УДК 621.371.34

В.А. ПЕТРОВ, канд.фіз.-мат. наук, А.М. КЛЮЄВА

ЕКВІВАЛЕНТНІ ДЖЕРЕЛА ВТОРИННОГО ВИПРОМІНЕННЯ ЗА УМОВ ТРОПОСФЕРНОГО ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

Вступ

Існуючі статистичні та електродинамічні теорії дальнього тропосферного поширення (ДТП) ультракоротких хвиль (УКХ) в неоднорідній тропосфері, пояснюючи окремі сторони та особливості процесів поширення хвиль за радіогоризонт, часто не дозволяють отримати кількісні оцінки параметрів поля. Тому важливе значення зберігають експериментальні дослідження в реальних умовах, які не тільки дають такі оцінки, але й є основою розробки та аналізу нових фізичних моделей розсіяння хвиль в тропосфері [1].

До цього часу накопичено велику кількість експериментальних даних про статистичні характеристики радіосигналів УКХ за радіогризонтом, особливо в інтервалі дальностей 100 – 500 *км*. Основна кількість даних отримана стосовно задач техніки зв'язку і відноситься до вивчення множника послаблення та його флуктуацій в діапазоні довжин хвиль 10 – 300 *см*, а також до визначення корсляції між швидкими змінами рівня сигналу при "рознесенні" сигналів у часі, просторі, за частотою та кутами. Прийнято вважати, що "регулярна" або "когерентна" складова поля пов'язана з шаруватою структурою тропосфери, а швидкі випадкові коливання рівня сигналу зумовлені флуктуаціями діелектричної проникності атмосфери $\varepsilon(r)$. Детально структура середовища, яка відповідає за розсіяння "вперед", практично не вивчена.

Мета даної роботи – розрахунок просторової структури еквівалентних джерел вторинного випромінення при малих кутах розсіяння, що відповідають заданій моделі середовища.

Геометрична форма парціальних джерел вторинного випромінення

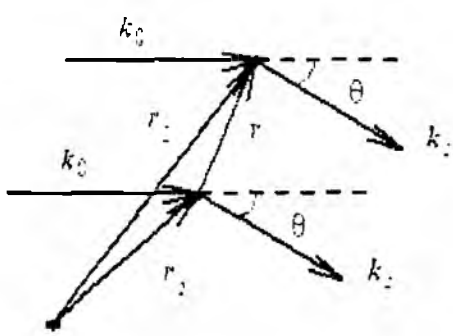

Рис. 1

У роботі [2] введено поняття "парціальної хвилі" (в оточенні точки спостереження хвиля майже однорідна), внаслідок чого виявилось можливим підрахувати, з якої області простору можуть приходити елементарні хвилі, що дають в сумі парціальну хвилю. Нехай основна хвиля з хвильовим вектором k_0 створює в точках 1 і 2 (рис. 1) розсіяні хвилі з однаковим хвильовим вектором k_s. Радіус-вектори точок 1 і 2 відповідно r_1 та r_2. Якщо початкові фази розсіяних хвиль збігаються з фазою основної хвилі, то різниця фаз хвиль розсіяних у точках 1, 2:

$$\Delta\varphi = k_s r - k_0 r = (k_s - k_0)(r_2 - r_1) \quad ,(1)$$

де $r_2 - r_1 = r$.

Позначимо $k_s - k_0 = K$, $r = |r|$, θ та α – кути відповідно між векторами k_s та k_0, K та r (див. рис.1). Вважатимемо, що елементарні хвилі, які розсіюються в точках 1 та 2 сумуються синфазно, якщо $\Delta\varphi$ не перевищує скінченного числа $\delta < \pi/2$, тобто $\Delta\varphi = Kr \le \delta$, або

$$Kr = 2k_0 r \sin(\theta/2)\cos\alpha \le \delta. \quad (2)$$

Умови (1), (2) при різних кутах розсіяння θ дозволяють наближено визначити можливі просторові положення точок 1, 2 відносно хвильового вектора основної хвилі k_0, тобто

знайти геометричне місце фазових центрів елементарних сферичних хвиль, які в сумі створюють сферичну парціальну хвилю у дальній зоні.

Якщо точки 1 та 2 розташовані на прямій, паралельній $\boldsymbol{k}_0$, та $\theta << 1$, то кут $\alpha = (\pi - \theta)/2$. Тоді з (2) випливає

$$2k_0 r_{\parallel} \sin(\theta/2)\cos((\pi-\theta)/2) \approx k_0 r_{\parallel}\, \theta \sin(\theta/2) \le \delta, \tag{3}$$

де $r_{\parallel}$ – відстань між точками 1 та 2 у напрямку вектора $\boldsymbol{k}_0$. Нерівність (3) задовольняється, якщо r знаходиться в межах

$$0 < r \le 2\delta / k_0\theta^2 = \lambda\delta / \pi\theta^2. \tag{4}$$

Оскільки δ – скінченна величина, при $\theta \to 0$ в правій частині нерівності (4) $\delta/\pi\theta^2 << 1$. Фазові центри елементарних хвиль можуть знаходитись у будь-яких точках, для яких виконується (4).

При рознесенні точок 1 і 2 у напрямку, перпендикулярному вектору $\boldsymbol{k}_0$ кут $\alpha = \theta/2$ и умова (2) при $\theta << 1$ приводить до нерівності $2k_0 r_{\perp} \sin(\theta/2)\cos(\theta/2) \approx k_0 r_{\perp} \sin\theta \le \delta$, звідки $r_{\perp} \le \lambda\delta/2\pi\theta$.

У цьому випадку відстань між фазовими центрами елементарних хвиль має порядок довжини хвилі λ. Наприклад, якщо $\delta = \pi/2$, що характерно для першої зони Френеля парціальної хвилі, то $r_{\perp} \le \lambda/4\theta$. Для $\theta = 3^0 = 0.052\,рад$ одержуємо оцінку $r \le 4.8\lambda$. Відношення максимального поздовжнього $r_{\parallel}$ та поперечного $r_{\perp}$ розмірів області, в якій можуть знаходитись елементарні джерела вторинних хвиль дорівнює $r_{\parallel} / r_{\perp} \approx 2/\theta$ та не залежить від δ. Для наведеного вище числового приклада $r_{\parallel} / r_{\perp} \approx 38$, $r_{\parallel} \approx 180\lambda$.

При зворотному розсіянні ($\theta = \pi$) та рознесенні точок 1 і 2 вздовж $\boldsymbol{k}_0$ кут $\alpha = \theta$ та з нерівності (2) одержуємо $\boldsymbol{Kr} = 2k_0 r \sin(\pi/2) \le \delta$, звідки $r \le \delta/2k_0 = \delta\lambda/4\pi$.

Якщо максимальним значенням δ вважати $\delta = \pi/2$, то $r \le \lambda/8$. Очевидно фазові співвідношення елементарних хвиль зберігаються за умови $\delta = \delta_1 + 2\pi N$, де $\delta_1 << 1$. Тоді загальний розмір

$$r_N = (\delta_1\lambda/4\pi) + N\lambda/2. \tag{5}$$

Отже, з (5) випливають умови розсіяння Брегга, а система з N – джерел елементарних хвиль створює лінійну решітку. Аналогічно зворотному розсіянню при розсіянні "вперед" парціальна хвиля створюється неперіодичною лінійною системою елементарних випромінювачів, відстань між якими задовольняє нерівності (4).

Математичне моделювання області розсіяння

У даній роботі для аналогічних умов розсіяння радіохвиль розрахунок виконано на основі рівнянь Максвела в наближенні М. Борна [3]. Напруженість поля $\boldsymbol{E}_s$ розсіяної хвилі основної поляризації (вектор $\boldsymbol{E}_s$ паралельний осі y) в точці спостереження з радіус-вектором $\boldsymbol{R}$ описується виразом

$$E_s(\boldsymbol{R}) = \frac{e^{jkR} E_0}{4\pi R} \iiint_V e^{-j(K_x x + K_y y + K_z z)} \left[k^2\varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right] dxdydz \ . \tag{6}$$

де E_0 – напруженість плаского основної хвилі, $\boldsymbol{r}$ – радіус-вектор точки в середині об'єму розсіяння V, $\varepsilon = \varepsilon_p - 1$, $\varepsilon_p = \varepsilon_p(r)$ – діелектрична проникність тропосфери в точці $\boldsymbol{r}$.

$k = |\boldsymbol{k}_0| = 2\pi/\lambda$, $R = |\boldsymbol{R}|$, $R >> |\boldsymbol{r}|$. У виразі (6) напрямки осей координат x, y, z обрані так, щ вектор $\boldsymbol{E}_0$ спрямований паралельно y, а хвильовий вектор $\boldsymbol{k}_0$ – вздовж осі x.

Вираз (6) можна записати в іншій формі, вважаючи, що область розсіяння V обмежена та її характерний розмір $l << R$:

$$\boldsymbol{E}_s(\boldsymbol{R}) = \left(2\pi E_0 e^{jkR}/R\right) G(\boldsymbol{K})\left(k^2 - K_y\right). \qquad (7)$$

де $G(\boldsymbol{K})$ – комплексний тривимірний спектр функції $\varepsilon(\boldsymbol{r})\cdot V(\boldsymbol{r})$, K_y – проекція вектора $\boldsymbol{K}$ на вісь k_y в просторі хвильових векторів.

Оскільки середнє значення діелектричної проникності повітря $\varepsilon_n \approx 1.00064$, то рівняння першого наближення Борна містять параметр $\varepsilon = \varepsilon_n - 1 = \varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}$, де враховуються середня складова ε_0 та флуктуації $\tilde{\varepsilon}$ [3]. За таких умов суттєвою стає геометрична форма області інтегрування у виразі (6), тобто форма об'єму розсіяння $V(\boldsymbol{r})$ за умов тропосферного поширення хвиль. Суттєво, що така форма зберігається навіть тоді, коли застосовуються антени з широкими діаграмами спрямованості. Тоді ефективний вертикальний розмір об'єму розсіяння визначається різкою залежністю інтенсивності I від кута розсіяння θ_p, а саме $I \sim \theta^{-7.4}$ [4].

У математичному моделюванні власне моделлю є розподіл ε в обмеженому об'ємі $V(\boldsymbol{r})$ з урахуванням його реальної форми. Подальші розрахунки та інтегральні перетворення виконуються згідно з виразом (6).

Об'єктивні утруднення моделювання реальних умов розсіяння в тропосфері пов'язані з необхідністю дотримання реального співвідношення розмірів $V(\boldsymbol{r})$ та довжини хвилі λ. Тому в даній роботі всі обчислення виконуються для двовимірної моделі, що будується у числовому масиві 256 x 256. Якщо в (6) вважати $K_z = 0$, то вектор $\boldsymbol{K}$ лежить у площині великого круга, тобто всі результати обчислень відповідають вертикальному перерізу області $V(\boldsymbol{r})$ площиною, яка містить центр Землі та точки розташування передавальної та приймальної антен.

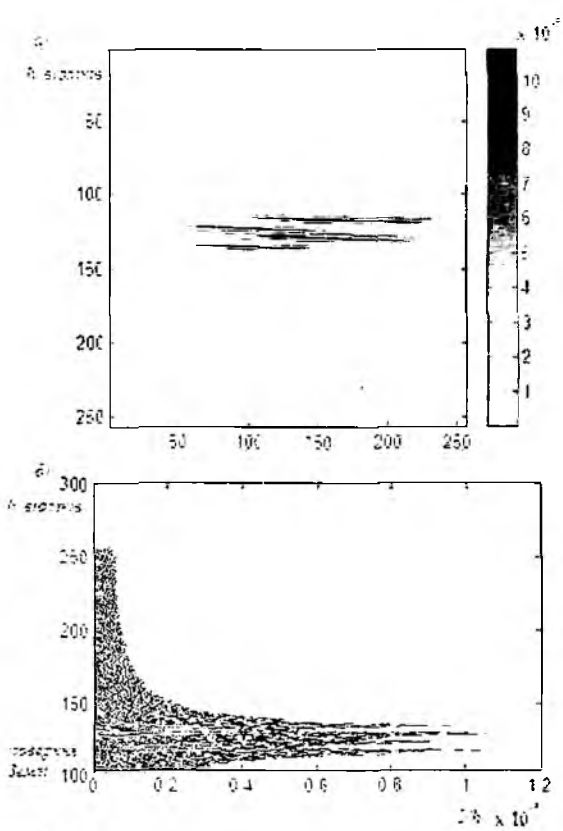

Рис. 2

Для обчислення розподілу амплітуд джерел вторинного випромінення у комплексному спектрі обраної моделі середовища $G(\boldsymbol{K})$ залишаються відмінними від нуля лише ті комплексно-спряжені області, які відповідають обраним значенням вектора розсіяння $\boldsymbol{K}$. Зворотне перетворення Фур'є від отриманих значень $G(\boldsymbol{K})$ дає комплексні амплітуди еквівалентних джерел вторинного випромінення. Модулі обчислених амплітуд у межах $V(\boldsymbol{r})$ наведені на рис. 2.

Модель тропосфери у даному випадку враховує експоненціальну зміну середнього значення ε_0 зі зростанням координати y (висоти) та статистично ізотропні корельовані флуктуації $\tilde{\varepsilon}$, енергетичний спектр яких $\Phi_\varepsilon(k)$ спадає як $k^{-11/3}$.

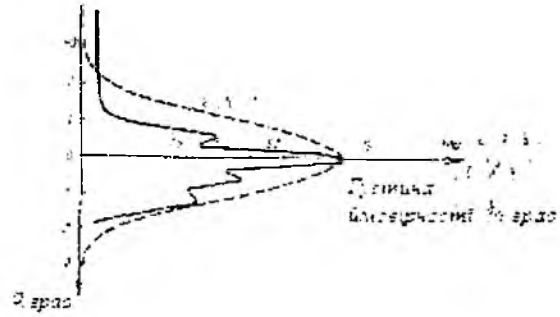

Рис. 3

Характерною особливістю структури еквівалентних джерел вторинного випромінення є наявність декількох областей їх локалізації, що знаходяться на різних висотах, причому кожна область складається із сукупності парціальних випромінювачів вторинних хвиль.

У літературі відсутні відомості про просторовий розподіл джерел вторинних хвиль, отриманий шляхом розрахунків або модельних експериментів. Проте експериментально спостерігалась наявність декількох максимумів, що відзначено в робот [5] та [6]. У роботі [6] наведено диференційний розподіл ймовірності кутів приходу у вертикальній площині, поданий на рис. 3. Розташування та характер екстремумів вказують на те, що їх походження не пов'язане з інтерференцією хвиль, відбитих від поверхні Землі. Детальна структура вторинних джерел зображена на рис.4, де чітко видно області парціальних джерел.

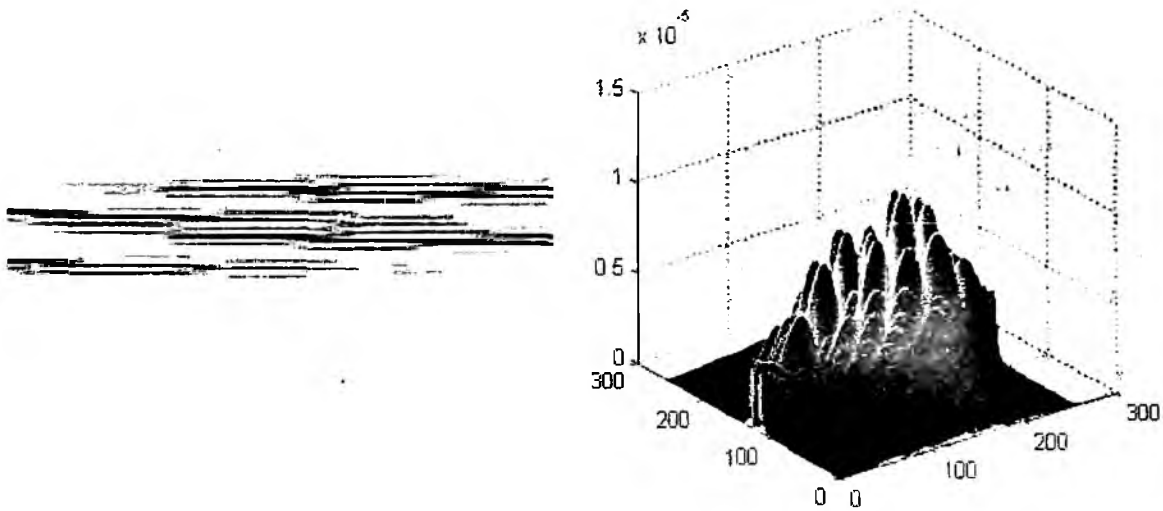

Рис. 4

Висновки

Просторовий розподіл джерел вторинного випромінення "вперед", синтезований шляхом розрахунків для заданої вибірки випадкового середовища, суттєво неоднорідний в межах об'єму розсіяння. Залежність інтенсивності вторинних джерел від висоти над поверхнею Землі має декілька екстремумів. Розташування екстремумів може відрізнятися для різних кутів розсіяння та різної форми діаграм спрямованості антен, тобто від форми об'єму розсіяння.

Для всіх вибірок випадкового середовища характерними структурними елементами мінімальних розмірів є парціальні джерела вторинних хвиль, кожне з яких можна розглядати як протяжну лінійну систему випромінювачів, що збуджується хвилею, яка поширюється вздовж системи.

Отримані шляхом математичного моделювання результати узгоджуються з відомими експериментальними даними та доповнюють уявлення про фізичні "механізми" розсіяння.

Список літератури: 1. *Шарыгин Г.С.* Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. М.: Радио и связь. 1983. 140с. 2. *Петров В.А., Баранова Л.В.* Структура источников и направленность вторичного излучения при дальнем тропосферном распространении радиоволн// Радиотехника. 2005. Вып. 143. С. 83-88. 3. *Петров В.А.* Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости // Радиотехника.2006. Вып. 145. С. 126-129. 4. *Giessing D.T.* Radio Physical Aspects of Irregular Structure in the Atmosphere // Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн. Тр. Междунар. коллоквиума. М.: Наука, 1967. 548с. 5. *Шур А.А.* Характеристики сигнала на тропосферных радиолиниях. М.: Связь, 1972. 105с. 6. Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн./ Под ред. Б.А. Введенского и др. М.: Сов. радио, 1965. 418с.

Харківський національний
університет радіоелектроніки

Надійшла до редколегії 06.08.2008