

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

*Посвящается памяти Б.З. Каценеленбаума
в связи с его существенным вкладом
в развитие радиофизики в Грузии*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ ПОЛЯ МЕТОДОМ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2019 г. Р. С. Заридзе¹, *, В. А. Табатадзе¹, И. М. Петов-Дарсавелидзе¹, Г. В. Попов¹

¹Тбилисский государственный университет,
просп. Чавчавадзе, 3, Тбилиси, 0128 Грузия

*E-mail: revaz_zaridze@mail.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 11.02.2019 г.

Принята к публикации 09.04.2019 г.

Предложен численный алгоритм локализации сингулярностей поля, основанный на методе вспомогательных источников, с использованием функций, описывающих сходящиеся и расходящиеся волны. Исследована роль сингулярностей поля заданной диаграммы в задаче синтеза оптимальной антенны. Показано, что, размещая источники в найденных сингулярностях, можно получить желаемую диаграмму с минимальным реактивным полем. Представлены результаты проведенных численных и реальных экспериментов, подтверждающие правильность предложенного алгоритма.

DOI: 10.1134/S0033849419110263

ВВЕДЕНИЕ

Одной из прикладных проблем, связанной с решением задачи локализации сингулярностей, является нахождение точного местоположения области излучения поля от экранируемой поверхности [1, 2]. Несмотря на существование ряда работ, посвященных рассматриваемой задаче, их результаты, на наш взгляд, не являются исчерпывающими. Это связано с тем, что существующему в ближней зоне реактивному полю не уделяется достаточного внимания. В последнее время интерес к более детальному изучению реактивного поля вырос (см., например, [3, 4], а также указанные в них работы), и согласно нашим исследованиям его учет весьма важен при решении рассматриваемой задачи.

Как известно, поле от любого излучателя (антенны) состоит из областей ближнего и дальнего полей. Ближнее поле, в свою очередь, состоит из области реактивного поля и зоны Френеля, где формируется бегущая волна, распространяющаяся в дальнюю зону (рис. 1). Реактивное поле представляет собой стоячую, нераспространяющуюся часть поля. Если задано только дальнее поле, то, поскольку оно является аналитической функцией, можно однозначно определить и соответствующее ближнее поле, включая его сингулярности. В данной работе показано, что такое ближнее поле не содержит реактивной части, так как оно определяется лишь сформировавшейся бегущей волной. Численными

расчетами показано, что одно и то же дальнее поле может быть получено различными распределениями источников в ближней зоне за счет разного характера реактивного поля. При этом распределение сингулярностей данного поля единственно. Правильность данного утверждения была неоднократно подтверждена в работах авторов. Именно эта концепция лежит в основе метода вспомогательных источников (МВИ), согласно которой, распределяя вспомогательные источники на разных вспомогательных поверхностях, можно описать одно и то же дальнее поле.

Описанный в работе алгоритм позволяет по заданным значениям поля в зоне бегущей волны построить его аналитическое продолжение в

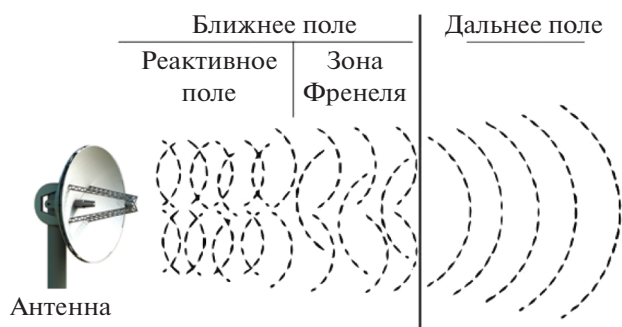


Рис. 1. Ближнее и дальнее поле.

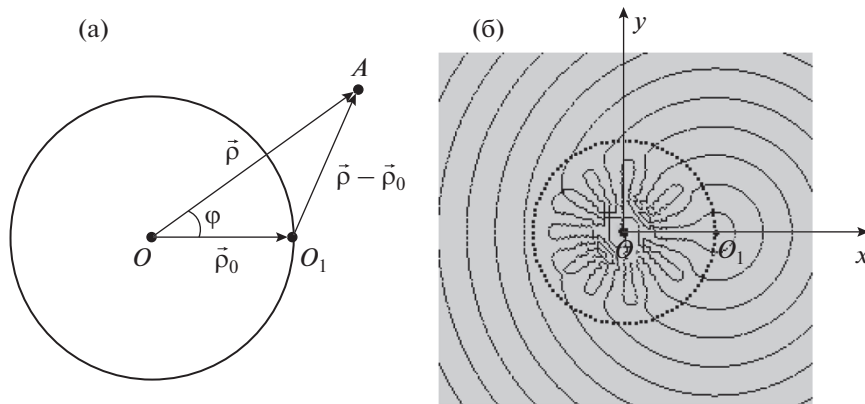


Рис. 2. Теорема сложения: а – геометрия, б – структура ближнего поля.

дальнюю и в ближнюю зону и найти его сингулярности [5–7]. Предложенный алгоритм был применен к задаче синтеза оптимальной антенны по заданной диаграмме, т.е. к нахождению минимальных значений токов и соответствующего реактивного поля, а также наилучшему согласованию на излучение [6, 7]. Указанная задача синтеза является довольно старой, но весьма актуальной. Существует много теоретических исследований этом в направлении (см., например, [8–13]), однако окончательного решения пока нет, и исследования продолжают. В работах [14–16] описан алгоритм использования МВИ применительно к двумерной задаче синтеза антенн. Показано, что существует оптимальное распределение источников, напрямую связанное с распределением сингулярностей поля заданной диаграммы. Сложность задачи заключается в том, что первоначально могут быть заданы только амплитудные характеристики поля в дальней зоне и соответствующая форма диаграммы направленности. При этом ничего не известно о фазовом распределении поля, имеющем большое значение при решении задачи. Кроме того, необходимо правильно определить поляризации источников, что также играет важную роль в трехмерном варианте задачи синтеза.

Проведенные в данной работе исследования были сосредоточены на двух направлениях: 1) изучение характера поля в ближней реактивной зоне, в зоне излучения, а также в переходной зоне Френеля; 2) изучение фазового распределения поля в дальней зоне, тесно связанного с заданной амплитудной диаграммой.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Активные источники и их оптимальное распределение

При синтезе антенны по заданной диаграмме излучения можно создать множество антенн, отличающихся пространственной формой, размерами

излучающей поверхности, а также характером ближнего реактивного поля. На практике задача сводится к отысканию самой оптимальной антенны, что подразумевает наименьшие значения токов в антенне, минимальную область реактивного поля, т.е. наилучшую согласованность антенны с открытым пространством. Из физических соображений следует, что всякое отличное от нуля поле где-то обязательно имеет сингулярности, которые можно рассматривать как источники этого поля, являющиеся центрами поверхностей равных фаз. Исходя из этого сингулярность поля часто называют активным источником. На конкретных примерах и приведенных ниже результатах численных экспериментов показано, что одно и то же дальнее поле (например, поле точечного источника) может быть получено различными распределениями источников в ближней зоне за счет различного характера реактивного поля. При этом распределение сингулярностей данного поля единственно и именно оно определяет самое оптимальное распределение источников поля заданной диаграммы.

Для подтверждения правильности сказанного выше приведем известную теорему сложения для цилиндрических функций и укажем ее физический смысл. Рассмотрим функцию Ганкеля нулевого порядка $H_0^{(2)}(k|\bar{\rho} - \bar{\rho}_0|)$ с центром в точке O_1 , отстоящим от начала координат O на фиксированное расстояние ρ_0 (рис. 2а). Такая функция, при временном множителе $\exp(i\omega t)$, описывает поле двумерного точечного источника O_1 , т.е. цилиндрическую волну излучения. Построим вокруг точки O окружность радиусом ρ_0 и допустим, что точка наблюдения A находится вне этой окружности. Согласно теореме сложения [17] функция Ганкеля в точке A может быть представлена рядом по функциям Ганкеля высших целочисленных порядков с полюсами в точке O :

$$H_0^{(2)}(k|\bar{\rho} - \bar{\rho}_0|) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(k\rho_0) H_m^{(2)}(k\rho) \exp(im\varphi). \quad (1)$$

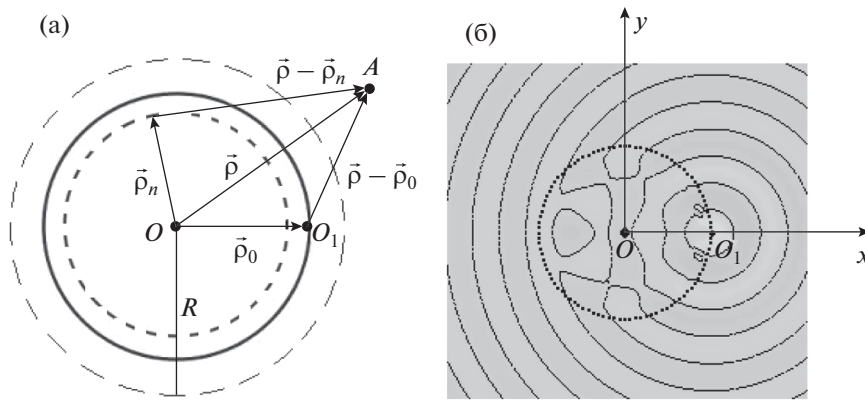


Рис. 3. Применение МВИ: а – геометрия, б – структура ближнего поля.

Функции вида $H_m^{(2)}(kr) \exp(im\phi)$, $|m| > 0$, описывают поля источников мультипольного типа, коэффициенты $J_m(k\rho_0)$ играют роль их амплитуд. Следовательно, совокупность мультипольных источников в начале координат, с амплитудами $J_m(k\rho_0)$, всюду вне окружности создает такое же поле, что и один точечный источник единичной амплитуды на этой окружности. При этом сингулярность поля описываемого рядом в правой части (1) находится в точке O_1 , а не в центре O . Таким образом, для получения диаграммы поля точечного источника можно использовать не только сам точечный источник, расположенный в точке сингулярности O_1 , но и совокупность смещенных в точку O мультипольных источников. Внутри окружности данный ряд расходится, и с математической точки зрения выражение внутреннего поля не имеет смысла. С точки зрения физики все же интересно выяснить его характер. Для этого в численных расчетах соответствующий бесконечный ряд был заменен суммой конечного числа членов. Полученная картина поля внутри и вне окружности приведена на рис. 2б. Детальное изучение внутреннего поля (при его анимации) показало, что оно имеет вид стоячей волны, характерный для реактивного поля. Вне окружности (включая и дальнюю зону) оно совпадает с полем точечного источника. Из сказанного легко заключить, что для получения соответствующего дальнего поля оптимальным будет использование точечного источника в точке O_1 вместо совокупности мультипольных источников в точке O .

Дополнительным примером, подтверждающим указанное предположение, является МВИ, который позволяет задать другое, приближенное представление поля $H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_0|)$ точечного источника вне окружности:

$$H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_0|) \approx \sum_{n=1}^N a_n H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_n|). \quad (2)$$

Функции $H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_n|)$, $n = 1, 2, \dots, N$ описывают поля точечных вспомогательных источников, расположенных на внутренней вспомогательной окружности радиусом $|\vec{\rho}_n| < \rho_0$ (рис. 3а). Коэффициенты разложения a_n определяются из условия сшивания полей $H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_0|)$ и $\sum_{n=1}^N a_n H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_n|)$ на внешней окружности радиусом $R > \rho_0$:

$$\sum_{n=1}^N a_n H_0^{(2)}(k|\vec{R}_m - \vec{\rho}_n|) = H_0^{(2)}(k|\vec{R}_m - \vec{\rho}_0|), \quad (3)$$

$$m = 1, 2, \dots, N,$$

где $\vec{R}_m$ – радиус-векторы точек коллокаций на этой окружности ($|\vec{R}_m| = R$). Количество вспомогательных источников N , а также радиусы $|\vec{\rho}_n|$ и R являются вспомогательными параметрами МВИ, от которых зависит точность приближенного равенства (2). Изучение внутреннего поля показывает, что оно также имеет вид стоячей волны с высокими амплитудными значениями (рис. 3б). Его структура отличается от структуры внутреннего поля теоремы сложения, однако это поле также приводит к формированию поля точечного источника во внешней области, включая и дальнюю зону. Для находящегося в точке A внешнего наблюдателя поле $\sum_{n=1}^N a_n H_0^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}_n|)$ с коэффициентами, определенными из условия (3), будет иметь одну-единственную сингулярность в точке O_1 в виде “светящейся” точки.

Приведенный анализ теоремы сложения, так же как и применение МВИ, обобщаются и на трехмерный случай. Приведенные выше примеры показывают, что источниками, распределенными в некоторой области, за счет высоких реактивных полей можно создать поле, сингулярности которого находятся вне этой области.

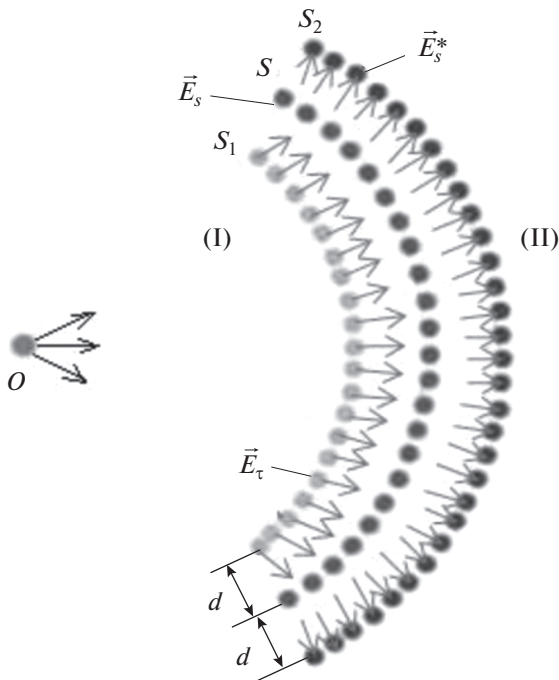


Рис. 4. Применение МВИ для поиска местоположения активных источников поля.

1.2. МВИ для определения местоположения активных источников поля

Решение задачи основано на свойстве аналитичности поля в области распространения и на единственности его аналитического продолжения [14–16]. Предположим, что электромагнитное поле $\vec{E}_S(\vec{r}_S)$ задано в N точках некоторой гладкой поверхности S ($\vec{r}_S \in S$), перпендикулярной к направлению распространения, в зоне бегущей волны (рис. 4). Задача заключается в восстановлении (аналитическом продолжении) этого поля по обе стороны от поверхности S . Решение задачи основано на принципе голографии, связанной с “запоминанием” на фотопластинке значений рассеянного от объекта поля в области его аналитичности. При просмотре фотопластинки (во время освещения) аналитическое продолжение поля вплоть до сингулярностей (изображения предмета) осуществляется визуально. В нашей задаче роль такой фотопластинки играет поверхность S с заданными на ней значениями амплитуд и фаз поля. Применение МВИ сводится к построению двух вспомогательных поверхностей S_1 и S_2 , подобных S , на определенном расстоянии d по обе стороны от нее (см. рис. 4). На этих поверхностях располагаются N вспомогательных источников, в виде двух комбинированных диполей (источников Гюйгенса) [18, 19] с неизвестными комплексными амплитудами, которые поляризованы вдоль взаимно перпендикулярных векторов $\vec{\tau}_1$, $\vec{\tau}_2$, касательных к S_1 и S_2 . Такое расположение позво-

ляет описать поле произвольной поляризации. Для полей комбинированных источников будем использовать обозначения $\vec{E}_{\tau_1}$ и $\vec{E}_{\tau_2}$.

Вспомогательные источники на поверхности S_1 , описывающие аналитическое продолжение поля в области II, являются источниками расходящихся волн. Если обозначить номер этого источника через n , то суммарное поле можно представить в виде

$$\vec{E}_{II}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \left[a_n \vec{E}_{\tau_1}(\vec{r}, \vec{r}_{S_1}^n) + b_n \vec{E}_{\tau_2}(\vec{r}, \vec{r}_{S_1}^n) \right], \quad (4)$$

где $\vec{r}_{S_1}^n \in S_1$, a_n и b_n — неизвестные комплексные амплитуды комбинированных источников. Вспомогательные источники на поверхности S_2 описывают аналитическое продолжение поля в области I и являются источниками сходящихся волн (стоками). Суммарное поле имеет вид

$$\vec{E}_I(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \left[c_n \vec{E}_{\tau_1}^*(\vec{r}, \vec{r}_{S_2}^n) + d_n \vec{E}_{\tau_2}^*(\vec{r}, \vec{r}_{S_2}^n) \right], \quad (5)$$

где $\vec{r}_{S_2}^n \in S_2$, а знак “*” обозначает комплексное сопряжение. Неизвестные комплексные амплитуды определяются из граничных условий сшивания полей вспомогательных источников с заданным полем вдоль касательных $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ к поверхности S :

$$\begin{aligned} (\vec{E}_I(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_1) &= (\vec{E}_S(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_1), \\ (\vec{E}_I(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_2) &= (\vec{E}_S(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_2), \\ (\vec{E}_{II}(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_1) &= (\vec{E}_S(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_1), \\ (\vec{E}_{II}(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_2) &= (\vec{E}_S(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\tau}_2), \end{aligned}$$

где $\vec{r}_S^m \in S$, $m = 1, 2, \dots, N$. Полученная таким образом система линейных уравнений решается численными методами, а аналитические продолжения полей находятся из выражений (4) и (5). Изучение аналитического продолжения $\vec{E}_I(\vec{r})$ позволяет определить местоположение сингулярностей поля. Поскольку при компьютерном моделировании положения сингулярностей определяются с точностью до длины волны, то нужно искать области с высокими значениями амплитуд поля, являющиеся центрами поверхностей равных фаз.

При построении аналитического продолжения важно правильно подобрать вспомогательные параметры. В работах [18, 19] показано, что при удалении вспомогательных поверхностей на расстояние $d = 0.3\lambda$ и более от исходной поверхности S алгоритм аналитического продолжения поля весьма эффективен. При этом число точек коллокаций $N/\lambda^2 = 25$ обеспечивает погрешность расчетов менее 3%, что весьма приемлемо. Практика применения МВИ показывает, что указанные значения вспомогательных параметров

являются оптимальными и пригодными при решении как прямых, так и обратных задач.

1.3. Применение МВИ к трехмерной задаче синтеза антенны

Предположим, что при некоторой частоте задана комплексная векторная диаграмма направленности поля $\vec{F}(\vartheta, \varphi)$ в дальней зоне с направленностью Ω_A и параметрами $\vartheta_{1r}, \vartheta_{2r}$ (рис. 5). Векторная функция $\vec{F}(\vartheta, \varphi)$ имеет только составляющие $F_\vartheta(\vartheta, \varphi)$ и $F_\varphi(\vartheta, \varphi)$. Задача заключается в нахождении соответствующего оптимального распределения источников этого поля. Используя известные [20] формулы расчета минимального радиуса реактивного поля и размеров апертуры по диаграмме направленности (рис. 5):

$$D_0 \approx 4\pi/\Omega_A, \quad R < 0.62\sqrt{D_0^3/\lambda},$$

$$A_{em} = \lambda^2 D_0/(4\pi),$$

построим полусферическую поверхность S_1 вспомогательных источников расходящихся волн, способную охватить минимальный размер апертуры антенны. В соответствии с описанным выше алгоритмом построим также поверхность S_2 вспомогательных источников сходящихся волн и поверхность S , на которой запишем условия сшивания полей. В первую очередь следует найти ближнее поле, которое в дальней зоне определяется заданной векторной функцией $\vec{F}(\vartheta, \varphi)$. Каждый вспомогательный источник на поверхностях S_1 и S_2 представляет собой пару комбинированных диполей, направленных вдоль касательных векторов $\vec{\vartheta}$ и $\vec{\varphi}$. В соответствии с выражениями (4) и (5) ближнее поле $\vec{E}_{II}(\vec{r})$ над поверхностью S_1 и $\vec{E}_I(\vec{r})$ под ней, запишем в виде

$$\vec{E}_{II}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \left[a_n \vec{E}_\vartheta(\vec{r}, \vec{r}_{S_1}^n) + b_n \vec{E}_\varphi(\vec{r}, \vec{r}_{S_1}^n) \right], \quad (6)$$

$$\vec{E}_I(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \left[c_n \vec{E}_\vartheta^*(\vec{r}, \vec{r}_{S_2}^n) + d_n \vec{E}_\varphi^*(\vec{r}, \vec{r}_{S_2}^n) \right]. \quad (7)$$

Учитывая, что выражение поля в дальней зоне связано с векторной диаграммой $\vec{F}(\vartheta, \varphi)$ известной формулой

$$\vec{E}(r, \vartheta, \varphi) \sim \frac{\exp(ikr)}{r} \vec{F}(\vartheta, \varphi), \quad (8)$$

неизвестные амплитуды a_n и b_n ($n = 1, 2, \dots, N$) поля $\vec{E}_{II}(\vec{r})$ определяются из решения системы уравнений

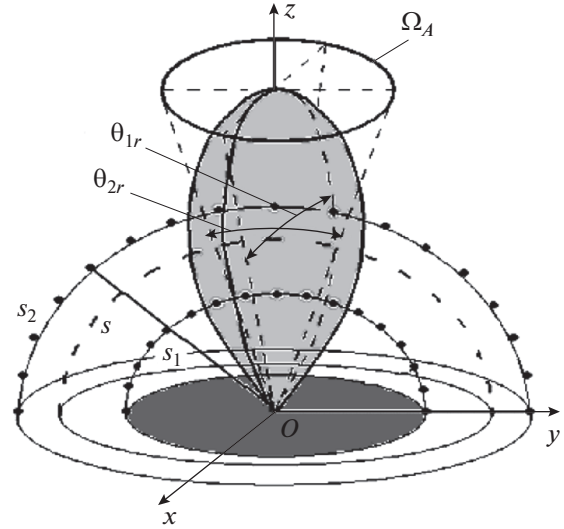


Рис. 5. Применение МВИ к трехмерной задаче синтеза антенны.

$$\sum_{n=1}^N \left[a_n \left(\vec{E}_\vartheta(\vec{r}_m, \vec{r}_{S_1}^n) \cdot \vec{\vartheta}_m \right) + b_n \left(\vec{E}_\varphi(\vec{r}_m, \vec{r}_{S_1}^n) \cdot \vec{\vartheta}_m \right) \right]_{r \gg \lambda} =$$

$$= \frac{\exp(ikr)}{r} F_\vartheta(\vartheta_m, \varphi_m),$$

$$\sum_{n=1}^N \left[a_n \left(\vec{E}_\vartheta(\vec{r}_m, \vec{r}_{S_1}^n) \cdot \vec{\varphi}_m \right) + b_n \left(\vec{E}_\varphi(\vec{r}_m, \vec{r}_{S_1}^n) \cdot \vec{\varphi}_m \right) \right]_{r \gg \lambda} =$$

$$= \frac{\exp(ikr)}{r} F_\varphi(\vartheta_m, \varphi_m),$$

где $\vec{r}_m = \{r \sin \vartheta_m \cos \varphi_m, r \sin \vartheta_m \sin \varphi_m, r \cos \vartheta_m\}$, $m = 1, 2, \dots, N$. После этого ближнее поле $\vec{E}_{II}(\vec{r})$ находится из выражения (6).

Следующим шагом должно быть нахождение поля $\vec{E}_I(\vec{r})$, которое является аналитическим продолжением уже известного поля $\vec{E}_{II}(\vec{r})$, в направлении, противоположном направлению распространения от поверхности S_2 , вплоть до сингулярностей. На поверхности S соответствующие касательные составляющие этих полей должны совпадать друг с другом, что служит граничными условиями для определения неизвестных амплитуд c_n и d_n :

$$\sum_{n=1}^N \left[c_n \left(\vec{E}_\vartheta^*(\vec{r}_S^m, \vec{r}_{S_2}^n) \cdot \vec{\vartheta}_S^m \right) + d_n \left(\vec{E}_\varphi^*(\vec{r}_S^m, \vec{r}_{S_2}^n) \cdot \vec{\vartheta}_S^m \right) \right] =$$

$$= \left(\vec{E}_{II}(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\vartheta}_S^m \right),$$

$$\sum_{n=1}^N \left[c_n \left(\vec{E}_\vartheta^*(\vec{r}_S^m, \vec{r}_{S_2}^n) \cdot \vec{\varphi}_S^m \right) + d_n \left(\vec{E}_\varphi^*(\vec{r}_S^m, \vec{r}_{S_2}^n) \cdot \vec{\varphi}_S^m \right) \right] =$$

$$= \left(\vec{E}_{II}(\vec{r}_S^m) \cdot \vec{\varphi}_S^m \right).$$

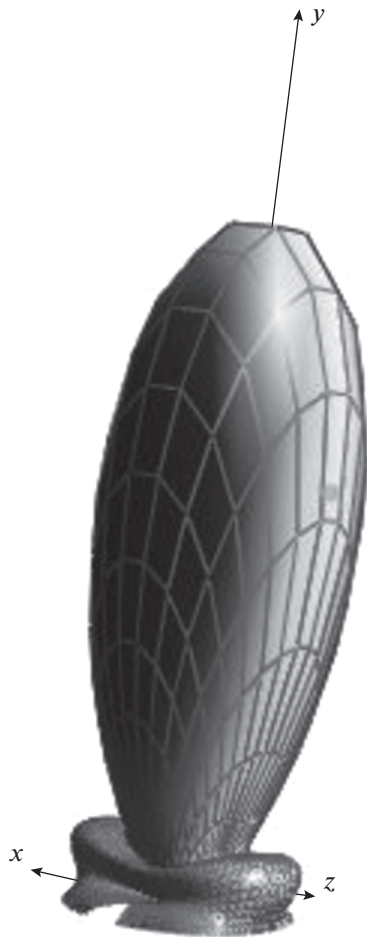


Рис. 6. Исходная диаграмма поля дифракции плоской волны на идеально проводящей сфере.

После решения этой системы уравнений, можно определить поле $\vec{E}_1(\vec{r})$ из выражения (7).

Построенная при помощи компьютерного моделирования картина поля $\vec{E}_1(\vec{r})$ показывает наличие областей (соразмерных с длиной волны), соответствующих сингулярностям. Далее, в центрах этих областей размещаем вспомогательные источники (комбинированные диполи) с неизвестными комплексными амплитудами, которые находятся из условия сшивания их суммарного поля на бесконечности с заданной диаграммой. Число неизвестных амплитуд меньше N , и получаемая таким образом система уравнений является переопределенной. Ее решение, так же как и решение предыдущих систем, осуществляется с использованием стандартной подпрограммы Math Kernel Library. Эти вспомогательные источники с найденными комплексными амплитудами и определяют антенну с заданной диаграммой направленности в дальней зоне. Оптимальность такой антенны, в смысле минимального реактивного поля, следует из того, что она найдена на основе диаграммы направленности в дальней зоне, где

поле не содержит реактивной части и имеет вид бегущей волны.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для проверки правильности описанного выше алгоритма нахождения сингулярностей рассеянного поля был создан программный пакет. Проверку проводили в два этапа. На первом рассматривали задачу определения дальнего поля по заранее подобранному распределению источников. На втором этапе осуществляли восстановление ближнего поля по найденной диаграмме и последующий поиск его сингулярностей. Были рассмотрены несколько вариантов исходного распределения источников с заранее подобранными амплитудами и фазами. Отметим, что в некоторых случаях найденное распределение сингулярностей не совпадало с исходным распределением источников. Это объясняется тем, что исходному распределению соответствовало более высокое реактивное поле и что оно не являлось оптимальным для данной диаграммы. Как было сказано выше, оптимальность обеспечивается расположением источников в точках сингулярностей поля.

На практике часто бывает необходимо создание антенны с узконаправленным излучением. Исследования показали, что направление максимального излучения при этом должно соответствовать направлению плавного запаздывания фазы поля в дальней зоне, что приводит к формированию луча. Для детальных исследований в качестве образца была рассмотрена узконаправленная диаграмма поля дифракции плоской волны на идеально проводящей сфере (в теневой части) (рис. 6). После нахождения ближнего поля и построения его аналитического продолжения было обнаружено наличие колец на рассматриваемой сферической поверхности, в точках которых значения амплитуд поля на два и более порядка превосходят соответствующие значения в остальных точках (рис. 7). При этом фаза поля на каждом последующем кольце противоположна фазе поля предыдущего кольца. Исследования проводили в пределах ka от 2 до 10 (a — радиус сферы). Было предположено, что найденные точки на кольцах и являются сингулярностями аналитического продолжения поля из теневой части. Другими словами, это “линии”, которые должен видеть наблюдатель, находящийся в теневой части. Расположив в этих точках вспомогательные источники (ориентированные вдоль соответствующих направлений векторов поля (рис. 7)) и определив их амплитуды указанным в разд. 1 методом, удалось получить излучение с такой же направленностью, что и у исходной диаграммы (рис. 8).

Полученный результат является дополнением к результатам работ [14, 15], где были рассмотрены сингулярности аналитического продолжения

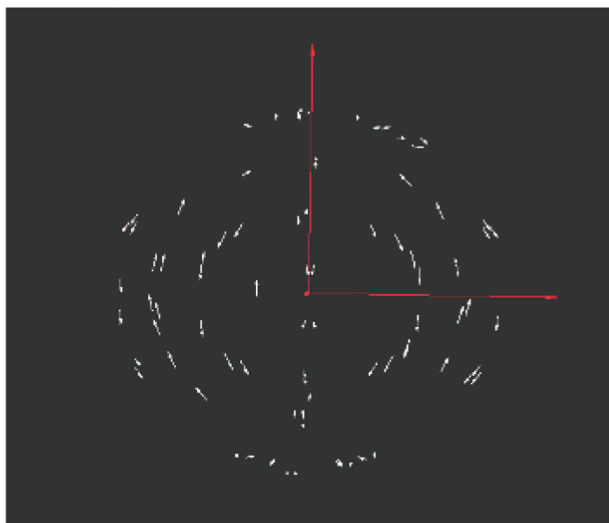


Рис. 7. Векторы напряженности электрического поля на кольцах в фиксированный момент времени.

поля, рассеянного лобовой частью рассеивателя. Было показано, что найденные сингулярности распределены внутри рассеивателя вдоль соответствующей каустической поверхности. Теперь же рассматривается диаграмма поля дифракции на сфере, что представляет собой дальнее поле теневой части. Как показывают результаты расчетов, распределение сингулярностей резко отличается от случая рассеяния лобовой частью. В данном случае они находятся на поверхности рассеивателя в виде точек вдоль найденных колец.

Было интересно выяснить возможность замены точечных источников вдоль колец на сфере непрерывными токами, что могло обеспечить проектирование соответствующей антенны при проведении реального эксперимента. При помощи той же программы была смоделирована систе-



Рис. 8. Полученная диаграмма колец.

ма проводящих колец с токами (рис. 9а). Питание этих колец от переменного источника напряжения осуществляли по схеме, приведенной на рис. 9б. Соответствующий сдвиг фазы токов на каждом кольце обеспечивали геометрией и расположением колец на сфере. Исследование показало, что и в этом случае излучаемое поле имеет такую же направленность в дальней зоне (рис. 10).

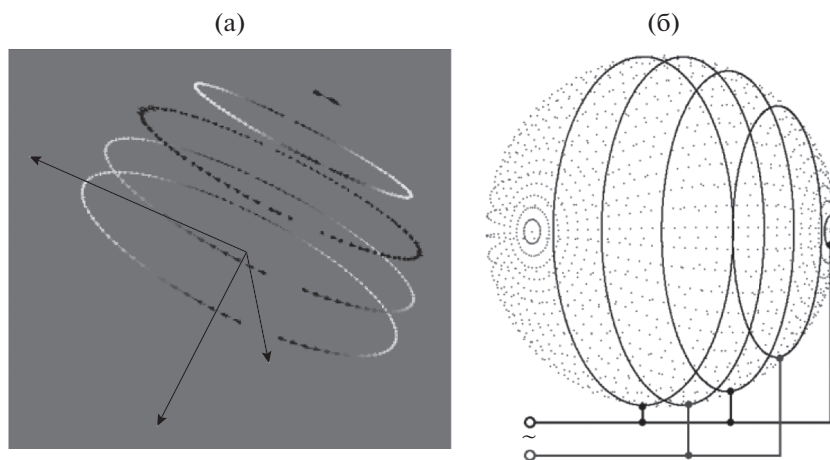


Рис. 9. Изучение характера токов: а — распределение токов вдоль колец (стрелки показывают их направления), б — смоделированные круговые кольца и схема подачи питания.



Рис. 10. Полученная диаграмма направленности.

Наличие малых боковых лепестков обусловлено излучением источника питания.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для проведения реального эксперимента был создан прототип антенны (рис. 11). Диэлектрический каркас с кольцами был изготовлен на трехмерном принтере. Вдоль соответствующих колец были намотаны провода. При возбуждении токов вдоль этих проводов ожидали получить излучение с исходной диаграммой направленности. Параметры антенны были следующими: радиус полусферы 94 мм; относительная диэлектрическая проницаемость материала 2; диаметр проволок 1.5 мм; размеры колец – 22, 105, 160, 187 и 188 мм; расстояние между кольцами 23.5 мм. При питании колец генератором по схеме (см. рис. 96) автоматически обеспечивали необходимый сдвиг фаз.

С помощью анализатора цепей Agilent h/p 8722ES была измерена частотная характеристика параметра S_{11} антенны (рис. 12). В диапазоне частот 0.75–1.2 ГГц наблюдались два резонанса, что означает довольно хорошее согласование антенны с открытым пространством в этом диапазоне. Параметр S_{11} оказался чувствительным к наличию посторонних (поглощающих) предметов (например, руки) только в направлении излучения перед антенной, что подтвердило узконаправленность излучения.



Рис. 11. Прототип антенны на держателе.

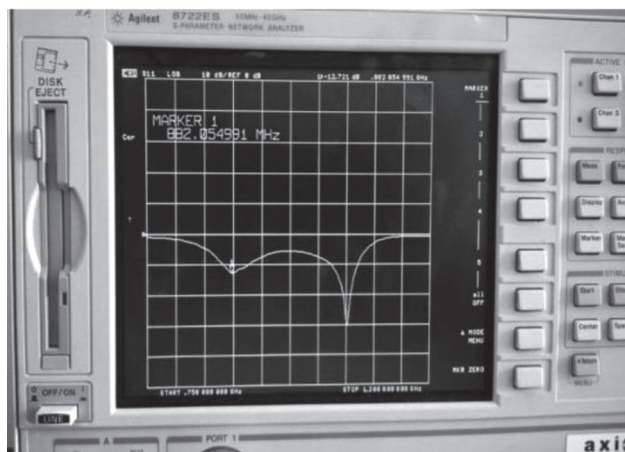


Рис. 12. Измеренная частотная характеристика параметра S_{11} прототипа антенны.

Для измерения диаграммы излучения прототипа антенны был создан специальный держатель с шаговым двигателем, позволяющий поворачивать антенну вокруг вертикальной оси на 360° (см. рис. 11). Вращение антенны вокруг горизонтальной оси пошагово осуществляли вручную. Измерительная система состояла из генератора

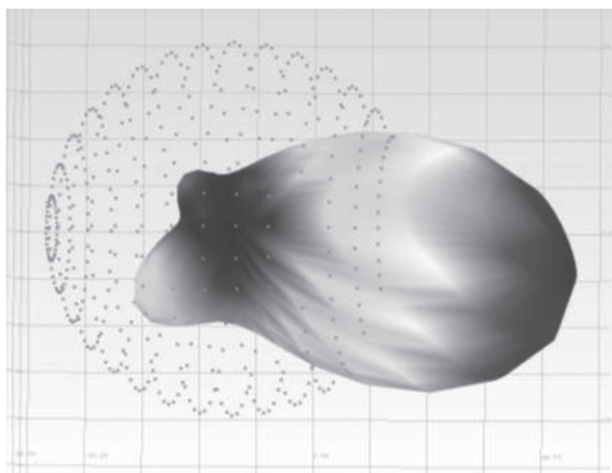


Рис. 13. Измеренная диаграмма антенны.

высокой частоты 0.8 ГГц, детектора и усилителя постоянного тока с коэффициентом усиления 100. Излученное поле измеряли на расстоянии 5 м от антенны приемником, расположенным в открытом окне. Система передавала измеренные данные в компьютер, на монитор которого выводили соответствующую форму диаграммы направленности. Усредненный вид измеренной диаграммы приведен рис. 13. Эксперимент подтвердил узкую направленность излучения, наличие минимального реактивного поля в непосредственной близости от антенны и, тем самым, подтвердил правомерность предложенного алгоритма.

Асимметрию в диаграмме направленности можно объяснить наличием провода, подающего питание к кольцам, а также излучением коаксиального кабеля, подведенного к антенне. Кроме того, в реальном эксперименте проводили измерения поля в зоне Френеля, в то время как при моделировании рассматривали только дальнее поле. Предположительно, этим можно объяснить небольшое отличие между расчетными и измеренными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен численный алгоритм поиска сингулярностей рассеянного поля, предполагающий использование функций расходящихся и сходящихся полей, на основе МВИ. Основное внимание акцентируется на том, что одно и то же дальнее поле может быть получено различными распределениями источников. При этом дальнее поле имеет одну и ту же область сингулярности. Показано, что источниками, распределенными в некоторой области, можно создать поле, сингулярности которого находятся вне этой области. Предложенный алгоритм применен к частной задаче синтеза оптимальной антенны по заданной

исходной диаграмме направленности. Поскольку алгоритм является численным, то его можно применить и к диаграммам сложной формы, когда нет возможности задать ее аналитически.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maheshwari P., Khilkevich V., Pommerenke D. et al. // Technical Papers 2014 IEEE Int. Symp. on Electromagnetic Compatibility. Raleigh. 4–8 Aug. N.Y.: IEEE, 2014. P. 7.
2. Pan J., Gao X., Fan J. // IEEE Trans. 2015. V. EMC-57. № 4. P. 693.
3. Ding D., Xia J., Yang L., Ding X. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2018. V. 60. № 1. 2018. P. 27.
4. Michel A., Nepa P., Qing X., Ning Chen Z. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2018. V. 60. № 1. P. 14.
5. Vadachkoria N., Tabatadze V., Zaridze R., Petoiev I. // Proc. 2016 XXII Int. Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems in Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). Tbilisi. 26–29 Sep. N.Y.: IEEE, 2016. P. 133.
6. Tabatadze V., Zaridze R., Petoiev I. et al. // Proc. 2015 XXth Int. Seminar / Workshop Direct and Inverse Problems in Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). Lviv. 21–24 Sep. N.Y.: IEEE, 2015. P. 85.
7. Zaridze R., Tabatadze V., Petoiev I., Tchabukiani T. // Proc. 2015 IEEE Int. Conf. on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COM-CAS). Tel-Aviv 2–4 Nov. N.Y.: IEEE, 2015. P. 100.
8. Войтович Н.Н. // РЭ. 1972. Т. 17. № 12. С. 2491.
9. Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Пангонис Л.И., Сивов А.Н. Способ синтеза антенны по заданной диаграмме излучения. А.с. СССР № 810027. Оpubл. Б.И. № 5 07.02.1982.
10. Hamici Z., Ismail T.H. // Progress in EM Research C. 2009. V. 11. P. 21.
11. Слюсар В. // Первая миля. 2008. № 6. С. 16; 2009. № 1. С. 22. http://www.lastmile.su/files/article_pdf/2/article_2140_890.pdf; http://www.lastmile.su/files/article_pdf/2/article_2056_978.pdf.
12. Guney K., Basbug S. // Electromagnetics. 2014. V. 34. № 2. P. 67.
13. Yaghjian A.D., Hansen T.B., Devaney A.J. // Radio Science. 2000. V. 35. № 2. P. 417.
14. Zaridze R., Bit-Babik G., Tavzarashvili K. et al. // IEEE Trans. 2002. V. AP-50. № 1. P. 50.
15. Zaridze R., Bit-Babik G., Karkashadze D. et al. The Method of Auxiliary (MAS) Sources, Solution of propagation, Diffraction and Inverse Problems using MAS. Athens: Inst. of Communication and Computers Systems, 1998. <http://lae.tsu.ge/images/pdf/Yellow.pdf>
16. Zaridze R.S., Petoiev I.M., Tabatadze V.A., Poniava B.V. // Proc. 2015 XVIII Int. Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems in Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). Lviv. 23–26 Sep. N.Y.: IEEE, 2013. P. 13.
17. Страттон Дж. Теория электромагнетизма. М.: ОГИЗ, 1948. С. 383.
18. Петовев И.М., Табатадзе В.А., Заридзе Р.С. // РЭ. 2013. Т. 58. № 5. С. 451.
19. Петовев И.М., Табатадзе В.А., Какулия Д.Г., Заридзе Р.С. // РЭ. 2015. Т. 60. № 4. С. 333.
20. Balanis C.A. Antenna Theory: Analysis and Design. Hoboken: John Wiley & Sons, 2005.