

К расчету диаграммы направленности планарной антенны подповерхностного радара

И.В. Прокопович, А.В. Попов

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, 142190, Москва, г.Троицк, Калужское ш., д. 4, E-mail: popov@izmiran.ru

Рассмотрена задача расчета диаграммы направленности излучения патч-антенны на границе раздела двух сред при возбуждении ее основной резонансной моды. В пренебрежении краевыми эффектами получены аналитические формулы для компонент электромагнитного поля. Исследована зависимость диаграммы направленности от диэлектрической проницаемости подстилающей среды.

The radiation pattern of a patch antenna placed at the interface between two dielectric media and excited in a resonance mode is considered. By neglecting edge effects, analytical formulas for EM components are derived. The dependence of the radiation pattern on the substrate permittivity is investigated.

Задача расчета характеристик излучения в подповерхностную среду возникает при проектировании и эксплуатации систем СВЧ-интроскопии. В подповерхностной радиолокации знание диаграммы направленности необходимо для эффективной засветки подповерхностных объектов и корректного восстановления радиолограммы. В наших экспериментах прототипа подповерхностного голографического радара, в которых апробируются разрабатываемые в ИЗМИРАН алгоритмы восстановления объекта [1,2], в качестве излучателей используются четыре планарные антенны, запитываемые через гибкий коаксиальный кабель. Такая конструкция позволяет в широких пределах варьировать положение излучателя в плоскости приемной антенной решетки или на границе исследуемой материальной среды. В данной работе рассчитывается диаграмма излучения планарной антенны в диэлектрическое полупространство. Использование ряда приближений (резонансный режим возбуждения и малая толщина диэлектрической подложки антенны) позволяет получить элементарные формулы удобные для анализа условий эксперимента и интерпретации его результатов.

Антенна представляет собой печатную схему, состоящую из прямоугольной металлической пластины размером 8,5 на 15,0 мм и металлической базы размером 55,8 на 41,3 мм, разделенных слоем диэлектрика (относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 \sim 3$) толщиной $h = 1,7$ мм. Образующийся открытый диэлектрический резонатор запитывается микрополосковой линией шириной 2 мм (рис.1).

Размеры пластины выбраны так, чтобы на рабочей частоте $f = 10$ ГГц возбуждалась низшая продольная мода диэлектрического резонатора:

$$L \approx \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon_1}} = \frac{c}{2f\sqrt{\epsilon_1}} .$$

Строгий расчет излучения такой планарной «патч» антенны представляет довольно сложную электродинамическую задачу см., например, [3]. Однако для наших целей (оценка диаграммы направленности в зависимости от положения излучателя и свойств подповерхностной среды) достаточно приближенного рассмотрения основной резонансной моды прямоугольного диэлектрического резонатора без учета краевых эффектов.

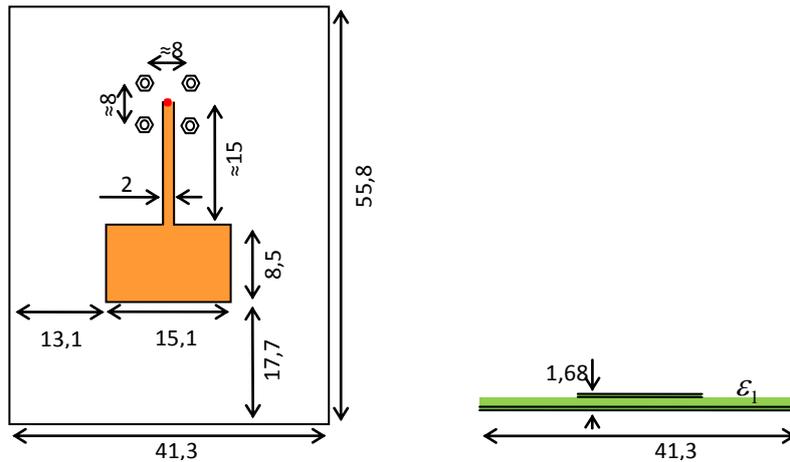


Рис. 1. Схема планарной антенны.

Для решения уравнений Максвелла воспользуемся известными формулами электродинамики [4]:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= ik\vec{A} + \frac{i}{k\epsilon} \text{grad div } \vec{A} \\ \vec{H} &= \text{rot } \vec{A} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \vec{E} и \vec{H} – комплексные амплитуды гармонического электромагнитного поля ($\sim e^{-i\omega t}$), $k = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве, $\vec{A}(x, y, z)$ – векторный потенциал, удовлетворяющий векторному волновому уравнению

$$\Delta \vec{A} + k^2 \epsilon \vec{A} = -\frac{4\pi}{c} \vec{I}(x, y) \delta(z-h) \quad (2)$$

Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ в трех рассматриваемых средах равна $\epsilon_0 = 1$ (воздух), $\epsilon_1 \sim 3$ (антенна), $\epsilon_2 \sim 10$ (подповерхностная среда) – см. рис.2.

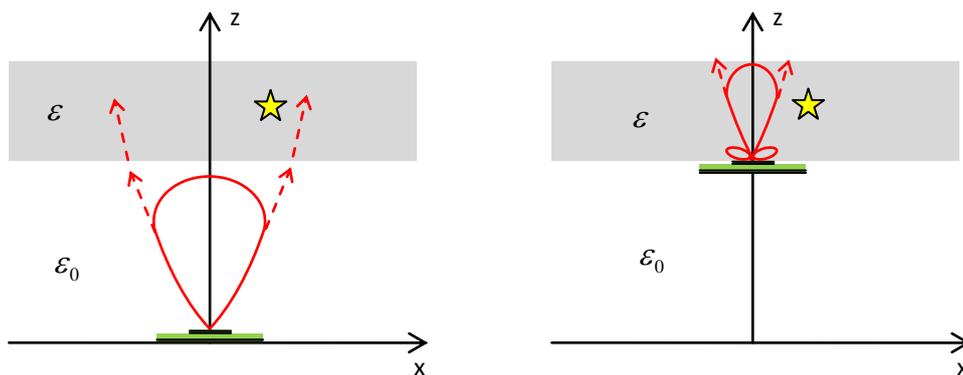


Рис. 2. Две схемы облучения подповерхностного объекта.

Как известно [4], параллельные границам раздела компоненты (A_x, A_y) могут быть найдены независимо из скалярных уравнений Гельмгольца

$$\begin{aligned}\Delta A_x + k^2 \varepsilon A_x &= -\frac{4\pi}{c} I_x(x, y) \delta(z-h), \\ \Delta A_y + k^2 \varepsilon A_y &= -\frac{4\pi}{c} I_y(x, y) \delta(z-h)\end{aligned}\quad (3)$$

Рассмотрим поле внутри резонатора $|x| < \frac{W}{2}$, $|y| < \frac{L}{2}$, $0 < z < h$. Учитывая малость толщины диэлектрика по сравнению с длиной волны ($kh \ll 1$), имеем приближенное выражение для поперечных компонент вектор-потенциала

$$A_{\perp}(x, y, z) \equiv (A_x, A_y) \approx \frac{z}{h} a_{\perp}(x, y) \quad (4)$$

где двумерная вектор-функция $a_{\perp}(x, y) \equiv (a_x, a_y)$ удовлетворяет «укороченному» уравнению

$$\frac{\partial^2 a_{\perp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a_{\perp}}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon_1 a_{\perp} = 0 \quad (5)$$

Учитывая граничные условия при $z = h$:

$$\begin{aligned}A_{\perp}(x, y, h+0) &= A_{\perp}(x, y, h-0) \\ \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z}(x, y, h+0) - \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z}(x, y, h-0) &= -\frac{4\pi}{c} I_{\perp}(x, y)\end{aligned}\quad (6)$$

и линейный закон (4), получим краевую задачу для поля в области $z > h$ (воздух или подповерхностная среда).

$$\begin{aligned}(a) \quad \Delta A_{\perp} + k^2 \varepsilon A_{\perp} &= 0, \quad z > h \\ (b) \quad \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z} - \frac{1}{h} A_{\perp} - \frac{4\pi}{c} I_{\perp}(x, y) &, \quad z = h\end{aligned}\quad (7)$$

Очевидно, поверхностный ток $I_{\perp}(x, y) = (I_x, I_y)$ распределен только по площади антенны $|x| < \frac{W}{2}$, $|y| < \frac{L}{2}$, а вне ее при $z = h$ выполняется однородное граничное условие

$$\frac{\partial A_{\perp}}{\partial z} - \frac{1}{h} A_{\perp} = 0 \quad (7в)$$

Уравнение (7а) позволяет выразить вектор-потенциал через неизвестное распределение тока в антенне и получить для $I_{\perp}(x, y)$ интегральные уравнения, следующие из граничных условий (7б, 7в) [5]. Но, поскольку $kh \ll 1$, оценку поля излучения можно упростить, пренебрегая первым членом в граничных условиях (7б, 7в), т.е. полагая

$$A_{\perp}(x, y, h) \equiv a_{\perp}(x, y) = \frac{4\pi h}{c} I_{\perp}(x, y) \quad (8)$$

Решение возникающей краевой задачи Дирихле хорошо известно:

$$A_{\perp}(x, y, z) = -\frac{2h}{c} \frac{\partial}{\partial z} \iint_{\Gamma} I_{\perp}(\xi, \eta) \frac{e^{ikR\sqrt{\varepsilon}}}{R} d\xi d\eta \quad (9)$$

где $R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-h)^2} \approx \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}$.

Очевидно, ток $I_{\perp}(x, y) \equiv (I_x, I_y)$, а с ним приближенно и $a_{\perp}(x, y)$, удовлетворяет векторному уравнению (5) с граничным условием $(\vec{n}I_{\perp})\Big|_{\Gamma} = 0$, где Γ – граница излучающего элемента антенны (в нашем случае это $x = \pm \frac{W}{2}$, $y = \pm \frac{L}{2}$, но

полученные формулы годятся для произвольной формы пластины «Г»). Система (5) может быть сведена к скалярному уравнению Гельмгольца подстановкой $a_{\perp} = \text{grad } \Psi(x, y)$:

$$\begin{aligned} \Delta_{\perp} \Psi + k^2 \varepsilon_1 \Psi &= 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial n} \Big|_{\Gamma} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Нетривиальное решение этой краевой задачи возможно только при совпадении волнового числа $k = \omega/c$ с одним из собственных значений волнового оператора k_m . Именно так выбираются параметры резонансной патч-антенны для заданной длины волны [3]. (необходимо подчеркнуть, что краевая задача с дискретным спектром резонансных частот возникает из-за пренебрежения излучением в диэлектрическую подложку с краев пластины). В этом приближении ток в антенне пропорционален градиенту собственной функции задачи (10):

$$I_{\perp}(x, y) = \frac{c}{4\pi h} \text{grad } \Psi_m(x, y) \quad (11)$$

Амплитуда тока ищется из условия возбуждения антенны: $E_z(x_0, y_0, h) = -V/h$, где $V e^{-i\omega t}$ – напряжение, приложенное в точке (x_0, y_0) . Тангенциальные и нормальная компоненты электрического поля находятся по формулам (1):

$$\begin{aligned} E_{\perp} \Big|_{z=h} &= ika_{\perp} = ik \text{grad } \Psi_m \\ E_z \Big|_{z=h} &\approx \frac{i}{kh\varepsilon_1} \text{div} a_{\perp} = \frac{k}{ih} \Psi_m \end{aligned} \quad (12)$$

Из последнего уравнения следует нормировка собственной функции: $\Psi_m(x_0, y_0) = V/ik$.

Формулы (9-12) позволяют рассчитать собственные колебания и диаграмму излучения резонансной патч-антенны.

$$\begin{aligned} \Psi(x, y) &= \cos px \cdot \sin qy, \\ p^2 + q^2 &= k^2 \varepsilon_1, \end{aligned} \quad (13)$$

где $p = \frac{2\pi m}{W}$, $q = \frac{\pi}{L}(2n+1)$, $m, n = 0, 1, 2, \dots$

В нашем случае параметры антенны W, L, ε_1 выбраны так, что возбуждается первая вертикальная мода $\Psi_{00} = \sin \pi \frac{y}{L}$. Подставим компоненты тока в формулу (9) и перейдем в дальней зоне к диаграмме направленности:

$$A_{\perp} \equiv (A_x, A_y) \sim F_{\perp}(\theta, \varphi) \frac{e^{ikR_0\sqrt{\varepsilon}}}{R_0}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} F_{\perp}(\theta, \varphi) &= \cos \theta \cos \phi \iint_{\Gamma} I_{\perp}(\xi, \eta) e^{-ik(\xi \cos \theta \sin \phi + \eta \sin \theta)\sqrt{\varepsilon}} d\xi d\eta \\ R_0 &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad x = R_0 \cos \theta \sin \phi, \quad y = R_0 \sin \theta, \quad z = R_0 \cos \theta \cos \phi \end{aligned} \quad (15)$$

В нашем случае $I_x = 0$, $I_y \sim \cos \pi \frac{y}{L}$, что приводит к элементарным формулам для диаграммы направленности:

$$A_x = 0, \quad A_y = M \operatorname{ctg} \varphi \frac{\cos \left(\frac{kL\sqrt{\varepsilon}}{2} \sin \theta \right) \sin \left(\frac{kW\sqrt{\varepsilon}}{2} \cos \theta \sin \varphi \right)}{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}. \quad (16)$$

Как следует из вышеизложенного, продольной компонентой A_z можно пренебречь. Переходя к компонентам электрического поля, имеем

$$\vec{E} = \left(0, ikA - \frac{1}{ik\varepsilon} \frac{\partial^2 A}{\partial y^2}, 0 \right) = \left(0, \frac{ik}{\varepsilon} A \cdot (\varepsilon - \sin^2 \theta), 0 \right), \quad (17)$$

откуда

$$E_y \sim \operatorname{ctg} \varphi \frac{\varepsilon - \sin^2 \theta}{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta} \cos \left(\frac{kL\sqrt{\varepsilon}}{2} \sin \theta \right) \sin \left(\frac{kW\sqrt{\varepsilon}}{2} \cos \theta \sin \varphi \right). \quad (18)$$

Как видно из формулы (18), ширина и форма диаграммы направленности зависит как от параметров антенны L , W , ε_1 , так и от схемы эксперимента. Если излучатель расположен на значительном (по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$) расстоянии от границы раздела (рис.2а) в формулу (18) следует подставить $\varepsilon = \varepsilon_0 = 1$, а в случае облучения подповерхностной среды прямо с границы раздела (рис.2б) следует положить $\varepsilon = \varepsilon_2 > 1$, что приводит к заметному сужению диаграммы направленности. Формула позволяет количественно описать этот эффект и выбрать конфигурацию эксперимента, обеспечивающую эффективное облучение интересующего подповерхностного объекта. Кроме того, полученные аналитические соотношения могут быть включены в алгоритм восстановления рассеивающего объекта для устранения пятнистой структуры радиоизображения.

Рисунки 3-5 показывают диаграммы излучения вертикальной компоненты электрического поля в плоскости (x, z) и (y, z) для реальных параметров планарной антенны: $L = 8,5$ мм, $W = 15,0$ мм, $\varepsilon_1 = 3$ и четырех значений диэлектрической проницаемости среды: $\varepsilon = 1, 9, 16$ и 25 .

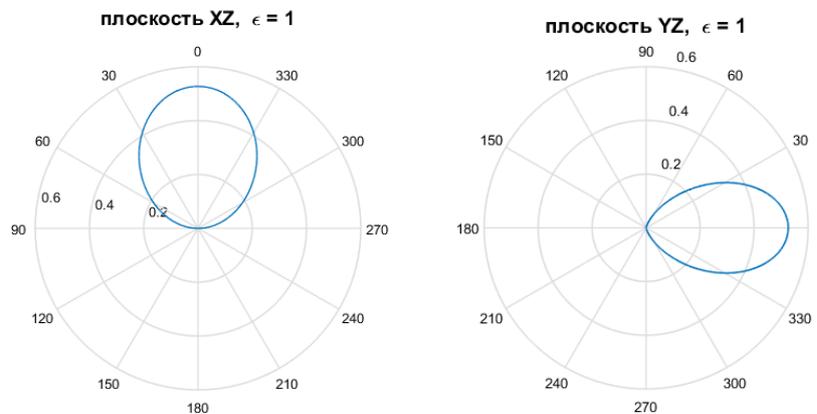


Рис.3. Диаграмма излучения планарной антенны в воздух ($\varepsilon_0 = 1$) в горизонтальной и вертикальной плоскости. Параметры антенны: $L=8.5$ мм, $W=15$ мм, $\varepsilon_1=3$, рабочая частота 9.9 МГц.

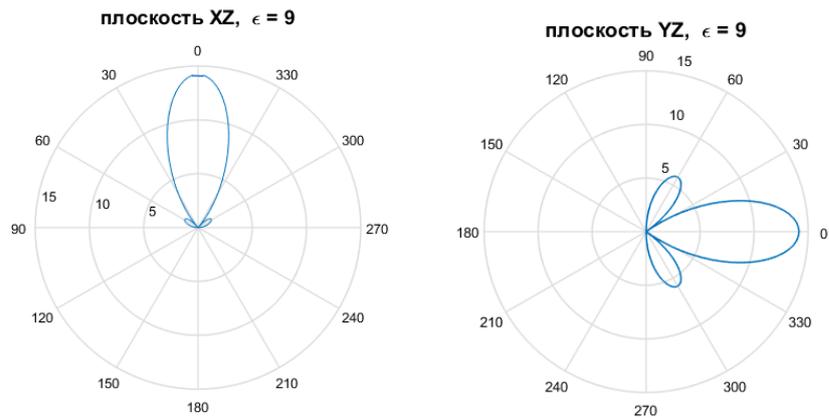


Рис.4. Диаграмма излучения планарной антенны в диэлектрическую среду $\epsilon = 9$.

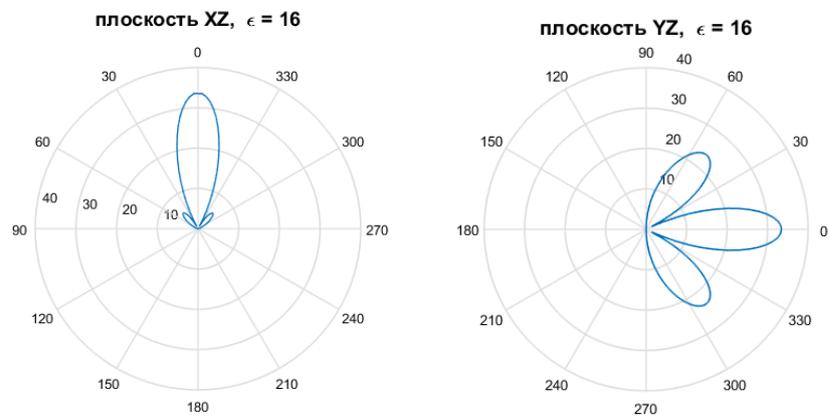


Рис.5. Диаграмма излучения планарной антенны в диэлектрическую среду $\epsilon = 16$.

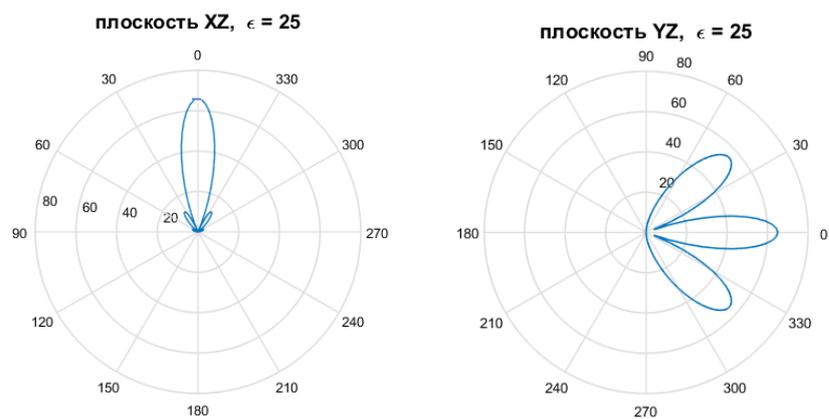


Рис.6. Диаграмма излучения планарной антенны в диэлектрическую среду $\epsilon = 25$.

Полученные оценки характеристик излучения планарных антенн подтвердились в ходе экспериментов с прототипом голографического подповерхностного радара, предоставленным ООО «Компания ВНИИСМИ».

Литература

1. Д.Е. Едемский, В.В. Копейкин, А.В. Попов, И.В. Прокопович. Спектральная теория формирования изображения в радиолокации. Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. Т.19. № 2. С. 41-50
2. A. Popov, I. Prokhorovich, V. Kopeikin, D. Edemskij. Spectral theory of microwave holographic image formation. 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR2014. Brussels. Belgium. June 30 – July 4. 2014. P. 683-686
3. Б.А. Панченко, Е.И. Нефедов. Микрополосковые антенны. М.: «Радио и связь». 1986. 144 с.
4. Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов. Уравнения в частных производных математической физики. М.: «Высшая школа». 1970. 712 с.
5. М.А. Леонтович, М.Л. Левин. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн. ЖТФ. 1944. Т. 14. В. 9. С. 481-506