

АНТЕННЫ, ВОЛНОВОДНАЯ И КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.396.67

М. Н. ЛЕГЕНЬКИЙ

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: mlegenkiy@yandex.ru

ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БИКОНИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Поля в биконической линии и в свободном пространстве представляются в виде разложения по частотно-независимым модам. Каждая мода обладает дисперсией, зависящей от радиуса. Методом согласования мод во временной области рассчитано импульсное излучение биконической антенны. Выявлено, что введение некоторого диэлектрического слоя улучшает характеристики антенны и позволяет получить излученное поле с более высокой амплитудой.

Ключевые слова: биконическая антенна, частотно-независимые моды, дисперсия, метод согласования мод, временная область

1. Введение

Различные типы сверхширокополосных антенн в последнее время применяются во многих отраслях техники: радиолокационных системах, широкополосной радиосвязи, зондировании грунта, микроволновой томографии и многих других [1].

В настоящей статье рассмотрены физические особенности импульсного излучения антенн на основе одной из самых простых антенн – неоднородной биконической линии. Биконические антенны широко используются в различных сверхширокополосных системах [2]. Для анализа импульсных антенн удобнее применять методы во временной области. В настоящей работе используется метод модовых разложений во временной области (МРВО) [3] и метод согласования мод во временной области (СМВО) [4].

Как известно [1], электромагнитные поля в свободном пространстве вокруг антенны могут быть представлены в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам. В биконической линии существует похожее модовое разложение [3]. Распространение этих мод, или сферических гармоник, (как в свободном пространстве, так и в

биконических линиях) описывается уравнением Клейна–Гордона–Фока. Отметим, что моды при этом распространяются с дисперсией и их критические частоты увеличиваются с уменьшением радиальной координаты [3]. Таким образом, в непосредственной близости от вершины биконической линии (антенны) и в ближней зоне моды являются нераспространяющимися. Используя некоторые диэлектрические слои или расширения конусов, можно создать участки, где мода становится распространяющейся. Такие участки волновода образуют своего рода резонаторы, в которых могут существовать так называемые запертые моды. Эти резонаторы могут иметь значительную связь с частью волновода, где волна может распространяться (для больших значений радиальной координаты). С учетом подобного резонансного взаимодействия можно попытаться разработать эффективную антенну небольшого размера. Возможность создания небольших антенн на основе сходных неоднородных биконических линий была предсказана в работе [5] и подтверждена в [6] с помощью численных расчетов методом конечных разностей во временной области (FDTD) в сферической системе координат.

© М. Н. Легенький, 2015

В настоящей статье исследовано преобразование поля в неоднородных биконических линиях в моды свободного пространства. Для расчетов использован метод СМВО [4]. При этом поля в биконической линии и свободном пространстве раскладываются по соответствующим модам (метод МРВО), как описано выше. Амплитуда каждой моды зависит от времени и радиальной координаты и удовлетворяет уравнению Клейна–Гордона–Фока. Это уравнение решается с помощью численного метода, похожего на FDTD. На апертуре антенны поля из различных областей (биконической линии и свободного пространства) соединяются с использованием граничных условий. В результате получается численная схема, которая позволяет найти временную зависимость сферических гармоник излученного сигнала вблизи апертуры антенны.

Исследовано преобразование поля в антенне в моды свободного пространства для различных конструкций антенны с диэлектрическим заполнением. Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением с расчетами методом FDTD в сферических координатах. Показана возможность преобразования нераспространяющейся сферической гармоники в распространяющуюся, что приводит к повышению амплитуды излученного поля.

2. Метод расчета

Для расчета распространения электромагнитных волн внутри конической линии и в свободном пространстве используется метод модового базиса предложенный Третьяковым О. А. [7]. Этот метод основан на разложении полей по частотно-независимым модам. Такой подход позволяет решать многие задачи о распространении и дифракции электромагнитных волн в свободном пространстве, в волноводах и резонаторах (см. например [8–11]). В данном случае следует использовать этот метод в сферической системе координат [3]. При этом предполагается, что в биконической линии существует *ТЕМ*-волна, которая и возбуждает антенну. После дифракции на апертуре антенны эта волна может преобразоваться в *ТМ*-волны в свободном пространстве (это поле формирует излучение антенны) и в *ТЕМ*-волну и *ТМ*-волны в конической линии (отражение назад к генератору).

При этом полное поле в сферической системе координат записывается в следующем виде (здесь поле разделено на продольную радиальную компоненту и поперечную составляющую, из-за отсутствия *ТЕ*-волн у магнитного поля продольная составляющая отсутствует):

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{r}_0 E_r(\vec{r}, t), \quad (1)$$

$$\vec{\mathcal{H}}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}, t).$$

где \vec{r}_0 – радиальный орт сферической системы координат, $\vec{r} = \{r, \theta, \varphi\}$ – координаты, t – время, \vec{E} и \vec{H} – угловые компоненты поля.

В рамках МРВО эти составляющие поля из (1) представляются в виде следующих разложений [3]:

$$\begin{aligned} \sqrt{\varepsilon_0} \vec{E}(r, \theta, t) &= \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \sum_n V_n(r, t) \vec{E}_n(\theta) + \sum_k V_k^T(r, t) \vec{E}_k^T(\theta) \right\}, \\ \sqrt{\mu_0} \vec{H}(r, \theta, t) &= \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \sum_n I_n(r, t) \vec{H}_n(\theta) + \sum_k I_k^T(r, t) \vec{H}_k^T(\theta) \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\sqrt{\varepsilon_0} E_r(r, \theta, t) = \frac{1}{r^2} \sum_n e_n(r, t) q_n \Phi_n(\theta).$$

Здесь скалярные и векторные функции, зависящие от угла θ , являются базисными функциями для разложения полей и формируют так называемый модовый базис. Величины с верхним индексом T описывают *ТЕМ*-волны внутри конической линии, величины без верхнего индекса описывают *ТМ*-моды.

Скалярные базисные функции для *ТМ*-мод в конической линии могут быть получены из решения следующей задачи с граничными условиями Дирихле на поверхности конуса:

$$\begin{cases} \nabla_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \Phi_n + q_n^2 \Phi_n = 0, \\ \Phi_n|_L = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь q_n – собственные значения; Φ_n – собственные функции; $\nabla_{\perp} = \vec{\theta}_0 \frac{\partial}{\partial \theta} + \vec{\varphi}_0 \left(\frac{1}{\sin \theta} \right) \frac{\partial}{\partial \varphi}$ – угловая

часть оператора Гамильтона ∇ ; L – идеально проводящий контур, формирующий коническую линию.

Векторные базисные функции выражаются через скалярные Φ_n , полученные из решения задачи (3), следующим образом:

$$\vec{E}_n = q_n^{-1} \nabla_{\perp} \Phi_n, \quad (4)$$

$$\vec{H}_n = q_n^{-1} [\vec{r}_0 \times \nabla_{\perp} \Phi_n].$$

Скалярные базисные функции для TEM -моды в конической линии определяются из решения неоднородной граничной задачи:

$$\begin{cases} \nabla_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \Phi^T = 0, \\ \Phi^T|_L = d, \end{cases} \quad (5)$$

где d – некоторая константа, которой должен быть равен потенциал на контуре L (точное значение константы определяется из условий нормировки [3]).

Векторные базисные функции для TEM -волны выражаются через найденные из решения задачи (5) скалярные функции следующим образом:

$$\vec{E}^T = \nabla_{\perp} \Phi^T, \quad \vec{H}^T = [\vec{r}_0 \times \nabla_{\perp} \Phi^T]. \quad (6)$$

Таким образом, для получения модового базиса для конической линии необходимо решить задачу (3), (5) и применить формулы (4), (6).

В свободном пространстве TEM -волны отсутствуют, а базис для TM -волн также определяется из решения задачи (3) с периодическими граничными условиями с помощью формул (4).

После подстановки разложения (2) в уравнения Максвелла получаем систему эволюционных уравнений в виде:

$$\begin{cases} \partial_{\tau} I_n(r, t) + \partial_r V_n(r, t) - \left(\frac{q_n}{r}\right)^2 e_n(r, t) = 0, \\ \partial_{\tau} e_n(r, t) + I_n(r, t) = 0, \\ \partial_{\tau} V_n(r, t) + \partial_r I_n(r, t) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Эта система справедлива для TM -волн в конической линии и в свободном пространстве. Для TEM -волны в конической линии система (7) упрощается к виду

$$\begin{cases} \partial_{\tau} I_k^T(r, t) + \partial_r V_k^T(r, t) = 0, \\ \partial_{\tau} V_k^T(r, t) + \partial_r I_k^T(r, t) = 0. \end{cases} \quad (8)$$

В данном случае для биконической линии с углом конуса θ_0 решение задачи (3) выражается через полиномы Лежандра первого рода $P_{\mu_n}(\dots)$ следующим образом [4, 12]:

$$\begin{aligned} \Phi_n(\theta) = \\ = C_n \left[P_{\mu_n}(\cos \theta) - \frac{P_{\mu_n}(\cos \theta_0) P_{\mu_n}(-\cos \theta)}{P_{\mu_n}(-\cos \theta_0)} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь значения μ_n определяются из решения дисперсионного уравнения

$$\begin{vmatrix} P_{\mu_n}(\cos \theta)|_{\theta=\theta_0} & P_{\mu_n}(-\cos \theta)|_{\theta=\theta_0} \\ P_{\mu_n}(\cos \theta)|_{\theta=\pi-\theta_0} & P_{\mu_n}(-\cos \theta)|_{\theta=\pi-\theta_0} \end{vmatrix} = 0,$$

$$\mu_n \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \theta \in [\theta_0, \pi - \theta_0], n \in \mathbb{N}.$$

Собственные значения q_n задачи (3) выражаются через μ_n следующим образом:

$$q_n^2 = \mu_n(\mu_n + 1).$$

Нормировочные константы C_n в (9) определяются из условия

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \Phi_n(\theta) \Phi_{n'}(\theta) d\Omega = \delta_{nn'}.$$

Здесь $\delta_{nn'}$ – дельта-символ Кронекера.

Соответствующие векторные базисные функции могут быть найдены из (4) как

$$\vec{E}_n(\theta) = \vec{\theta}_0 q_n^{-1} \partial \Phi_n / \partial \theta,$$

$$\vec{H}_n(\theta) = \vec{\phi}_0 q_n^{-1} \partial \Phi_n / \partial \theta.$$

Функции разложения для TEM -моды могут быть получены из решения граничной задачи (5) в виде

$$\Phi^T(\theta) = C \ln \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta},$$

$$\vec{E}^T(\theta) = \vec{\theta}_0 \frac{C}{\sin \theta},$$

$$\vec{H}^T(\theta) = \bar{\Phi}_0 \frac{C}{\sin \theta},$$

где нормировочная константа C определяется из условия

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} [\vec{E}^T(\theta)]^2 d\Omega = 1.$$

Для получения модового базиса для TM -волн в свободном пространстве необходимо решить задачу на собственные значения (3) с периодическими граничными условиями на единичной сфере. Решение этой задачи (сферические гармоники) хорошо известно и имеет следующий вид [1]:

$$\Phi_n(\theta) = \sqrt{2n+1} P_n(\cos \theta),$$

$$q_n^2 = n(n+1), \quad n \in \mathbb{N}, \quad \theta \in [0, \pi].$$

Соответствующие векторные базисные функции представляются в виде:

$$\vec{E}_n(\theta) = \frac{\bar{\Theta}_0}{\sin \theta} \sqrt{\frac{n(n+1)}{2n+1}} [P_{n+1}(\cos \theta) - P_{n-1}(\cos \theta)],$$

$$\vec{H}_n(\theta) = \frac{\bar{\Phi}_0}{\sin \theta} \sqrt{\frac{n(n+1)}{2n+1}} [P_{n+1}(\cos \theta) - P_{n-1}(\cos \theta)].$$

Таким образом, получен модовый базис для биконической линии и свободного пространства, и для нахождения полей в этих областях необходимо разрешить системы эволюционных уравнений (7) и (8), зависящие только от радиальной координаты и времени.

Системы эволюционных уравнений (7) и (8) решаются численно с помощью метода конечных разностей во временной области [4]. При этом для корректного моделирования поведения полей при малых значениях радиуса шаг по r выбирается нерегулярным.

Для аппроксимации производных по времени в уравнениях (7) используется так называемая “leap-frog” схема [13]. Модовые амплитуды электрического поля (e и V) вычисляются в моменты времени $k\Delta\tau$, а модовые амплитуды магнитного поля I в моменты времени $(k+1/2)\Delta\tau$. Временной шаг выбирается общим для всех мод, он определяется наименьшим используемым про-

странственным шагом Δr на основании критерия стабильности [13]. С учетом неоднородной сетки по координате r конечно-разностное выражение для системы эволюционных уравнений принимает вид

$$\begin{cases} I_{i+1/2}^{k+1/2} = I_{i+1/2}^{k-1/2} + \frac{q^2 \Delta\tau}{r_i^V r_{i+1}^V} e_{i+1/2}^k - \frac{\Delta\tau}{\Delta r_{i+1/2}^V} (V_{i+1}^k - V_i^k), \\ e_{i+1/2}^{k+1} = e_{i+1/2}^k - \Delta\tau I_{i+1/2}^{k+1/2}, \\ V_i^{k+1} = V_i^k - \frac{2\Delta\tau}{\Delta r_{i+1/2}^V + \Delta r_{i-1/2}^V} (I_{i+1/2}^{k+1/2} - I_{i-1/2}^{k+1/2}). \end{cases}$$

Здесь r_i^V – координаты r , в которых вычисляются значения модовой амплитуды V . Подробности получения данной системы могут быть найдены в работе [4].

Все описанные выше моды распространяются независимо везде, кроме апертуры антенны, где различные моды могут преобразовываться в другие. Получим соотношения между различными модовыми амплитудами на апертуре (похожая задача была решена в работе [4]).

Рассмотрим две области: коническую линию, заполненную диэлектриком с проницаемостью ϵ_1 , и диэлектрическое пространство с проницаемостью ϵ_2 . Для получения формул обновления для модовых амплитуд на апертуре используем следующее соотношение между поперечными составляющими электрического и магнитного поля:

$$\epsilon(r) \partial_\tau \vec{E}(\vec{r}, t) = -r^{-1} \partial_r \vec{H}(r, t) \times \vec{r}_0. \quad (10)$$

Предположим, что апертура антенны расположена на расстоянии $r = R$, тогда зависимость диэлектрической проницаемости от радиуса записывается как

$$\epsilon(r) = \begin{cases} \epsilon_1, & r < R; \\ \epsilon_2, & r > R. \end{cases} \quad (11)$$

В рамках конечно-разностного решения задачи сетка выбирается таким образом, чтобы модовая амплитуда поперечной составляющей электрического поля V вычислялась на апертуре при $r = R$, и предполагается, что $V(r)$ имеет постоянное значение $V(R)$ на интервале $r \in [R - 0.5\Delta r, R + 0.5\Delta r]$. При этом модовые ам-

плитуды магнитного поля в данном интервале описываются формулами:

$$I(r) = \begin{cases} I(R - 0.5\Delta r), & r < R; \\ I(R + 0.5\Delta r), & r > R. \end{cases} \quad (12)$$

Помножим уравнение (10) на r и проинтегрируем его в интервале $r \in [R - 0.5\Delta r, R + 0.5\Delta r]$. Получаем (при этом учтены формулы (11) и (12))

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{E}(R, \theta, t) \frac{\Delta r}{2} (\varepsilon_1(R - \Delta r/4) + \varepsilon_2(R + \Delta r/4)) = \\ = -(\vec{H}(R + \Delta r/2, \theta, t) \times \vec{r}_0 - \vec{H}(R - \Delta r/2, \theta, t) \times \vec{r}_0). \end{aligned} \quad (13)$$

Магнитное поле в правой части этого выражения раскладывается по модам свободного пространства (при $r > R$) и конической линии (при $r < R$) соответственно:

$$\begin{aligned} \vec{H}(R + \Delta r/2, \theta, t) = \\ = (R\mu_0^{1/2})^{-1} \sum_n I_n^{fs}(R + \Delta r/2, t) \vec{H}_n^{e,fs}(\theta), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(R - \Delta r/2, \theta, t) = \\ = (R\mu_0^{1/2})^{-1} \sum_m I_m^b(R - \Delta r/2, t) \vec{H}_m^{e,b}(\theta). \end{aligned}$$

Производная по времени в (13) вычисляется с помощью метода конечных разностей [13]. После оценивания производной по времени и подстановки разложений (14) в уравнение (13) электрическое поле на апертуре вычисляется в различных точках по углу θ_j , $j = 1, \dots, M$ (используется метод коллокаций). Из (13) и (14) получаем следующую матричную формулу обновлений для расчета поперечной составляющей электрического поля в различных точках θ_j на апертуре:

$$\begin{aligned} E_j^{k+1} = E_j^k - \frac{2\Delta t}{\Delta r} \left(\sum_n (M_{fs}^{m2s})_{j,n} I_n^{fs} \Big|_n^{k+1/2} - \right. \\ \left. - \sum_m (M_b^{m2s})_{j,m} I_m^b \Big|_m^{k+1/2} \right) \times \\ \times (\varepsilon_1(R - \Delta r/4) + \varepsilon_2(R + \Delta r/4))^{-1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь используются матрицы

$$\begin{aligned} (M_{fs}^{m2s})_{j,n} &= R^{-1} \vec{H}_n^{e,fs}(\theta_j), \\ (M_b^{m2s})_{j,m} &= R^{-1} \vec{H}_m^{e,b}(\theta_j), \end{aligned}$$

которые представляют собой деленные на R значения модовых функций для поперечной составляющей магнитного поля для различных мод свободного пространства и биконической линии, вычисленные для различных углов θ_j .

Формула (15) позволяет вычислить значения поперечной составляющей электрического поля на апертуре в точках коллокации θ_j в каждый момент времени. Из значений поля в точках коллокации E_j^k вычисляются значения модовых амплитуд для каждой моды биконуса $V_m^b \Big|_m$ и свободного пространства $V_n^{fs} \Big|_n$ в текущий момент времени:

$$\begin{aligned} V_n^{fs} \Big|_n^{k+1} &= \sum_n (M_{fs}^{s2m})_{j,n} E_j^{k+1}, \\ V_m^b \Big|_m^{k+1} &= \sum_m (M_b^{s2m})_{j,m} E_j^{k+1}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (M_{fs}^{s2m})_{j,n} &= \frac{1}{2} \sin(\theta_j) \Delta \theta \vec{E}_n^{e,fs}(\theta_j), \\ (M_b^{s2m})_{j,m} &= \frac{1}{2} \sin(\theta_j) \Delta \theta \vec{E}_m^{e,b}(\theta_j). \end{aligned}$$

Здесь использованы матрицы для преобразования значений полей в точках коллокации в значения модовых амплитуд различных мод. Полученные таким образом значения модовых амплитуд используются для расчета полей каждой моды в свободном пространстве и биконусе в следующий момент времени.

Описанный метод был протестирован с использованием обычной биконической антенны радиуса $r = 10$ мм, расположенной в свободном пространстве [4]. С его помощью рассчитано излученное антенной поле в точке с координатами $r = r_1 = 15$ мм, $\theta = \theta_1 = 60^\circ$. Рассчитана временная форма θ -й компоненты излученного электрического поля. На рис. 1. приведена временная форма поля, полученного с помощью расчета

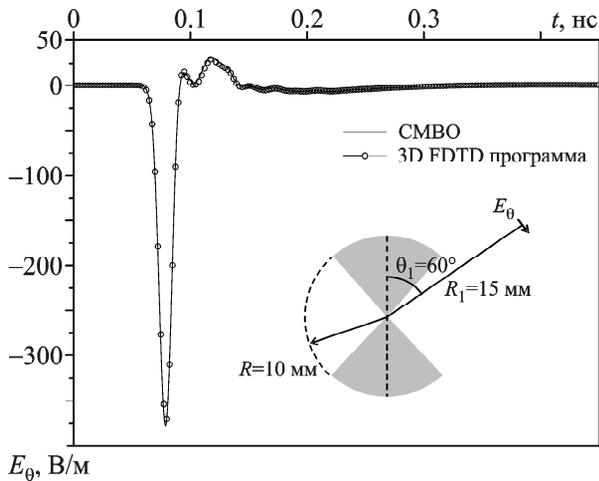


Рис. 1. Верификация метода расчета (для биконической антенны с углом $\theta_0 \approx 48^\circ$)

методом согласования мод и с помощью трехмерной FDTD программы. Результаты расчетов различными методами хорошо совпадают, что подтверждает правильность предложенного подхода.

3. Биконическая антенна, окруженная диэлектрическим слоем

Все описанные выше моды, кроме *TEM*-моды, обладают дисперсией, зависящей от радиальной координаты. Зависимость критической частоты соответствующей моды от радиуса описывается формулой $\omega_c = (q/r)^2$, где q – собственное число для данной моды. Это приводит к тому, что многие моды становятся распространяющимися на некой частоте ω только для значений радиуса $r > q/\sqrt{\omega_c}$. Для радиусов $r < q/\sqrt{\omega_c}$ такие моды являются нераспространяющимися. В случае конической линии со сферическим диэлектрическим слоем или в случае сферического диэлектрического слоя в свободном пространстве критическая частота внутри слоя уменьшится в ϵ раз, $\omega_c = (q/r)^2/\epsilon$. Таким образом, введение сферического диэлектрического слоя в коническую линию или его использование в свободном пространстве может привести к понижению значения критической частоты моды. При этом некоторые моды могут стать распространяющимися и сделают вклад в излучение антенны.

В представленной работе показаны результаты использования данного эффекта для получе-

ния антенны с большей амплитудой излучения. На рис. 2 представлена геометрия исследуемой в работе структуры. Рассматривается биконическая антенна с углом биконуса θ_0 , заполненная диэлектриком с проницаемостью ϵ_1 . Антенна окружена сферическим слоем толщиной L с проницаемостью ϵ_2 . Радиус антенны – R . В антенне возбуждается *TEM*-волна с временной формой, задаваемой формулой

$$F(t) = \exp\left(-((t-t_0)/T)^2\right),$$

$$t_0 = 5T, \quad T = R/(2c).$$

Эта *TEM*-волна преобразуется на апертуре антенны и границе окружающего антенну слоя, частично отражаясь обратно в коническую линию, частично проходя внутрь слоя и рассеиваясь на его второй границе.

На рис. 3. представлены отраженные от апертуры исследуемой антенны в *TEM*-моду сигналы при $\theta_0 = 60^\circ$ для случаев, когда $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_2 = 3$ и $\epsilon_2 = 6$ соответственно. Толщина слоя выбиралась равной $L = 1.25R$. Как видно из рис. 3, в случае введения диэлектрического слоя на временной зависимости отраженного сигнала появляются два пика: отрицательный и положительный. Эти пики соответствуют отражениям от первой и второй границы диэлектрического слоя. Временной интервал между этими двумя сигналами отвечает времени прохождения электромагнитного поля через слой туда и обратно ($t_1 = 2L/c$). В случае если используется более оптически

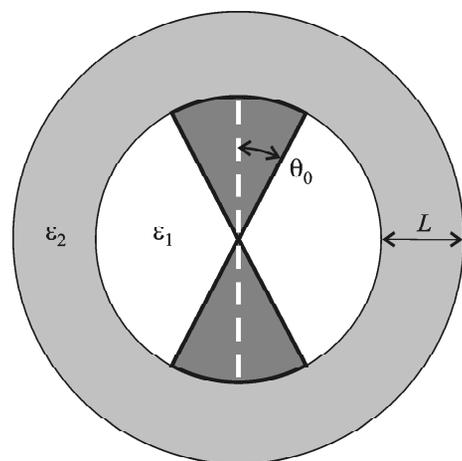


Рис. 2. Исследуемая структура

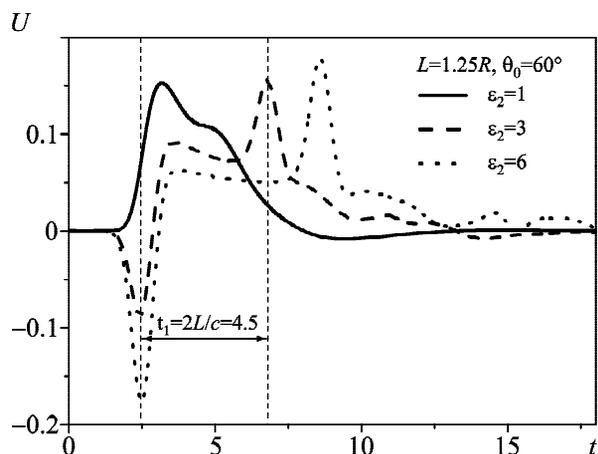


Рис. 3. Отраженные в TEM -моду сигналы в биконической антенне ($\theta_0 \approx 60^\circ$) в присутствии ($\epsilon_2 = 3$ и $\epsilon_2 = 6$) и в отсутствие ($\epsilon_2 = 1$) диэлектрического слоя. Здесь и на последующих рисунках величины представлены в относительных единицах

плотный диэлектрик, время прохождения полем слоя t_1 увеличивается.

На рис. 4 представлена зависимость критической частоты ω_c для TM -мод свободного пространства, возбуждаемых в структуре, от радиуса. Черный прямоугольник в левой части рисунка обозначает область антенны, здесь моды свободного пространства не распространяются. Заштрихованная область со штриховкой справа налево обозначает область диэлектрического слоя. Заштрихованная область со штриховкой слева направо обозначает частотный диапазон, в котором лежит спектр возбуждающего сигнала. Как видно из рис. 4, в области диэлектрического слоя критические частоты различных мод понижаются. В частности, мода TM_3 в отсутствие слоя на апертуре антенны ($r = 1$) в исследуемом частотном диапазоне является нераспространяющейся. Однако после введения диэлектрического слоя эта мода становится распространяющейся в большей части исследуемого диапазона частот.

На рис. 5 и рис. 6 представлены временные зависимости поля, излученного антенной с углом $\theta_0 = 60^\circ$. Здесь показана E_θ -компонента излученного поля после диэлектрического слоя в точке $r = 2.5R$, $\theta_1 = \pi/2$. Исследованы исходная антенна (без слоя вокруг нее), а также антенна, окруженная слоем с различной диэлектрической проницаемостью и толщиной.

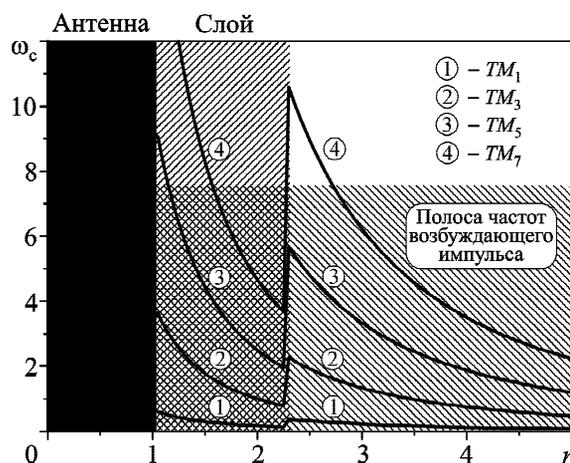


Рис. 4. Критические частоты мод ω_c свободного пространства вблизи антенны в присутствии диэлектрического слоя ($\epsilon_2 = 3$)

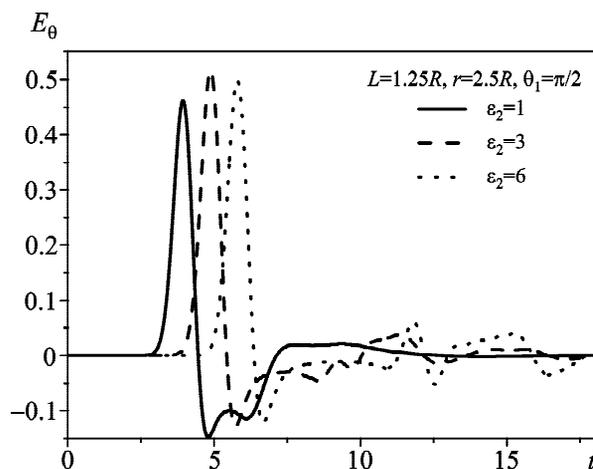


Рис. 5. Временная зависимость E_θ -компоненты излученного поля при различной диэлектрической проницаемости слоя

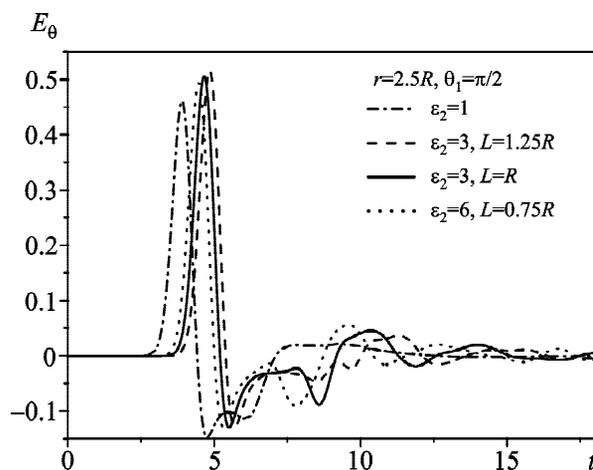


Рис. 6. Временная зависимость E_θ -компоненты излученного поля при различной толщине слоя

На рис. 5 приведена временная форма излученного поля для различной диэлектрической проницаемости слоя, толщина его при этом фиксирована, $L = 1.25R$. Как видно из рис. 5, при различной проницаемости слоя излученное поле соответствующим образом запаздывает по времени из-за различной длины оптического пути. В случае использования диэлектрического слоя амплитуда излученного поля возрастает. Это объясняется преобразованием части нераспространяющихся сферических гармоник в распространяющиеся за счет введения диэлектрического слоя, как описано выше. При этом амплитуда излученного поля для слоя с проницаемостью $\epsilon_2 = 3$ оказывается больше чем для слоя с $\epsilon_2 = 6$. Это можно объяснить тем, что во втором случае большая часть энергии отражается обратно в биконическую линию от границы диэлектрического слоя (см. амплитуду отраженного сигнала на рис. 3).

На рис. 6 представлена временная форма излученного поля для различной толщины слоя с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = 3$. Пунктиром показано излученное поле для обычной антенны (без диэлектрического слоя). Из рис. 6 видно, что введение сферического диэлектрического слоя приводит к повышению амплитуды излученного поля, при этом с увеличением толщины слоя амплитуда возрастает. Это объясняется тем, что при большей толщине слоя большее количество сферических гармоник преобразуется в распространяющиеся.

4. Выводы

Проанализированы физические особенности импульсного излучения биконической антенны. В рамках МРВО поля внутри биконической линии и в свободном пространстве представляются в виде разложений по частотно-независимым модам (в виде модового базиса). Эти моды имеют частоты отсечки, зависящие от радиуса. Введение некоторого диэлектрического слоя приводит к понижению частот отсечки, что улучшает характеристики антенны и позволяет получить излученное поле с более высокой амплитудой. Представленные в работе рассуждения об импульсном излучении биконической антенны могут быть адаптированы для случая других им-

пульсных антенн, поскольку в них происходит похожий процесс преобразования поля внутри антенны в сферические гармоники. В дальнейшем планируется найти оптимальные значения диэлектрической проницаемости и толщины слоя для получения максимальной амплитуды излученного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schantz H.* The Art and Science of Ultrawideband Antennas. – Norwood, MA: Artech House, Inc., 2005.
2. *Ghosh D., Sarkar T. K., and Mokole E. L.* Design of a Wide-Angle Biconical Antenna for Wideband Communications // Prog. Electromagn. Res. B. – 2009. – Vol. 16. – P. 229–245.
3. *Kochetov B. A. and Butrym A. Y.* Axially Symmetric Transient Electromagnetic Fields in a Radially Inhomogeneous Biconical Transmission Line // Prog. Electromagn. Res. B. – 2013. – Vol. 48. – P. 375–394.
4. *Legenkiy M. N. and Butrym A. Y.* Method of Mode Matching in Time Domain // Prog. Electromagn. Res. B. – 2010. – Vol. 22. – P. 257–283.
5. *Galejs J.* Capacitor Type Biconical Antennas // Radio Sci. J. Res. NBS/USNC-URSI. – 1964. – Vol. 68D, No. 2. – P. 165–172.
6. *Legenkiy M. N., Butrym A. Y., and Sharkova M. S.* About Possibility to Create a Small Antenna Based on Inhomogeneous Biconical Line // Proc. of conf. MSMW'2013. – Kharkov (Ukraine). – 2003. – P. 470–472.
7. *Третьяков О. А.* Метод модового базиса // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31, № 6. – С. 1071–1082.
8. *Butrym A. Y., Zheng Y., and Tretyakov O. A.* Transient Diffraction on a Permittivity Step in a Waveguide: Closed-Form Solution in Time Domain // J. Electromagn. Waves Appl. – 2004. – Vol. 18, No. 7. – P. 861–876.
9. *Butrym A. Y. and Legenkiy M. N.* Charge Transport by a Pulse E-Wave in a Waveguide with Conductive Medium // Prog. Electromagn. Res. B. – 2009. – Vol. 15. – P. 325–346.
10. *Antyufeyeva M. S., Butrym A. Y., and Tretyakov O. A.* Transient Electromagnetic Fields in Cavity with Dispersive Double Negative Medium // Prog. Electromagn. Res. M. – 2009. – Vol. 8. – P. 51–65.
11. *Tretyakov O. A. and Dumin A. N.* Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator // Telecommunications and Radio Engineering. – 2000. – Vol. 54, No. 1. – P. 2–15.
12. *Butrym A. Y. and Kochetov B. A.* Mode Expansion in Time Domain for Conical Lines with Angular Medium Inhomogeneity // Prog. Electromagn. Res. B. – 2010. – Vol. 19. – P. 151–176.
13. *Taflove A. and S. C. Hagness.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. – Boston, London: Artech House, Inc., 2005. – 1025 p.

М. М. Легенький

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ОСОБЛИВОСТІ ІМПУЛЬСНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ БІКОНІЧНОЇ АНТЕНИ

Поля в біконічній лінії і у вільному просторі показано у вигляді розкладання за частотно-незалежними модами. Кожна мода має дисперсію, залежну від радіусу. Методом узгодження мод у часовій області розраховано імпульсне випромінювання біконічної антени. Виявлено, що введення діелектричного шару покращує характеристики антени і дозволяє отримати випромінюване поле з більш високою амплітудою.

M. N. Legenkiy

V. Karazin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

FEATURES OF BICONICAL ANTENNA
PULSE RADIATION

Fields in bicone line and in free space are presented in the form of expansion over frequency-independent modes. Each mode possesses the dispersion depending on radius. With the mode matching method, the bicone antenna pulse radiation is calculated. It is shown that introducing some dielectric layer improves the antenna characteristics and allows to obtain the radiated field with higher amplitude.

Статья поступила в редакцию 27.02.2015