

УДК 621 376.67

О СИНТЕЗЕ АНИЗОТРОПНЫХ ЛИНЗ ЛЮНЕБУРГА

© 2024 г. В. А. Калошин^{a, *}, Буй Ван Чунг^b^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 25.03.2024 г.

После доработки 25.03.2024 г.

Принята к публикации 24.04.2024 г.

Предложены две методики синтеза линз Люнебурга на основе неоднородного анизотропного диэлектрика: с использованием итерационной процедуры и модели градиентной среды, а также с использованием рекуррентной процедуры и модели слоистой среды. В качестве примера применения предложенных методик проведен синтез двух вариантов цилиндрической линзы Люнебурга на основе кольцевой диэлектрической структуры. Показано, что методика на основе итерационной процедуры неустойчива при небольших величинах радиуса. С использованием численного моделирования методом конечных элементов проведен анализ двух вариантов линзовых антенн на основе цилиндрических линз Люнебурга, синтезированных с использованием слоистой модели и рекуррентной процедуры.

Ключевые слова: линза Люнебурга, анизотропный диэлектрик, геометроптический синтез

DOI: 10.31857/S0033849424120036, **EDN:** HNDHKP

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к многолучевым антеннам на основе линз Люнебурга [1–14]. Этот интерес обусловлен двумя обстоятельствами. Первое связано с появлением новых технологий, в том числе аддитивных, изготовления неоднородных диэлектриков, в том числе искусственных диэлектриков на основе диэлектрических и металлических периодических структур. Второе обстоятельство связано с необходимостью разработки широкополосных многолучевых антенн для базовых станций мобильной связи новых поколений.

Следует отметить, что искусственные диэлектрики на основе одномерно и двумерно квазипериодических структур обладают анизотропией, пространственной и частотной дисперсией. Неучет этих свойств при синтезе линзы приводит к фазовым aberrациям в ее апертуре, что ограничивает электрический диаметр линзы и, соответственно, коэффициент усиления линзовой антенны.

В работе [15] решение задачи синтеза анизотропной линзы Люнебурга ось сведено к функциональному уравнению в предположении известности закона изменения отношения компонентов тензора коэффициента преломления внутри линзы. Однако при

реализации конкретной конструкции анизотропной линзы этот закон, как правило, неизвестен.

В случае, когда вектор электрического поля ортогонален оси тензора диэлектрической проницаемости задача синтеза анизотропной цилиндрической линзы сводится к синтезу к синтезу изотропной линзы [16].

В данной работе рассмотрена задача синтеза анизотропной линзы Люнебурга, когда вектор электрического поля не ортогонален оси тензора диэлектрической проницаемости и без предположения об известности закона изменения отношения компонентов тензора коэффициента преломления внутри линзы.

1. СИНТЕЗ ЛИНЗЫ
МЕТОДОМ ИТЕРАЦИЙ

Рассмотрим задачу синтеза линзы Люнебурга радиусом R_L из неоднородного анизотропного диэлектрика, которая преобразует поле точечного источника, находящего в фокусе F вне или на поверхности линзы, в фокус F_1 вне линзы (рис. 1).

Задача синтеза заключается в определении зависимостей компонент тензора коэффициента преломления $n_r(R)$ и $n_\phi(R)$ для $0 < R < R_0$, причем

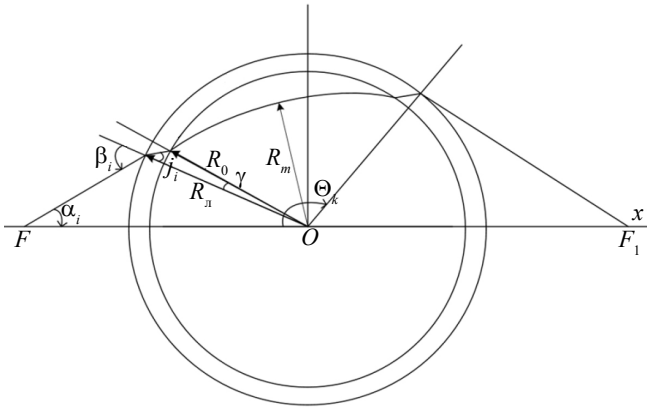


Рис. 1. Геометрия луча в линзе.

внутри оболочки ($R_0 < R < R_l$) эти величины предполагаются заданными. Все размеры в задаче будем нормировать на радиус линзы R_l , поэтому без ограничения общности далее полагаем $R_l = 1$.

В работе [15] решение задачи синтеза получено в виде

$$n_r(R) = \rho(R)/R, \quad (1)$$

при этом функция $\rho(R)$ определяется из функционального уравнения

$$\varphi(R) = f(\rho), \quad (2)$$

где

$$\varphi(R) = \int_{R_0}^R \frac{m(r)dr}{r}, \quad f(\rho) = \ln(\rho) + \Omega(\rho) - \Psi(\rho),$$

$$\Omega(\rho) = \frac{2}{\pi} \int_{R_0}^1 \arctg \sqrt{\frac{1-\rho^2}{N_r^2(r)-1}} \frac{m(r)dr}{r},$$

$$\Psi(\rho) = \omega(\rho, F) + \omega(\rho, F_1),$$

$$\omega(\rho, F) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^1 \frac{\arcsin(h/F)}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh,$$

$h = F \sin(\alpha)$ – лучевой параметр, α – угол выхода луча из источника (см. рис. 1), а функция $m(R) = n_\varphi(R)/n_r(R)$ предполагается заданной. Однако при реализации конкретной конструкции линзы эта функция, как правило, неизвестна.

В случае изотропной линзы $m(R) = 1$, $\varphi(R) = \ln(R/R_0)$ и уравнение (2) имеет явное решение

$$R/R_0 = \rho \exp(\Omega(\rho) - \Psi(\rho)). \quad (3)$$

Уравнения (1), (3) в параметрической форме описывают решение для закона изменения коэф-

фициента преломления $n(R)$, которое совпадает с известным решением Моргана для изотропной линзы Люнебурга с оболочкой [17].

Рассмотрим в качестве примера анизотропной линзы Люнебурга цилиндрическую линзу в виде квазипериодической кольцевой диэлектрической структуры с постоянным периодом, но меняющейся толщиной колец в зависимости от их радиуса (рис. 2).

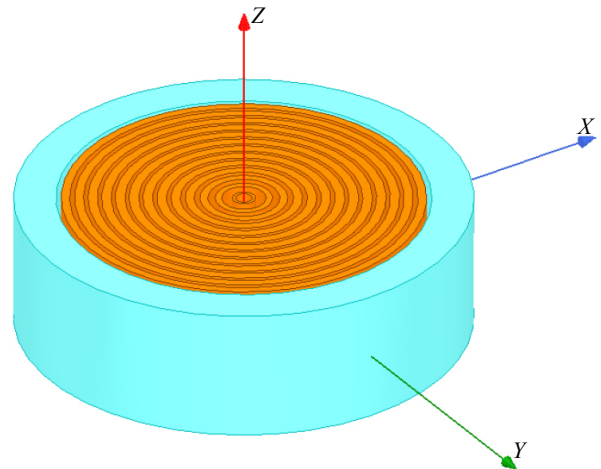


Рис. 2. Цилиндрическая линза Люнебурга.

В общем случае линза содержит оболочку с заданным законом изменения компонент тензора коэффициента преломления. Такая конструкция планарной линзы Люнебурга была предложена в работе [18] и в частном случае синтезирована и исследована в работе [16]. Однако синтез и анализ в [16] был проведен только для поляризации электрического поля параллельной оси симметрии линзы (оси X на рис. 2). При этом лучи внутри линзы являются «обыкновенными» и решение задачи синтеза сводится к решению для изотропной линзы (1), (3).

Рассмотрим задачу синтеза цилиндрической линзы Люнебурга на основе кольцевой диэлектрической структуры для поляризации электрического поля, ортогональной оси симметрии линзы. В этом случае внутри линзы распространяются «необыкновенные» лучи, уравнение которых в полярной системе координат (r, θ) имеет вид [19]

$$\theta = \int \frac{m(r)dr}{r \sqrt{n_r^2(r)r^2 - h^2}}. \quad (4)$$

Ограничимся случаем формирования на выходе линзы плоского фронта (при этом фокусное расстояние $F_1 = \infty$ и, соответственно, $\omega(\rho, F_1) = 0$)

и оболочкой из изотропного диэлектрика с постоянным значением коэффициента преломления ($N_r(r) = N_\phi(r) = n_0$).

Зададим коэффициент преломления в оболочке $n_0 = 1.15$ и рассмотрим вариант линзы с оболочкой максимальной толщины ($R_0 = 1/n_0$). Нетрудно показать, что из требования полного использования апертуры следует $F = 1/\sin(\alpha) \approx 1.16$.

Будем полагать, что компоненты тензора коэффициента преломления среды в виде кольцевой диэлектрической структуры для поляризации электрического поля параллельной и ортогональной поверхности колец совпадают с соответствующими компонентами тензора коэффициента преломления соответствующей плоскостной среды. Формулы для компонентов тензора плоскостной среды, описывающие частотную и пространственную дисперсию получены в работе [20]. Однако в данной работе ограничимся более простыми формулами, полученными в статическом приближении в работе [21]. В результате получаем

$$n_\phi = n_\parallel = \sqrt{1 + c(\varepsilon_d - 1)}, \quad n_r = n_\perp = \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{(1 - c)\varepsilon_d + c}}, \quad (5)$$

где ε_d — диэлектрическая проницаемость материала колец, а $c = t/T$ — коэффициент заполнения (t — толщина колец, T — период структуры).

Из соотношений (5) следует, что

$$m(R) = \frac{n_\phi(R)}{n_r(R)} = \frac{\sqrt{n_r^2(R)(1 + \varepsilon_d)}}{n_r^2(R)}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) для $m(R)$ в выражение для функции $\varphi(R)$ в уравнение (2), находим

$$\varphi(R) = \int_{R_0}^R \frac{\sqrt{n_r^2(r)(1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d}}{n_r^2(r)r} dr. \quad (7)$$

В результате получаем систему уравнений (1), (8) для определения функции $n_r(R)$

$$\rho = \rho \left(\int_{R_0}^R \frac{\sqrt{n_r^2(r)(1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d}}{n_r^2(r)r} dr \right), \quad (8)$$

где функция $\rho(f)$ — обратная к функции $f(\rho)$, которая определена уравнением (2).

Будем решать эту систему итерационным методом, вычислив предварительно функцию $\rho(f)$ и представив ее в виде сплайна.

В качестве нулевого приближения для $n_r(R)$ используем известное решение для изотропной линзы

(1), (3). Подставляя это решение для $n_r(R)$ в (8), находим $\rho(R)$. Подставляя найденную функцию $\rho(R)$ в уравнение (1), находим новую функцию $n_r(R)$, и т.д.

Результаты расчета функции $n_r(R)$ для параметров $\varepsilon_d = 2.5$, $n_0 = 1.15$ с использованием четырех итераций представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, итерационная процедура сходится не для всех R , при малых R происходит раскачка.

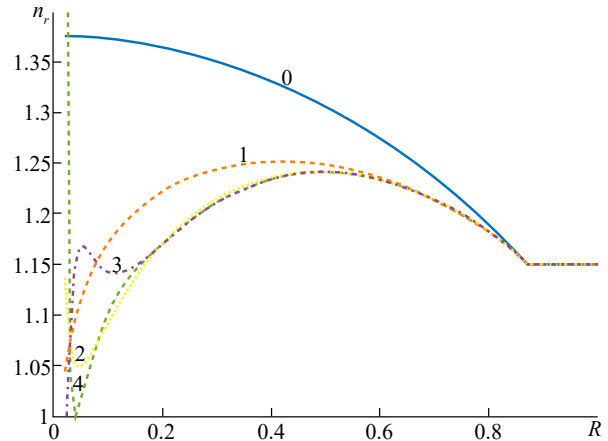


Рис. 3. Зависимость от радиуса компоненты n_r тензора коэффициента преломления; цифры на кривых — номер итерации.

2. РЕКУРРЕНТНЫЙ СИНТЕЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЛОИСТОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим другую методику синтеза анизотропной линзы Лüneбурга, которая использует разбиение линзы на слои. Такая методика синтеза изотропных слоистых линз Лüneбурга с постоянными значениями коэффициента преломления внутри слоев предложена и исследована в работе [22]. При этом, как показано в упомянутой работе, точность определения закона изменения коэффициента преломления при использовании этой методики падает при приближении к центру и периферии линзы. Во избежание этого эффекта в данной работе будем использовать параболический закон изменения радиальной компоненты тензора коэффициента преломления внутри слоев n_r , причем индекс r далее будем опускать, т.е. полагаем $n_r(R) = n(R)$,

$$n^2(R_{i-1}) = A_{i-1} + B_i R_{i-1}^2, \quad (9)$$

где индекс $i = 1, 2, \dots, k$ соответствует номеру слоя, а соотношение $A_i = n^2(R_{i-1}) - B_i R_{i-1}^2$ между коэффициентами выбрано из условия непрерывности закона $n(R)$ на границах слоев:

$$n^2(R_i) = n^2(R_{i-1}) - B_i (R_{i-1}^2 - R_i^2). \quad (10)$$

Таким образом, решение задачи синтеза рекуррентным методом сводится к последовательному нахождению коэффициентов B_i , начиная со слоя, ближайшего к оболочке ($i = 1$).

Учитывая, что во втором фокусе (рис. 1) $\theta = \pi$, из геометрии луча в линзе получаем уравнение

$$\theta_k + \arcsin(h_k) = \pi, \quad (11)$$

где k — число слоев, пройденных лучом,

$$\theta_k = \int_1^{F_1} \frac{h_k DR}{R\sqrt{R^2 - h_k^2}} + 2 \int_{R_0}^1 \frac{h_k dR}{R\sqrt{R^2 n_0^2}} + 2 \sum_{i=1}^k \int_{R_i}^{R_{i-1}} \frac{h_k m(R) dR}{R\sqrt{R^2 n^2(R_i) - h_k^2}}. \quad (12)$$

Рассмотрим сначала случай изотропной линзы, полагая в уравнении луча (4) $m(R) = 1$ и подставляя в него выражение для $n(R)$ внутри слоев (10). В результате для угловой координаты точки выхода луча из линзы получаем

$$\begin{aligned} \theta_k = & 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n_0^2 - h_k^2}}{h_k} - 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n_0^2 R_0^2 - h_k^2}}{h_k} + \\ & + \arcsin h_k - \arcsin \frac{h_k}{F} + \\ & + \arcsin \frac{(n^2(R_{i-1}) - B_i R_{i-1}^2) R_{i-1}^2 - 2h_k^2}{R_{i-1}^2 \sqrt{(n^2(R_{i-1}) - B_i R_{i-1}^2)^2 + 4B_i h_k^2}} + \frac{\pi}{2} + \\ & + \sum_{i=2}^k \left(\arcsin \frac{(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1} R_{i-2}^2) R_{i-2}^2 - 2h_k^2}{R_{i-2}^2 \sqrt{(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1} R_{i-2}^2)^2 + 4B_{i-1} h_k^2}} - \right. \\ & \left. - \arcsin \frac{(n^2(R_{i-1}) - B_{i-1} R_{i-1}^2) R_i^2 - 2h_k^2}{R_i^2 \sqrt{(n^2(R_{i-1}) - B_{i-1} R_{i-1}^2)^2 + 4B_{i-1} h_k^2}} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $k = 2, 3, \dots$

Минимальное расстояние R_{mk} можно найти из теоремы Клеро [23]: $h_k = R_{mk} n(R_{mk})$. Поставляя это соотношение в (10), находим

$$\begin{aligned} R_{mk} = & \\ = & \sqrt{\frac{B_k R_{k-1}^2 - n(R_{k-1}) + \sqrt{(B_k R_{k-1}^2 - n^2(R_{k-1}))^2 + 4B_k h_k^2}}{2B_k}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Далее для определения траекторий лучей зададим последовательность углов выхода луча из фокуса

$$\alpha_i = \alpha_0 - i \frac{\alpha_0}{k},$$

где $i = 1, 2, \dots, k$, $\alpha_0 = \arcsin(1/F)$. Подставляя h_1 , n_0 , R_0 в уравнение (11), находим B_1 . Подставляя B_1 в (14), находим R_{m1} и $n(R_{m1}) = h_1/R_{m1}$. Далее находим параметры следующего слоя (R_2 , $n(R_2)$) и т.д.

Для нахождения зависимости коэффициента преломления от радиуса вместо требования параллельности лучей можно использовать равенство эйконалов от источника до выходного плоского фронта:

$$L_k + 1 - \cos(\beta) = L_0, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} L_k = & \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin(\alpha)} + \frac{2R_0 n_0 \sin(\gamma)}{\sin(j)} + \\ & + 2 \sum_{i=1}^k \int_{R_i}^{R_{i-1}} \frac{m(R) R n^2(R_i) dR}{\sqrt{R^2 n^2(R_i) - h_k^2}}, \end{aligned}$$

$L_0 = R_0 \cos(\alpha_0) + 2n_0 \cos(j_0) + 1$ — эйконал крайнего луча, углы β, j, γ показаны на рис. 1.

Подставляя выражение для коэффициента преломления внутри слоев (10) в выражение для L_k в формуле (15), получим

$$\begin{aligned} L_k = & \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin(\alpha)} + \frac{2R_0 n_0 \sin(\gamma)}{\sin(j)} + \\ & + \int_{R_{mk}}^{R_{i-1}} \frac{2R(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2)) dR}{\sqrt{R^2(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2)) - h_k^2}} + \end{aligned}$$

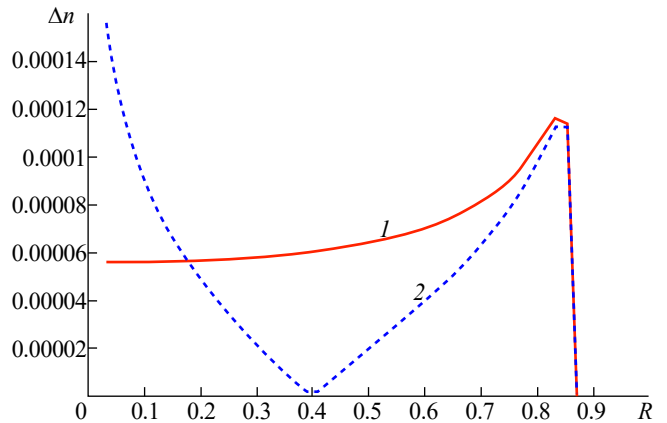


Рис. 4. Модуль разности точной величины коэффициента преломления в изотропной линзе и приближенной величины, полученной из уравнения луча (1) и из уравнения эйконала (2).

$$+2 \sum_{i=2}^k \int_{R_{i-1}}^{R_{i-2}} \frac{R \left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) dR}{\sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) - h_k^2}}. \quad (16)$$

Последовательно решая уравнение (15) для слоев, начиная с первого, находим коэффициенты B_k . Подставляя их в (14), находим R_{mk} и $n(R_{mk}) = h_k / R_{mk}$.

На рис. 4 приведены графики модуля разности коэффициентов преломления в зависимости от

радиуса для параметров $n_0^2 = 1.5$, $F \approx 1.06$, $k = 50$, найденных по изложенной методике и по точному решению для изотропной линзы (1), (3). Из рисунка видно, что максимальная погрешность определения зависимости $n(R)$ из уравнения луча меньше, чем при использовании уравнения эйконала.

Для случая анизотропной линзы, угловая координата точки выхода из линзы луча, прошедшего через k слоев, определяется формулой

$$\begin{aligned} \theta_k = & 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n_0^2 - h_k^2}}{h_k} - 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n_0^2 R_0^2 - h_k^2}}{h_k} + \arcsin h_k - \arcsin \frac{h_k}{F} + \\ & + 2 \int_{R_{mk}}^{R_{i-1}} \frac{h_k \sqrt{\left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) (1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{R \left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) \sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) - h_k^2}} + \\ & + 2 \sum_{i=2}^k \int_{R_{i-1}}^{R_{i-2}} \frac{h_k \sqrt{\left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) (1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{R \left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) \sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) - h_k^2}}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $k = 1, 2, \dots$

Решая это уравнение так же, как в случае изотропной линзы, находим значения R_{mk} , $n(R_{mk})$, начиная со слоя, ближайшего к оболочке.

Подставляя выражение для радиальной компоненты тензора коэффициента преломления внутри слоев (10) в выражение для L_k в формуле (15), получаем

$$\begin{aligned} L_k = & \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin(\alpha)} + \frac{2R_0 n_0 \sin(\gamma)}{\sin(j)} + \int_{R_{mk}}^{R_{i-1}} \frac{2R \sqrt{\left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) (1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{\sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) - h_k^2}} + \\ & + 2 \sum_{i=2}^k \int_{R_{i-1}}^{R_{i-2}} \frac{R \sqrt{\left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) (1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{\sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2) \right) - h_k^2}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Последовательно решая уравнение (15) для каждого слоя, начиная с первого, мы определяем коэффициенты B_k . Затем, подставляя их в уравнение (14), находим значения R_{mk} и $n(R_{mk})$.

Рассмотрим вариант синтеза анизотропной линзы без оболочки, при этом выражение для θ_k в формуле (11) имеет вид

$$\theta_k = \int_1^{F_1} \frac{h_k dR}{R \sqrt{R^2 - h_k^2}} + 2 \sum_{i=1}^2 \int_{R_i}^{R_{i-1}} \frac{h_k m(R) dR}{R \sqrt{R^2 n^2(R_i) - h_k^2}}. \quad (19)$$

В случае, когда фокус находится на поверхности линзы ($F = 1$), из формулы (19) следует

$$\theta_k = 2 \int_{R_{mk}}^{R_{i-1}} \frac{h_k \sqrt{\left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) (1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{R \left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) \sqrt{R^2 \left(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2) \right) - h_k^2}} +$$

$$+ 2 \sum_{i=2}^k \int_{R_{i-1}}^{R_{i-2}} + \frac{h_k \sqrt{n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2)(1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{R(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2)) \sqrt{R^2(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2)) - h_k^2}}. \quad (20)$$

Из формулы (11) можно найти параметры R_{mk} и $n(R_{mk})$ каждого слоя так же, как и в случае линзы с оболочкой.

Выражение для L_k в формуле (15) для линзы без оболочки можно записать в виде

$$L_k = \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin(\alpha)} + 2 \sum_{i=1}^k \int_{R_i}^{R_{i-1}} \frac{m(R) R n^2(R_i) dR}{\sqrt{R^2 n^2(R_i) - h_k^2}}. \quad (21)$$

При $F = 1$ из формулы (12) получаем

$$L_k = \int_{R_{mk}}^{R_{i-1}} \frac{h_k \sqrt{n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2)(1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{\sqrt{R^2(n^2(R_{i-1}) - B_i(R_{i-1}^2 - R^2)) - h_k^2}} + \\ + 2 \sum_{i=2}^k \int_{R_{i-1}}^{R_{i-2}} + \frac{h_k \sqrt{n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2)(1 + \varepsilon_d) - \varepsilon_d} dR}{\sqrt{R^2(n^2(R_{i-2}) - B_{i-1}(R_{i-2}^2 - R^2)) - h_k^2}}. \quad (22)$$

Поставляя выражение для L_k в формулу (15), находим закон изменения радиальной компоненты коэффициента преломления $n(R_{mk})$.

Зависимости радиальной компоненты коэффициента преломления $n_r(r)$ для линзы с $\varepsilon_d = 2.5$ без оболочки при $F = 1$ и с оболочкой при $F \approx 1.06$, $n_0^2 = 1.5$ представлены на рис. 5, а погрешность синтеза линзы ΔL (отличие эйконала в апертуре линзы от постоянной величины) – на рис. 6.

Как видно из рис. 6, при увеличении числа слоев погрешность решения задачи синтеза при использовании как уравнения луча, так и уравнения эйконала монотонно уменьшается. При этом максимальная погрешность наблюдается вблизи границы линзы.

Далее с использованием метода конечных элементов в программной среде ANSYS HFSS был проведен анализ антенны (рис. 7) на основе синтезированных вариантов анизотропной линзы Люнебурга, которая возбуждается H -секториальным рупором с корректирующей однородной диэлектрической линзой из пенопласта с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1.5$.

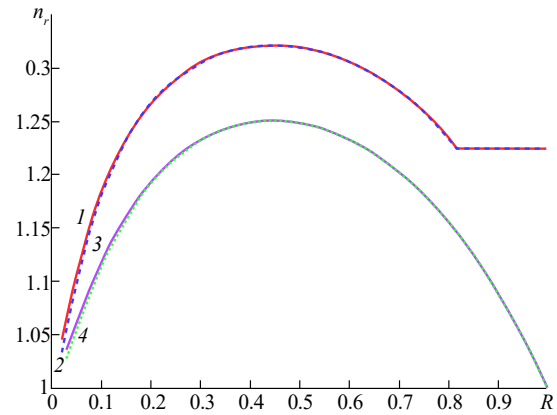


Рис. 5. Зависимость от радиуса компоненты n_r тензора коэффициента преломления анизотропной линзы с оболочкой (1, 2) и без оболочки (3, 4), полученных из уравнения эйконала (1, 3) и из уравнения луча (2, 4).

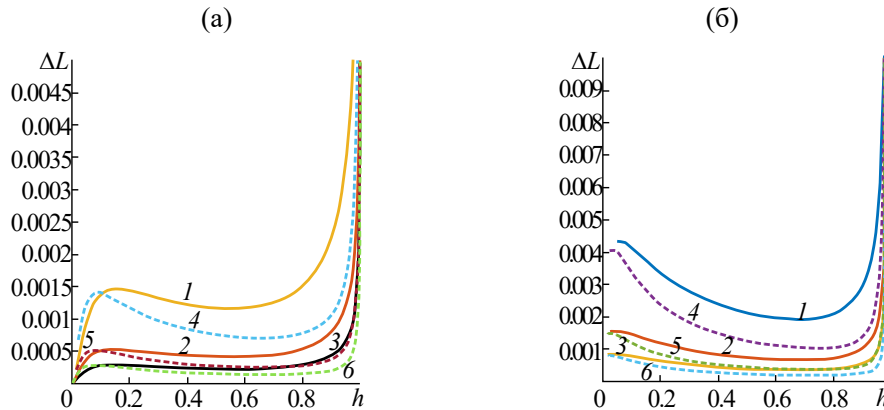


Рис. 6. Зависимости погрешности синтеза линзы (ΔL) от лучевого параметра: а – из уравнения эйконала, б – из уравнения луча; линза без оболочки (1–3), линза с оболочкой (4–6); число слоев: 50 (1, 4), 100 (2, 5), 150 (3, 6).

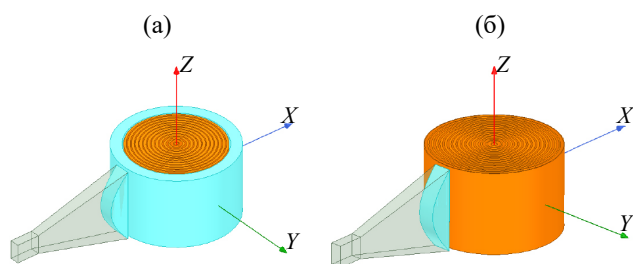


Рис. 7. Линзовая антенна с оболочкой (а) и без оболочки (б).

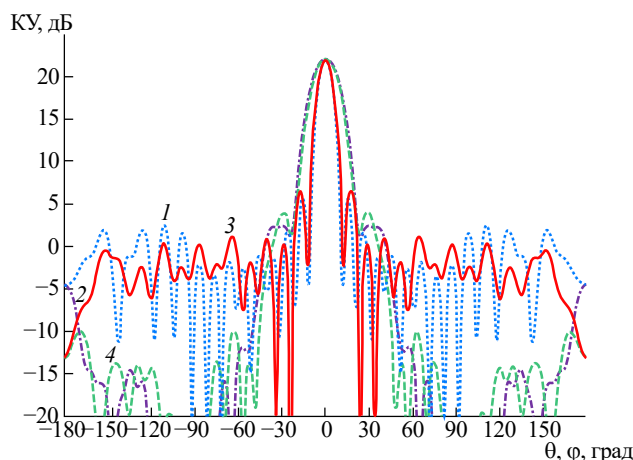


Рис. 8. Диаграммы направленности на частоте 15 ГГц антенны на основе анизотропной линзы Люнебурга с оболочкой (1, 2) и без оболочки (3, 4): E -плоскость (1, 3), H -плоскость (2, 4).

На рис. 8 приведены диаграммы направленности антенн на основе двух синтезированных вариантов линзы Люнебурга на частоте 15 ГГц.

На рис. 9 показаны частотные зависимости коэффициента усиления (КУ) и величины КИП. Как видно из рисунка, КУ и КИП линзовой антенны с оболочкой немного больше, чем у линзовой антенны без оболочки. Уменьшение величины КИП антенн при увеличении частоты можно объяснить уменьшением ширины ДН облучателя, а также увеличением фазовой ошибки, возникающей из-за неточности синтеза и частотной дисперсии кольцевой диэлектрической структуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Рекурсивный метод с использованием слоистой модели обеспечивает монотонное уменьшение погрешности решения задачи синтеза ани-

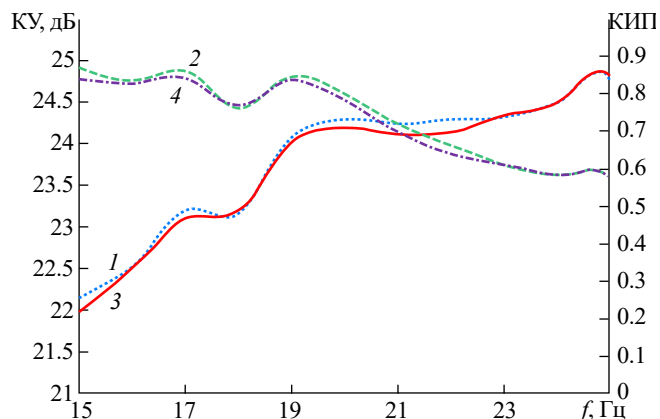


Рис. 9. Зависимости от частоты коэффициента усиления и величины КИП антенны на основе анизотропной линзы Люнебурга с оболочкой (1, 2) и без оболочки (3, 4): КУ (1, 3), КИП (2, 4).

зотропной линзы Люнебурга при увеличении числа слоев при использовании как уравнения луча, так и уравнения эйконала. При этом максимальная погрешность наблюдается вблизи границы линзы.

2. Антенны на основе синтезированных цилиндрических анизотропных линз Люнебурга в виде кольцевой диэлектрической квазипериодической структуры с рупорно-линзовым облучателем обеспечивают КИП более 0.8 в полосе частот более 28% и более 0.6 — в полосе частот 50%.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ryazantsev R.O., Salomatov Y.P., Panko V.S., Sugak M.I. // Proc. 2016 Int. Siberian Conf. Control and Commun. (SIBCON). Tomsk. 14–16 May. N.Y.: IEEE, 2016. Paper No.7491863.
2. Ratajczak P. // Proc. 2019 13th Eur. Conf. Antennas and Propagation (EuCAP). Krakow. 31 Mar.— 05 Apr. N.Y.: IEEE, 2019. Paper No. 8739897.
3. Захаров Е.В., Ильинский А.С., Медведев Ю.В. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb20/3/text.pdf>
4. Denisov D.V., Shabunin S.N., Kusaykin D.V., Klevakin M.A. // 2021 XV Int. Sci-Tech. Conf. Actual Problems of Electronic Instrument Engineering (APEIE). Novosibirsk. 19–21 Nov. N.Y.: IEEE, 2021. P. 260.
5. Qu B., Yan S., Zhang A. et al. // IEEE Antenna and Wireless Propagation Lett. 2021. V. 20. № 6. P. 878.

6. Guo Y.J., Ansari M., Ziolkowski R.W., Fonseca N.J.G. // IEEE Open J. Antennas and Propagation. 2021. V. 2. P. 807.
7. Ansari M., Jones B., Zhu H. et al. // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 7. P. 3758.
8. Taskhiri M. M. // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 10. P. 6294.
9. Ansari M., Jones B., Shariati N., Guo Y.J. // Proc. 2021 15th Eur. Conf. Antennas and Propagation. (EuCAP). Dusseldorf. 22–26 Mar. N.Y.: IEEE, 2021. Article No. 9411005.
10. Liu J., Lu H., Dong Z. et al. // IEEE Trans. 2022. V. AP-70. № 1. P. 697.
11. Венецкий А. С., Калошин В. А., Чан Туен Тханг // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 754.
12. Perez-Quintana D., Bilitos C., Ruiz-Garcia J. et al. // IEEE Trans. 2023.V. AP-71. № 4. P. 2930.
13. Prince T.J., Elmansouri M.A., Filipovic D.S. // IEEE Trans. 2023. V. AP-71. № 10. P. 7924.
14. Lian J.W., Ansari M., Hu P. et al. // IEEE Trans. 2023.V. AP-71. № 4. P. 3193.
15. Калошин В. А., Щербенков В. Я. // РЭ. 1973. Т. 18. № 1. С. 26.
16. Ахияров В. В., Калошин В. А., Никитин Е. А. // Журн. радиоэлектроники 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>
17. Morgan S. P. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 9. P. 1358.
18. Калошин В. А. Метод ключевых задач в асимптотической теории волноведущих и излучающих систем с кромками // Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ АН СССР, 1989. 250 с.
19. Найдя О. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 4. С. 569.
20. Калошин В. А., Стоянов С. В. // РЭ. 1989. Т. 35. № 12. С. 2640.
21. Рытов С. М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 2. № 3. С. 605.
22. Венецкий А. С., Калошин В. А. // Журн. радиоэлектроники [электрон. журн.]. 2008. № 5.
23. Мохов О. И. Классическая дифференциальная геометрия. Курс лекций. М: МГУ им. М. В. Ломоносова, 2018.
<https://teach-in.ru/file/synopsis/pdf/differential-geometry-M.pdf>

ON THE SYNTHESIS OF ANISOTROPIC LUNEBURG LENSES

V. A. Kaloshin^{a, *}, Bui Van Chung^b

^aKotelnikov Institute of radioengineering and Electronics RAS,
st. Mokhovaya, 11, building 7, Moscow, 125007 Russian Federation
^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Institutsky per., 9, Dolgoprudny, Moscow region, 141700 Russian Federation
*E-mail: vak@cplire.ru

Received March 25, 2024, revised March 25, 2024, accepted April 25, 2024

Two methods for synthesizing Luneburg lenses based on an inhomogeneous anisotropic dielectric are proposed: using an iterative procedure and a gradient medium model, as well as using a recurrent procedure and a layered medium model. As an example of the application of the proposed methods, a synthesis of two variants of a cylindrical Luneburg lens based on a ring dielectric structure was carried out. It is shown that the method based on the iterative procedure is unstable at small values of the radius. Using numerical modeling by the finite element method, an analysis of two versions of lens antennas based on cylindrical Luneburg lens synthesized using a layered dielectric model and a recurrent procedure is carried out.

Keywords: Luneburg lens, anisotropic dielectric, geometric optical synthesis