proc. IRE*, 38, 1950. №4. P.401. 6. *Петров В.А.* Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости // *Радиотехника*. 2006. Вып.145. С.126-129. 7. *Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224с. 8. *Бартон Д., Вард Г.* Справочник по радиолокационным измерениям. М.: Сов. радио, 1976. 392 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 02.08.2009