

07

## Фазовые искажения в анизотропной линзе Люнеберга

© И.К. Мешковский, Д.В. Шанников

С.-Петербургский институт точной механики и оптики  
(Технический университет)  
E-mail: igorkm@spb.runner.ru

Поступило в Редакцию 29 мая 2002 г.

Приведен приближенный расчет фазового распределения поля на апертуре линзы и радиальных диэлектрических стержней и его влияния на диаграмму направленности антенны. Представлены результаты расчетов разности электрических длин для углов  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$  в предположении  $\Delta\epsilon = 0.2$ .

В последнее время появилось большое число работ (см., например, [4,5]), посвященных электродинамическому расчету сферических микроволновых линзовых антенн. Как правило, такие антенны состоят из набора сферических слоев, имеющих различную диэлектрическую проницаемость, что с определенной степенью точности обеспечивает требуемую зависимость диэлектрической проницаемости от радиуса, которая рассчитывается по законам геометрической оптики. В простейшем случае, когда диэлектрическая проницаемость внешнего слоя стремится к единице, эта зависимость описывается законом Люнеберга [3].

Изготовление сферических слоистых структур достаточно сложно. Поэтому практически для создания сферических линз используют искусственные диэлектрики различных типов [1,2]. В [2] предложено в качестве искусственного диэлектрика использовать расходящиеся из центра линзы диэлектрические стержни переменного по длине радиуса (рис. 1).

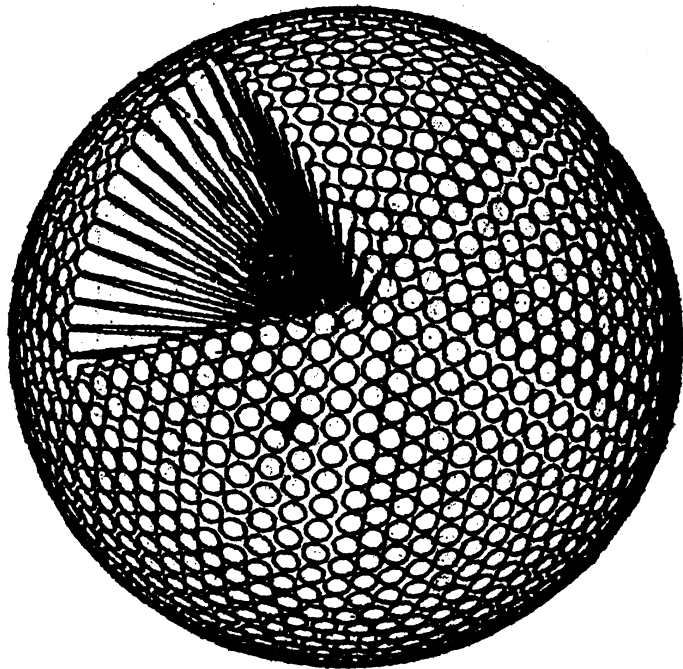


Рис. 1.

Подбором зависимости величины радиуса от длины можно обеспечить соответствие эффективной диэлектрической проницаемости требуемому закону. Однако при этом возникает проблема, связанная с тем, что созданная среда анизотропна, диэлектрическая проницаемость которой является тензором. По мере распространения электромагнитной волны в рассматриваемой линзе ориентация вектора электрического поля по отношению к осям диэлектрических стержней меняется, причем в разных сечениях линзы по-разному. Это приводит к нарушению центральной симметрии структуры и в результате к дефокусировке.

В настоящей работе приведен приближенный расчет фазового распределения поля на апертуре линзы из радиальных диэлектрических стержней и его влияния на диаграмму направленности антенны.

**1. Тензор диэлектрической проницаемости.** Рассмотрим бесконечную структуру из диэлектрических стержней постоянного по длине диаметра. Такая структура при соответствующем выборе диаметра и шага моделирует область внутри тела линзы, в пределах которой расходимостью стержней можно пренебречь. Если шаг структуры мал по сравнению с длиной волны, то эффективную диэлектрическую проницаемость можно рассчитать, используя квазистатическое приближение. Для случая, когда вектор электрического поля параллелен осям стержней:

$$\varepsilon_{eff\parallel} = 1 + d(\varepsilon - 1), \quad (1)$$

а когда перпендикулярен:

$$\varepsilon_{eff\perp} = \frac{\varepsilon + 1 + d(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 1 - d(\varepsilon - 1)}, \quad (2)$$

где  $d$  — относительное заполнение объема материалом стержней,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость этого материала.

Из этих соотношений следует, что максимальное различие между  $\varepsilon_{eff\perp}$  и  $\varepsilon_{eff\parallel}$  наступает при

$$d = \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1} \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{2}{\varepsilon + 1}} \right). \quad (3)$$

Отсюда

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{eff\parallel} - \varepsilon_{eff\perp} = d \cdot (1 - d) \cdot \frac{(\varepsilon - 1)^2}{\varepsilon + 1 - d \cdot (\varepsilon - 1)}, \quad (4)$$

что для  $\varepsilon = 2.5$  (материал типа полистирола) дает  $d = 0.57$  и  $\Delta\varepsilon = 0.215$ . Проведенные эксперименты при шаге  $0.3\lambda$  и  $\varepsilon = 2.5$  [7] подтвердили применимость приведенных соотношений. Знание  $\varepsilon_{eff\perp}$  и  $\varepsilon_{eff\parallel}$  позволяет записать тензор диэлектрической проницаемости среды рассматриваемого типа.

Пусть оси стержней параллельны плоскости, в которой лежит вектор электрического поля волны, распространяющейся в рассматриваемой среде. Тогда, используя [6], запишем выражение для эффективного коэффициента замедления этой волны:

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\sin^2 \gamma}{\varepsilon_{eff\parallel}} + \frac{\cos^2 \gamma}{\varepsilon_{eff\perp}}, \quad n_{eff}^2 = \varepsilon_{eff}, \quad (5)$$

где  $\gamma$  — угол между направлением распространения электромагнитного поля и осью стержня. Учитывая малость  $\Delta\epsilon$ , запишем

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_{av.} - \frac{\Delta\epsilon}{2} \cdot \cos 2\gamma. \quad (6)$$

Угол  $\gamma$  находится на основании уравнения луча в линзе

$$n_0 \sin \gamma_0 = rn(r) \sin \gamma(r), \quad (7)$$

где  $\gamma_0$  и  $n_0$  — известные значения угла и коэффициента преломления на входе или выходе луча из линзы.

Если в рассматриваемой линзе относительное заполнение объема  $d$  невелико, допустимо использовать линейную зависимость  $\epsilon_{eff}$  и  $n_{eff}$  от  $d$ :

$$\epsilon_{eff} = 1 + (\epsilon_{av.} - 1) \cdot \left(1 - \frac{\Delta\epsilon}{2} \cos 2\gamma\right), \quad (8)$$

$$n_{eff} = 1 + (n_{av.} - 1) \cdot \left(1 - \frac{\Delta\epsilon}{2} \cos 2\gamma\right). \quad (9)$$

**2. Фазовый набег волны в линзе с учетом анизотропии.** Учитывая, что анизотропия, как правило, мала, фазовое распределение на апертуре линзы может быть рассчитано приближенно. Будем полагать, что траектории лучей в анизотропной линзе мало отличаются от таковых в изотропной линзе, у которой  $n(r)$  совпадает с  $n_{av.}(r)$  для анизотропной линзы. Фаза поля на апертуре определяется электрической длиной луча от облучателя линзы до апертуры. Рассмотрим случай, когда  $n_{av.}(r)$  соответствует закону Люнеберга и обеспечивает синфазность поля на апертуре изотропной линзы. Тогда фазовая ошибка для анизотропной линзы будет определяться соотношением

$$\Delta L(\rho, \varphi) = \int_{l(\rho, \varphi)} (n_{eff}(l) - n_{av.}(l)) dl, \quad (10)$$

где  $\Delta L(\rho, \varphi)$  — изменение электрической длины луча,  $l(\rho, \varphi)$  — геометрический путь волны в пределах тела линзы,  $\rho$  и  $\varphi$  — полярные координаты точки на ее апертуре.

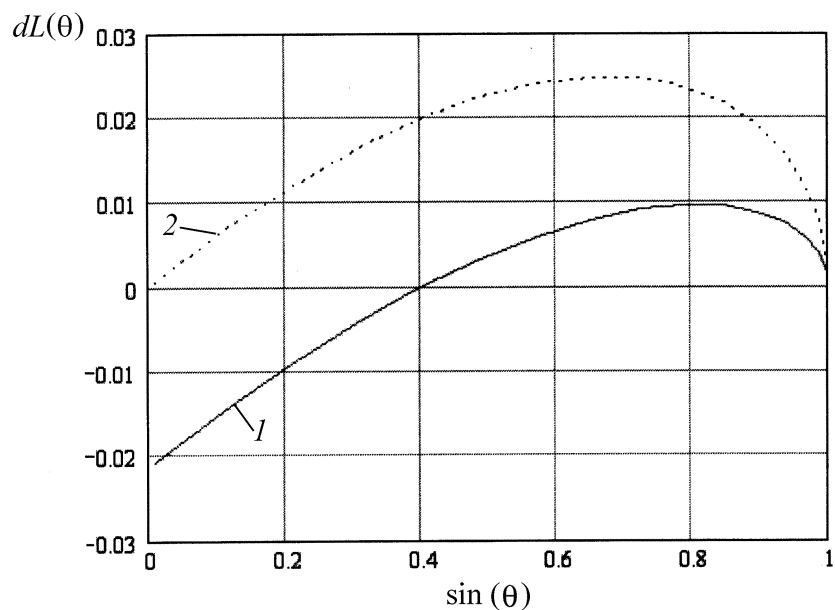


Рис. 2.

При проведении расчетов угол  $\varphi$  фиксируется. Для выбранного сечения рассматриваются две компоненты электрического поля, одна из которых лежит в этом сечении, а другая перпендикулярна ему. Очевидно, что для последней  $n_{eff}$  будет соответствовать случаю, когда  $\gamma = 0$ . В результате поле на апертуре будет не только не синфазно, но и эллиптически поляризовано.

Результаты расчетов разности электрических длин по (10) для углов  $\varphi = 0$  (кривая 1) и  $90^\circ$  (кривая 2) приведены на рис. 2 ( $\Delta\epsilon$  положено равным 0.2). Угол, равный 0, соответствует случаю, когда вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  лежит в рассматриваемом сечении, а  $90^\circ$ , когда  $\mathbf{E}$  перпендикулярно ему. Полученные результаты позволяют полностью описать структуру поля на апертуре для произвольного типа облучателя линзы.

## Список литературы

- [1] *Zimmerman K.A., Runyan D.L.* Luneberg Lens and Method of Constructing Same. Patent US N 5,677,796. Oct. 14, 1997.
- [2] *Мешковский И.К., Шанников Д.В.* Устройство для фокусировки. Патент РФ № 3333333. Октябрь 28, 2000.
- [3] *Morgan S.P.* // J. Appl. Phys. September 1958. V. 29. P. 1358–1368.
- [4] *Schrank H., Sanford J.* // IEEE Antennas and Propagation Magazine. February 1995. V. 37. N 1. P. 76–79.
- [5] *Greenwood A.D., Jin J.M.* // IEEE Antennas and Propagation Magazine. October 1999. V. 41. N 5. P. 9–17.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. 3-е изд., испр. М., 1992. 664 с.
- [7] *Шанников Д.В., Лебедев Б.Б.* // Материалы V Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы. Июнь 2001. СПб.: СПбГТУ, 2001. С. 135–136.