УДК 621.396: 519.6

М. І. Андрійчук

СИНТЕЗ ЛІНІЙНОЇ АНТЕННОЇ РЕШІТКИ З ХВИЛЕВОДНИМИ ВИПРОМІНЮВАЧАМИ

У варіаційній постановці розглянуто задачу синтезу хвилеводної антенної решітки за заданою амплітудною діаграмою напрямленості. При розв'язуванні прямої задачі враховано взаємовплив окремих елементів решітки. Проведено дослідження розв'язків відповідного нелінійного рівняння. Одержано лінійне рівняння, дослідження якого дає можливість розглянути питання неєдиності та галуження розв'язків. Наведено результати числових розрахунків.

Вступ. У процесі розробки і проектування антенних систем виникає ряд теоретичних і обчислювальних проблем, пов'язаних зі специфікою досліджуваної системи та її математичною моделлю. Складність математичної моделі залежить, насамперед, від міри адекватності, з якою описується антенна система, та характеристики напрямленості, яка описує цю систему. Виходячи з практичних потреб, за характеристику напрямленості в багатьох випадках вибирають амплітудну діаграму. Задачам математичного моделювання (синтезу) антен різного типу за заданою амплітудною діаграмою напрямленості (ДН), теоретичним і прикладним аспектам, які виникають при цьому, присвячено монографії [1, 12].

У пропонованій статті розглядається задача амплітудно-фазового синтезу за заданою амплітудною ДН для хвилеводної антенної решітки. Пряма задача (задача аналізу) для такої решітки була сформульована в роботі [8], а в [14] ця постановка уточнена з метою більш ефективного використання для задачі синтезу.

Аналогічний підхід до розв'язання задачі аналізу хвилеводної решітки у припущенні одномодового характеру електромагнітного поля в окремих хвилеводах запропоновано у [18], де також враховується взаємовплив окремих хвилеводів. В результаті розв'язування прямої задачі отримано матрицю взаємних провідностей. Проте для того, щоб визначити ДН решітки, при такому підході необхідно провести ряд додаткових обчислень, що значно збільшує час розв'язування задачі аналізу. Строгіший електродинамічний підхід із урахуванням багатомодового характеру електромагнітного поля розглянуто в роботах [16, 17]. Аналіз числових результатів показує, що для практичних застосувань достатньо обмежитись одномодовим наближенням, оскільки похибка обчислень у цьому випадку не перевищує 1–5%.

Загальну методику розв'язування задач синтезу за заданою амплітудною ДН, основні теоретичні співвідношення наведено в [1]. Використаємо ці положення для синтезу антенної решітки, окремими елементами (випромінювачами) якої є прямокутні хвилеводи. Задачу синтезу в такій постановці для хвилеводної решітки сформульовано вперше.

Як і у [8], розглядаємо двовимірну модель решітки. Така математична модель достатньо точно з точки зору практичних вимог описує характер електромагнітного поля у хвилеводній решітці – системі циліндричних хвилеводів прямокутного перетину, у випадку, коли розмір однієї із сторін прямокутника значно перевищує розмір іншої.

Постановка задачі.

Пряма задача. Запропонована модель хвилеводної решітки є системою N плоских півбезмежних хвилеводів однакової ширини ℓ, розташованих на віддалі L один від одного. Хвилеводи розміщені в областях $V_1, \ldots, V_N$. Випромінювання відбувається в однорідний півпростір V_0. Границі хвилеводів є ідеально провідними, а границя півпростору складається з двох частин: ідеально провідних фланців і відкритих кінців хвилеводів.

Розглянемо випадок, коли в системі хвилеводів збуджується електромагнітне поле H-поляризації

$$\mathbf{H} = \{0, H_y, 0\}, \qquad \mathbf{E} = \{E_x, 0, E_z\}.$$

У цьому випадку всі компоненти електромагнітного поля виражаються через компоненту $H_y(x,z)$:

$$E_x = -\frac{i}{\omega\varepsilon}\frac{\partial H_y(x,z)}{\partial z}, \qquad E_z = \frac{i}{\omega\varepsilon}\frac{\partial H_y(x,z)}{\partial x}.$$

Електромагнітне поле в довільній точці півпростору V_0 можна розрахувати, якщо відомі функції $I_j(z)$, $j = 1,\dots,N$, $N = 2M+1$, розподілу поля в апертурах хвилеводів [8, формула (15.6)]. Використовуючи цю формулу, властивості електромагнітного поля на межі півпростору та в апертурах хвилеводів, одержимо систему інтегральних рівнянь для визначення функцій $I_j(z)$:

$$\int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} I_p^{(m)}(\zeta)\, M(\eta,\zeta)\, d\zeta + \sum_{j=-M}^{M} \int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} I_j^{(m)}(\zeta)\, M_{jp}(\eta,\zeta)\, d\zeta =$$

$$= -F_{mp}(\eta), \qquad m,p = -M \div M, \tag{1}$$

де

$$M(\eta,\zeta) = \frac{i}{k\ell} + \frac{2i}{\ell}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\mu_n}\cos\frac{n\pi\eta}{\ell}\cos\frac{n\pi\zeta}{\ell}, \tag{2}$$

$$M_{jp}(\eta,\zeta) = \frac{i}{2}H_0^{(1)}\left(k\,|\,\eta - \zeta + (p-j)d\,|\right), \tag{3}$$

$$F_{mp}(\eta) = \begin{cases} 0, & p \neq m, \\ 2\cos\dfrac{n_0\pi}{\ell}\eta, & p = m, \end{cases} \tag{4}$$

$$\zeta = z - (j-1)d; \qquad d = \ell + L; \qquad \mu_n = \sqrt{k^2 - (n\pi/\ell)^2},$$

параметр n_0 вказує на тип хвилі, яка може поширюватись у хвилеводі.

У формулі (1) $I_j^{(m)}(\zeta)$ – поле в апертурі j-го хвилевода за умови, що m-й хвилевод збуджений нормальною хвилею з одиничною амплітудою, а всі інші хвилеводи не збуджуються. Якщо збуджуються усі хвилеводи одночасно й амплітуду нормальної хвилі, яка розповсюджується в m-му хвилеводі, позначити через a_m, то повне поле в апертурі j-го хвилевода буде мати вигляд

$$I_j(\zeta) = \sum_{m=-M}^{M} a_m I_j^{(m)}(\zeta). \tag{5}$$

Надалі покладемо $n_0 = 0$, тобто розглядатимемо випадок, коли у хвилеводі поширюється тільки одна біжуча хвиля. Розв'язавши систему (1)–(4), отримуємо розв'язок прямої задачі при заданих параметрах решітки.

Обернена задача. Як правило, при дослідженні тієї чи іншої антенної системи виникає необхідність розв'язувати обернену задачу (задачу синтезу), тобто визначати певні параметри системи за заданими характеристиками випромінювання. У цій роботі як таку характеристику задаємо амплітудну ДН.

Задача синтезу полягає у визначенні комплексних коефіцієнтів збудження окремих хвилеводів, які дозволили би створити амплітудну ДН, близьку до заданої. Оскільки мова йде про близькість амплітудних ДН, то природно, як і в [1], використовувати варіаційну постановку задачі синтезу. За критерій оптимізації вибираємо функціонал

$$\sigma_\alpha(\mathbf{a}) = \| F - f \|^2_{H_f} + \alpha \| \mathbf{a} \|^2_{H_I} . \tag{6}$$

Тут $\mathbf{a} = \{a_1, \ldots, a_N\}$ – вектор невідомих коефіцієнтів збудження окремих хвилеводів; F – задана амплітудна ДН (дійсна додатна функція); $|f|$ – синтезована амплітудна ДН решітки; $\|\cdot\|_{H_f}$ та $\|\cdot\|_{H_I}$ – норми у просторах діаграм напрямленості та коефіцієнтів збудження відповідно; α – ваговий множник (у відповідному інтегральному рівнянні, яке буде записано нижче, він відіграватиме роль параметра регуляризації). Зображення повної ДН решітки через коефіцієнти a_m можна записати у вигляді дії деякого лінійного оператора $\mathbf{A}$ на ці коефіцієнти. Використовуючи формули (15.16) і (15.17) з [8], а також міркування з [14], це зображення запишемо у формі

$$f(\xi) = \mathbf{A}\mathbf{a} \equiv \sum_{m=-M}^{M} a_m f_m(\xi) . \tag{7}$$

де

$$f_m(\xi) = \sum_{j=-M}^{M} \exp(ikjd) \int_{-\ell/2}^{\ell/2} I_j^{(m)}(\zeta) \exp(ik\zeta\xi)\, d\zeta \tag{8}$$

– ДН m-го хвилевода; ξ – узагальнена кутова координата ($\xi = \sin\theta$, $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$). Таким чином, за формулами (7), (8) отримуємо замкнений вираз для ДН решітки, коли відомі її форма та струми збудження в апертурах хвилеводів.

Метод розв'язування.

Пряма задача. Система (1) є системою інтегральних рівнянь 1-го роду з ядрами, що мають логарифмічну особливість. Для числового розв'язування цієї системи використовуємо метод саморегуляризації [9]. На практиці, з урахуванням спеціальної структури ядер (2) і (3), вона зводиться до системи лінійних алгебричних рівнянь з клітково-тепліцевою матрицею. У роботах [6, 7] розроблено ефективні методи, що дозволяють розглядати системи великих порядків. Це дає можливість досліджувати задачі випромінювання для хвилеводних решіток з великим числом елементів. Однак, коли використовуються решітки з невеликим числом елементів, досить ефективним є метод колокацій [5], який застосовуємо в цій роботі.

У кожному з хвилеводів вибираємо однаковий набір точок колокацій $\{\zeta_1^{(l)}, \ldots, \zeta_M^{(l)},\ l = 1, \ldots, K\}$, у яких будемо визначати значення функцій $I_j^{(m)}(\zeta)$. Отримаємо блочну систему лінійних алгебричних рівнянь розміру $N \times K$ для визначення значень функцій $I_j^{(m)}(\zeta)$ у точках колокацій. Запису цієї системи тут не наводимо через громіздкість.

Таким чином, розв'язавши відповідну систему лінійних рівнянь, отримаємо розв'язок прямої задачі (задачі аналізу) в явному вигляді, який будемо використовувати для задачі синтезу.

Обернена задача. Розв'язування задачі синтезу, яке полягає у знаходженні мінімуму функціонала (6), можна здійснювати як шляхом його прямої мінімізації ґрадієнтними методами, так і шляхом переходу до відповідного рівняння Ейлера. Скориставшись необхідною умовою екстремуму функціонала (6) (рівністю нулю його похідної за Гато [10]), одержимо рів-

няння Ейлера відносно шуканого вектора $\mathbf{a}$:

$$\alpha\mathbf{a} = -\mathbf{A}^*f + \mathbf{A}^*(F\exp(i\arg f)), \tag{9}$$

де $\mathbf{A}^*$ – оператор, спряжений до $\mathbf{A}$ [1]. Рівняння (9) – нелінійне рівняння типу Гаммерштейна. Такі рівняння, як правило, не мають єдиного розв'язку. При зміні характерного електрофізичного параметра k, що міститься у ядрі, ці розв'язки можуть галузитись. Для аналізу кількості розв'язків і їх якісних характеристик зручніше використовувати відповідне до (9) рівняння стосовно ДН f:

$$\alpha f + \mathbf{A}\mathbf{A}^*f = \mathbf{A}\mathbf{A}^*(F\exp(i\arg f)), \tag{10}$$

або в розширеній формі

$$\alpha f(\xi) + \int_{-1}^{1} \mathcal{K}(\xi,\xi')f(\xi')\,d\xi' = \int_{-1}^{1} \mathcal{K}(\xi,\xi')F(\xi')\exp(i\arg f(\xi'))\,d\xi', \tag{11}$$

де ядро має вигляд

$$\mathcal{K}(\xi,\xi') = \sum_{m=-M}^{M} f_m(\xi)f_m^*(\xi'), \tag{12}$$

тут $f_m^*(\xi')$ – функція, спряжена до $f_m(\xi')$.

Наведемо деякі властивості розв'язків рівняння (11).

1°. Якщо $f(\xi)$ є розв'язком рівняння (11), то комплексно-спряжена функція $f^*(\xi)$ також є його розв'язком.

2°. Якщо $f(\xi)$ є розв'язком рівняння (11), то $e^{i\gamma}f(\xi)$, де γ – довільна дійсна константа, також є розв'язком.

3°. Лінійна та нелінійна частини в рівнянні (11) є інваріантними відносно властивості парності фазової діаграми $\arg f(\xi)$ з огляду на симетрію системи випромінювачів і у випадку симетричної ДН $F(\xi)$.

Властивість ***3***° дозволяє проводити дослідження розв'язків рівняння (11) окремо в класах симетричних і несиметричних фазових діаграм.

Як випливає з формули (12), у загальному випадку ядро $\mathcal{K}(\xi,\xi')$ є комплекснозначним. Для проведення аналітичних і чисельно-аналітичних досліджень розв'язків рівняння (11), згідно з методикою галужень нелінійних рівнянь [4], необхідно, щоб ядро було дійсним. Розглянемо випадок, коли можна отримати таке ядро.

З цією метою застосуємо метод Бубнова – Гальоркіна [5] для розв'язування прямої задачі. Функції $I_j^{(m)}(\zeta)$ подамо у вигляді

$$I_j^{(m)}(\zeta) = \sum_{i=1}^{\overline{N}} b_i^{(m)}\psi_i(\zeta), \qquad m = -M \div M,$$

де $\psi_i(\zeta) = \cos\dfrac{(i-1)\pi}{\ell}\zeta$ – система базових функцій; $b_i^{(m)}$ – невідомі комплексні коефіцієнти. Застосувавши метод Бубнова – Гальоркіна до системи (1), отримаємо такий вираз для функцій $f_m(\xi)$:

$$f_m(\xi) = \sum_{j=-M}^{M} \delta_j \cos(j\,kd\xi)\sum_{i=1}^{\overline{N}} b_i^{(m)}g(i,\xi),$$

де

$$g(i,\xi)=\begin{cases}\dfrac{\sin\left(\dfrac{i\pi}{\ell}-k\xi\right)}{\dfrac{i\pi}{\ell}-k\xi}+\dfrac{\sin\left(\dfrac{i\pi}{\ell}+k\xi\right)}{\dfrac{i\pi}{\ell}+k\xi}, & \dfrac{i\pi}{\ell}\neq k\xi,\\ \dfrac{\ell}{2}, & \dfrac{i\pi}{\ell}=k\xi,\end{cases} \qquad \delta_j=\begin{cases}2, & j\neq 0,\\ 1, & j=0.\end{cases}$$

У цьому випадку ядро $\mathcal{K}(\xi,\xi')$ рівняння (11) буде дійсним і дослідження кількості розв'язків цього рівняння та їх властивостей можна проводити аналогічно, як у [13]. Для такого дослідження необхідно виписати відповідне до (11) лінійне інтегральне рівняння. У розглядуваному випадку воно має вигляд

$$\nu\tilde{f}(\xi)=\frac{1}{\alpha}\int_{-1}^{1}\mathcal{K}(\xi,\xi',kd)\left[\frac{F(\xi')}{f_0(\xi',kd)}-1\right]\tilde{f}(\xi')\,d\xi'. \tag{13}$$

У рівнянні (13) підкреслено залежність його ядра $\mathcal{K}(\xi,\xi')$ від характерного електрофізичного параметра решітки kd; $f_0(\xi',kd)$ – дійсний розв'язок (назвемо його тривіальним), галуження від якого досліджується [15].

У практичних застосуваннях, коли необхідно визначати безпосередньо коефіцієнти збудження хвилеводів a_m, можна розв'язувати рівняння (9). Обчислювальна схема має вигляд

$$\alpha a_n+\sum_{m=-M}^{M}d_{nm}a_m=b_n(\mathbf{a}),\qquad n=-M\div M, \tag{14}$$

де

$$d_{nm}=\int_{-1}^{1}f_m^*(\xi)f_n(\xi)\,d\xi,$$

$$b_n(\mathbf{a})=\int_{-1}^{1}F(\xi)\exp\left(i\arg f(\xi)\right)f_n(\xi)\,d\xi.$$

Розв'язок нелінійної системи (14) здійснюємо за допомогою такого ітераційного процесу:

$$\alpha\, a_n^{(p+1)}+\sum_{m=-M}^{M}d_{nm}a_m^{(p+1)}=b_n(\mathbf{a}^{(p)}),\qquad n=-M\div M, \tag{15}$$

тут $p=0,1,2,\ldots$ – номер ітерації. Таким чином, на кожному кроці розв'язуємо систему лінійних алгебричних рівнянь з матрицею $(\alpha E+D)$, де E – одинична матриця.

З операторної форми запису рівняння (14) (формула (9)) випливає, що матриця D є додатно напіввизначена. Згідно з [11], $\left\|(\alpha E+D)^{-1}\right\|\le 1$ для довільного $\alpha>0$, що забезпечує збіжність ітераційного процесу (15). Визначивши матрицю, обернену до $(\alpha E+D)$, ітераційний процес (15) можна записати у вигляді

$$a_n^{(p+1)}=(\alpha E+D)^{-1}b_n(\mathbf{a}^{(p)}),\qquad n=-M\div M.$$

Збіжність такого ітераційного процесу доводиться аналогічно, як у [2].

Чисельні результати. Рівняння (11) є нелінійним інтегральним рівнянням типу Гаммерштейна. Дослідження властивостей і типів його розв'язків здійснюється методом послідовних наближень. Для визначення різних типів розв'язків цього рівняння задавали різні початкові наближення для функції $\arg f(\xi)$. З використанням числових розрахунків одержано три різних типи розв'язків рівняння (11), які відповідають нульовій, парній і непарній фазо-

вій ДН $\arg f(\xi)$. Шукані оптимальні коефіцієнти збудження a_n визначали за допомогою функції $f(\xi)$:

$$a_n = -\frac{1}{\alpha}\mathbf{A}_n^*[f - F\exp(i\arg f)], \qquad n = -M \div M. \tag{16}$$

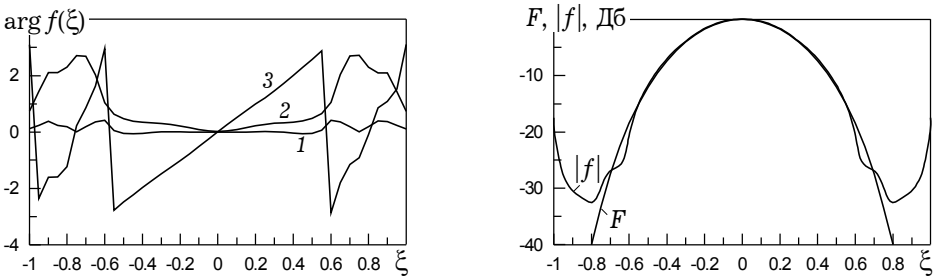
Для розглядуваного випадку n-ну компоненту оператора $\mathbf{A}^*$ записуємо у формі

$$\mathbf{A}_n^* g = \int_{-1}^{1} g(\xi) f_n^*(\xi)\, d\xi.$$

Існування різних типів розв'язків рівняння (11) покажемо на прикладі синтезу хвилеводної решітки з $N = 11$ випромінювачів. Розміри решітки наступні: $L = \ell = 1$, $k\ell = \pi/4$. Дослідження проводили для заданої амплітудної ДН

$$F(\xi) = \cos^4(\arcsin\xi) = \cos^4\theta.$$

На рис. 1*а* наведено різні фазові ДН $\arg f(\xi)$, які відповідають нульовому, парному та непарному наближенню функції $\arg f_0(\xi)$ (криві *1*, *2*, *3*) при розв'язуванні рівняння (11) методом послідовних наближень. Амплітудна ДН $|f(\xi)|$, яка отримується при цьому, є однаковою для цих трьох наближень (див. рис. 1*б*, де наведено також задану амплітудну ДН $F(\xi)$).



а *б*

Рис. 1

Амплітуди оптимальних коефіцієнтів збудження a_n, отримані за формулою (16), зображено на рис. 2. Наведені чисельні результати свідчать, що існує три типи розв'язків рівняння (11) з однією і тією ж амплітудною і різними фазовими ДН. Кількість розв'язків цього рівняння залежить не тільки від розмірів решітки, але й від заданої амплітудної ДН $F(\xi)$. Так, для ДН $F(\xi) = \cos^{16}(\arcsin\xi)$ при вказаних параметрах решітки існує два типи розв'язків – один з непарною фазовою ДН, а другий – з фазовою ДН типу $[0, \pi]$, який отримуємо при заданні нульового та парного початкового наближень $\arg f_0(\xi)$.

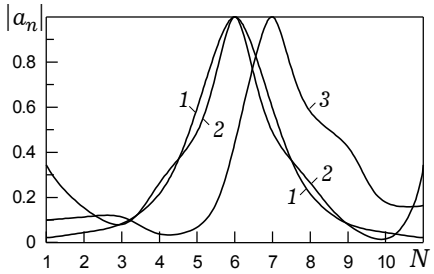


Рис. 2

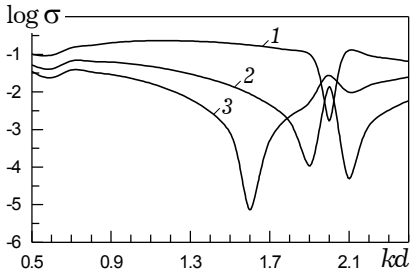


Рис. 3

Проведено дослідження якісних характеристик наближення синтезованої амплітудної ДН $|f(\xi)|$ до заданої $F(\xi)$ залежно від величини параметра kd. На рис. 3 наведено графіки залежності значення середньоквадратичного відхилення σ (у логарифмічному масштабі) від kd для решіток з кількістю випромінювачів $N = 7,\ 11,\ 13$ (криві *1*, *2*, *3*) при значенні параметра $\alpha = 2$ у функціоналі σ. Як бачимо на рисунку, при збільшенні електрофізичного розміру решітки (кількості елементів) середньоквадратичне відхилення заданої і синтезованої амплітудних ДН зменшується. При певних значеннях параметра kd це відхилення є значно меншим, що можна пояснити резонансним характером електромагнітного поля при таких розмірах хвилеводів.

Виконано дослідження поведінки власних значень рівняння (13). При малих значеннях kd існує одна власна функція, яка відповідає власному значенню $\nu_0 = 1$. При збільшенні kd наступні власні значення ν_i зростають від нуля і стають рівними одиниці. Відповідні значення kd є точками галуження. Це підтверджують дослідження існування різних типів розв'язків рівняння (11). Саме при цих kd, де $\nu_i = 1$, виникають його інші розв'язки, які мають фазові ДН $\arg f(\xi)$, відмінні від нульової.

Висновки. Запропонований аналітико-чисельний підхід розв'язування задачі синтезу хвилеводної решітки та дослідження відповідного нелінійного інтегрального рівняння дають можливість відповісти на питання, пов'язані з неєдиністю розв'язків цього рівняння та їх галуженням.

Метод послідовних наближень розв'язування нелінійного рівняння дозволяє отримувати різні типи розв'язків. Це є важливим як для кращого наближення до заданої амплітудної ДН, так і для отримання таких коефіцієнтів збудження хвилеводів a_n, які є зручнішими для практичної реалізації.

Узагальнення постановки цієї проблеми вимагає, насамперед, переходу до тривимірної моделі хвилеводної решітки та врахування векторного характеру електромагнітного поля у прямій задачі. Дослідження теоретичних питань, пов'язаних з неєдиністю розв'язків відповідних нелінійних рівнянь і галуженням цих розв'язків, вимагає розвинення відповідних аналітико-чисельних методів, які запропоновано в [3, 13].

1. *Андрийчук М. И., Войтович Н. Н.* Синтез замкнутой плоской антенны по заданной амплитудной диаграмме направленности // Радиотехника и электроника. – 1985. – **30**, № 2. – С. 276–281.
2. *Андрийчук М. И., Войтович Н. Н., Савенко П. А., Ткачук В. П.* Синтез антенн по амплитудной диаграмме направленности. Численные методы и алгоритмы. – К.: Наук. думка, 1993. – 256 с.
3. *Булацик О. О., Войтович М. М.* Аналітичне зображення розв'язків нелінійного інтегрального рівняння задачі наближення фінітних функцій з вільною фазою функціями з фінітним дискретним спектром // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2001. – **44**, № 2. – С. 55–63.
4. *Вайнберг М. М., Треногин В. А.* Теория ветвления решений нелинейных уравнений. – М.: Наука, 1969. – 528 с.
5. *Верлань А. Ф., Сизиков В. С.* Интегральные уравнения: Методы, алгоритмы, программы. – Киев: Наук. думка, 1986. – 544 с.
6. *Воеводина С. Н.* Клеточно-теплицевые матрицы и интегральные уравнения Фредгольма // Вычисл. методы и программирование. – М.: Изд-во МГУ, 1975. – Вып. 24. – С. 91–94.
7. *Воеводина С. Н.* Решение системы уравнений с клеточно-теплицевыми матрицами // Вычисл. методы и программирование. – М.: Изд-во МГУ, 1975. – Вып. 24. – С. 95–100.
8. *Дмитриев В. И., Березина Н. И.* Численные методы решения задач синтеза излучающих систем. – М.: Изд-во МГУ, 1986. – 112 с.

9. *Дмитриев В. И., Захаров Е. В.* О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма I рода // Вычисл. методы и программирование. – М.: Изд-во МГУ, 1968. – Вып. 10. – С. 49–54.
10. *Колмогоров А. Н., Фомин С. В.* Элементы теории функций и функционального анализа. – М.: Наука, 1968. – 496 с.
11. *Марчук Г. И.* Методы вычислительной математики. – М.: Наука, 1977. – 456 с.
12. *Савенко П. А., Паснак Л. М.* Численно-аналитический метод синтеза линейных решеток вибраторов по заданной амплитудной диаграмме направленности // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – **40,** № 12. – С. 11–25.
13. *Савенко П. О.* Нелінійні задачі синтезу випромінюючих систем (теорія і методи розв'язування). – Львів: ІППММ НАН України, 2002. – 320 с.
14. *Andriychuk M. I.* Analytical-numerical investigation of the nonlinear equation for a synthesis problem of waveguide array // Direct and inverse problems of electromagnetic and acoustic wave theory (DIPED-2002): Proc. 7th Int. Seminar/Workshop, Tbilisi, Oct. 10–13, 2002. – Lviv–Tbilisi, 2002. – P. 141–144.
15. *Andriychuk M. I.* Investigation of solutions of the nonlinear synthesis problem for the waveguide array // Direct and inverse problems of electromagnetic and acoustic wave theory (DIPED-2000): Proc. 5th Int. Seminar/Workshop, Tbilisi, Oct. 3–6, 2000. – Lviv–Tbilisi, 2000. – P. 47–51.
16. *Patel P. D., Bailey M. C.* Effects of high-order mode coupling in dielectric covered finite array of dissimilar rectangular waveguides // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1997. – **45,** No. 12. – P. 1749–1757.
17. *Skobelev S. P., Kildal P.-S.* Blindness removal in array of rectangular waveguides using directionally loaded hard walls // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1998. – **46,** No. 4. – P. 546–550.
18. *Tomasic B., Hessel A.* Analysis of finite arrays – a new approach // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1999. – **47,** No. 3. – P. 555–565.

СИНТЕЗ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С ВОЛНОВОДНЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ

В вариационной постановке рассмотрена задача синтеза волноводной антенной решетки по заданной амплитудной диаграмме направленности. При решении прямой задачи учитывается взаимовлияние отдельных элементов решетки. Проведено исследование решений соответствующего нелинейного уравнения. Получено линейное уравнение, исследование которого дает возможность рассмотреть вопросы неединственности и ветвления решений. Приведены результаты численных расчетов.

LINEAR ANTENNA ARRAY SYNTHESIS, CONSISTING OF WAVEGUIDE RADIATORS

The synthesis problem of waveguide antenna array according to the prescribed amplitude radiation pattern in the variational statement is considered The mutual coupling of separate array elements is taken into account in the process of solution of the direct problem. The investigation of solution of the corresponding nonlinear equation is carried out. The linear equation is obtained; investigation of this equation allows to consider the questions of non-uniqueness and branching of solutions. The results of numerical calculations are presented.

Ін-т прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано
22.04.03