

УДК 621.391.812.62

Є.О. Меленті, О.І. Сухаревський, С.В. Кукобко, Є.С. Рошупкін

Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків

РОЗРАХУНОК ПОЛЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ДИПОЛЯ В ТРОПОСФЕРНОМУ ХВИЛЕВОДІ

Для виявлення та правильного визначення координат повітряних цілей в тропосферних хвилеводах за допомогою засобів радіолокації, насамперед, необхідно знати структуру електромагнітного поля, яке створює передавальна антена в межах тропосферного хвилеводу. В статті запропоновано чисельний метод електродинамічного розрахунку складових електромагнітного поля горизонтального диполя за наявності тропосферного хвилеводу. Метод засновано на інтегральних рівняннях; він враховує сферичність стінок хвилеводу, поляризацію випромінювача та електричні параметри середовища розповсюдження радіохвиль. В роботі представлені результати розрахунків розподілу поля горизонтального диполя в тропосферному хвилеводі.

Ключові слова: електричний диполь, тропосферний хвилевод.

Вступ

Постановка проблеми. Підвищення вимог до точності радіолокаційної інформації, обумовлених поліпшенням льотно-тактичних характеристик засобів повітряного нападу, викликає необхідність збільшення дальності виявлення маловисотних цілей [1 – 4].

Для РЛС приморського базування за наявності тропосферних хвилеводів (ТХВ) на трасі розповсюдження радіохвиль дальність виявлення повітряних об'єктів (ПО) може значно збільшуватись [5, 6]. Щоб використовувати ТХВ для збільшення дальності дії радіолокаційних засобів та правильного вимірювання координат ПО, насамперед, необхідно знати структуру електромагнітного поля в межах ТХВ [7]. Таким чином, для радіолокації над водною поверхнею актуальною задачею є розробка методу розрахунку електромагнітного поля та визначення його структури в межах ТХВ, який би враховував сферичний характер верхньої на нижньої границь ТХВ. В роботі пропонується метод електродинамічного розрахунку поля горизонтального напівхвильового вібратора (диполь Герца), що розташований в ТХВ. Поляризація диполя обрана горизонтальною, оскільки більшість антенних систем РЛС приморського базування мають горизонтальну поляризацію.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. В більшості робіт присвячених дослідженню ТХВ [5, 6, 8] розподіл електромагнітної енергії в ТХВ, подається в якісній формі та приводяться методики для розрахунку множника ослаблення радіохвиль сантиметрового діапазону на відстанях, що перевищують дальність прямої видимості [9]. В роботах [10, 11] для розрахунку складових електромагнітного поля (ЕМП) в тропосфері за наявності хвилеводів широко застосовуються методи теорії розповсюдження радіохвиль в плоских шаруватих середовищах. Формальні рішення багатьох теоретичних задач в цій області

отримані, проте числові розрахунки за відомими методами досить складні та трудомісткі. В даній роботі запропоновано метод розрахунку складових електромагнітного поля горизонтального диполя в ТХВ, що враховує сферичність середовища розповсюдження радіохвиль (РРХ).

Метою статті є розробка методу розрахунку електромагнітного поля, збудженого елементарною антеною в межах тропосферного хвилеводу.

Основна частина

Для виявлення повітряних цілей в межах ТХВ необхідно вирішити як пряму, так і зворотну електродинамічні задачі. Пряма задача полягає в розрахунку струмів, наведених на поверхні аеродинамічного об'єкту. При цьому поверхня об'єкту, що моделюється, повинна максимально відповідати реальній цілі. Надалі необхідно вирішити зворотну задачу – визначити поле, що створене в апертурі антени струмами наведеними на повітряному об'єкті, який виявлено.

Для вирішення прямої задачі електродинаміки потрібно знати значення напруженості поля в кожній точці середовища розповсюдження радіохвиль (РРХ). З цією метою пропонується метод розрахунку значень електричної та магнітної складових ЕМП в шаруватих напівпровідникових середовищах, а саме метод криволінійних координат [10].

В якості середовища виберемо нижній шар тропосфери над морем (океаном), що є достатньо складною моделлю середовища розповсюдження радіохвиль. Цю частину тропосфери можна представити у вигляді багат шарової системи з різними електричними параметрами. Аналогом такої системи є ТХВ – область простору з аномально малим коефіцієнтом затухання радіохвиль [5].

На рис. 1 зображене трьохшарове середовище, в якому другий шар, обмежений сферами радіусів

R1 (водна поверхня) та R2 (верхня границя ТХВ), моделює ТХВ.

Виберемо систему сферичних координат r, θ, φ з початком в центрі сфер радіусів R_1 та R_2 , що розділяють середовища так, як вказано на рис. 1. Прийmemo за початок відліку кута θ вісь Oz, а кута φ – вісь Ox.

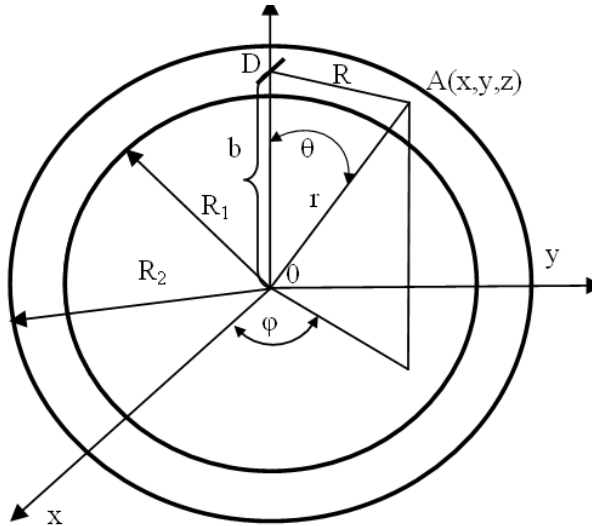


Рис. 1. Модель багатощарового середовища

Нехай в другому шарі розташований горизонтальний напівхвильовий вібратор (диполь Герца), при чому в цій системі диполь розміщений в точці D між сферами радіусами R_1 та R_2 на відстані b від початку координат так, що його вісь паралельна вісі Ox. Відстань від вібратора до точки спостереження позначимо як R .

Для розрахунку складових електромагнітного поля, що збуджує антена в середовищі досить часто використовують допоміжні потенціали, що спрощують розв'язок рівнянь Максвелла [13]. В нашому випадку задамо компоненти електромагнітного поля в шарі з індексом j через скалярні потенціали (потенціали Дебая) [12].

Для скалярного потенціалу u_j зникає радіальна компонента магнітного поля, а для v_j – радіальна компонента електричного поля (що значно спрощує проведення розрахунків). Позначимо скалярні потенціали Дебая для електричної та магнітної складових первинного поля через u_n та v_n . Запишемо граничні умови, що накладаються на рівняння Максвелла, для випадку якщо елементарна передавальна антена розміщена в шарі, обмеженому радіусами R_1 та R_2 :

$$\text{для } r = R_1 \begin{cases} \frac{\partial}{\partial r}(ru_1) = \frac{\partial}{\partial r}(ru_2 + ru_n), \\ k_{11}(ru_1) = k_{12}(ru_2 + ru_n), \\ \frac{\partial}{\partial r}(rv_1) = \frac{\partial}{\partial r}(rv_2 + rv_n), \\ k_{21}(rv_1 + rv_n) = k_{22}(rv_2 + rv_n); \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{для } r = R_2 \begin{cases} \frac{\partial}{\partial r}(ru_2 + ru_n) = \frac{\partial}{\partial r}(ru_3), \\ k_{12}(ru_2 + ru_n) = k_{13}(ru_3), \\ \frac{\partial}{\partial r}(rv_2 + rv_n) = \frac{\partial}{\partial r}(rv_3), \\ k_{22}(rv_2 + rv_n) = k_{23}(rv_3); \end{cases} \quad (2)$$

де k_{ii} – хвильові числа відповідного шару трьохшарової системи; i – номер шару;

r – відстань від початку координат до точки спостереження, м.

Визначивши граничні умови, запишемо вирази для визначення потенціалів Дебая для первинного поля, які мають наступний вигляд [12]:

$$u_n = \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \left[\zeta_n(kr) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta); \quad (3)$$

$$v_n = \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \delta_n \left[\zeta_n(kr) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta); \quad (4)$$

$$\text{де } \gamma_n = -j \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{\psi_n'(kb)}{b};$$

$$\delta_n = -jk_1 \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{\psi_n(kb)}{kb};$$

$\psi_n(kr)$; $\zeta_n(kr)$ – допоміжні функції багатифункціонального ряду;

b – відстань від точки, в якій знаходиться диполь, до центру Землі, м;

n – кількість членів багатифункціонального ряду;

$P_n^1(\cos \theta)$ – поліноми Лежандра.

Диполь збуджує поле в кожному шарі системи. Будемо знаходити потенціали поля в області, що розташована всередині сфери радіуса R_1 у вигляді:

$$u_1 = \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} p_{1n} \left[\psi_n(k_1 r) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta); \quad (5)$$

$$v_1 = \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} q_{1n} \left[\psi_n(k_1 r) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta). \quad (6)$$

В області, розташованій між сферами радіусів R_1 та R_2 (аналог ТХВ) у вигляді:

$$u_2 = \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \left[p_{2n} \psi_n(k_2 r) \frac{1}{r} + p_{4n} \zeta_n(k_2 r) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta); \quad (7)$$

$$v_2 = \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \left[q_{2n} \psi_n(k_2 r) \frac{1}{r} + q_{4n} \zeta_n(k_2 r) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta). \quad (8)$$

В області, що знаходиться поза сферою радіуса R_2 у вигляді:

$$u_3 = \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} p_{3n} \zeta_n(k_3 r) \frac{1}{r} P_n^1(\cos \theta); \quad (9)$$

$$v_3 = \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} q_{3n} \zeta_n(k_3 r) \frac{1}{r} P_n^1(\cos \theta). \quad (10)$$

Для розрахунку потенціалів за виразами (3) – (10) необхідно знайти невідомі коефіцієнти $p_{1n}, p_{2n}, p_{3n}, p_{4n}, q_{1n}, q_{2n}, q_{3n}, q_{4n}$. Для цього, задовольняючи граничні умови (1), (2), складемо систему з восьми лінійних алгебраїчних рівнянь для визначення вісьмох невідомих коефіцієнтів:

$$\begin{cases} p_{1n} k_1 \psi_n'(k_1 R_1) - p_{2n} k_2 \psi_n'(k_2 R_1) - p_{4n} k_2 \zeta_n'(k_2 R_1) = \gamma_n k_2 \zeta_n'(k_2 R_1), \\ p_{1n} k_{11} \psi_n(k_1 R_1) - p_{2n} k_{12} \psi_n(k_2 R_1) - p_{4n} k_{12} \zeta_n(k_2 R_1) = k_{12} \gamma_n \zeta_n(k_2 R_1), \\ q_{1n} k_1 \psi_n'(k_1 R_1) - q_{2n} k_2 \psi_n'(k_2 R_1) - q_{4n} k_2 \zeta_n'(k_2 R_1) = \delta_n k_2 \zeta_n'(k_2 R_1), \\ k_{21} q_{1n} \psi_n(k_1 R_1) - k_{22} q_{2n} \psi_n(k_2 R_1) - k_{22} q_{4n} \zeta_n(k_2 R_1) = k_{22} \delta_n \zeta_n(k_2 R_1) - k_{21} \delta_n \zeta_n(k_2 R_1), \\ p_{2n} k_2 \psi_n'(k_2 R_2) - p_{3n} k_3 \zeta_n'(k_3 R_2) + p_{4n} k_2 \zeta_n'(k_2 R_2) = -\gamma_n k_2 \zeta_n'(k_2 R_2), \\ k_{12} p_{2n} \psi_n(k_2 R_2) - k_{13} p_{3n} \zeta_n(k_3 R_2) + k_{12} p_{4n} \zeta_n(k_2 R_2) = -k_{12} \gamma_n \zeta_n(k_2 R_2), \\ q_{2n} k_2 \psi_n'(k_2 R_2) - q_{3n} k_3 \zeta_n'(k_3 R_2) + q_{4n} k_2 \zeta_n'(k_2 R_2) = -\delta_n k_2 \zeta_n'(k_2 R_2), \\ k_{22} q_{2n} \psi_n(k_2 R_2) - k_{23} q_{3n} \zeta_n(k_3 R_2) + k_{22} q_{4n} \zeta_n(k_2 R_2) = -k_{22} \delta_n \zeta_n(k_2 R_2). \end{cases} \quad (11)$$

До складу отриманої системи рівнянь входять функції $\psi_n(kr)$, $\zeta_n(kr)$ та їх похідні $\psi_n'(kr)$, $\zeta_n'(kr)$. Функції $\psi_n(kr)$ та $\zeta_n(kr)$ записуються згідно [12].

Для знаходження значень цих функцій та похідних від них при різних значеннях n , пропонується застосовувати рекурентні формули [14].

Надалі, після розв'язку системи рівнянь (11) маючи розраховані значення коефіцієнтів $p_{1n}, p_{2n}, p_{3n}, p_{4n}, q_{1n}, q_{2n}, q_{3n}, q_{4n}$, у відповідності з виразами (7), (8) можемо знайти скалярні потенціали поля в шарі, обмеженому сферами радіусів R_1 та R_2 . Для цього поліноми Лежандра $P_n^1(\cos \theta)$, розраховуються за допомогою рекурентних рівнянь [15]:

$$P_{n+1}^1(\cos \theta) = (2n+1) P_n(\cos \theta) \sin \theta + P_{n-1}^1(\cos \theta)$$

при цьому перші члени даних рядів мають наступні числові значення:

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta; \quad P_2(\cos \theta) = \frac{1}{4}(3 \cos 2\theta + 1);$$

$$P_1^1(\cos \theta) = \sin \theta; \quad P_2^1(\cos \theta) = \frac{3}{2} \sin 2\theta.$$

$$E_r^{(2)} = k_2^2 \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} [p_{2n} \psi_{n-1}''(k_2 r) + p_{4n} \zeta_{n-1}''(k_2 r)] P_n^1(\cos \theta) - ; \quad (18)$$

$$-k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2 \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} [p_{2n} \psi_n(k_2 r) + p_{4n} \zeta_n(k_2 r)] P_n^1(\cos \theta)$$

$$E_0^{(2)} = \frac{k_2}{r} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} [p_{2n} \psi_n'(k_2 r) + p_{4n} \zeta_n'(k_2 r)] \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta}; \quad (19)$$

$$E_\phi^{(2)} = -\frac{k_2 \sin \phi}{r \sin \theta} \left(\sum_{n=1}^{\infty} [p_{2n} \psi_n'(k_2 r) + p_{4n} \zeta_n'(k_2 r)] P_n^1(\cos \theta) \right); \quad (20)$$

$$H_r^{(2)} = 0; \quad (21)$$

$$H_\theta^{(2)} = -\frac{jk_0 \varepsilon_2}{\sin \theta} \sin \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[p_{2n} \psi_n(k_2 r) \frac{1}{r} + p_{4n} \zeta_n(k_2 r) \frac{1}{r} \right] P_n^1(\cos \theta); \quad (22)$$

$$H_\phi^{(2)} = -jk_0 \varepsilon_2 \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[p_{2n} \psi_n(k_2 r) \frac{1}{r} + p_{4n} \zeta_n(k_2 r) \frac{1}{r} \right] \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta}. \quad (23)$$

Напруженості складових електричного та магнітного полів для другого шару, у випадку горизонтального диполя виражаються через потенціали поля u_2 та v_2 як [12]:

$$E_r^{(2)} = \frac{\partial^2 (ru_2)}{\partial r^2} - k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2 (ru_2); \quad (12)$$

$$E_\theta^{(2)} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (ru_2)}{\partial r \partial \theta}; \quad (13)$$

$$E_\phi^{(2)} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 (ru_2)}{\partial r \partial \phi}; \quad (14)$$

$$H_r^{(2)} = 0; \quad (15)$$

$$H_\theta^{(2)} = \frac{jk_0 \varepsilon_2}{r \sin \theta} \frac{\partial (ru_2)}{\partial \phi}; \quad (16)$$

$$H_\phi^{(2)} = -\frac{jk_0 \varepsilon_2}{r} \frac{\partial (ru_2)}{\partial \theta}. \quad (17)$$

Підставивши вирази (7), (8) в (12) – (17), отримаємо кінцеві співвідношення для знаходження напруженостей складових електричного та магнітного полів в сферичній системі координат:

Використовуючи виведені кінцеві вирази для розрахунку напруженості поля, побудуємо розподіл поля для електричної складової $E_{\theta}^{(2)}$ в залежності від кута θ . Розмістимо горизонтальний електричний диполь на висоті 5 м над сферою з радіусом $R_1=R_3=6370$ км, який випромінює електромагнітну енергію з частотою $f=9$ ГГц ($\lambda=3,3$ см).

Визначимо електричні параметри середовища РРХ. Припустимо, що другий шар є приводним радіохвильоводом, нижньою стінкою якого є морська поверхня (відносна діелектрична проникність $\epsilon=80$ та питома провідність $\sigma=6$ для $f=9$ ГГц) [16]. Верхньою стінкою хвильоводу будемо вважати границю розподілу між другим та третім шарами, яка має підвищену ϵ , що залежить від метеорологічних параметрів тропосфери. В [16, 17] ϵ тропосфери розраховується за формулою:

$$\epsilon_{\text{тр}} = 1 + \left(\frac{1,552p}{T} + \frac{7,45 \cdot 10^3 e}{T^2} \right) \cdot 10^{-6}, \quad (24)$$

де T – абсолютна температура, $^{\circ}\text{K}$; p – тиск сухого повітря, гПа; e – тиск водяної пари, гПа.

Скориставшись виразом (24) та середніми висотними залежностями T , e , p в приводному шарі для чорноморського басейну при існуванні приводного ТХВ, приведеними в [18], отримаємо значення діелектричної проникності другого шару $\epsilon=1,000199$.

Стосовно третього шару, то його електричні параметри аналогічні з параметрами вільного простору ($\epsilon=1$). Як вказано в [18], усереднені значення товщини приводного ТХВ для Чорноморського басейну складає 20 м, тобто $R_2=R_1+20=6370,02$ км.

Відповідно до вище викладеного методу та параметрів ТХВ були отримані розподіли електричної складової E_{θ} за кутом θ при $r=6380$ м (що відповідає висоті підйому антени). На рис. 3 представлено розподіл електричної складової E_{θ} за дальністю при умові існування ТХВ та за відсутності ТХВ.

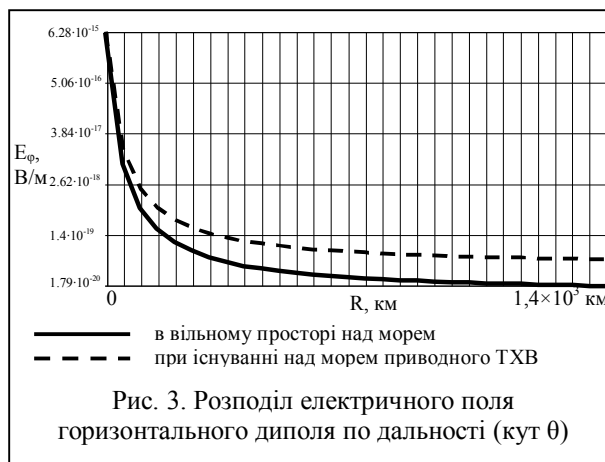


Рис. 3. Розподіл електричного поля горизонтального диполя по дальності (кут θ)

Порівняльний аналіз отриманих результатів показує, що за наявності ТХВ напруженість поля,

створеного горизонтальним вібратором, більша та згасає повільніше в порівнянні з вільним простором. Напруженість електричного поля, створеного випромінюючою антеною залежить від електричних параметрів середовища РРХ. Проте в практичних цілях, для локації маловисотних цілей над морем, є досить цікавою задача розрахунку поля горизонтального диполю в перерізі ТХВ.

В роботах [19 – 21] розповсюдження радіохвиль в тропосферних (іоносферних) хвильоводах трактується з використанням теорії мод (методів геометричної оптики). Розподіл поля в перерізі плоского хвильоводу відповідно до цієї теорії має осцилюючий характер (рис. 4).

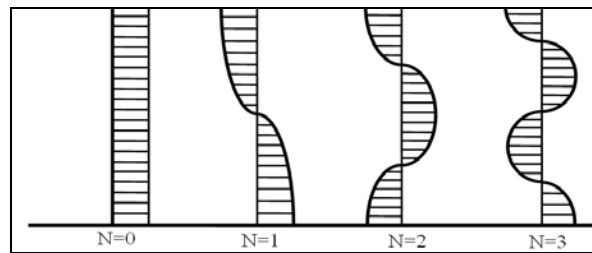


Рис. 4. Розподіл поля в перерізі плоского хвильоводу для мод (N) різних порядків

Результати розрахунків поля горизонтального диполя за відсутності ТХВ та при умові його існування відповідно до запропонованого в роботі методу представлені на рис. 5.

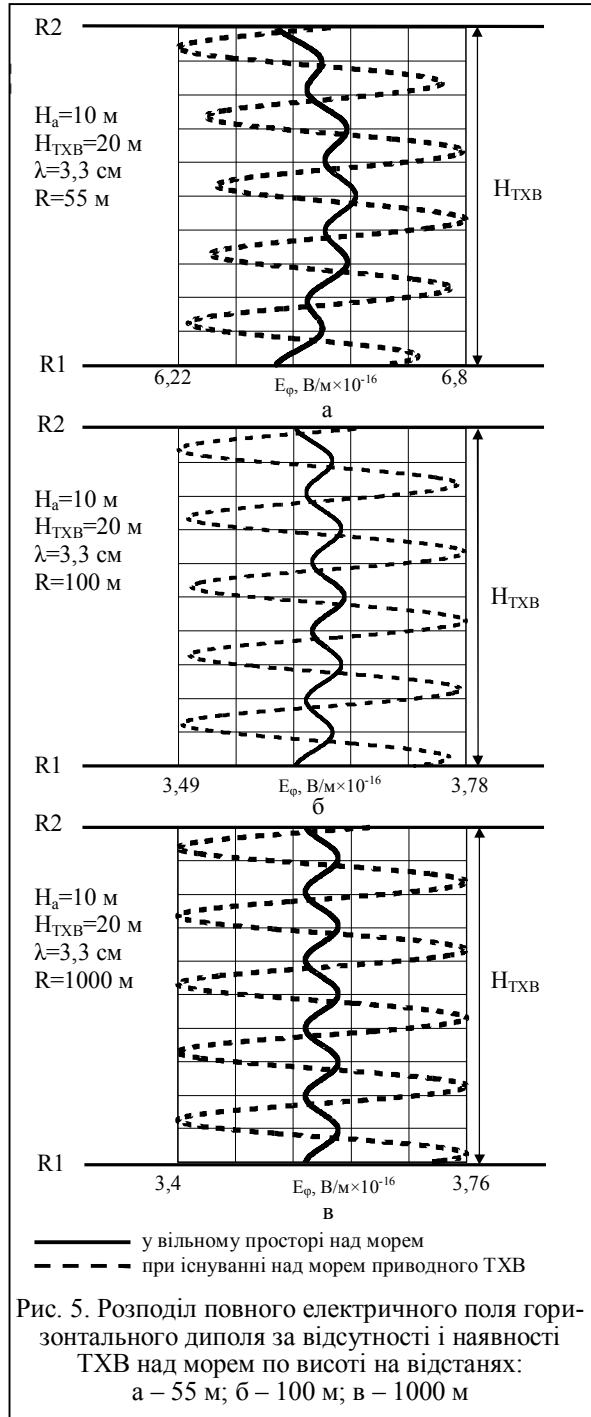
На рис. 5 представлені розподіли електричного поля горизонтального диполя по висоті для довжини хвилі $\lambda=3,3$ см, висоти підйому диполя $H_a=10$ м і висоти ТХВ $H_{\text{ТХВ}}=20$ м на різних дальностях (55 м, 100 м, 1000 м) Суцільною лінією позначено розподіл поля у вільному просторі, а пунктирною – розподіл поля за наявності над морем приводного ТХВ. З аналізу результатів наведених на рис. 5 ми бачимо, що на невеликих відстанях від випромінюючої антени (55 м, 100 м) електричне поле має сферичний характер. При збільшенні відстані до 1000 м сферичний характер поля зникає. Слід відмітити, що наявність ТХВ на трасі РРХ призводить до осциляцій напруженості електричного поля та зміни фази електромагнітних хвиль, які розповсюджуються. Розподіл електричного поля диполя при тих самих умовах на дальності 1000 м проте на довжині хвилі 10 см зображений на рис. 6.

З рис. 6 ми бачимо, що при зменшенні висоти ТХВ напруженість поля зростає. Фаза електромагнітної хвилі також змінюється в порівнянні з рис. 5.

Аналіз отриманих результатів дозволяє зробити висновок, що напруженість поля, завдяки концентрації енергії між стінками ТХВ, зростає у порівнянні з вільним простором. На рис. 5а присутній явний максимум напруженості, що пояснюється знаходженням передавальної антени на відповідній висо-

ті. Коливальний характер зміни миттєвої напруженості (E) є ознакою багатомодовості (багатопроементності) електромагнітної хвилі, що розповсюджується.

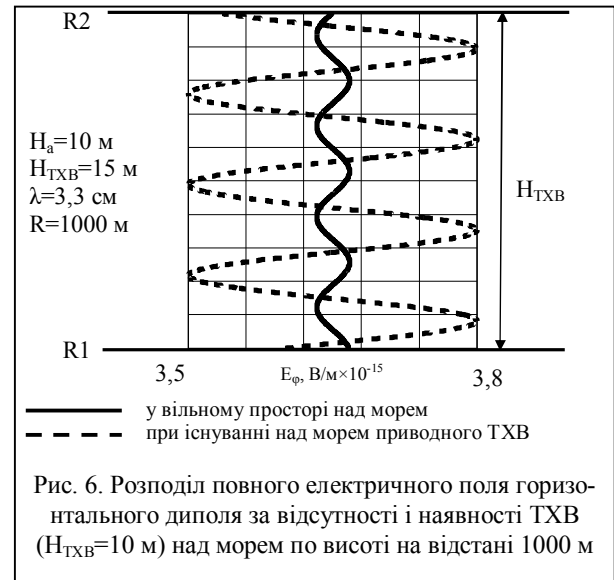
При зміні довжини хвилі зондуючого сигналу, висоти ТХВ кількість мод також змінюється (рис. 6).



Порівняльний аналіз розподілів поля на різних довжинах хвиль показує, що кількість мод прямо пропорційна довжині хвилі, що розповсюджується. На відміну від методів геометричної оптики представлений метод (метод криволінійних координат) дозволяє врахувати всі можливі перевідбиття при

РРХ в ТХВ. Встановлено, що величина напруженості повного поля на відповідних відстанях в ТХВ залежить від висоти підйому антени (H_a), висоти хвилеводу ($H_{ТХВ}$), довжини хвилі та електричних параметрів стінок ТХВ.

А саме, напруженість поля зростає при збільшенні висоти підйому антени, довжини хвилі. При збільшенні висоти хвилеводу напруженість електричного поля зменшується.



Отримані результати добре узгоджуються з результатами, які отримані методами геометричної оптики для плоскопаралельної моделі ТХВ [19 – 21], та демонструють принципову можливість оцінки висоти польоту цілі в межах ТХВ.

Висновки

Запропоновано електродинамічний метод розрахунку поля диполя в тропосферному хвилеводі заснований на методі криволінійних координат.

Проведено аналіз розрахунків електромагнітного поля, створеного горизонтальним диполем, за наявності ТХВ та без нього для різних довжин хвиль.

Проведений аналіз свідчить, що напруженість поля в ТХВ більша та згасає повільніше ніж у вільному просторі.

Перевагами запропонованого методу є відносна простота математичного апарату в порівнянні з аналогічними, врахування сферичності та електричних параметрів стінок ТХВ, поляризації передавальної антени.

Запропонований в роботі метод розрахунку складових електромагнітного поля, збудженого елементарною антеною в тропосферному хвилеводі буде використано для дослідження можливості оцінки висоти аеродинамічних об'єктів в межах тропосферного хвилеводу.

Список літератури

1. Дробаха Г.А. Развитие тактики дѣй засобѣв повѣтряного нападу в локальных конфликтах ХХІ столѣття / Г.А. Дробаха, С.М. Піскунов, І.М. Тіхонов // Наука і оборона. – 2011. – № 3. – С. 24 – 28.
2. Слипченко В.Н. Война будущею (прогностический анализ) / В.Н. Слипченко // Академия военных наук РФ. – 2000. – С. 1-28.
3. Єрмошин М.О. Боротьба в повітрі: навч. посіб. / М.О. Єрмошин, В.М. Федай. – Х.: ХУПС, 2004. – 240 с.
4. Єрмошин М.О. Аеродинамічні цѣлі зенітних ракетних військ / М.О. Єрмошин, В.М. Федай. – ХВУ, 2003. – 284 с.:іл.
5. Лобкова Л.М. Распространение радиоволн над морской поверхностью / Л.М. Лобкова. – М.: Радио и связь, 1991. – 255 с.
6. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн / Ф.Б. Черный. – М.: Сов. радио, 1972. – 463 с.
7. Особливості використання складових електромагнітного поля при оцінці висоти польоту цѣлі в тропосферному хвилеводі / В.Д. Карлов, С.В. Кукобко, Є.О. Меленти, М.М. Петрушенко // Восьма наук. конф. Харківського університету Повітряних Сил імені Івана Кожедуба „Новітні технології – для захисту повітряного простору”: тези доповідей, 18 – 19 квітня 2012 року. – Х.: ХУПС ім. І. Кожедуба, 2011. – С. 291-292.
8. Распространение ультракоротких радиоволн: пер. с англ. / под ред. Б.А. Шиллерова. – М.: Сов. радио, 1954. – 564 с.
9. Мыценко И. Исследование распространения радиоволн сантиметрового диапазона при наличии волновода испарения / И. Мыценко // Радиофизика и электроника. – Х.: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины – 2008. – 13, № 2. – С. 173-177.
10. Попов А. Распространение радиоволн в испарительных волноводах / А. Попов. – Х.: ИРЭ АН УССР, 1988. – 34 с.
11. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн / В.А. Фок. – М.: Сов. радио, 1970. – 520 с.
12. Кулько В.Ф. Электромагнитное поле в слоистых проводящих средах / В.Ф. Кулько, В.Н. Михаловсий. – К.:Наукова думка, 1967. – 147 с.
13. Сазонов Д. Антенны и устройства СВЧ: учебн. для радиотехнич. спец. вузов / Д. Сазонов. – М.: Высшая школа, 1988. – 432 с. с илл.
14. Градштейн И. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. Градштейн, И.Рыжик. – М.: Физматгиз, 1963. – 1100 с.
15. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров / А. Анго. – М.: Наука, 1965. – 780 с.
16. Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник / Я.Д. Ширман, С.Т. Багдасарян, А.С. Маляренко и др. Изд.2-доп. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с. ил.
17. Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели) / под ред. Ю. Седунова. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 512 с.
18. Михайлов Н.Ф. Радиометеорологические исследования над морем / Н.Ф. Михайлов, А.В. Рыжков, Г.Г. Щукин. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 208 с.
19. Краснушкин П.Е. Теория распространения сверхдлинных волн / П.Е. Краснушкин, Н.А. Яблочкин // Сб. трудов Всесоюз. н. и. Института. – 1955. – № 4. – С. 9-20.
20. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн и ионосфера / Я.Л. Альперт. – М., АН СССР, 1960.
21. Долуханов М.П. Распространение радиоволн: учебн. для вузов / М.П. Долуханов. – М.: Связь, 1972. – 336 с..

Надійшла до редколегії 19.07.2012

Рецензент: д-р техн. наук, ст. наук співр. О.В. Василець, Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

РАСЧЕТ ПОЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ В ТРОПОСФЕРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Е.А. Меленти, О.И. Сухаревский, С.В. Кукобко, Е.С. Рошупкин

Для обнаружения и правильного определения координат воздушных целей в тропосферных волноводах средствами радиолокации, прежде всего, необходимо знать структуру электромагнитного поля, создаваемого передающей антенной в пределах тропосферного волновода. В статье предложен численный метод электродинамического расчета составляющих электромагнитного поля горизонтального диполя при существовании тропосферного волновода. Метод основан на интегральных уравнениях; он учитывает сферичность стенок волновода, поляризацию излучателя и электрические параметры среды распространения радиоволн. В работе представлены результаты расчета распределения поля горизонтального диполя в тропосферном волноводе.

Ключевые слова: электрический диполь, тропосферный волновод.

CALCULATION OF ELECTRICAL DIPOLE POLE IN TROPOSPHERE DUCT

E.A. Melenty, O.I. Sukharevsky, S.V. Kukobko, E.S. Roschupkin

For location and correct determination of co-ordinates of air targets in troposphere duct facilities of radio-location, foremost, it is necessary to know the structure of the electromagnetic field, created transmitter aerial within the limits of troposphere duct. In the article the numeral method of electrodynamics calculation of constituents of the electromagnetic field of horizontal dipole is offered at existence of troposphere duct. A method is based on integral equalizations; he takes into account sphericity of walls of duct, polarization of emitter and electric parameters of environment of distribution of radio waves. The results of calculation of distributing of the field of horizontal dipole are in-process presented in a troposphere duct.

Keywords: electrical dipole, troposphere duct.