

**ЧИСЛОВА ОПТИМІЗАЦІЯ ПОВЕРХНЕВИХ СТРУМІВ
І ФОРМИ ВИРІЗКИ ІЗ ДЗЕРКАЛА ОДНОДЗЕРКАЛЬНОЇ АНТЕНИ
ЗА АМПЛІТУДНОЮ ДІАГРАМОЮ НАПРЯМЛЕНОСТІ**

В. Анохін

*Національний університет “Львівська політехніка”
(79013, Львів, вул. С.Бандери 12)*

(Отримано 21 вересня 2004 р.)

Розвинуто числовий метод одночасної оптимізації форми плоского розкривання і амплітудно-фазового розподілу поля в цьому розкриванні по заданій амплітудній діаграмі напрямленості. Ідея оптимізації форми розкривання випромінювальної системи узагальнена на задачу синтезу форми вирізки із дзеркала і діаграми напрямленості випромінювача гостронаправленої однодзеркальної антени.

Ключові слова: однодзеркальна система, амплітудна діаграма напрямленості.

2000 MSC: 78A46, 65K10

УДК: 621.396.67.01

Вступ

Сьогодні в більшості дзеркальних антен використовуються класичні круглі чи квазіпрямокутні форми вирізок із випромінюючих поверхонь. Такі вирізки є зручними для багатьох антен, призначених для створення діаграм напрямленості з круглою чи еліптичною формою в поперечному перерізі. У загальному випадку оптимальна форма розкривання антени відрізняється від класичних і повинна узгоджуватися з необхідною діаграмою напрямленості, а також з низкою додаткових вимог, що накладаються на проектувану випромінювальну систему. Можна припускати, що оптимізація форми вирізки із дзеркальної поверхні особливо ефективна при створенні контурних діаграм напрямленості зі складною формою в поперечному перерізі. У роботі оптимізація форми розкривання дзеркальної антени є додатковим ступенем свободи у постановці задачі синтезу, яка поряд зі свободою вибору фазової діаграми напрямленості забезпечує найкращу якість синтезованої ДН.

Розглядається однодзеркальна антена, що складається із деякого випромінювача і ідеально провідного дзеркала параболічної або апланатичної форм. Дзеркало розташоване в дальній зоні стосовно випромінювача. Задача полягає в знаходженні такої ДН випромінювача і такої форми вирізки із дзеркальної поверхні, які формували б діаграму, що мінімально відхиляється від заданої амплітудної ДН. Задача розв’язується у два етапи: на першому знаходимо оптимальну форму вирізки із дзеркала і струми, які на ній протікають. На другому етапі у наближенні методу фізичної оптики за наведеними струмами

розраховуємо ДН випромінювача. Схожі задачі синтезу повної (комплексної) ДН однодзеркальної антени досліджуються в роботах [1] та [2].

I. Постановка задачі

Введемо декартову та полярну системи координат, як показано на рис. 1. Позначимо через $\vec{I}(P) = (I_x(P), I_y(P), I_z(P))^T$ – струми, які протікають на поверхні дзеркала Σ , точка $P(x, y, z) = P(z(\psi, r), \psi, r)$ належить дзеркалу. Неперервна функція $z = z(\psi, r)$ описує форму дзеркала. Проекція межі поверхні дзеркала $z = z(\psi, r)$ на площину XOY подається у вигляді неперервної функції $r = \rho(\psi)$, $\psi \in [0; 2\pi)$ у полярній системі координат. Нехай потрібна амплітудна ДН задана амплітудами своїх компонент $\vec{F}(Q) = (F_\theta(Q), F_\varphi(Q))^T$ від кутових координат $Q = (\theta, \varphi)$ і визначена в деякій обмеженій області Ω .

Відомо [3], що струми \vec{I} , які протікають на поверхні дзеркала Σ , утворюють діаграму напрямленості \vec{f} з компонентами

$$f_\nu(Q) = \iint_{\Sigma} I_\nu(P) \exp[-ik(P, Q)] dP, \quad \nu = x, y, z \quad (1)$$

де $(P, Q) = x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta$.

Перехід до сферичної системи координат виконується за відомими формулами. Позначимо через \vec{H} вектор напруженості магнітного поля на поверхні Σ . Тоді розподіл струмів на дзеркалі буде поданий у вигляді [3]

$$\vec{I} = 2 [\vec{n} \times \vec{H}], \quad (2)$$

де $\vec{n} = (n_x(\psi, r); n_y(\psi, r); n_z(\psi, r))^T$ – одиничний вектор, нормальний з поверхнею Σ . Зазначимо, що струми, розраховані за формулою (2), лежать у площині, дотичній до поверхні дзеркала (протікають на

його поверхні). Після підстановки (2) у (1) і введення узагальнених координат $\xi_1 = \sin \theta \cos \varphi$, $\xi_2 = \sin \theta \sin \varphi$, компоненти $f_x(\xi_1, \xi_2)$ і $f_y(\xi_1, \xi_2)$ вектора синтезованої ДН запишуться у вигляді:

$$\left\{ \begin{aligned} f_x(\xi_1, \xi_2) &= 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\psi)} [n_y(\psi, r) H_z(\psi, r) - n_z(\psi, r) H_y(\psi, r)] \times \\ &\quad \times \exp \left[-ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2 r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \psi} \right)^2} dr d\psi \\ f_y(\xi_1, \xi_2) &= 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\psi)} [n_z(\psi, r) H_x(\psi, r) - n_x(\psi, r) H_z(\psi, r)] \times \\ &\quad \times \exp \left[-ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2 r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \psi} \right)^2} dr d\psi. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Компонента $f_z(\xi_1, \xi_2)$ однозначно визначається через компоненти $f_x(\xi_1, \xi_2)$ і $f_y(\xi_1, \xi_2)$ з умови рівності нулю компоненти $f_r(\xi_1, \xi_2)$ вектора синтезованої ДН у сферичних координатах. Співвідношення (3) є вихідними для постановки та розв'язання задачі син-

тезу однодзеркальної антени.

На першому етапі розв'язання задачі знайдемо оптимальну форму вирізки із дзеркала і струми, які протікають на її поверхні. Критерієм оптимізації використаємо функціонал:

$$\begin{aligned} \sigma(H_x, H_y, H_z, \rho) &= \sum_{\nu=x,y} \iint_{\Omega} [F_{\nu}(\xi_1, \xi_2) - |f_{\nu}(\xi_1, \xi_2)|]^2 d\xi_1 d\xi_2 + \\ &+ \beta \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\psi)} \left\{ \sum_{\phi=x,y,z} |H_{\phi}(r, \psi)|^2 \right\} \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \psi} \right)^2 + r^2 \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2} dr d\psi + \gamma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\psi)} \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \psi} \right)^2 + r^2 \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2} dr d\psi. \end{aligned} \quad (4)$$

Перший доданок в (4) забезпечує мінімальне покомпонентне середньоквадратичне відхилення амплітуд заданої і синтезованої ДН, другий і третій, – відповідно мінімум квадрата норми вектора магнітного поля на поверхні дзеркала і площу дзеркала з деякими ваговими коефіцієнтами. Невідомі функції H_x , H_y , H_z і ρ входять в (4) через визначені f_x і f_y за формулами (3). За знайденими компонентами векто-

ра напруженості магнітного поля \vec{H} шукані струми \vec{I} дзеркала Σ знаходимо за формулою (2).

II. Мінімізація функціонала

Зведемо задачу мінімізації функціонала (4) до розв'язання відповідної системи рівнянь Ейлера:

$$\begin{aligned} H_x(\psi, r) &= -\frac{2}{\beta} n_z(\psi, r) \iint_{\Omega} f_y(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_y(\xi_1, \xi_2)}{|f_y(\xi_1, \xi_2)|} \right) \times \\ &\quad \times \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] d\xi_1 d\xi_2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} H_y(\psi, r) &= -\frac{2}{\beta} n_z(\psi, r) \iint_{\Omega} f_x(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_x(\xi_1, \xi_2)}{|f_x(\xi_1, \xi_2)|} \right) \times \\ &\quad \times \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] d\xi_1 d\xi_2 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} H_z(\psi, r) &= -\frac{2}{\beta} \iint_{\Omega} \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] f_x(\xi_1, \xi_2) \times \\ &\quad \times \left\{ f_x(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_x(\xi_1, \xi_2)}{|f_x(\xi_1, \xi_2)|} \right) n_y(\psi, r) - f_y(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_y(\xi_1, \xi_2)}{|f_y(\xi_1, \xi_2)|} \right) n_x(\psi, r) \right\} d\xi_1 d\xi_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Зазначимо, що компоненти падаючого поля H_x , H_y , H_z входять у праві частини рівнянь (5)–(7) через вираз (3) для компонент f_x і f_y синтезованої ДН.

Використовуючи вирази (3), на основі отриманих рівнянь виводимо еквівалентні рівняння для компонент синтезованої діаграми:

$$f_\mu(\xi_1, \xi_2) = -\frac{4}{\beta} \iint_{\Omega} \sum_{\nu=x,y} \left(1 - \frac{F_\nu(\xi_1, \xi_2)}{|f_\nu(\xi_1, \xi_2)|}\right) f_\nu(\xi_1, \xi_2) R_\nu^\mu(\xi_1, \xi_2, \xi'_1, \xi'_2) d\xi'_1 d\xi'_2, \quad (8)$$

де $R_\nu^\mu(\xi_1, \xi_2, \xi'_1, \xi'_2)$, $\nu = x, y$, $\mu = x, y$ – деякі ядра.

Розв'язавши рівняння (8) відносно компонент синтезованої ДН, компоненти магнітного поля \vec{H} обчислюємо за формулами (5)–(7).

Запишемо рівняння Ейлера функціонала $\sigma(H_x, H_y, H_z, \rho)$ відносно функції $\rho(\psi)$, яка описує оптимальну форму вирізки із дзеркальної поверхні. Для цього знайдемо і прирівняємо до нуля часткову похідну Гато [4] функціонала σ за функцією $\rho(\psi)$:

$$\begin{aligned} W[H_x, H_y, H_z, \rho] &= \left| -\frac{2}{\beta} \iint_{\Omega} \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] \times \right. \\ &\quad \times n_z(\psi, r) f_y(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_y(\xi_1, \xi_2)}{|f_y(\xi_1, \xi_2)|} \right) d\xi_1 d\xi_2 \Big|^2 + \\ &\quad + \left| \frac{2}{\beta} \iint_{\Omega} \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] \times \right. \\ &\quad \times (-n_z(\psi, r)) f_x(\xi_1, \xi_2) \left(1 - \frac{F_x(\xi_1, \xi_2)}{|f_x(\xi_1, \xi_2)|} \right) d\xi_1 d\xi_2 \Big|^2 + \\ &\quad + \left| \frac{2}{\beta} \iint_{\Omega} \exp \left[ikr \left(\xi_1 \cos \psi + \xi_2 \sin \psi + \frac{z(\psi, r)}{r} \sqrt{1 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \right) \right] \times \right. \\ &\quad \times \left\{ f_x(\xi_1, \xi_2) n_y(\psi, r) \left(1 - \frac{F_x(\xi_1, \xi_2)}{|f_x(\xi_1, \xi_2)|} \right) d\xi_1 d\xi_2 \times \right. \\ &\quad \times \left. \left. f_y(\xi_1, \xi_2) n_x(\psi, r) \left(1 - \frac{F_y(\xi_1, \xi_2)}{|f_y(\xi_1, \xi_2)|} \right) \right\} d\xi_1 d\xi_2 \Big|^2 - \frac{\gamma}{\beta} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

або

$$|H_x(\psi, \rho(\psi))|^2 + |H_y(\psi, \rho(\psi))|^2 + |H_z(\psi, \rho(\psi))|^2 = \frac{\gamma}{\beta}, \quad (10)$$

де через $H_\phi(\psi, \rho(\psi))$, $\phi = x, y, z$ позначені компоненти вектора розподілу падаючого магнітного поля на шуканій межі розкривання $\rho(\psi)$. У рівнянні (9) допускається аналітичне продовження функцій компонент вектора \vec{H} за формулами (5)–(7) при фіксованих компонентах синтезованої ДН $\vec{f}(\xi_1, \xi_2)$.

Отриманому рівнянню (9) відносно оптимальної форми вирізки із дзеркала можна надати деяку геометричну інтерпретацію. Із рівняння (10) видно, що шукана функція проєкції оптимальної форми вирізки із дзеркала $\rho(\psi)$ є топографічною лінією рівня γ/β графіка функції

$$|H_x(\psi, \rho(\psi))|^2 + |H_y(\psi, \rho(\psi))|^2 + |H_z(\psi, \rho(\psi))|^2,$$

яка описує квадрат довжини вектора модуля напруженості магнітного поля.

Отже, отримана система трьох нелінійних інтегральних рівнянь (8), (9) відносно компонент вектора синтезованої ДН f_x і f_y і функції проєкції межі

поверхні дзеркала $\rho(\psi)$. Компоненти вектора магнітного поля \vec{H} розраховуються за формулами (5)–(7).

III. Числові алгоритми розв'язання системи рівнянь Ейлера

В основу алгоритму розв'язання системи рівнянь (8), (9) покладена ідея мінімізації функції декількох змінних методом покоординатного спуску.

Нехай функція $\rho_0(\psi)$ описує деяку початкову форму вирізки із дзеркала. Розв'язуючи рівняння (8) для такого дзеркала, отримуємо перше наближення синтезованої ДН \vec{f}_1 . Використовуючи аналітичне подання функцій H_x , H_y , H_z (на основі формул (5)–(7)), розв'язуємо рівняння (9) відносно функції $\rho(\psi)$. Ця функція описує перше наближення форми вирізки із дзеркала. Фіксуємо її, знаходимо наступне наближення синтезованої ДН \vec{f} . Продовжуючи по чергово розв'язувати рівняння (8) та (9), отримуємо іте-

раційний процес для знаходження шуканого розв'язку. Як показують числові експерименти, такий процес є збіжним.

Розглянемо метод розв'язання нелінійних інтегральних рівнянь (8). У [5] (див. ст. 136–138) показано, що область збіжності явної схеми методу послідовних наближень розв'язку інтегральних рівнянь амплітудно-фазового синтезу, отриманих на основі функціоналів типу (4) обмежена. Умова збіжності не дозволяє задавати параметр β досить малим, що значно знижує ефективність такого ітераційного процесу. Тому для даної задачі будемо використовувати неявну схему методу послідовних наближень:

$$\begin{aligned} \vec{f}^{(m+1)}(Q) + \frac{4}{\beta} \iint_{\Omega} \vec{f}^{(m+1)}(Q') R(Q, Q') d\Omega = \\ = \frac{4}{\beta} \iint_{\Omega} \vec{G}(Q, Q', \vec{f}^{(m)}(Q')) dQ', \end{aligned} \quad (11)$$

де m – номер ітерації, $R(Q, Q')$ – оператор-матриця вигляду

$$R = \begin{pmatrix} R_x^x & R_x^y \\ R_y^x & R_y^y \end{pmatrix},$$

$\vec{G}(Q, Q', \vec{f}(Q'))$ – підінтегральна функція. У результаті на кожному кроці ітераційного процесу (11) розв'язується система чотирьох лінійних інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду з використанням методу механічних квадратур. Отримана система лінійних алгебраїчних рівнянь, яка виникає при дискретизації системи (11), розв'язується методом мінімальної нев'язки.

За знайденими компонентами вектора синтезованої ДН $f_x(\xi_1, \xi_2)$ і $f_y(\xi_1, \xi_2)$ компоненти вектора магнітного поля обчислюємо за формулами (5)–(7).

В основу алгоритму розв'язання рівняння (9) покладено метод Ньютона-Канторовича. Позначивши

$$\rho_{k+1}(\psi) = \rho_k(\psi) + \Delta\rho_k(\psi),$$

запишемо ітераційний процес розв'язання операторного рівняння (9а):

$$W'_{\rho_k} [H_x, H_y, H_z, \rho_k] \Delta\rho_k = -W [H_x, H_y, H_z], \quad (12)$$

де через $W'_{\rho_k} [H_x, H_y, H_z, \rho_k] \Delta\rho_k$ позначена похідна Фреше оператора $W_{\rho_k} [H_x, H_y, H_z, \rho_k]$ в точці $\rho_k(\psi)$. Рівняння (12) є функціональним рівнянням вигляду:

$$u_k(\psi) \Delta\rho_k(\psi) = \nu_k(\psi)$$

із явним розв'язком

$$\Delta\rho_k(\psi) = u_k(\psi)/\nu_k(\psi).$$

Доволі громіздкі вирази для $u_k(\psi)$ і $\nu_k(\psi)$ не наводяться. Їх можна отримати, знайшовши вигляд похідної Фреше для оператора $W_{\rho_k} [H_x, H_y, H_z, \rho_k]$.

IV. Розрахунок ДН випромінювача

На другому етапі розв'язання задачі за знайденим за формулою (2) розподілом струмів \vec{I} на поверхні дзеркала розрахуємо діаграму напрямленості випромінювача.

Співвідношення (2) (при відомому векторі \vec{I}) можна розглядати, зокрема, як систему для знаходження компонент вектора $\vec{H}(H_x, H_y, H_z)^T$ магнітного поля, що падає на дзеркало. Неважко переконатися, що детермінант цієї системи завжди дорівнює нулю. Внаслідок цього струми \vec{I} , наведені на поверхні дзеркала Σ , можуть створюватися різними векторами напруженості магнітного поля \vec{H} . Оскільки поверхня дзеркала знаходиться в дальній зоні стосовно випромінювального елемента, то вектори \vec{E} і \vec{H} електромагнітного поля, яке випромінюється лежать у площині, ортогональній до напрямку поширення електромагнітного поля. Розрахуємо вектор падаючого магнітного поля \vec{H}^p , який створює на поверхні Σ струми \vec{I} із врахуванням його ортогональності до напрямку вектора падаючого променя \vec{p} . У кожній точці $(z(\psi, r), \psi, r)$ дзеркала значення функцій компонент вектора магнітного поля $H_x^p(\psi, r)$, $H_y^p(\psi, r)$, $H_z^p(\psi, r)$ знаходяться із системи лінійних алгебраїчних рівнянь

$$\begin{cases} 2[\vec{n} \times \vec{H}^p] = \vec{I}, \\ (\vec{p}, \vec{H}^p) = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Детермінант системи (13) не дорівнює нулю після виключення одного із перших трьох рівнянь, причому у випадку $\vec{I} \perp \vec{n}$ виключити можна будь-яке із перших трьох рівнянь (13), – розв'язок системи при цьому не зміниться. Аналогічно, використовуючи відомі співвідношення методу фізичної оптики [3] між векторами \vec{H}^p , \vec{p} , \vec{E}^p , знаходимо компоненти вектора напруженості падаючого електричного поля \vec{E}^p :

$$\begin{cases} \frac{1}{120\pi} [\vec{n} \times \vec{E}^p] = \vec{H}^p, \\ (\vec{p}, \vec{E}^p) = 0. \end{cases} \quad (14)$$

Після виключення будь-якого із перших трьох рівнянь (14) система трьох лінійних алгебраїчних рівнянь має єдиний розв'язок. Отриманий у такий спосіб вектор напруженості падаючого електричного поля \vec{E}^p буде ортогональним до напрямку поширення магнітного поля.

Нижче розглядається частковий випадок, в якому поверхня дзеркала є параболоїдом обертання з фокусом в точці $(0, 0, f)$, де f – фокусна віддаль параболоїда (рис. 1).

У цьому випадку функція геометрії дзеркала запишеться у вигляді $z(\psi, r) = \frac{r^2}{4f}$. Позначимо через $\vec{T}(\theta', \varphi')$ шуканий вектор ДН випромінювача, розташованого у фокусі параболічного дзеркала. Точка $P\left(\frac{r^2}{4f}, \psi, r\right)$ знаходиться на поверхні дзеркала. Її координати в сферичній системі координат випромінювача позначимо через (R', θ', φ') .

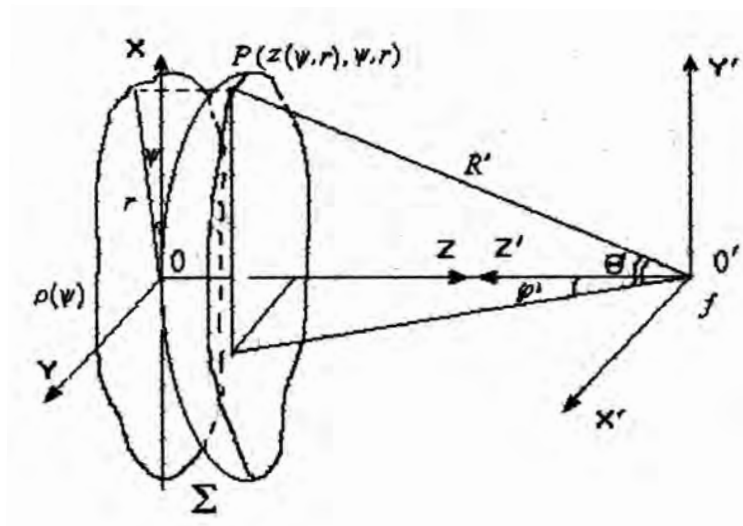


Рис. 1.

За знайденими із систем рівнянь (13), (14) компонентами вектора напруженості електричного поля \vec{E}^p розрахуємо діаграму напрямленості випромінювача, розташованого у фокусі параболічного дзеркала. Оскільки дзеркало знаходиться в дальній зоні відносно випромінювача, то залежність між вектором $\vec{E}^p(R', \theta', \varphi')$ і вектором ДН випромінювача $\vec{T}(\theta', \varphi')$ запишеться у вигляді

$$\vec{E}^p(R', \theta', \varphi') = -i\omega\mu \frac{\exp[ikR']}{4\pi R'} \vec{T}(\theta', \varphi'), \quad (15)$$

де μ – магнітна проникність середовища, ω – частота коливань електричного поля. З рівності (16) впливає вираз для ДН випромінювача:

$$\vec{T}(\theta', \varphi') = -\frac{4\pi R'}{i\omega\mu} \exp[-ikR'] \vec{E}^p(R', \theta', \varphi'), \quad (16)$$

Вирази для сферичних координат (R', θ', φ') точки на дзеркалі впливають із геометричної побудови:

$$\varphi' = \arctan \left[\frac{r \cos \psi}{d} \right]; \quad \theta' = \arcsin \left[\frac{r \sin \psi}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right];$$

$$R' = \sqrt{d^2 + r^2}, \text{ де } d = f - \frac{r^2}{4f}.$$

V. Числові результати і висновки

Розглянемо застосування запропонованого алгоритму до синтезу контурних ДН. Під контурними будемо розуміти такі ДН, лінії рівня яких в області головної пелюстки формують контури заданої форми, а потужність випромінювання в усіх кутових напрямках контуру близька до сталої. Інакше кажучи, коефіцієнт напрямленої дії антени з такою ДН близький до сталого в заданому тілесному куті, а за межами цього кута менший від заданої величини.

Нижче розглянемо числовий приклад синтезу контурної ДН складної геометричної форми. Задана амплітудна ДН (АДН) зображена на рис. 2 і рис. 3 товстою лінією. Всередині хрестоподібного контуру рівень необхідного випромінювання дорівнює 1, а за його межами 0. На рис. 2 показана синтезована АДН для фіксованої круглої (неоптимальної) вирізки із дзеркальної поверхні з фокусною віддаллю, що дорівнює шести довжинам хвилі.

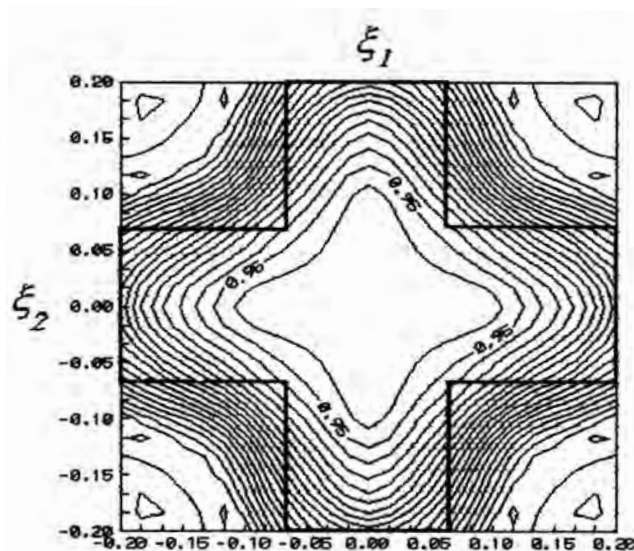


Рис. 2.

На рис. 3 зображена синтезована АДН після оптимізації форми вирізки. Зазначимо, що площа оптимальної вирізки дорівнює площі кругової вирізки.

Отже, сорокавідсоткове зменшення величини цільового функціонала досягнуто лише завдяки зміні форми вирізки із дзеркала і відповідної оптимізації діаграми падаючого магнітного поля.

На завершення зазначимо, що запропоновані алгоритми дають можливість знаходити оптимальну форму вирізки із дзеркала і оптимальну ДН випромі-

нювача. Дещо ускладнивши задачу, можемо розглядати як випромінювач реальну антенну решітку або спеціальний одиничний випромінювач і синтезувати відповідний розподіл електромагнітного поля на поверхні дзеркала. Методи синтезу антенних решіток за повною (комплексною) ДН відомі. Отже, запропонований підхід може вказати спосіб для отримання конструктивних розв'язків при створенні різного роду систем супутникового зв'язку.

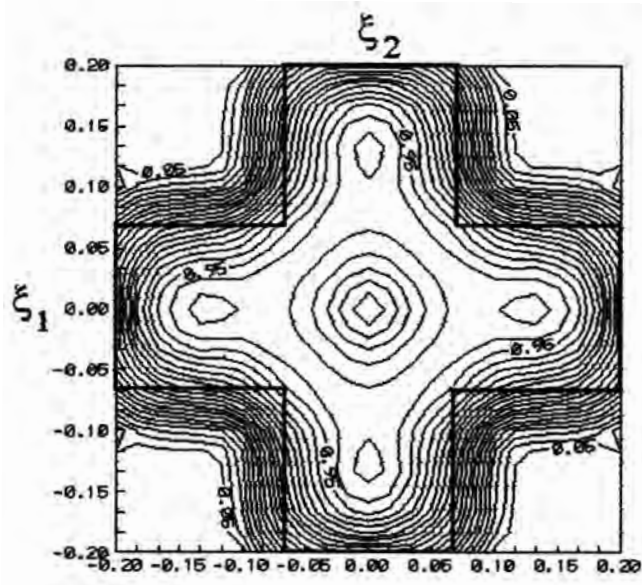


Рис. 3.

Література

- [1] Фельд Я.Н. // РЭ. 1987. Т. 32. № 6. с. 1137. грамме направленности. – К.: Наукова думка, 1993.
- [2] Фельд Я.Н. // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. с. 2234.
- [3] Бахрах Л.Д., Галимов Г.К. Зеркальные сканирующие антенны: Теория и методы расчета. – М.: Наука, 1981.
- [4] Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. – М.: Наука, 1989.
- [5] Андрийчук М.И., Войтович Н.Н., Савенко П.А., Ткачук В.П. Синтез антенн по амплитудной диаграмме направленности. – К.: Наукова думка, 1993.
- [6] Савенко П.О., Анохін В.Є. Чисельна оптимізація форми плоского розкриття антени та поля в ньому за заданою амплітудною діаграмою напрямленості //Теоретична електротехніка. Вип. 53. – Львів, Світ. – 1996р. – С. 118–126.
- [7] Савенко П.О. Нелінійні задачі синтезу випромінюючих систем. – Львів, ІППММ 2002, – С. 279–289.

NUMERICAL OPTIMIZATION OF SUPERFICIAL CURRENTS
AND FORM OF A CUTTING FROM A MIRROR
OF THE ONE – MIRROR ANTENNAS
FOR THE GIVEN AMPLITUDE DIRECTIVITY PATTERN

V. Anokhin

*Lviv Polytechnic National University
12, S. Bandery Str., Lviv, 79013, Ukraine*

The numerical method for simultaneous optimization of the shape of the plane aperture and amplitude-phase distribution of the field in this aperture for the given amplitude directivity pattern is developed. The idea of optimization of the shape of irradiating aperture is generalized on the problem of synthesis of both the shape of cutting from reflector and the directivity pattern of irradiator of the narrow-directed single-reflector antenna.

Keywords: single-reflector antenna, amplitude directivity pattern.

2000 MSC: 78A46, 65K10

UDK: 621.396.67.01