

Дипольная аппроксимация электрически малой рамочной антенны

В. И. Лукьянов, Р. Р. Шаммасов

*Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений,
г. п. Менделеево, Московская обл., Россия, e-mail: volemir@vniiftri.ru*

Рассмотрен элементарный магнитный излучатель для аппроксимации переменного магнитного поля электрически малой излучающей рамочной антенны. Исследованы частотные границы применимости стационарной дипольной модели. Получены приближённые формулы, характеризующие отличие магнитного поля круглой рамочной антенны от магнитного поля эквивалентного ей точечного источника.

Ключевые слова: магнитное поле, магнитный дипольный момент, дипольная модель, точечный источник магнитного поля, рамочная антенна.

При описании источников стационарного и квазистационарного магнитных полей широко используется дипольная модель [1, 2]. При этом источник аппроксимируется точечным магнитным диполем (элементарным магнитным излучателем), а в качестве основного измеряемого параметра, характеризующего источник, берётся его дипольный магнитный момент. Единство измерений магнитного момента обеспечивает Государственный первичный эталон единиц магнитной индукции, магнитного потока, магнитного момента и градиента магнитной индукции ГЭТ 12–2011 [3]. В этом эталоне одной из воспроизводимых величин в частотном диапазоне от 0 до 20 кГц является магнитный момент. На более высоких частотах единство измерений магнитных величин обеспечивает Государственный первичный эталон единицы напряжённости магнитного поля в диапазоне частот 0,01–30 МГц ГЭТ 44–2010 [4]. Государственная система измерения, воспроизведения и передачи единицы магнитного дипольного момента на этих частотах отсутствует. Это затрудняет использование дипольной модели и тормозит развитие методов нормирования и измерения характеристик источников переменных магнитных полей [5].

При эталонировании переменного магнитного поля в ГЭТ 44–2010 основными полеобразующими элементами являются электрически малые рамочные излучающие антенны с расчётными параметрами. Такие антенны также можно использовать и для создания эталонных мер магнитного момента. Это позволит дополнить перечень величин, воспроизводимых эталоном, единицей магнитного момента (ампер на метр в квадрате) и создать на базе ГЭТ 44–2010 систему обеспечения единства измерения этой единицы в диапазоне частот от 0,01 до 30 МГц.

Передача единицы напряжённости магнитного поля в ГЭТ 44–2010 производится методом компарирования на расстоянии, сравнимом с размерами эталонных и поверяемых антенн. При передаче единицы магнитного момента таким же способом возникает составляющая погрешности, обу-

словленная размерами антенн. Для оценки этой погрешности необходимо иметь возможность приближённого расчёта магнитного поля, при котором основным параметром было бы отношение размера антенны к расстоянию до точки компарирования.

Электромагнитное поле элементарного магнитного излучателя. В настоящей работе рассмотрим использование дипольной модели для аппроксимации переменного магнитного поля электрически малой излучающей рамочной антенны. В качестве основного элемента дипольной модели источника переменного магнитного поля возьмём элементарный магнитный излучатель (магнитный диполь Герца) с магнитным дипольным моментом $\mathbf{M}$, расположенный в центре сферической системы координат $O\alpha\theta$. Направление вектора магнитного момента выберем вдоль оси $\theta=0$.

Магнитное и электрическое поля такого источника описываются формулами [6]:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{|\mathbf{M}|}{4\pi} \left[\mathbf{r}_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{1}{r} + ik \right) \cos\theta + \right. \\ \left. + \theta_0 \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - k^2 \right) \sin\theta \right] e^{-ikr}; \quad (1)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \alpha_0 E_\alpha(r) = \alpha_0 |\mathbf{M}| \frac{\mu_0 \omega}{4\pi} \left(\frac{-i}{r^2} + \frac{k}{r} \right) \sin\theta e^{-ikr}, \quad (2)$$

где $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – векторы напряжённостей магнитного и электрического полей в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}$ и координатами r , α , θ ; $k = 2\pi/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ – волновое число; λ – длина волны; ϵ_0 , μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно; ω – угловая частота колебаний; i – мнимая единица; $\mathbf{r}_0$, α_0 , θ_0 – орты системы координат.

Исследуем структуру электрического и магнитного полей точечного излучателя вдоль наиболее характерных направлений $\theta=0$ и $\theta=\pi/2$ в зависимости от kr . Вдоль направления $\theta=0$ электрическое поле отсутствует. Согласно (1) магнит-

ное поле при $\theta=0$ имеет только r -компоненту и описывается формулой

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})|_{\theta=0} = r_0 H_r(r); \quad (3)$$

$$H_r(r) = \frac{|M|}{2\pi r^3} (1 + ikr) e^{-ikr}.$$

Нормируя выражение (3) на стационарное распределение при $k=0$, для магнитного поля вдоль оси $\theta=0$ получим

$$h_1 = \frac{|H_r(r)|}{|H_r(r, k=0)|}|_{\theta=0} = \sqrt{1 + (kr)^2}. \quad (4)$$

В плоскости $\theta=\pi/2$ магнитное поле имеет только θ -компоненту, а электрическое поле – только α -компоненту. Соответственно, для магнитного и электрического полей согласно (1), (2) запишем

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})|_{\theta=\pi/2} = \theta_0 H_\theta(r), \quad H_\theta(r) = \frac{|M|}{4\pi r^3} [1 + ikr - (kr)^2] e^{-ikr}; \quad (5)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r})|_{\theta=\pi/2} = \alpha_0 E_\alpha(r), \quad E_\alpha(r) = |M| \frac{\mu_0 \omega}{4\pi r^2} (-i + kr) e^{-ikr}. \quad (6)$$

Нормируя (5) на стационарное распределение при $k=0$, для магнитного поля в плоскости $\theta=\pi/2$ найдём

$$h_2 = \frac{|H_\theta(r)|}{|H_\theta(r, k=0)|}|_{\theta=\pi/2} = \sqrt{1 - (kr)^2 + (kr)^4}. \quad (7)$$

Электрическое поле охарактеризуем параметром e , представляющим собой отношение напряжённостей электрического и магнитного полей, нормированное на волновое сопротивление свободного пространства $W_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. В этом случае из (5), (6) запишем

$$e = \frac{|E_\alpha(r)|}{W_0 |H_\theta(r)|}|_{\theta=\pi/2} = kr \frac{\sqrt{1 + (kr)^6}}{1 - (kr)^2 + (kr)^4}. \quad (8)$$

Из (8) также можно получить приближённые выражения для e в ближней ($kr \ll 1$) и дальней зонах ($kr \gg 1$):

$$e \approx_{kr \ll 1} kr, \quad e \approx_{kr \gg 1} 1 + (kr)^{-2}. \quad (9)$$

Параметры h_1 , h_2 в зависимости от kr характеризуют отличие магнитного поля вдоль оси $\theta=0$ и в плоскости $\theta=\pi/2$, соответственно, от стационарных распределений поля ($kr=0$) для точечного источника. Параметр e описывает в плоскости $\theta=\pi/2$ электрическое поле. Таким образом, приближённо оценены указанные параметры в ближней и дальней зонах от источника. По полученным формулам можно определять частотные характеристики рассматриваемого источника, и использовать эти формулы для оценки погрешности и границ применимости стационарной модели в различных приложениях.

На рис. 1 приведены графики параметров h_1 , h_2 , e , рассчитанные соответственно по формулам (4), (7), (8). Верти-

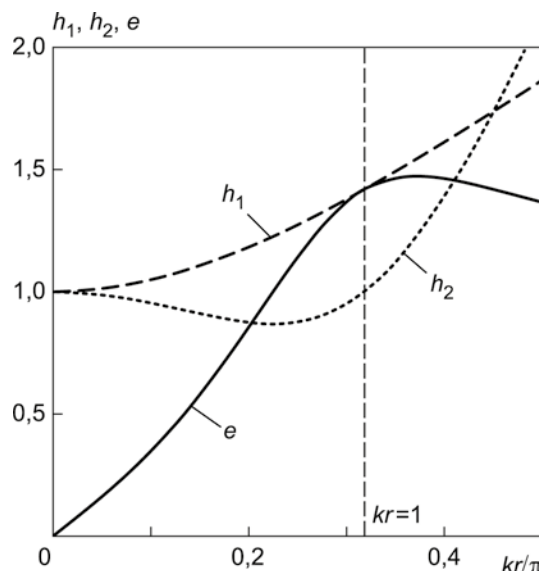


Рис. 1. Зависимость электрического и магнитного полей элементарного магнитного излучателя от kr

кальной пунктирной линией обозначена условная граница между дальней и ближней зонами ($kr=1$). Из графиков следует, что при $kr \leq 0,3$ погрешность стационарной модели не превышает 5 %. Вдоль оси $\theta=0$ погрешность положительная, а в плоскости $\theta=\pi/2$ – отрицательная. При малых kr по абсолютному значению погрешности близки друг к другу. Уменьшение kr приводит к квадратичному уменьшению погрешности.

При увеличении kr характер зависимости параметров h_1 и h_2 становится различным. В точках на оси $\theta=0$ наблюдается монотонный рост h_1 , переходящий в линейную зависимость при больших kr . В плоскости $\theta=\pi/2$ график h_2 вначале имеет минимум, а далее происходит быстрый квадратичный рост. Такое поведение связано с формированием в дальней зоне сферической волны, имеющей для рассматриваемого источника максимум излучения в плоскости $\theta=\pi/2$.

Параметр e , характеризующий электрическое поле, при малых kr уменьшается пропорционально kr ($e \approx 0,11$ при $kr=0,1$). Это означает, что при равных значениях напряжённости магнитного поля напряжённость электрического поля точечного источника равна 11 % от напряжённости электрического поля в плоской электромагнитной волне. При увеличении kr параметр e вначале достигает максимума ($kr \approx 1,2$; $e \approx 1,5$), а затем монотонно стремится к единице.

Магнитное поле круглой рамочной антенны. Перейдем теперь от точечного источника к излучателю конечных размеров. Рассмотрим излучающую рамочную антенну в виде бесконечно тонкого круглого контура радиусом b , по которому течёт одинаковый во всех точках контура переменный синусоидальный ток силой I . Определим для этой антенны границы применимости эквивалентной дипольной модели. Центр антенны поместим в центр рассматриваемой сферической системы координат $O\alpha\theta$. Плоскость антенны совместим с плоскостью $\theta=\pi/2$. Будем полагать, что радиус антенны мал по сравнению с расстоянием до точки наблюдения

($\gamma=b/r \ll 1$) и антенна электрически мала, т. е. мала по сравнению с длиной волны ($kb \ll 1$).

Дипольный магнитный момент известной (заданной) системы токов может быть определён по формуле [7]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \int_{V'} [\mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}')] dV', \quad (10)$$

где $\mathbf{M}$ – вектор магнитного дипольного момента; $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$ – плотность тока в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}'$; dV' – элемент интегрирования по области V' , занимаемой источником.

Для рассматриваемой рамочной антенны согласно (10) вектор магнитного дипольного момента $\mathbf{M}_b$ направлен параллельно оси $\theta=0$:

$$\mathbf{M}_b = \mathbf{r}_0 p b^2 I. \quad (11)$$

Согласно [8] векторный потенциал $\mathbf{A}_b(r, \theta)$ такой антенны во всех точках пространства, кроме самого контура, имеет только α -компоненту $A_{b\alpha}(r, \theta)$ не равную нулю, которую можно найти по формуле

$$A_{b\alpha}(r, \theta) = \frac{\mu_0 b I}{2\pi} \int_0^\pi \frac{e^{-ikR} \cos \alpha}{R} d\alpha, \quad (12)$$

где $R = \sqrt{r^2 + b^2 - 2br \sin \theta \cos \alpha}$.

Для нахождения напряжённости магнитного поля $\mathbf{H}_b(r, \theta)$ воспользуемся известной формулой [6]:

$$\mathbf{H}_b(r, \theta) = \mu_0^{-1} \text{rot} \mathbf{A}_b(r, \theta). \quad (13)$$

Запишем компоненты ротора вектор-функции в сферической системе координат и учтём, что для рассматриваемого источника r - и θ -компоненты векторного потенциала равны нулю. В результате из (13) получим

$$\mathbf{H}_b(r, \theta) = \mathbf{r}_0 H_{br}(r, \theta) + \theta_0 H_{b\theta}(r, \theta), \quad (14)$$

где

$$H_{br}(r, \theta) = \frac{1}{r} \left[A_{b\alpha}(r, \theta) \frac{\cos \theta}{\sin \theta} + \frac{\partial A_{b\alpha}(r, \theta)}{\partial \theta} \right];$$

$$H_{b\theta}(r, \theta) = -\frac{1}{r} A_{b\alpha}(r, \theta) - \frac{\partial A_{b\alpha}(r, \theta)}{\partial r}.$$

Подставим (12) в (14), учтём (11), дифференцируем подинтегральное выражение и получим

$$H_{br}(r, \theta) = \frac{|\mathbf{M}_b| \cos \theta}{2\pi^2 r b \sin \theta} \times \int_0^\pi \frac{e^{-ikR} \cos \alpha}{R} \left[1 + \frac{rb(1+ikR) \sin \theta \cos \alpha}{R^2} \right] d\alpha, \quad (15)$$

$$H_{b\theta}(r, \theta) = -\frac{|\mathbf{M}_b|}{2\pi^2 r b} \times$$

$$\int_0^\pi \frac{e^{-ikR} \cos \alpha}{R} \left[1 + \frac{r(1+ikR)(b \sin \theta \cos \alpha - r)}{R^2} \right] d\alpha. \quad (16)$$

Выражения (15), (16) позволяют рассчитать компоненты напряжённости магнитного поля рамочной антенны в произвольной точке пространства. Одномерные определённые интегралы, входящие в эти выражения, можно вычислить численными методами с помощью современных математических программных средств. Определим насколько магнитное поле, созданное такой антенной, отличается от поля эквивалентного точечного источника вдоль наиболее характерных направлений $\theta=0$ и $\theta=\pi/2$. При этом будем полагать, что эквивалентный точечный источник имеет то же значение вектора магнитного момента, что и рамочная антенна, а его положение совпадает с центром антенны.

Вдоль оси θ ($\theta=0$) не равна нулю только r -компонента магнитного поля. Раскроем возникающую при $\theta \rightarrow 0$ неопределённость вида $0/0$ и получим из (15) выражение для r -компоненты магнитного поля:

$$H_{rb}(r)|_{\theta=0} = \frac{|\mathbf{M}_b| (1+ikR_0)}{2\pi R_0^3} e^{-ikR_0}, \quad (17)$$

где $R_0 = \sqrt{r^2 + b^2}$.

Разделив (17) на выражение для поля точечного источника (3) и полагая $\mathbf{M}=\mathbf{M}_b$, найдём параметр η_1 , характеризующий отличие магнитного поля круглой рамочной антенны от магнитного поля эквивалентного ей точечного источника вдоль оси $\theta=0$:

$$\eta_1 = \frac{|H_{br}(r)|}{|H_r(r)|} \Big|_{\theta=0} = \frac{|1+ikr\sqrt{1+\gamma^2}|}{(1+\gamma^2)^{3/2} |1+ikr|}, \quad (18)$$

где $\gamma=b/r$.

Из (18) можно получить приближённые выражения для параметра η_1 в ближней и дальней зоне от источника при $\theta=0$:

$$\eta_1 \approx \frac{1}{(1+\gamma^2)^{3/2}} \left(1 + \frac{1}{2} \gamma^2 (kr)^2 \right) \approx 1 - \frac{3}{2} \gamma^2; \quad (19)$$

$$\eta_1 \approx \frac{1}{1+\gamma^2} \left(1 - \frac{\gamma^2 (kr)^{-2}}{2(1+\gamma^2)} \right) \approx 1 - \gamma^2. \quad (20)$$

В плоскости $\theta=\pi/2$ не равна нулю только θ -компонента магнитного поля. В этом случае, разделим выражение (16) на поле точечного источника (5), положим $\mathbf{M}=\mathbf{M}_b$ и получим параметр η_2 , характеризующий отличие магнитного поля круглой рамочной антенны от эквивалентного ей точечного источника в плоскости $\theta=\pi/2$.

$$\eta_2 = \frac{|H_{b\theta}(r)|}{|H_\theta(r)|} \Big|_{\theta=\pi/2} = \frac{2}{\pi \gamma} \times$$

$$\times \int_0^\pi \frac{\pi (\gamma^2 - \gamma \cos \alpha - ikr \rho (1 - \gamma \cos \alpha)) e^{-ikr \rho (1 - \gamma \cos \alpha)}}{\rho^3 (1 + ikr - (kr)^2)} \cos \alpha d\alpha, \quad (21)$$

где $\rho = \sqrt{1 + \gamma^2 - 2\gamma \cos \alpha}$.

Разложим подинтегральное выражение (21) в ряд по степеням γ и kr , удержим члены порядка γ^2 и $(kr)^2$ и получим приближённое выражение в ближней зоне от источника поля ($kr \ll 1$, $\gamma \ll 1$) для параметра η_2 :

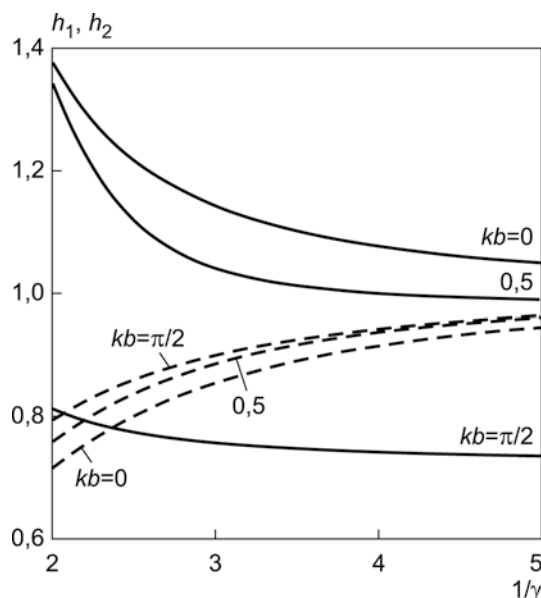


Рис. 2. Зависимость магнитного поля рамочной антенны от расстояния: — η_2 , ---- η_1

$$\eta_2 \approx 1 + \frac{1}{2}\gamma^2 \left(\frac{9}{4} + (kr)^2 \right) = 1 + \frac{9}{8}\gamma^2 + \frac{1}{2}(kb)^2. \quad (22)$$

В дальней зоне (при $kr \gg 1$, $kb \ll 1$, $\gamma \ll 1$), разложив подынтегральное выражение (21) в ряд по степеням kb , γ и $1/kr$, удерживая члены порядка γ^2 , $(kr)^{-2}$ и $(kb)^2$, получим

$$\eta_2 \approx 1 + \frac{1}{8}(\gamma^2 - (kb)^2) + 2(kr)^{-2} = 1 - \frac{1}{8}(kb)^2. \quad (23)$$

Параметры η_1 , η_2 характеризуют отличие магнитного поля круглой рамочной антенны вдоль оси $\theta=0$ и в плоскости $\theta=\pi/2$ от поля точечного источника. Сделаны приближённые оценки указанных параметров в ближней и дальней зоне от источника. Полученные формулы могут быть использованы для оценки погрешности дипольной модели.

Графики параметров η_1 , η_2 приведены на рис. 2. Зависимости рассчитаны соответственно по формулам (18), (21). Графики приведены для $kb=0$; $0,5$; $\pi/2$ в зависимости от $1/\gamma$ ($\gamma=r/b$), характеризующей относительное расстояние до точки наблюдения по сравнению с размером источника поля. Анализируя зависимости, получим, что если размер рамочной антенны мал по сравнению с длиной волны ($kb=0$), то на расстоянии более пяти радиусов антенны погрешность дипольной модели не превышает 6 %. Вдоль оси антенны погрешность отрицательная (–5,7 %) и по абсолютному значению несколько больше, чем в плоскости рамки (+4,7 %). Дальнейшее увеличение расстояния приводит к квадратичному уменьшению погрешности.

При увеличении kb характер зависимости параметра η_1 изменяется незначительно, т. е. дипольное приближение в направлении оси антенны может продолжать использоваться. В то же время параметр η_2 существенно изменяется. Это связано с тем, что в плоскости рамочной антенны лежит максимум её диаграммы направленности излучения, совпадающей на низкой частоте

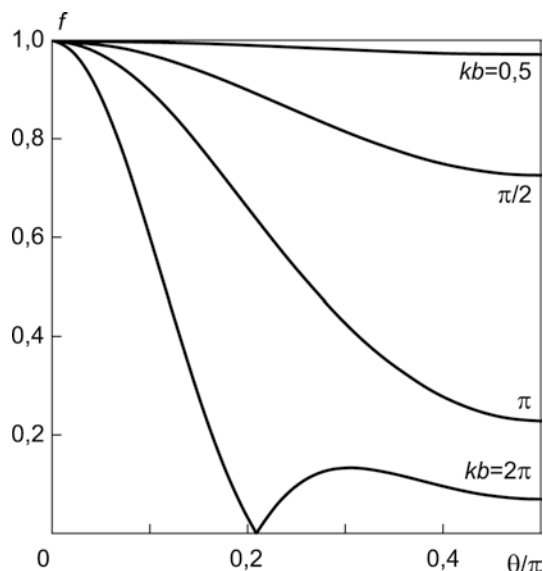


Рис. 3. Амплитудная диаграмма направленности рамочной антенны, нормированная на диаграмму элементарного излучателя

с диаграммой точечного источника. При увеличении kb антенна перестаёт быть электрически малой и начинает формироваться более сложная многолепестковая диаграмма, что и приводит к существенному изменению параметра η_2 в этом случае.

В дальней зоне (при $kr \gg 1$) у магнитного поля остается только θ -компонента, определяемая выражением (16), которое можно записать в виде

$$H_{b\theta}(r, \theta) \approx i \frac{|\mathbf{M}_b|}{2\pi^2 b} \frac{e^{-ikr}}{r} \int_0^\pi e^{ikb \sin \theta \cos \alpha} \cos \alpha d\alpha. \quad (24)$$

Учитывая тождество

$$e^{ikb \sin \theta \cos \alpha} = \cos(kb \sin \theta \cos \alpha) + i \sin(kb \sin \theta \cos \alpha),$$

решение определённого интеграла в (24) согласно [9] может быть найдено через функцию Бесселя 1-го порядка. Соответственно преобразуем (24) и получим

$$H_{b\theta}(r, \theta) = - \frac{k |\mathbf{M}_b|}{2\pi b} \frac{e^{-ikr}}{r} J_1(kb \sin \theta). \quad (25)$$

Данное выражение является строгим решением для магнитного поля тонкой круглой рамочной антенны радиусом b в дальней зоне при условии, что ток во всех точках контура антенны имеет постоянное значение.

Для точечного источника в дальней зоне из (1) получим

$$H_\theta(r, \theta) = - \frac{k^2 |\mathbf{M}_b|}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \sin \theta. \quad (26)$$

Разделив (25) на (26), найдём параметр

$$f(\theta) = \frac{H_{b\theta}(r, \theta)}{H_\theta(r, \theta)} \approx \frac{2J_1(kb \sin \theta)}{kb \sin \theta} \approx 1 - \frac{1}{8}(kb \sin \theta)^2, \quad (27)$$

характеризующий в дальней зоне отличие магнитного поля рамочной антенны от поля точечного источника.

Параметр $f(\theta)$, фактически является амплитудной диаграммой направленности рамочной антенны, нормированной на диаграмму направленности элементарного излучателя. На рис. 3 приведены графики этого параметра, рассчитанные по формуле (27) для различных значений $kb=0,5; \pi/2; \pi; 2\pi$ в зависимости от угла θ . Анализируя графики, получим, что в случае, когда размер рамочной антенны мал по сравнению с длиной волны ($kb < 0,5$), погрешность использования дипольной модели в дальней зоне не превышает 3 %. При изменении kb квадратично изменяется и погрешность. Увеличение kb за пределы значений более $\pi/2$ приводит к формированию сложной многолепестковой диаграммы направленности излучения антенны и поле в дальней зоне существенно изменяется по сравнению с точечным излучателем. В то же время, при малых значениях угла θ в точках, близких к оси антенны, погрешность дипольной модели по-прежнему остается малой.

Заключение. В настоящей работе исследованы пространственно-частотные характеристики элементарного магнитного излучателя как основного элемента дипольной модели электрически малой излучающей рамочной антенны. Для расчёта характеристик дипольной модели получены выражения в виде зависимостей от параметра kr , что позволяет определить частотные границы применимости стационарной дипольной модели. Выведены формулы, характеризующие отличие магнитного поля круглой рамочной антенны от эквивалентного ей точечного источника. Основным параметром в полученных выражениях является отношение размера источника поля к расстоянию до точки наблюдения. Получены приближённые выражения, когда антенна мала по сравнению с данным расстоянием. Рассмотрены поля в ближней и дальней зонах антенны. Выражения можно использовать для оценки погрешности передачи единицы магнитного момента между рамочными антеннами различных размеров.

Дипольная модель также дает возможность нормирования и измерения характеристик не только рамочных антенн, но и произвольных источников переменного магнитного поля как независимых объектов с помощью универсальной физической величины – дипольного магнитного момента. При этом важным дополнительным параметром дипольной аппроксимации является положение ее центра. Для рассмотренной в настоящей статье рамочной антенны выбор центра диполя очевиден – это центр симметрии антенны. Для произвольного заданного распределения тока выбор этой точки эквивалентен выбору начала системы координат в разложении векторного потенциала по мультиполям. Дипольное приближение будет наилучшим, если

начало системы координат выбрать так, чтобы квадрупольные члены разложения были минимальными или равными нулю. В случае если источник поля представляет собой некоторый закрытый объем с неизвестными и произвольно расположенными токами, для которого известно только значение вектора магнитного момента, поиск этой точки достаточно сложен. Для стационарных магнитных полей существуют методы определения параметров дипольной модели с помощью градиентных измерений.[1].

Литература

1. **Иванов Ю. М., Семенов В. Г.** Сравнительный анализ методов поиска источника магнитного поля дипольной модели // Измерительная техника. 2017. № 8. С. 49–54.
2. **Альравашдех Р.** Разработка модели внешнего магнитного поля для измерений его параметров, конфигурации и координат источника // Системи обробки інформації. Хárків. 2016. № 6 (143). С. 13–16.
3. **Шифрин В. Я., Хорев В. Н., Калабин В. Н., Воронцов С. Л., Шилов А. Е.** Государственный первичный эталон единиц магнитной индукции, магнитного потока, магнитного момента и градиента магнитной индукции // Измерительная техника. 2012. № 7. С. 3–7.
4. **Лукьянов В. И., Перепелкина Р. Н., Тищенко В. А.** Государственный первичный эталон единицы напряженности магнитного поля в диапазоне частот 0,01–30 МГц // Измерительная техника. 2011. № 12. С. 12–16.
5. **Тищенко В. А., Шаммасов Р. Р.** Нормирование магнитного поля радиопомех электрического светового оборудования // Технологии электромагнитной совместимости. 2014. № 3 (50). С. 10–14.
6. **Никольский В. В., Никольская Т. И.** Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. С. 333, 121.
7. **Токатлы В. И.** Параметры источника непреднамеренных излучений электрически малых размеров // Исследования в области радиотехнических измерений: сб. науч. тр. ВНИИФТРИ. М.: ВНИИФТРИ, 1988. С. 30–37.
8. **Frank M. Greene.** The Near-Zone Magnetic Field of a Small Circular-Loop Antenna // J. Res. of the National Bureau of Standards. C. Eng. and Instrum. 1967. V. 71 C. No 4. P. 319–326.
9. **Градштейн И. С., Рыжик И. М.** Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 416 с.

Дата принятия: 12.10.2018.

The dipole approximation of electrically small loop antenna

V. I. Lukyanov, R. R. Shammasov

Russian metrological institute of technical physics and radio engineering, Mendeleev, Moscow region, Russia,
e-mail: volemir@vniiftri.ru

An elementary magnetic emitter for approximation of an alternating magnetic field of an electrically small radiating loop antenna is considered. The frequency limits of applicability of the stationary dipole model are investigated. Approximate formulas characterizing the difference between the magnetic field of a circular loop antenna and its equivalent point source are obtained.

Key words: magnetic field, magnetic dipole moment, dipole model, point magnetic field source, loop antenna.