

09

Учет диаграммы направленности реального облучателя для линзы Люнеберга

© Д.В. Шанников, С.В. Кузьмин

С.-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: shandv@pochtamt.ru, kuzminsv@pochtamt.ru

Поступило в Редакцию 28 мая 2003 г.

Рассмотрен способ учета диаграммы направленности реального облучателя линзы Люнеберга. Поле облучателя с известной диаграммой направленности раскладывается в ряд по сферическим гармоникам. В результате появляется возможность вводить в строгое электродинамическое решение задачи о линзе Люнеберга диаграммы направленности реальных облучателей, что существенно уточняет математическую модель антенны.

В радиотехнических системах СВЧ диапазона применяются самые разнообразные типы антенн, в том числе линзовые. Одним из типов линзовых антенн является линза Люнеберга. Это сферическая линза с непрерывно изменяющимся вдоль радиуса показателем преломления. Как и всякая линза, она позволяет сравнительно легко создавать такое распределение поля по раскрытию, которое обеспечит диаграмму направленности с малым уровнем боковых лепестков, без перестройки работает в широкой полосе частот, облучатель не экранирует излучения антенны. Кроме того, она обладает центральной симметрией, что позволяет осуществлять механическое сканирование или, используя несколько облучателей, формировать несколько независимых диаграмм направленности. Основными областями применения являются спутниковая связь и радиолокация.

Изготовить линзу Люнеберга довольно сложно. Поэтому переходят от непрерывного изменения показателя преломления к ступенчатому, т. е. от линзы Люнеберга к многослойной сферической линзе со слоями из однородного диэлектрика. Установлено, что достаточно небольшого числа слоев, чтобы характеристики многослойной линзы практически

не отличались от характеристик линзы Лüneберга [1,2]. При этом число слоев определяется соотношением [2]:

$$N \geq \text{int} \left(4.34 \log_2 \left(\frac{D}{\lambda} \right) - 8.74 \right),$$

где D — диаметр антенны.

Современная компьютерная техника позволяет вычислять поле, создаваемое многослойной сферической антенной-линзой, на основании строгого электродинамического решения задачи. Во многих статьях (например, [1–5]) приводится решение или подход к решению этой задачи. В них также содержится много результатов численных и физических экспериментов. Но везде в качестве облучателя для линзы используются электрический или магнитный диполи, либо источник Гюйгенса, либо их комбинация. Диаграмма направленности всей антенны в значительной степени зависит от диаграммы направленности облучателя [2]. В [2] в качестве облучателя используется круглая поверхность с известным распределением токов. При этом получается облучатель с диаграммой направленности, близкой к диаграмме направленности реального облучателя, например круглого рупора. В данной работе предлагается способ учета диаграммы направленности любого реального облучателя.

Подробное описание решения задачи для слоистой сферической линзы со слоями из однородного диэлектрика занимает много страниц. Поэтому будут изложены только основные моменты.

Во-первых, необходимо разложить поле источников в ряд по сферическим гармоникам [6]:

$$E_r = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} n(n+1) U_{rnm}^e,$$

где

$$U_{rnm}^e = P_n^m(\cos \vartheta) e^{-im\varphi} \begin{cases} h_n^{(2)}(kr) F_{nm}^{2e}, & r > r', \\ j_n(kr) F_{nm}^{1e}, & r < r' \end{cases}$$

и

$$\begin{aligned}
F_{nm}^{se} = & -\frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \cdot \frac{k}{4\pi\omega\varepsilon_a} \int_V \left\{ j_r^e \frac{n(n+1)}{r'} R_n^s(kr') P_n^m(\cos\vartheta') \right. \\
& + j_\vartheta^e \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' R_n^s(kr')) \frac{\partial P_n^m(\cos\vartheta')}{\partial\vartheta'} \\
& + j_\varphi^e \frac{im}{\sin\vartheta'} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' R_n^s(kr')) P_n^m(\cos\vartheta') \\
& \left. + j_\vartheta^m \frac{\omega\varepsilon_a m}{\sin\vartheta'} R_n^s(kr') P_n^m(\cos\vartheta') + j_\varphi^m i\omega\varepsilon_a R_n^s(kr') \frac{\partial P_n^m(\cos\vartheta')}{\partial\vartheta'} \right\} \\
& \times e^{im\varphi'} r'^2 \sin\vartheta' d\vartheta' dr' d\varphi',
\end{aligned}$$

где $(r', \vartheta', \varphi')$ — координаты стороннего тока, $R_n^1(kr') = j_n(kr')$ — сферическая функция Бесселя, $R_n^2(kr') = h_n^{(2)}(kr')$ — сферическая функция Ганкеля. Для радиальной составляющей магнитного поля соотношения аналогичны.

Записав все формулы и проведя не сложные, но громоздкие вычисления, можно получить выражение для продольной компоненты электрического поля E_r круглой излучающей поверхности (радиус поверхности — R , угол ϑ отсчитывается от оси, проходящей через начало координат и центр поверхности), отнесенной от начала координат на расстояние b :

$$\begin{aligned}
E_r = & j_0 \frac{e^{-ikr}}{r^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) I_n e^{in\frac{\pi}{2}} \\
& \times \left(\frac{i}{4\pi\omega\varepsilon_a b} \frac{\partial(bj_n(kb))}{\partial b} + \frac{120\pi}{4\pi} j_n(kb) \right) P_n^1(\cos\vartheta) \cos\varphi,
\end{aligned}$$

где

$$I_n = -\frac{2\pi}{n(n+1)} \int_0^{\vartheta_0} \left((1 - \cos\vartheta) P_n^1(\cos\vartheta) - n(n+1) P_n^0(\cos\vartheta) \right) f(\vartheta) d\vartheta,$$

при этом токи на поверхности задаются следующим образом:

$$j_{\vartheta}^e = j_0 \frac{1}{r^2} f(\vartheta) \cos \varphi \delta(r - b),$$

$$j_{\varphi}^e = -j_0 \frac{1}{r^2} f(\vartheta) \sin \varphi \delta(r - b),$$

где $f(\vartheta)$ — амплитудно-фазовое распределение токов по поверхности.

Если исключить из формулы для поля I_n , то это будет выражение для радиальной составляющей поля источника Гюйгенса. Радиальная составляющая поля любого другого облучателя будет записываться той же формулой, но с другими I_n .

Поперечная компонента поля для некоторого облучателя, отнесенного на расстояние b от начала координат, имеющего диаграмму направленности $F(\vartheta)$, дается соотношением

$$E_{\vartheta} = C \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{F(\vartheta)}{(1 - \cos \vartheta)} (1 - \cos \vartheta) e^{ikb \cos \vartheta} \cos \varphi.$$

Продольная компонента поля будет

$$E_r = C \frac{e^{-ikr}}{r^2} \frac{F(\vartheta)}{(1 - \cos \vartheta)} \sin \vartheta \sqrt{1 + \left(\frac{kb}{2} (1 - \cos \vartheta)\right)^2} e^{ikb \cos \vartheta} \cos \varphi.$$

Разложим E_r в ряд по сферическим гармоникам [7]:

$$E_r = C \frac{e^{-ikr}}{r^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \int_0^{\pi} e^{ikb \cos \vartheta} \frac{F(\vartheta)}{(1 - \cos \vartheta)} \sin^2 \vartheta \times \sqrt{1 + \left(\frac{kb}{2} (1 - \cos \vartheta)\right)^2} P_n^1(\cos \vartheta) d\vartheta \cos \varphi.$$

Приравняем формулу для E_r излучающей поверхности к E_r произвольного облучателя и получим искомое выражение для I_n :

$$I_n = \frac{C \int_0^{\pi} e^{ikb \cos \vartheta} \frac{F(\vartheta)}{(1 - \cos \vartheta)} \sin^2 \vartheta \sqrt{1 + \left(\frac{kb}{2} (1 - \cos \vartheta)\right)^2} P_n^1(\cos \vartheta) d\vartheta}{n(n+1) j_0 \left(\frac{i}{4\pi\omega\epsilon_0 b} \frac{\partial (b j_n(kb))}{\partial b} + \frac{120\pi}{4\pi} j_n(kb) \right)}.$$

Далее необходимо удовлетворить граничным условиям для каждой сферической гармоники и затем найти поперечные составляющие поля через продольные.

Поперечная составляющая электрического поля E_ϑ многослойной сферической антенны линзы со слоями из однородного диэлектрика записывается следующим образом:

$$E_\vartheta = \frac{j_0 k}{8\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left[\frac{1}{\omega \varepsilon_a b} \left(\sum_{n=1}^{\infty} C_n^{ee} \{P_n^2(\cos \vartheta) - n(n+1)P_n^0(\cos \vartheta)\} \right. \right. \\ \left. \left. + 2kb \frac{i}{\sin \vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^{me} P_n^1(\cos \vartheta) \right) \right. \\ \left. - 120\pi i \left(\sum_{n=1}^{\infty} C_n^{mm} \{P_n^2(\cos \vartheta) - n(n+1)P_n^0(\cos \vartheta)\} \right) \right. \\ \left. - \frac{2i}{kb \sin \vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^{em} P_n^1(\cos \vartheta) \right] \cos \varphi,$$

где

$$C_n^{ee} = \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(\frac{\partial(bj_n(kb))}{\partial b} + \frac{\partial(bh_n^{(2)}(kb))}{\partial b} \cdot a_n^e \right) e^{in\frac{\pi}{2}} \cdot I_n,$$

a_n^e — коэффициенты, получающиеся из граничных условий. Остальные C_n записываются аналогичным образом.

В качестве примера использования метода на рис. 1 и 2 сравниваются диаграммы направленности антенны и облучателя (нормировка на поле антенны) ($E_\vartheta(\varphi=0)$), $\vartheta_1 = 180 - \vartheta$, $D/\lambda = 5$ — диаметр линзы, $b = 1.1 \cdot D/2$ — расстояние до облучателя, $N = 14$ — число слоев в линзе, $\varepsilon_{14} = 1.1$ — диэлектрическая проницаемость внешнего слоя линзы.

На рис. 1, справа (1R), приведена диаграмма направленности антенны с облучателем в виде синфазной излучающей поверхности со спадающим к краям амплитудным распределением ($R = 0.6\lambda$ — радиус излучающей поверхности). Слева (1L) — диаграмма направленности антенны с облучателем, диаграмма которого является аппроксимацией диаграммы направленности излучающей поверхности полиномом пятой степени. Этот полином затем подставляется в формулу для I_n .

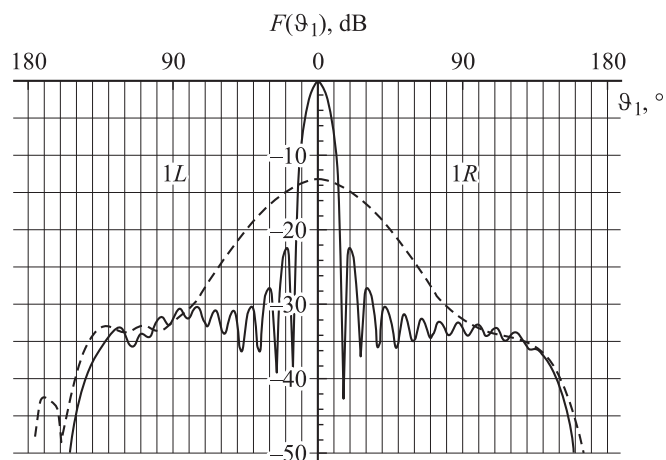


Рис. 1. Сравнение диаграмм направленности линзы Люнеберга, рассчитанных для облучателя в виде синфазной поверхности (справа) и по предлагаемой методике (слева). Пунктиром показаны соответствующие диаграммы облучателей.

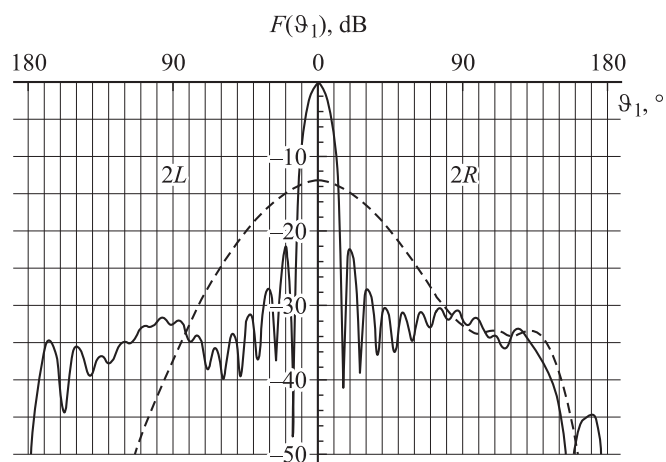


Рис. 2. Сравнение диаграмм направленности линзы Люнеберга, рассчитанных для заданных диаграмм облучателя. Слева — для аппроксимации, использованной в примере, показанном на рис. 1. Справа — для аппроксимации диаграммы реального облучателя.

На рис. 2, справа (2R), приведены диаграммы направленности, показанные на рис. 1 слева (1L). Слева (2L) — диаграмма направленности антенны с облучателем, диаграмма которого совпадает с диаграммой направленности излучающей поверхности в области углов, под которыми видна линза со стороны облучателя. В этой области диаграмма направленности излучающей поверхности аппроксимируется функцией $\exp\{-0.00067x^{1.85}\}$, которая затем подставляется в формулу для I_n . Уровень диаграммы облучателя на краю линзы ($\vartheta_1 = 65^\circ$) равен -12 dB, а излучение назад, как и для реальных облучателей, мало.

Таким образом, учет диаграммы направленности реального облучателя наиболее полно отражает картину происходящих в линзе явлений.

Список литературы

- [1] Hal Schrank, John R. Sanford // IEEE Antennas and Propagation Magazine. V. 37. N 1. February 1995.
- [2] Shannikov D.V., Kuzmin S.V. // 1 st IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications. 26–28 June 2002.
- [3] Сазонов Д.М., Фролов Н.Я. // ЖТФ. 1965. Т. 35. В. 6.
- [4] John R. Sanford // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. May 1994. V. 42. N 5.
- [5] Веденский А.Б., Захаров Е.Б., Скородумов А.И., Харланов Ю.Я. // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36. В. 4.
- [6] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.-Л.: Энергия, 1967.
- [7] Стреттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.: ОГИЗ, 1948.