

## Численное моделирование дисковой микрополосковой антенны с аксиально-симметричным возбуждением

Н. Ю. Близнюк

Институт радиофизики и электроники НАН Украины  
Украина, 310085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12  
e-mail: natasha@mnh.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 8 апреля 1998 г., после переработки 3 июля 1998 г.

В работе рассмотрена задача численного моделирования параметров и характеристик дисковой микрополосковой антенны. Для решения задачи был использован метод полуобращения оператора в сочетании с методом Галеркина, что позволило получить бесконечную систему линейных алгебраических уравнений Фредгольма второго рода. Был аналитически оптимизирован вычислительный процесс и получены энергетические характеристики антенны. Произведено сравнение точного метода решения с приближенной моделью кольца магнитного тока.

В роботі розглянуто задачу числового моделювання параметрів і характеристик дискової мікрополоскової антени. Для вирішення задачі був використаний метод напівобернення оператора у комбінації з методом Гальоркіна, що дозволило отримати нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь Фредгольма II роду. Був аналітично оптимізований обчислювальний процес та одержані енергетичні характеристики антени. Проведено порівняння точного метода рішення з приблизною моделлю кільця магнітного струму.

### Введение

В настоящее время микрополосковые антенны широко используются в радиосвязи, радиолокации, на аэрокосмических объектах, поэтому моделирование дисковой печатной антенны с аксиально-симметричным возбуждением может рассматриваться как ключевое в обширном классе более сложных задач проектирования дисковых антенн на слоистых подложках, в частности антенн с другими типами возбуждения, при синтезировании фазированных антенных решеток и др. В связи с этим необходимо иметь точный и не очень громоздкий метод решения задачи дифракции на подобных структурах. Литература содержит большое количество работ, основанных на применении различных методов, таких как метод эквивалентных схем, прямое применение метода моментов [1], метод резонансной полости [2]. Эти методы имеют ряд существенных недостатков, а именно потерю точности в резонансных областях, узкий диапазон применимости, невозможность рассчитать все требуемые характеристики. В работах [3-7] был использован лишенный перечисленных выше недостатков метод полуобращения оператора в сочетании с методом моментов. В данной работе он позволяет непосредственно получить бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (БСЛАУ) Фредгольма второго рода, в отличие от [8], где были получены интегральные

уравнения Фредгольма второго рода. Вид элементов БСЛАУ позволяет аналитически преобразовать их таким образом, что численное решение задачи не вызывает особых трудностей. Расчет эффективности показал, что для данного метода для получения решения БСЛАУ с контролируемой точностью требуется гораздо меньший порядок редукции, чем в других методах.

Энергетические характеристики антенны, вычисленные с помощью метода полуобращения оператора в сочетании с методом моментов сравнены с решением, полученным с помощью приближенной модели кольца магнитного тока.

### Постановка задачи

Рассмотрим задачу о рассеянии электромагнитных волн круглым идеально проводящим бесконечно тонким диском радиуса  $a$ , расположенным на слое диэлектрика толщиной  $h$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и бесконечными поперечными размерами (рис. 1). Слой ограничен идеально проводящей плоскостью (экраном). Система возбуждается вертикальным электрическим диполем, расположенным на оси диска на границе экран-диэлектрик. Выбор такого расположения диполя моделирует возбуждение антенны с помощью коаксиальной линии.

Совместим начало цилиндрической системы координат  $(\rho, \varphi, \xi)$  с диполем, зависимость от вре-



мени выберем в виде  $e^{i\omega t}$ . Поле во всем пространстве представим как сумму первичного поля  $F_{0,\varepsilon}^{in}$ , возбуждаемого диполем в отсутствие диска, и рассеянного диском поля  $F_{0,\varepsilon}^{sc}$ :

$$F_{0,\varepsilon}(\rho, \varphi, \xi, k) = F_{0,\varepsilon}^{in}(\rho, \varphi, \xi, k) + F_{0,\varepsilon}^{sc}(\rho, \varphi, \xi, k), \quad (1)$$

где индексы 0,  $\varepsilon$  обозначают поля в свободном пространстве и в диэлектрике соответственно;  $k = a\omega/c = 2\pi a/\lambda$  – нормированное на радиус диска волновое число.

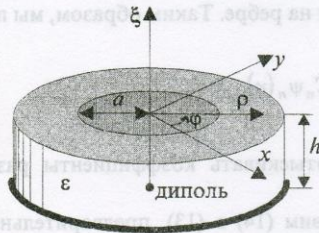


Рис. 1. Геометрия задачи

Известно, что электромагнитные поля в подобных структурах могут быть получены с помощью электрического  $\vec{A}^e$  и магнитного  $\vec{A}^m$  векторных потенциалов

$$\vec{E} = -i\omega\mu\vec{A}^e + \frac{1}{i\omega\varepsilon}\text{grad div}\vec{A}^e - \text{rot}\vec{A}^m, \quad (2)$$

$$\vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{A}^m + \frac{1}{i\omega\mu}\text{grad div}\vec{A}^m + \text{rot}\vec{A}^e, \quad (3)$$

которые, в свою очередь, могут быть определены из следующего выражения [9]

$$\vec{A}^{e,m}(p) = \int_V \vec{j}^{e,m}(p')G(p, p')dv, \quad (4)$$

где  $p'$  и  $p$  – точки источника и наблюдения;  $e, m$  обозначают электрический либо магнитный потенциал (ток).

Функцию Грина  $G(p, p')$  слоистой среды в (4) представим в виде разложения в интеграл Фурье-Бесселя:

$$G = \frac{1}{8\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\varphi} \int_{\kappa=-\infty}^{\infty} e^{\pm\gamma(z-z')} \frac{\kappa}{\gamma} J_n(\kappa r') H_n^{(2)}(\kappa r) d\kappa,$$

где  $\kappa$  и  $\gamma$  – соответственно нормированные поперечное и продольные волновые числа;  $\text{Im}\gamma \geq 0$ ;  $J_n(\kappa r')$  – функция Бесселя;  $H_n^{(2)}(\kappa r)$  – функция Ханкеля II рода;  $r = \rho/a$ ;  $z = \xi/a$ . Для рассматриваемого диполя плотность тока имеет только одну составляющую:

$$J_z^e = I^e l \frac{\delta(r')}{r} \delta(z'-0) \delta(\varphi'-0), \quad (5)$$

Проинтегрировав по объему правую часть (4) и подставив результат в (2) и (3), из условия непрерывности тангенциальных электрических и магнитных составляющих поля и равенства нулю нормальной компоненты электрического поля на экране получим выражения для электрических потенциалов первичного поля:

$$A_{z0}^{in} = \int_0^{\infty} f_0^{in} J_0(\kappa r) e^{-\gamma_0 z} \frac{\kappa}{\gamma_0} d\kappa, \quad (6)$$

$$A_{z\varepsilon}^{in} = \int_0^{\infty} (f_{\varepsilon+}^{in} e^{\gamma_\varepsilon z} + f_{\varepsilon-}^{in} e^{-\gamma_\varepsilon z}) J_0(\kappa r) \frac{\kappa}{\gamma_\varepsilon} d\kappa, \quad (7)$$

$\gamma_{0,\varepsilon}^2 = \kappa^2 - k_{0,\varepsilon}^2$ ;  $k_{0,\varepsilon}$  – волновое число в свободном пространстве и в диэлектрике

$$f_0^{in} = \frac{I^e l}{2\pi} \frac{e^{\gamma_0 h}}{D_m(\kappa)}, \quad f_{\varepsilon+}^{in} = \frac{I^e l}{4\pi} \frac{\gamma_\varepsilon - \varepsilon\gamma_0}{D_m(\kappa)} e^{-\gamma_\varepsilon h},$$

$$f_{\varepsilon-}^{in} = \frac{I^e l}{4\pi} \frac{\gamma_\varepsilon + \varepsilon\gamma_0}{D_m(\kappa)} e^{\gamma_\varepsilon h}, \quad (8)$$

где  $D_m(\kappa) = \gamma_\varepsilon \text{sh}\gamma_\varepsilon h + \gamma_0 \varepsilon \text{ch}\gamma_\varepsilon h$ .

Действительные нули  $D_m(\kappa)$  являются полюсами, соответствующими поверхностным ТМ-волнам, распространяющимся в слое диэлектрика. Свойства поля излучения и поверхностных волн в отсутствие диска были подробно изучены и результаты изложены в [10].

#### Метод решения задачи

Используя тот факт, что рассеянное поле имеет такую же структуру, что и первичное, запишем потенциалы полного поля (1) в следующем виде:

$$A_{z0}^{tot} = \int_0^{\infty} (f_0^{in} + f_0^{sc}) J_0(\kappa r) e^{-\gamma_0 z} \frac{\kappa}{\gamma_0} d\kappa, \quad (9)$$



$$A_{z\epsilon}^{tot} = \int_0^{\infty} \left[ (f_{\epsilon+}^{in} + f_{\epsilon+}^{sc}) e^{\gamma_0 z} + (f_{\epsilon-}^{in} + f_{\epsilon-}^{sc}) e^{-\gamma_0 z} \right] \times J_0(\kappa r) \frac{\kappa}{\gamma_0} d\kappa. \quad (10)$$

Вид граничных условий непосредственно следует из требования равенства нулю касательных компонент электрического поля на поверхности диска и условия непрерывности касательных компонент электромагнитного поля вне диска:

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} A_{z\epsilon}^{tot} = \frac{\partial}{\partial z} A_{z0}^{tot} = 0, \quad z = h, \quad 0 \leq r \leq 1; \quad (11)$$

$$A_{z\epsilon}^{tot} = A_{z0}^{tot}, \quad \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} A_{z\epsilon}^{tot} = \frac{\partial}{\partial z} A_{z0}^{tot}, \quad z = h, \quad r > 1. \quad (12)$$

Воспользовавшись полнотой функций Бесселя и соотношениями для рассеянного поля, полученных с помощью граничных условий для электрического поля на металле

$$f_{\epsilon+}^{sc} = f_{\epsilon-}^{sc}, \quad f_0^{sc} = f_{\epsilon+}^{sc} \frac{1 - e^{-\gamma_0 z}}{\epsilon},$$

из (11) и (12) получим парные интегральные уравнения первого рода для неизвестной функции плотности тока  $\alpha(\kappa) = 2 f_{\epsilon+}^{sc} \frac{\kappa^2 D_m(\kappa)}{\epsilon \gamma_0 \gamma_\epsilon}$ :

$$\begin{cases} \int_0^{\infty} \alpha(\kappa) \beta(\kappa) J_1(\kappa r) d\kappa = \int_0^{\infty} F(\kappa) J_1(\kappa r) d\kappa & (r \leq 1), \\ \int_0^{\infty} \alpha(\kappa) J_1(\kappa r) d\kappa = 0 & (r > 1), \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{где } \beta(\kappa) = \frac{\gamma_0 \gamma_\epsilon}{D_m(\kappa)} \text{sh} \gamma_\epsilon h; \quad F(\kappa) = \frac{I^e l}{2\pi} \frac{\kappa^2 \gamma_0}{D_m(\kappa)}.$$

Для решения (13) воспользуемся методом Галеркина в сочетании с методом полуобращения оператора, как было предложено в [3]. Как известно, эффективность применения метода моментов в значительной степени определяется удачным выбором базисных функций. В данном случае разложение неизвестной функции проведем по функциям

$$\psi_n = \sqrt{4n+5} J_{2n+5/2}(\kappa) \sqrt{1/\kappa},$$

которые являются образом Фурье-Бесселя собственных функций статической задачи  $\{\Phi_n^{(l)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ , где

$$\Phi_n^{(l)}(r) = 2^{-1/2} \frac{n!}{\Gamma(n+3/2)} \times \sqrt{4n+5} r (1-r^2)^{1/2} P_n^{(1,1/2)}(1-2r^2).$$

Выбор базисных функций  $\{\Phi_n^{(l)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ , полнота которых обеспечивается полнотой системы полиномов Якоби [4], позволил учесть особенности поведения поля на ребре. Таким образом, мы полагаем

$$\alpha(\kappa) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \psi_n(\kappa) \quad (14)$$

и будем отыскивать коэффициенты разложения  $C_n$ .

Подставим (14) в (13), предварительно преобразовав функцию  $\beta(\kappa)$  следующим образом:

$$\beta(\kappa) = \kappa(1 - \Omega(\kappa)), \quad \Omega(\kappa) = 1 - \frac{\gamma_0 \gamma_\epsilon}{\kappa D_m(\kappa)} \text{sh} \gamma_\epsilon h. \quad (15)$$

Тогда второе уравнение системы (13) выполняется автоматически, а первое преобразуется к виду:

$$\sum_{n=0}^{\infty} C_n \int_0^{\infty} J_1(\kappa r) [1 - \Omega(\kappa)] \kappa d\kappa = \int_0^{\infty} F(\kappa) J_1(\kappa r) d\kappa \quad (r \leq 1). \quad (16)$$

Преобразование (15) вместе с предложенным выбором базисных функций позволяет аналитически выделить сингулярную статическую часть оператора уравнения для диска в свободном пространстве (часть, неравную нулю при  $k=0$  и  $\epsilon=1$ ) и обратить ее. Для этого спроектируем уравнение (16) на базис  $\{\Phi_n^{(l)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ , умножив на  $r \Phi_n^{(l)}(r)$ , и проинтегрируем его вдоль радиуса диска. Используя соотношение

$$\int_0^1 \Phi_k^{(m)}(r) J_m(\kappa r) r dr = \varphi_k^{(m)}(\kappa) \kappa^{-1},$$

и свойство ортогональности функций  $\{\psi_n\}$  [4], получим



$$C_k - \sum_{n=0}^{\infty} C_n A_{kn} = B_k, \quad (17)$$

где  $A_{kn} = \int_0^{\infty} \psi_k(\kappa) \psi_n(\kappa) \Omega(\kappa) d\kappa$ ;

$$B_k = \int_0^{\infty} \psi_k(\kappa) F(\kappa) / \kappa d\kappa; \quad k=0, 1, 2, \dots$$

Выражение (17) является бесконечной системой линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения  $C_n$ .

**Оптимизация численного решения**

Рассмотрим систему (17) более подробно. Как было доказано в [4], матрица  $A_{nk}$  удовлетворяет условию  $\sum_{n,k=0}^{\infty} |A_{nk}|^2 < \infty$ , т. е. (13) является системой уравнений Фредгольма второго рода. Следовательно, она допускает решение методом редукции в том смысле, что ошибка вычисления может быть минимизирована путем увеличения порядка редукции.

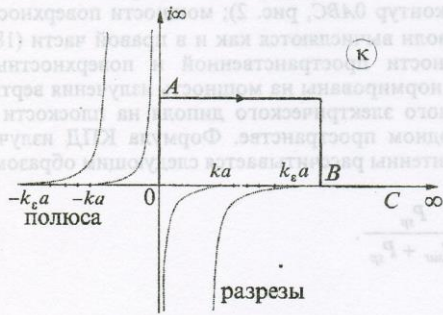


Рис. 2. Комплексная  $\kappa$ -плоскость. Выбор пути интегрирования

Функция  $\Omega(\kappa)$  в комплексной плоскости имеет на вещественной оси полюса на отрезке  $(k_0, k_0\sqrt{\epsilon})$ . Так как эта функция является аналитической, для вычисления интегралов в матричных элементах был изменен контур интегрирования, как показано на рис. 2. Положение точки  $A$  выбиралось с помощью численного эксперимента, оптимальным оказался результат, при котором высота точки  $A$  над вещественной осью прибли-

тельно равна  $0,1k_0$ . Положение точки  $B$  выбиралось из соображений уменьшения влияния точки ветвления  $k_0\sqrt{\epsilon}$ . При этом нет опасности пересечь комплексные полюса подынтегральной функции, поскольку такие полюса отсутствуют на "физическом" листе. Как было показано в [11], подобные полюса могут существовать только при наличии гибридных собственных волн подложки.

Выбор точки  $C$  осуществлялся следующим образом. Подынтегральное выражение в матричных элементах  $A_{nk}$  с ростом  $k$  убывает как  $\kappa^{-4}$ . Функцию  $\Omega(\kappa)$  оказалось возможным разложить в ряд по четным степеням  $\kappa$ . Преобразуя после этого матричные элементы  $A_{nk}$  с помощью формулы для интеграла от произведения функций Бесселя [12], можно показать, что подынтегральная функция убывает для элемента  $A_{00}$  как  $\kappa^{-8}$ , для остальных элементов как  $\kappa^{-10}$ . Верхний предел интегрирования – точка  $C$  – соответственно вычислялся по формуле:

$$f(k, h/a, \epsilon) \int_C^{\infty} \frac{d\kappa}{\kappa^m} < E = 10^{-14}$$

Матрица  $A_{nk}$  системы (17) является симметричной, и с помощью рекуррентной формулы для функций  $J_{n+1/2}(\kappa)$  можно получить рекуррентную формулу для матричных элементов  $A_{nk}$  [4]. Это позволяет, вместо вычисления приблизительно  $N^2/2$  элементов ограничиться расчетом путем численного интегрирования примерно  $3N$  элементов. Для получения элементов  $B_k$  в правой части системы использовалась аналогичная схема. Функция  $F(\kappa)$  убывает экспоненциально, и верхний предел интегрирования в значительной мере зависит от параметра  $h/a$ . На практике важным является случай, когда отношение  $h/a$  мало, и верхний предел интегрирования оказывается большим. Для улучшения сходимости подынтегральной функции  $F(\kappa)$  была также разложена в ряд и сделаны преобразования с помощью [12]:

Использование приведенных выше аналитических преобразований привело к существенному уменьшению ошибки интегрирования быстро осциллирующих подынтегральных функций матричных элементов системы уравнений (17), а также к сокращению в несколько раз машинного времени, требуемого для ее решения.



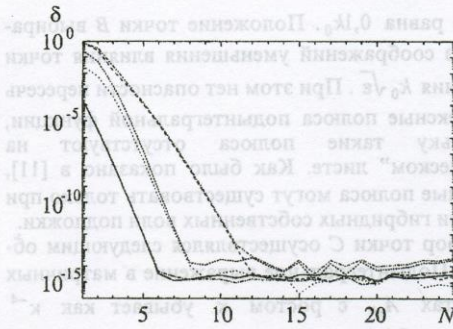


Рис. 3. Нормированная ошибка редукции:

- $\epsilon = 2,2, k_e a = 1, h/a = 0,1;$
- - -  $\epsilon = 2,2, k_e a = 6,28, h/a = 0,1;$
- .....  $\epsilon = 2,2, k_e a = 6,28, h/a = 1;$
- · - · -  $\epsilon = 4, k_e a = 1, h/a = 0,1;$
- · - · -  $\epsilon = 4, k_e a = 6,28, h/a = 0,1;$
- .....  $\epsilon = 4, k_e a = 6,28, h/a = 1;$

На рис. 3 показана зависимость нормированной ошибки редукции по норме пространства  $L_2$ , вычисляемой по формуле

$$\delta(N) = \frac{\sqrt{\sum_{n=0}^N |C_n^N - C_{n+1}^N|^2}}{\sqrt{\sum_{n=0}^N |C_n^N|^2}}$$

Как видно из графика, порядок редукции  $N$  в большей степени зависит от геометрических размеров антенны, чем от значения диэлектрической проницаемости подложки.

### Результаты

Как и в работе [2], были изучены такие характеристики полей, как мощности пространственной и поверхностных волн, возбуждаемых в антенне, и КПД излучения антенны. Для их проверки использовалась теорема Умова-Пойнтинга в комплексной форме, реальная часть которой определяет усредненную по времени мощность излучения антенны:

$$-\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_V (\dot{j}^e \vec{E} + \dot{j}^m \vec{H}) dV = \operatorname{Re} \int_S \vec{P} \times \vec{n} ds, \quad (18)$$

где  $\vec{P}$  – вектор Умова-Пойнтинга;  $S$  – поверхность, ограничивающая конечный объем  $V$ , представляющая собой цилиндрическую поверхность со сферической “крышкой”. Радиусы цилиндрической поверхности, сферы и высота стремятся к бесконечности. Правая часть (18) может быть вычислена с помощью контурного интегрирования по формуле

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\kappa) d\kappa = \int_{\Omega} F(\kappa) d\kappa + \int_{\Gamma_{\infty}} F(\kappa) d\kappa + 2\pi i \sum_m \operatorname{res} F(\kappa_m).$$

Здесь контур интегрирования сдвинут относительно вещественной оси для обхода полюсов и разрезов (рис. 2). Согласно лемме Жордана, интеграл вдоль бесконечно удаленного контура  $\Gamma_{\infty}$  стремится к нулю, а интеграл вдоль разреза  $\Omega$ , посчитанный с помощью метода перевала, дает мощность пространственной сферической волны в дальней зоне антенны. Мощности поверхностных волн можно получить, вычислив вычеты радиальных компонент вектора Умова-Пойнтинга. Интегрирование в левой части (18), принимая во внимание (5), сводится к вычислению поля в точке источника. Для расчета мощности пространственной сферической волны используется метод, примененный для интегрирования матричных элементов (контур  $0ABC$ , рис. 2); мощности поверхностных волн вычисляются как и в правой части (18). Мощности пространственной и поверхностных волн нормированы на мощность излучения вертикального электрического диполя на плоскости в свободном пространстве. Формула КПД излучения антенны рассчитывается следующим образом:

$$\eta = \frac{P_{sp}}{P_{sur} + P_{sp}}$$

На рис. 4. представлено типичное распределение энергии, переносимой всеми видами волн, возбуждаемых антенной. Как видно из графика, кривые имеют два различных типа резонансов. Первый, в виде изломов, наблюдается в точках возникновения новых поверхностных волн, как и в случае отсутствия диска [10]. Второй, более мощный, появляется на частотах, для которых приближенно выполняется условие  $J_1(k_e a) = 0$ . Это связано с тем, что в диэлектрике под диском создаются условия существования добротного резонатора с магнитными стенками. На этом принципе основана приближенная модель кольца магнитного тока, позволяющая рассчитать КПД излучения



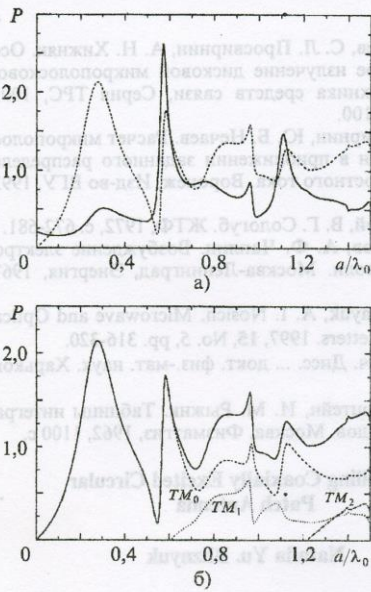


Рис. 4. Мощность сферической и поверхностных волн ( $\epsilon=2,2, h/a=0,75$ ):  
 а) ——— мощность сферической волны,  
 - - - суммарная мощность поверхностных волн;  
 б) ——— мощность поверхностных волн,  
 - · - · суммарная мощность поверхностных волн

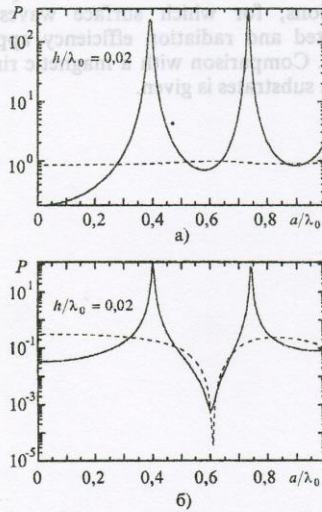
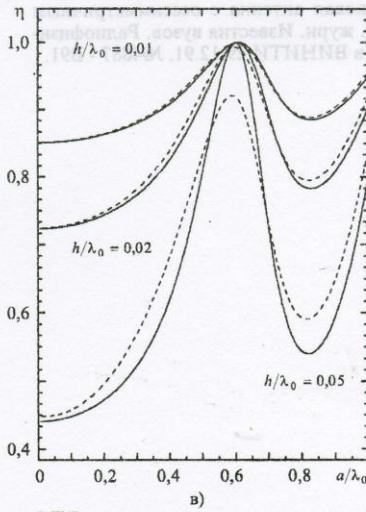


Рис. 5. Сравнение с моделью кольца магнитного тока:  
 а) Нормированная мощность сферической волны;  
 б) нормированная мощность поверхностной волны;

дисковой антенны для малой по сравнению с диаметром диска толщины диэлектрика, не используя сложный математический аппарат. При этом вместо диска рассматривается кольцо магнитного тока того же радиуса и решается задача возбуждения диэлектрического слоя с экраном кольцом магнитного тока. На рис. 5 представлены эффективности антенны, полученные с помощью двух методов. Для случаев, когда толщина диэлектрика составляет доли процента от радиуса диска, модель кольца магнитного тока показывает хорошее приближение к модели дисковой антенны. При таких размерах антенны, небольших значениях диэлектрической проницаемости и при выполнении условия  $J_1(k_0 a) \approx 0$  возникает интересный эффект, когда поверхностная волна практически не переносит энергии и КПД излучения антенны близок к 100%. Этот эффект можно назвать антирезонансом для основной поверхностной волны  $TM_0$ . Он не проявляется для поля излучения сферической волны.

#### Заключение

В работе была рассмотрена задача о рассеянии электромагнитных волн, создаваемых вертикальным электрическим диполем, на тонком идеально проводящем диске, расположенном на слое диэлектрика с экраном. Для решения задачи был использован метод полуобращения оператора в сочетании с методом Галеркина, что позволило



в) КПД излучения:  
 ——— метод полуобращения оператора,  
 - - - модель кольца магнитного тока



получить редуцируемую бесконечную систему линейных алгебраических уравнений Фредгольма второго рода. Предложенный метод хорош тем, что, в отличие от прямого применения метода моментов, имеющего значительные потери точности в резонансных областях, решение задачи с применением метода полуобращения лишено этого недостатка. Кроме того, матрица была преобразована аналитически таким образом, что позволило более чем в 10 раз сократить время машинного счета. Были получены и обсуждены энергетические характеристики антенны для случаев, имеющих большой практический интерес. Произведено сравнение точного метода решения с приближенной моделью кольца магнитного тока.

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю А. И. Носичу и А. Н. Хижняку за большую помощь в работе.

Литература

1. J. R. Mosig, R. C. Hall, F. E. Gardiol. Numerical analysis of microstrip patch antennas, in J. R. James and P. S. Hall (Eds.), Handbook of Microstrip Antennas. London, Peter Peregrinus, 1989, pp. 391-453.
2. R. D. Jackson, J. T. Williams, A. K. Bhattacharyya, et al. IEEE Trans. Antennas Propag. 1993, AP-41, No. 8, pp. 1026-1037.
3. А. Н. Хижняк. Акустический журнал. 1989, 35, №5, с. 929-933.
4. Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, А. Н. Хижняк. Препринт РИ НАН Украины. Харьков, 1988, №19, 30 с.
5. Ю. Б. Нечаев, С. Л. Просвирнин, А. Н. Хижняк. Дискровая микрополосковая антенна с осесимметричным возбуждением. Ред. журн. Известия вузов. Радиофизика. 1991, 14 с., деп. в ВИНТИ 29.12.91, №4887 - В91.

6. Ю. Б. Нечаев, С. Л. Просвирнин, А. Н. Хижняк. Осесимметричное излучение дискровой микрополосковой антенны. Техника средств связи, Серия ТРС, 1992, вып. 3, с. 92-100.
7. С. Л. Просвирнин, Ю. Б. Нечаев. Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока. Воронеж, Изд-во ВГУ, 1992, 112 с.
8. А. В. Луговой, В. Г. Сологуб. ЖТФ, 1972, с. 672-681.
9. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. Возбуждение электромагнитных волн. Москва-Ленинград, Энергия, 1967, 376 с.
10. N. Yu. Bliznyuk, A. I. Nosich. Microwave and Optical Technology Letters. 1997, 15, No. 5, pp. 316-320.
11. А. И. Носич. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков, ХГУ, 1990.
12. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов. Москва, Физматгиз, 1962, 1100 с.

Modelling Coaxially Excited Circular Patch Antenna

Natalia Yu. Bliznyuk

The fundamental antenna effects of a circular metallic patch antenna on dielectric substrate backed by a perfectly conducting ground plane and excited by a vertical electrical dipole are investigated. By using analytical regularization and Galerkin method, the infinite set of linear algebraic equations of Fredholm II kind is obtained and the efficient numerical algorithms are presented. Resonance conditions are established which maximize radiation power or efficiency. Criteria are determined for material properties and dimensions, for which surface waves are nearly eliminated and radiation efficiency approaches 100 percent. Comparison with a magnetic ring model for the thin substrates is given.

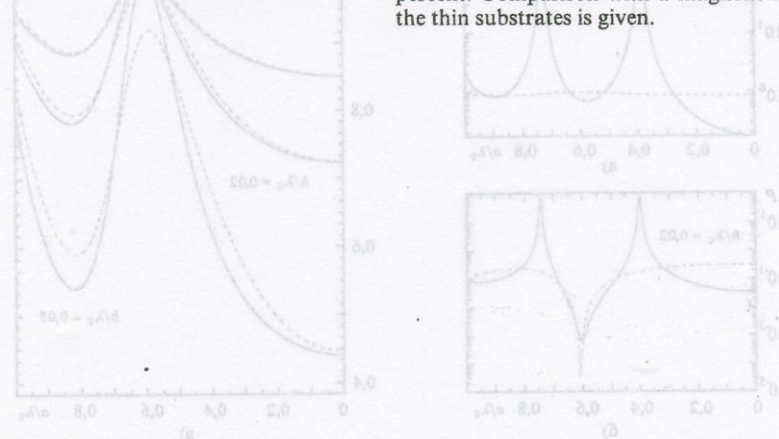


Fig. 2. Comparison of the model of a circular patch antenna with a magnetic ring model for thin substrates. (a) Normalized real part of the input impedance; (b) Normalized radiation efficiency.