

## РОЗРАХУНОК ДВОВИМІРНОЇ МОДЕЛІ ДЗЕРКАЛЬНОЇ АНТЕННОЇ СИСТЕМИ ІЗ ЗАТІНЕННЯМ КРОМКИ РАДІОПОГЛИНАЮЧИМИ ЕКРАНАМИ

д.ф.-м.н. В.К. Іванов, Є.О. Рябоконт, к.т.н. А.З. Сазонов,  
д.т.н., проф. О.І. Сухарєвський

*У статті запропонований метод розрахунку антенної системи, що складається з ідеально провідного нескінченно тонкого дзеркала, та двох радіопоглинаючих екранів, що затіняють його кромки. Проведено низку розрахунків характеристик системи ітераційним методом з метою врахування внутрисистемних взаємодій для випадків E- та H-поляризації дже-рела випромінювання.*

**Постановка проблеми.** Роботи з проблем електромагнітної сумісності (ЕМС), проведені в багатьох країнах світу, містять у собі як розробку радіосистем з підвищеною перешкодозахищеністю, так і питання оптимального проектування їх з погляду зменшення створюваних перешкод. Велика увага в цих роботах приділяється антенним системам. Здійснювана антенними системами просторова, а в ряді випадків і частотна селекція перешкод дозволяє істотно поліпшити ЕМС [1]. Але у багатьох випадках приходиться мати справу із вже готовим зразком антени, і тоді питання забезпечення ЕМС необхідно вирішувати введенням додаткових змін у живлення антени або її конструкцію. Це визначає задачу мінімізації бічних і задніх пелюстків у всьому секторі, або лише в тій його частині, з боку якої мають місце небажані випромінювання [2].

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Дзеркальні антени одержали широке поширення в різних зразках озброєння і військової техніки в основному через свої високі спрямовані властивості і простоту конструкції при відносно низькій вартості. Тому великий інтерес для розроблювачів радіоелектронних засобів викликає задача зниження рівня бічного і заднього випромінювання антен такого типу, обумовленого крайовими ефектами. Це питання важливе для забезпечення електромагнітної сумісності і підвищення перешкодозахищеності антен, а, отже, і радіоелектронного засобу, на якому встановлена антена. Для зменшення затікань струмів, наведених на антені за край дзеркала, пропонуються різноманітні рішення. Одним з перспективних напрямків зниження рівня бічного випромінювання є застосування радіопоглинаючих покриттів (РПП) у конструкції антени [1 – 4].

У роботі [3] було вирішено задачу розсіяння на ПА, кромку якої по-

крито РПП, але, як відмічено у [1], такі рішення пов'язані з втратою підсилення антени. Запропонована нижче конструкція АС дозволяє уникнути цього небажаного ефекту.

У роботі [4] проведено розрахунки для системи, яка складається з лінійної синфазної антени, що збуджується рівномірним розподілом поля та ідеально поглинаючого екрана, розташованого перпендикулярно розкриттю антени, але наведений метод розрахунку не враховує явища дифракції на кромках дзеркальної антени та взаємодії між елементами системи.

**Метою статті** є розроблення методу розрахунку, що строго враховує взаємодію між елементами антенної системи (АС), та є справедливим як для ближньої, так і для дальньої зони.

**Постановка задачі.** Розглянемо двовірну модель антенної системи, що складається з ідеально провідного дзеркала  $S$  і двох нескінченно тонких екранів  $S_1$  та  $S_2$ , розміщених біля його кромки (рис. 1).

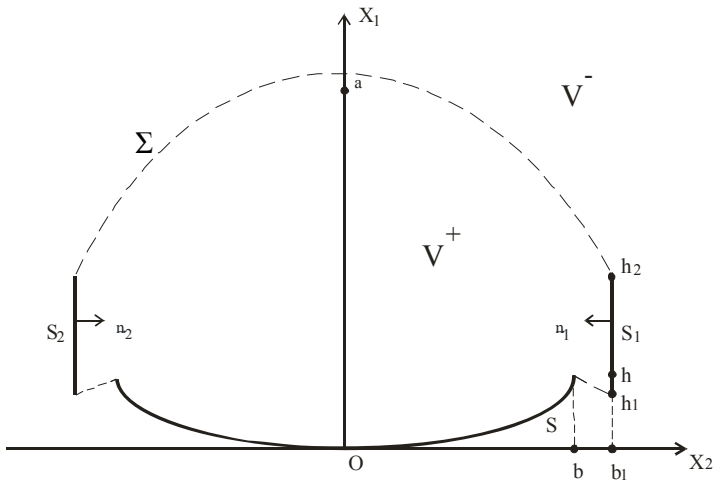


Рис. 1. Геометричні параметри системи

Будемо вважати, що АС розташована у вільному просторі, а екрани є ідеально поглинаючими з боку дзеркала та ідеально провідними із зовнішньої сторони.

Запишемо граничні умови для системи:

$$\text{на } S: \begin{cases} u^+ = u^- = 0 & \text{для Е - поляризації джерела випромінювання;} \\ \frac{\partial u^+}{\partial n} = \frac{\partial u^-}{\partial n} = 0 & \text{для Н - поляризації джерела випромінювання.} \end{cases} \quad (1)$$

У наближенні Кірхгофа – Коттлера для ідеально поглинаючого тіла

[4] граничні умови для екранів будуть мати вигляд:

$$\text{на } S_{1,2}: \begin{cases} u^- = \frac{du^-}{dn} = 0; \\ u^+ = u^0; \\ \frac{du^+}{dn} = \frac{du^0}{dn}, \end{cases} \quad (2)$$

де  $u^+$ ,  $\frac{du^+}{dn}$  та  $u^-$ ,  $\frac{du^-}{dn}$  – граничні значення повного поля і його нормальної похідної на поверхнях  $S$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  з боку позитивного напрямку нормалі і з протилежного боку відповідно.

У якості опромінювача будемо розглядати точкове джерело, розташоване у точці  $\vec{a} = (a, 0)$ :

$$g(\vec{x}, \vec{a}) = \frac{1}{4j} H_0^{(1)}(k_0 |\vec{x} - \vec{a}|), \quad (3)$$

де  $H_0^{(1)}(\cdot)$  – функція Ханкеля першого роду нульового індексу;  $\vec{x}$  – радіус-вектор точки спостереження;  $\vec{a}$  – радіус-вектор точки розташування точкового джерела;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – хвильове число вільного простору.

**Основні розрахункові співвідношення.** Як відомо, повне дифрагроване поле визначається як  $u(\vec{x}) = u^0(\vec{x}) + U(\vec{x})$  [5], де  $u^0(\vec{x}) = g(\vec{x}, \vec{a})$  – первинне поле,  $U(\vec{x})$  – розсіяне поле.

Застосовуючи другу формулу Гріна послідовно до областей  $V^-$  та  $V^+$  (рис. 1) і використовуючи граничні умови (1), (2) отримуємо інтегральні представлення для повного поля системи. Так, у випадку E-поляризації для поля, розсіяного системою, отримуємо:

$$u(\vec{x}) - g(\vec{x}, \vec{a}) = - \int_S g(\vec{x}, \vec{\xi}) V(\vec{\xi}) dS_{\xi} - \int_{S_1 + S_2} \left( \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} u^0 - g(\vec{x}, \vec{\xi}) \frac{\partial u^0}{\partial n_{\xi}} \right) dS_{\xi}, \quad (4)$$

де величина  $V(\vec{\xi}) = \frac{\partial u^+}{\partial n_{\xi}} - \frac{\partial u^-}{\partial n_{\xi}}$  пропорційна щільності поверхневих струмів;  $\vec{\xi}$  – радіус-вектор точки розташування допоміжного джерела – нитки електричного або магнітного струму (в залежності від поляризації);  $dS_{\xi}$  – диференціал площини.

У випадку H-поляризації поле, розсіяне системою, визначається як

$$u(\vec{x}) - g(\vec{x}, \vec{a}) = \int_S \frac{g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_\xi} P(\vec{\xi}) dS_\xi - \int_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_\xi} u^0 - g(\vec{x}, \vec{\xi}) \frac{\partial u^0}{\partial n_\xi} \right) dS_\xi, \quad (5)$$

де  $P(\vec{\xi}) = u^+ - u^-$  – величина, пропорційна щільності поверхневих струмів.

Рішення для ідеально провідного дзеркала будемо шукати як запропоновано в [6]. Для визначення взаємного впливу елементів системи застосуємо метод ітерацій.

Позначимо  $W^{(k)}$  і  $\frac{\partial W^{(k)}}{\partial n_\xi}$  відповідно значення поля і його нормальної похідної на екрані з боку позитивного напрямку нормалі в  $k$ -й ітерації. Як початкове наближення для значень поля і його похідної на екранах покладемо  $W^{(0)}(\vec{\xi}) = u^0 = g(\vec{\xi}, \vec{a})$ ,  $\frac{\partial W^{(0)}}{\partial n_\xi} = \frac{\partial u^0}{\partial n_\xi} = \frac{\partial g(\vec{\xi}, \vec{a})}{\partial n_\xi}$  при  $x \in S_1 + S_2$  і запишемо ітераційні співвідношення для визначення щільності поверхневих струмів на дзеркалі для Е-поляризації:

$$\int_S g(\vec{x}, \vec{\xi}) V^{(k)}(\vec{x}) dS_\xi = g(\vec{x}, \vec{a}) - \int_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_\xi} W^{(k-1)}(\vec{\xi}) - g(\vec{x}, \vec{\xi}) \frac{\partial W^{(k-1)}(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} \right) dS_\xi. \quad (6)$$

Продиференціювавши рівняння (6) по  $n_x$  отримаємо вираз для щільності поверхневих струмів для випадку Н-поляризації:

$$\frac{\partial}{\partial n_x} \int_S \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_\xi} P^{(k)}(\vec{x}) dS_\xi = \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{a})}{\partial n_x} - \int_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial^2 g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_x \partial n_\xi} W^{(k-1)}(\vec{\xi}) - \frac{g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_x} \frac{\partial W^{(k-1)}(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} \right) dS_\xi, \quad x \in S. \quad (7)$$

Знайдемо  $V^{(k)}(\vec{x}), P^{(k)}(\vec{x})$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) при  $x \in S$ , потім обчислимо  $W^{(k)}$ , використовуючи вже відомі функції  $V^{(k)}$ ,  $P^{(k)}$ :

$$W^{(k)}(\vec{x}) = g(\vec{x}, \vec{a}) - \int_S g(\vec{x}, \vec{\xi}) V^{(k)}(\vec{\xi}) dS - \int_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_\xi} W^{(k-1)}(\vec{\xi}) - g(\vec{x}, \vec{\xi}) \frac{\partial W^{(k-1)}(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} \right) dS; \quad (8)$$

у випадку Н-поляризації другий доданок буде  $\int_S \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_\xi} P^{(k)}(\bar{\xi}) dS$ ).

Для того, щоб скористатися співвідношенням (8) для визначення  $W^{(k+1)}$  необхідно обчислити  $\frac{\partial W^{(k)}}{\partial n_x}$  для якого запишемо наступне співвідношення:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W^{(k)}(\bar{x})}{\partial n_x} &= \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{a})}{\partial n_x} - \int_S \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_x} V^{(k)}(\bar{\xi}) dS - \\ &- \frac{\partial}{\partial n_x} \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_\xi} W^{(k-1)}(\bar{\xi}) dS + \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_x} \frac{\partial W^{(k-1)}(\bar{\xi})}{\partial n_\xi} dS. \end{aligned} \quad (9)$$

У випадку Н-поляризації другий доданок у формулі (9) буде мати вигляд  $\int_S \frac{\partial g^2(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_x \partial n_\xi} P^{(k)}(\bar{\xi}) dS$ , що вірно для точки спостереження, яка лежить поблизу  $S_1 + S_2$ .

Четвертий доданок у даному випадку буде дорівнювати нулю внаслідок того, що точка розташування допоміжного джерела та точка спостереження лежать на одному екрані.

Третій доданок у (9) є нормальною похідною потенціалу подвійного шару, розподіленого по  $S_1 + S_2$ . Проведемо для нього деякі перетворення. При  $x \notin S_1 + S_2$ , але поблизу цих поверхонь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial n_x} &= \frac{\partial}{\partial n_x} \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_\xi} W(\bar{\xi}) dS = \frac{\partial}{\partial s} \int_{S_1+S_2} g(\bar{x}, \bar{\xi}) W'(\sigma) d\sigma + k_0^2 \int_{S_1+S_2} g(\bar{x}, \bar{\xi}) W(\bar{\xi}) d\sigma; \\ I &= \frac{\partial}{\partial s} \int_{S_1+S_2} g(\bar{x}, \bar{\xi}) W'(\sigma) d\sigma = \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial s} W'(\sigma) d\sigma = \\ &= \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial s} (W'(\sigma) - W'(s)) d\sigma + W'(s) \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial s} d\sigma, \end{aligned}$$

де  $\sigma, s$  – дугові координати уздовж екранів;  $W'(\sigma), W'(s)$  – дотичні похідні поля уздовж екрана.

Спрямовуючи точку спостереження по нормалі на  $S_1 + S_2$  ( $x \rightarrow s$ ), одержимо:

$$I = \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial s} (W'(\sigma) - W'(s)) d\sigma + W'(s) [g(\bar{x}, \bar{h}_1) - g(\bar{x}, \bar{h}_2)],$$

де  $\vec{h}_1, \vec{h}_2$  – радіус-вектори точок, що знаходяться на краях екранів  $S_1, S_2$  (рис. 1).

З урахуванням вищевикладеного вираз (9) прийме вигляд:

$$\frac{\partial W^{(k)}(\vec{x})}{\partial n_x} = \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{a})}{\partial n_x} - \int_S \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n_x} V^{(k)} dS - \int_{S_1+S_2} \frac{\partial g}{\partial s} (W'(\sigma) - W'(s)) + \\ + W'(s) [g(\vec{x}, \vec{h}_1) - g(\vec{x}, \vec{h}_2)] + k_0^2 \int_{S_1+S_2} g(\vec{x}, \vec{\xi}) W^{(k-1)}(\vec{\xi}) d\sigma. \quad (10)$$

Знайшовши  $W^{(k)}$  і  $\frac{\partial W^{(k)}}{\partial n_\xi}$ , можемо знайти  $V^{(k+1)}(\vec{x}), P^{(k+1)}(\vec{x})$  і т.д.

Процес продовжується доти, доки не отримаємо сталі значення для поверхневих струмів на дзеркалі.

Чисельні розрахунки дотичних похідних поля уздовж екранів  $W(\sigma), W(s)$  проводилися за допомогою формул чисельного диференціювання, отриманих шляхом диференціювання інтерполяційних многочленів Ньютона (для початкових та останніх значень) та Стірлінга (для середніх значень) [7].

Інтегрування проводилося за допомогою складеної п'ятиточкової формули Гауса [8]. Точність обчислень контролювалася шляхом варіювання кількості ділянок розбиття, на яких застосовувалася ця формула.

Змішана похідна у виразах (7) та (9), (10) для випадку Н-поляризації обчислювалася за допомогою рекурентних співвідношень [9].

Провівши розрахунки по формулах (6) – (8) і (10), і підставивши отримані значення в (4), (5), знайдемо повне дифрагзоване поле антенної системи в будь-якій точці координатної площини для випадку вибраної поляризації.

При проведенні обчислень вищевикладеним методом було помічено, що ітераційний процес установлюється на третій-четвертій ітерації.

У випадку Н-поляризації ітераційний процес може не сходитись для деяких геометричних параметрів системи, що обумовлено сильною взаємодією між дзеркалом та екранами. У цьому випадку рішення для даної системи потрібно шукати не ітераційним методом, а безпосередньо.

**Результати математичного моделювання.** За допомогою запропонованого алгоритму було проведено низку розрахунків для АС, що складається з параболічного дзеркала та двох плоских екранів при Е- та Н-поляризації хвилі джерела випромінювання. Параметри антенної системи були задані наступним чином (рис. 1): апертура параболічного дзеркала приймалася рівною  $2b$ ; джерело випромінювання знаходилося у його фокусі; екрани було віднесено на відстань  $b_1 - b$  від кромки.

Нормалі до екранів  $S_1$  та  $S_2$  позначені як  $\vec{n}_1$  та  $\vec{n}_2$ . Геометричні розміри екранів уздовж осі ПА і їх положення щодо краю дзеркала визначалися відстанями  $h_2 - h_1$  і  $h - h_1$  відповідно, де  $h = b^2/4a$  – глибина дзеркала.

Для моделювання була обрана антена з параметрами дзеркала  $kb = 31,42$ ,  $a = 7\lambda$ .

На рис. 2, 3 наведені результати розрахунку відповідно діаграми спрямованості розглянутої антенної системи (товста лінія) та щільності поверхневих струмів на параболічному дзеркалі, у порівнянні з діаграмою спрямованості параболічної антени таких самих геометричних розмірів (тонка лінія) без екранів для випадку Е-поляризації.

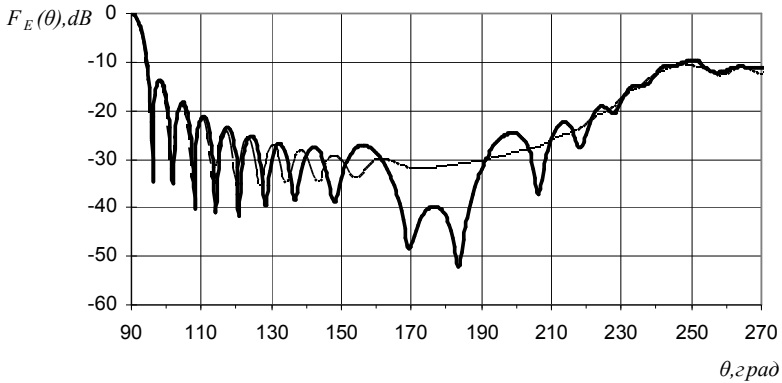


Рис. 2. ДС антенної системи з параметрами:

$b_1 - b = 0,2$ ;  $h_2 - h_1 = 1,5$ ;  $h - h_1 = 1$ ;  $\alpha = 2^\circ$  (Е-поляризація);  $\alpha$  – кут повороту екрана щодо осі  $OX_1$  у зовнішню стосовно параболічного дзеркала сторону

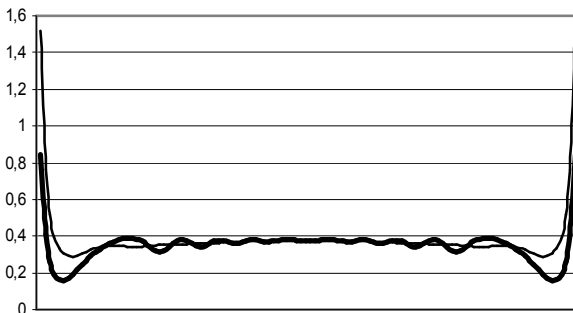


Рис. 3. Щільності поверхневих струмів на параболічному дзеркалі антенної системи з параметрами:

$b_1 - b = 0,2$ ;  $h_2 - h_1 = 1,5$ ;  $h - h_1 = 1$ ;  $\alpha = 2^\circ$  (Е-поляризація)

На рис. 4, 5 представлені аналогічні результати розрахунків для випадку Н-поляризації.

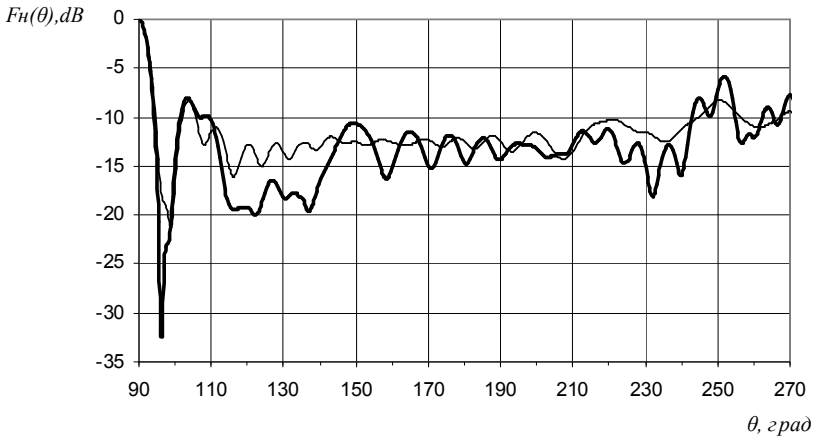


Рис. 4. ДС антенної системи з параметрами:  
 $b_1 - b = 0,2$ ;  $h_2 - h_1 = 1,5$ ;  $h - h_1 = 0,2$ ;  $\alpha = 0^\circ$  (Н-поляризація)

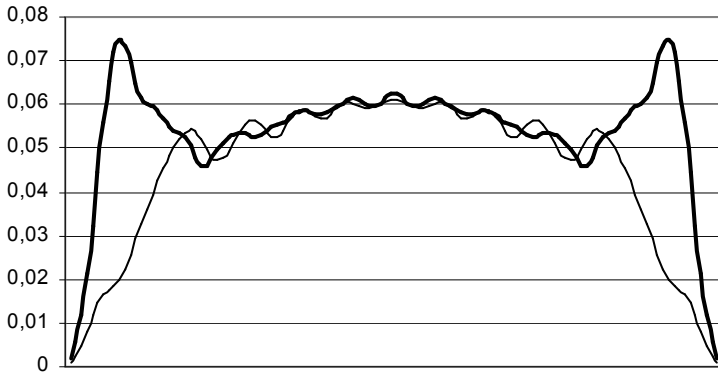


Рис. 5. Щільності поверхневих струмів на параболічному дзеркалі антенної системи з параметрами:

$b_1 - b = 0,2$ ;  $h_2 - h_1 = 1,5$ ;  $h - h_1 = 0,2$ ;  $\alpha = 0^\circ$  (Н-поляризація)

**Висновки.** Наявність радіопоглинаючих екранів біля кромки дзеркала істотно впливає на розподіл поверхневих струмів на дзеркалі, і, як наслідок, на діаграму спрямованості антенної системи в цілому.

Застосування радіопоглинаючих екранів дозволяє істотно знизити рівень бічного випромінювання антенної системи у певному діапазоні кутів (у залежності від геометричних параметрів системи).



Для придушення бічних пелюстків ДН у будь-якому секторі кутів можна вибрати оптимальні довжину екрана, відстань від кромки дзеркала до екрана, положення екрана щодо краю дзеркала і кут повороту екрана щодо осі  $OX_1$  у зовнішню, стосовно ПА, сторону, при яких придушення бокових пелюстків буде найбільш істотним.

Представлений метод дозволяє проводити розрахунок характеристик спрямованості антенних систем розглянутого типу та оцінювати ефективність застосування РП екранів в цілях придушення бокового та заднього випромінювання готових зразків дзеркальних антен.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Ямпольский В.Г., Фролов О.П. Антенны и ЭМС. – М.: Радио и связь, 1983. – 272 с.
2. Буренин Н. И., Поповский В. В. Проблемы и методы обеспечения электромагнитной совместимости с помощью антенной техники. Обзор // Антенны: Сб. статей; Под ред. А.А. Леманского. – 1990. – Вып. 37. – С. 107 – 123.
3. Сухаревский О.И., Василец В.А., Нечитайло С.В., Орехов С.В. Расчет дальнего бокового и заднего излучения зеркальных антенн с радиопоглощающим покрытием кромок // Радиопизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 2. – С. 49 – 56.
4. Захарьев Л.Н., Леманский А.А. Рассеяние волн «черными» телами. – М.: Сов. радио, 1972. – 288 с.
5. Менцер Дж.Р. Диффракция и рассеяние радиоволн. – М.: Сов. радио, 1958. – 148 с.
6. Сухаревский О.И. Электродинамический расчет модели двухзеркальной антенны со строгим учетом взаимодействия между зеркалами // Радиотехника. – 1982. – Вып. 60. – С. 41 – 47.
7. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1961 – 524 с.
8. Хемминг Р.В. Численные методы: Пер. с англ. – М.: Наука, 1972. – 400 с.
9. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. – М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. – 832 с.

Надійшла 1.12.2004

**ІВАНОВ Віктор Кузьмич**, доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник, зав. відділом ІРЕ НАНУ. Область наукових досліджень – прикладна електродинаміка, радіолокація.

**РЯБОКОНЬ Євген Олександрович**, ад'юнкт ХУ ПС. У 2000 році закінчив ХВУ. Область наукових досліджень – електромагнітна сумісність антенних систем.

**САЗОНОВ Олександр Захарович**, канд. техн. наук, директор заводу агрегатних верстатів. В 1987 закінчив ВІРТА ППО. Область наукових досліджень – радіолокація.

**СУХАРЄВСЬКИЙ Олег Ілліч**, доктор техн. наук, професор, провідний науковий співробітник ОНДІ Збройних Сил. У 1972 закінчив ХДУ. Область наукових досліджень – математичні методи теорії дифракції і теорії антен.