

## ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ С ЦЕНТРАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

© 2023 г. А. С. Венецкий<sup>а, \*</sup>, В. А. Калошин<sup>а, \*\*</sup>, Чан Тиен Тханг<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

<sup>б</sup>Московский физико-технический институт (НИУ),  
Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московской обл., 141700 Российская Федерация

\*E-mail: AVenetsky@yandex.ru

\*\* E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 12.10.2022 г.

Получено решение задачи синтеза металло-диэлектрической геодезической линзы с центральной симметрией и, в общем случае, неоднородным диэлектрическим заполнением, которая преобразует поле точечного источника в заданное геометрооптическое поле. В качестве примера использования полученного решения рассмотрены задачи синтеза геодезической линзовой антенны со слоистым и градиентным диэлектрическим заполнением. В частности, получены решения для линзовых антенн с синфазным выходным фронтом и несинфазным фронтом, формирующим диаграмму направленности столообразной формы. Путем численного моделирования методом конечных элементов проведен анализ полученных решений.

DOI: 10.31857/S0033849423050170, EDN: UIQOYK

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к градиентным диэлектрическим линзам с центральной симметрией [1–10] и металлическим геодезическим линзам [11–16]. Такой интерес связан, с одной стороны, с развитием технологий, прежде всего аддитивных, а с другой – с перспективой использования таких линз в диаграммообразующих системах многоручевых антенн систем связи новых поколений.

Общее решение задачи синтеза градиентной диэлектрической линзы с центральной симметрией и заданной оболочкой, формирующей заданное геометрооптическое поле, получено в работе [10].

В случае металлической геодезической линзы с плавным переходом к планарному волноводу не удастся реализовать полное использование апертуры, так как в апертуре плавного перехода нельзя обеспечить заданное фазовое распределение [15].

В работе [17] получено решение задачи синтеза в частном случае металло-диэлектрической геодезической линзы с плавным переходом к планарному волноводу, заполненной градиентным диэлектриком с заданным законом изменения коэффициента преломления, которая фокусирует поле источника, расположенного в фокусе вне линзы, в другой фокус вне линзы. В работе кроме требова-

ния стремления коэффициента преломления на краю линзы к единице приведены дополнительные условия на первую и вторую производную закона изменения коэффициента преломления в этой точке. Все эти требования усложняют технологию изготовления линзы.

Цель данной работы – решение задачи синтеза металло-диэлектрической геодезической линзы с центральной симметрией и полным использованием апертуры, формирующей заданное геометрооптическое поле, заполненной, в общем случае, градиентным диэлектриком с заданными законами изменения коэффициента преломления в линзе и плавном переходе (оболочки линзы).

### 1. СИНТЕЗ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ

Рассмотрим задачу синтеза металло-диэлектрической геодезической линзы с центральной симметрией (рис. 1), которая преобразует поле точечного источника, расположенного в фокусе  $F_0$  вне или на поверхности линзы, в заданное геометрооптическое поле. При этом заданы коэффициент преломления  $n(r)$  и образующая плавного перехода к планарному волноводу в оболочке линзы ( $a \leq r \leq r_0$ ), а также зависимость угла  $\psi = \psi(\varphi)$  между

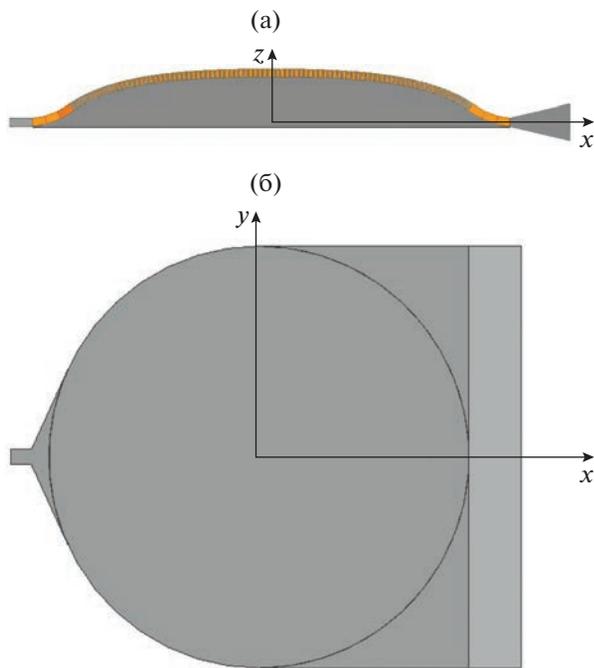


Рис. 1. Общий вид геодезической металло-диэлектрической линзы с центральной симметрией: а – продольное сечение, б – вид сверху.

лучом и нормалью в произвольной точке *B* на выходе линзы, при этом угол  $\varphi$  на выходе линзы удовлетворяет условиям  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$  (рис. 2). Задача синтеза заключается в определении формы образующей линзы (профиля) для  $0 < r < a$ .

Далее в этом разделе полагаем, что все размеры задачи нормируются на  $r_0$ , в связи с чем без ограничения общности будем полагать  $r_0 = 1$ .

В силу центральной симметрии траектория луча состоит из двух одинаковых кривых, симметричных относительно точки с минимальным расстоянием  $r_{\min}$  до начала координат. Соответственно, угол между лучевым вектором падающего фронта и нормалью на границе линзы в точке *A* равен углу выхода луча  $\psi$ . Угол  $\psi$  монотонно возрастает при увеличении угла  $\alpha$  выхода луча из источника и при увеличении по абсолютной величине угла  $\varphi$ . Поэтому зависимость  $\psi = \psi(\varphi)$  допускает однозначное обращение  $\varphi = \varphi(\psi)$ ,  $0 \leq \psi \leq \pi/2$ .

Уравнение луча в геодезической металло-диэлектрической линзе имеет вид [17]

$$d\varphi = \mp \frac{h}{r} \frac{l'(r)}{\sqrt{\rho(r)^2 - h^2}} dr, \tag{1}$$

где  $l'(r) = -\sqrt{1 + (dz/dr)^2}$ ,  $\rho(r) = n(r)r$ ,  $h = \sin\psi$  – лучевой параметр, который является инвариантом луча.

Из условия центральной симметрии для каждого луча справедливо (см. рис. 2):

$$\theta + 2\Delta\varphi + 2\Delta\Phi + \varphi = \pi. \tag{2}$$

Из уравнения (1) с учетом симметрии луча для угла  $2\Delta\Phi$  можно записать

$$2\Delta\Phi = -2 \int_{r_{\min}}^a \frac{h}{r} \frac{l'(r)}{\sqrt{\rho^2(r) - h^2}} dr, \tag{3}$$

где  $\rho(r_{\min}) = h$ .

Выведем условие полного использования апертуры для заданного плавного перехода. Из

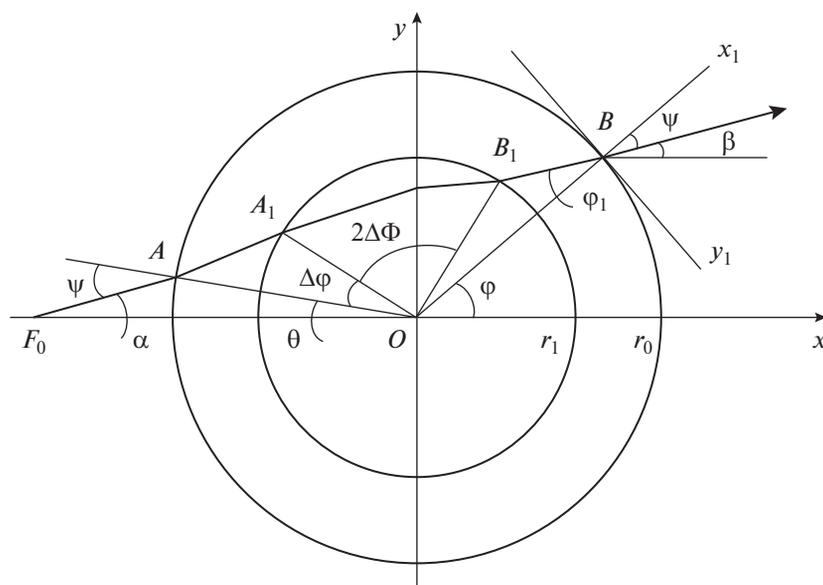


Рис. 2. Проекция луча в плоскости  $z = 0$ .

уравнения (1) можно найти приращение угловой координаты точки на луче в плавном переходе:

$$\Delta\varphi = \int_a^1 \frac{h\sqrt{Z'(r)^2 + 1}dr}{r\sqrt{N^2(r)r^2 - h^2}} = W(h), \quad (4)$$

где  $Z(r)$  и  $N(r)$  – профиль перехода и коэффициент преломления в переходе соответственно.

Для полного использования апертуры необходимо, чтобы луч, выходящий из источника  $F_0$  и касательный к окружности в точке  $A$ , выходил из линзы под углом  $\psi_0 = \pi/2$  к нормали в точке  $B$ . В этом случае  $h = \sin(\pi/2) = 1$ , и можно записать условие для касательного луча

$$\pi/2 - \alpha_0 + 2W(1) + \varphi(\pi/2) \leq \pi,$$

где  $\alpha_0 = \arcsin(1/f)$ .

Последнее неравенство можно представить в виде

$$\int_a^1 \frac{\sqrt{Z'(r)^2 + 1}dr}{r\sqrt{N^2(r)r^2 - 1}} \leq \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arcsin \frac{1}{f_0} - \frac{1}{2} \varphi\left(\frac{\pi}{2}\right), \quad (5)$$

где предполагается, что  $N(r)r > 1$  при  $a < r \leq 1$ .

Учитывая, что  $h = \sin\psi$ ,  $\theta = \psi - \alpha$ , уравнение (2) приводится к виду

$$-\int_{r_{\min}}^a \frac{h}{r} \frac{l'(r)dr}{\sqrt{\rho^2(r) - h^2}} = F(h). \quad (6)$$

Здесь

$$F(h) = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arcsin h + \frac{1}{2} \arcsin \frac{h}{f} - \frac{\varphi(\psi)}{2} - W(h),$$

$$0 \leq h \leq A,$$

где  $A = n(a)a = \sin\psi_0$ ,  $n(a)$  – значение коэффициента преломления с внутренней стороны линзы после оболочки и может отличаться от значения  $n(a)$  в оболочке. При полном использовании апертуры линзы  $\psi_0 = \pi/2$  и  $A = 1$ , а при неполном использовании апертуры  $\psi_0 < \pi/2$  и  $A < 1$ .

Предполагая, что  $\rho(r) = n(r)r$  монотонно возрастает при  $0 \leq r \leq a$ , заменим переменную интегрирования в (6) на  $\rho$ . В результате получим

$$-\int_h^A \frac{h}{r(\rho)} \frac{l'(\rho)d\rho}{\sqrt{\rho^2 - h^2}} = F(h).$$

Разделив обе части последнего уравнения на  $\sqrt{h^2 - \rho^2}$ , интегрируя их по  $h$  от  $\rho$  до  $A$  и меняя порядок интегрирования в левой части, получаем

$$-\int_{\rho}^A \frac{l'(\rho)d\rho}{r(\rho)} = \frac{2}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{F(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}.$$

Возвращаясь в левой части к переменной интегрирования  $r$  и проводя интегрирование правой части, имеем

$$-\int_r^1 \frac{l'(r)dr}{r} = \ln \left[ A + \sqrt{A^2 - \rho^2} \right] - \ln(\rho) +$$

$$+ q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{f}{A}\right) - q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{1}{A}\right) + Q(\rho) - \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{\varphi(\psi)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}, \quad (7)$$

где  $\psi = \arcsin h$ ,

$$q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{t}{A}\right) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{\arcsin(h/t)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}, \quad Q(\rho) = \frac{2}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{W(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}.$$

Дифференцируя уравнение (7) по  $r$ , получаем

$$l'(r) = r \frac{d\rho}{dr} \frac{d}{d\rho} \left[ \ln \left[ A + \sqrt{A^2 - \rho^2} \right] - \ln(\rho) + \right.$$

$$\left. + q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{f}{A}\right) - q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{1}{A}\right) + Q(\rho) - \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{\varphi(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} \right]. \quad (8)$$

Уравнение профиля геодезической линзы имеет вид

$$z(r) = \int_0^r \sqrt{l'(r)^2 - 1} dr, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (9)$$

где  $l'(r)$  определяется формулой (8).

Из формулы (9) следует условие существования решения

$$|l'(r)| \geq 1, \quad \text{при } 0 \leq r \leq a.$$

Следует отметить, что в отличие от решения в [17] это условие не требует стремления коэффициента преломления на краю линзы к единице и дополнительных условий для закона изменения первой и второй производных коэффициента преломления в этой точке.

В случае, когда образующая перехода – кусочно-линейная функция:  $z = z_{i-1} + C_i(r - r_{i-1})$ ,  $r_i \leq r \leq r_{i-1}$ ,  $i = 1, \dots, N$ ,  $a = r_N$ ,  $n_i$  – коэффициенты преломления на каждом участке перехода, выражение для  $W(h)$  в (4) принимает вид

$$W(h) = \sum_{i=1}^N k_i \left( \arcsin \frac{h}{n_i r_i} - \arcsin \frac{h}{n_i r_{i-1}} \right),$$

$$k_i = \sqrt{1 + C_i^2}.$$

В этом случае

$$Q(\rho) = \frac{2}{\pi} \int_{\rho}^A \frac{W(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} =$$

$$= 2 \sum_{i=1}^N k_i \left( q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{n_i r_{i-1}}{A}\right) - q\left(\frac{\rho}{A}, \frac{n_i r_i}{A}\right) \right).$$

Из формулы (8) следует

$$\begin{aligned}
 l'(r) = & r \frac{d\rho}{dr} \frac{d}{d\rho} \left[ \ln \left[ A + \sqrt{A^2 - \rho^2} \right] - \ln(\rho) + \right. \\
 & + q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{f}{A} \right) - q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{1}{A} \right) + 2 \sum_{i=1}^N k_i \left( q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{n_i r_{i-1}}{A} \right) - \right. \\
 & \left. - q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{n_i r_i}{A} \right) \right) - \frac{1}{\pi \rho} \int_{\rho}^A \frac{\varphi(h) dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} \left. \right] = \frac{1}{\pi n(r)} \frac{d\rho}{dr} \times \\
 & \times \left[ - \frac{\pi n(r)^2 r^2}{2\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2} \left( A + \sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2} \right)} - \right. \\
 & - \pi + \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{f_0^2 - n(r)^2 r^2}} \right) - \frac{\arcsin(A/f_0)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} + (10) \\
 & + 2 \sum_{i=1}^N k_i \left( \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{n_i^2 r_{i-1}^2 - n(r)^2 r^2}} \right) - \right. \\
 & \left. - \frac{\arcsin(A/n_i^2 r_{i-1}^2)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} - \right. \\
 & \left. - \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{n_i^2 r_i^2 - n(r)^2 r^2}} \right) + \frac{\arcsin(A/n_i^2 r_i^2)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} \right) \left. \right] - \\
 & - \frac{r \rho}{\pi} \frac{d\rho}{dr} \left[ \frac{-\varphi(A)}{A\sqrt{A^2 - \rho^2}} + \int_{\rho}^A \frac{\varphi'(h) h - \varphi(h)}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh \right].
 \end{aligned}$$

При выводе были использованы следующие формулы:

$$\begin{aligned}
 \frac{dq(\rho, f)}{d\rho} = & \frac{1}{\pi \rho} \left[ \arcsin \frac{\sqrt{1 - \rho^2}}{\sqrt{f^2 - \rho^2}} - \frac{\arcsin(1/f)}{\sqrt{1 - \rho^2}} \right], \\
 q(\rho, f) = & \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^1 \frac{\arcsin(h/f)}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh, \\
 \frac{d}{d\rho} \int_{\rho}^A \frac{\varphi(h) dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} = & \\
 = \rho \left[ \frac{-\varphi(A)}{A\sqrt{A^2 - \rho^2}} + \int_{\rho}^A \frac{\varphi'(h) h - \varphi(h)}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh \right].
 \end{aligned}$$

Рассмотрим частные случаи.

1. На выходе линзы – плоский фронт.

В этом случае  $\varphi = \psi = \arcsin(h)$  и формула (10) упрощается:

$$\begin{aligned}
 l'(r) = & \frac{1}{\pi n(r)} \frac{d[n(r)r]}{dr} \left[ -\pi + \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{f_0^2 - n(r)^2 r^2}} \right) - \right. \\
 & - \frac{\arcsin(A/f_0)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} + 2 \sum_{i=1}^N k_i \left( \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{n_i^2 r_{i-1}^2 - n(r)^2 r^2}} \right) - \right. \\
 & \left. - \frac{\arcsin(A/n_i^2 r_{i-1}^2)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} - \right. \\
 & \left. - \arcsin \left( \frac{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}}{\sqrt{n_i^2 r_i^2 - n(r)^2 r^2}} \right) + \frac{\arcsin(A/n_i^2 r_i^2)}{\sqrt{A^2 - n(r)^2 r^2}} \right) \left. \right].
 \end{aligned}$$

2. Столообразная форма диаграммы направленности.

Закон сохранения энергии для лучевой трубки имеет вид

$$P(\alpha) d\alpha = D(\beta) d\beta, \quad (11)$$

где  $\beta = \varphi - \psi$ ,  $\varphi = \psi + \beta(\psi)$  (см. рис. 2),  $P(\alpha)$  – диаграмма направленности (ДН) (по мощности) облучателя, а  $D(\beta)$  – заданная ДН (по мощности) линзовой антенны.

Рассмотрим частный случай столообразной ДН:

$$D(\beta) = \begin{cases} D_0, & |\beta| < \beta_0, \\ 0, & |\beta| \geq \beta_0. \end{cases}$$

В этом случае из уравнения (11) получаем

$$\beta = \frac{1}{D_0} \int_0^{\alpha} P(\alpha) d\alpha, \quad (12)$$

$$\alpha = \arcsin(h/f_0),$$

где

$$\begin{aligned}
 D_0 = & \frac{1}{\beta_0} \int_0^{\alpha_0} P(\alpha) d\alpha, \\
 \alpha_0 = & \arcsin(1/f_0).
 \end{aligned}$$

Учитывая выражение для ДН моды  $H_{10}$  из открытого конца волновода [18]

$$P(\alpha) = \frac{\exp(\pi\gamma \cos \alpha) \cos(\pi\gamma \sin \alpha)}{1 - 4\gamma^2 \sin^2 \alpha} \cos^2 \frac{\alpha}{2},$$

где  $\gamma = d/\lambda$  ( $d$  – размер широкой стенки волновода) и подставляя  $P(\alpha)$  в выражение (12), находим угол  $\varphi = \psi + \beta$ :

$$\begin{aligned}
 \varphi(h) = & \arcsin(h) + \\
 & + \frac{1}{D_0} \int_0^{\alpha} \frac{\exp(\pi\gamma \cos \alpha) \cos(\pi\gamma \sin \alpha)}{1 - 4\gamma^2 \sin^2 \alpha} \times \\
 & \times \cos^2 \frac{\alpha}{2} d\alpha = \arcsin h + (13) \\
 & + \frac{1}{D_0} \int_0^h \frac{\exp(\pi\gamma \cos(\arcsin(h/f_0))) \cos(\pi\gamma h/f_0)}{(1 - 4\gamma^2 h^2/f_0^2) \sqrt{f_0^2 - h^2}} \times \\
 & \times \cos^2 \frac{\arcsin(h/f_0)}{2} dh.
 \end{aligned}$$

Найденное выражение для  $\varphi(h)$  подставляем в формулу (9) и находим профиль линзы по формуле (10).

В случае  $n(r) = 1$  найденное решение переходит в решение для металлической геодезической линзы [15], а в случае

$$n(\rho) = \frac{1}{a} \exp(T), \quad r(\rho) = \frac{\rho}{n(\rho)}, \quad 0 \leq \rho \leq A,$$

где  $A = 1$  и

$$T = \ln \left[ A + \sqrt{A^2 - \rho^2} \right] - \ln(\rho) + q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{f}{A} \right) - q \left( \frac{\rho}{A}, \frac{1}{A} \right) + Q(\rho) - \frac{1}{\pi \rho} \int_0^A \frac{\varphi(h) dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}},$$

из формулы (8) следует  $l'(r) = -1$  и найденное решение переходит в общее решение для планарной диэлектрической линзы с центральной симметрией [10].

### 2. АНАЛИЗ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ ЛИНЗ

Исследуем три варианта геодезической линзовой антенны диаметром 100 мм, толщиной 3.4 мм с кусочно-линейным профилем плавного перехода, заполненным кусочно-однородным диэлектриком.

**Вариант 1.** Линзовая антенна с однородным диэлектрическим заполнением и фокусным расстоянием  $f = 110$  мм, формирующая на выходе плоский фронт. Профиль геодезической линзы, найденный по формулам (9), (10), и заданная зависимость от радиуса коэффициента преломления диэлектрика в линзе и переходе показаны на рис. 3а.

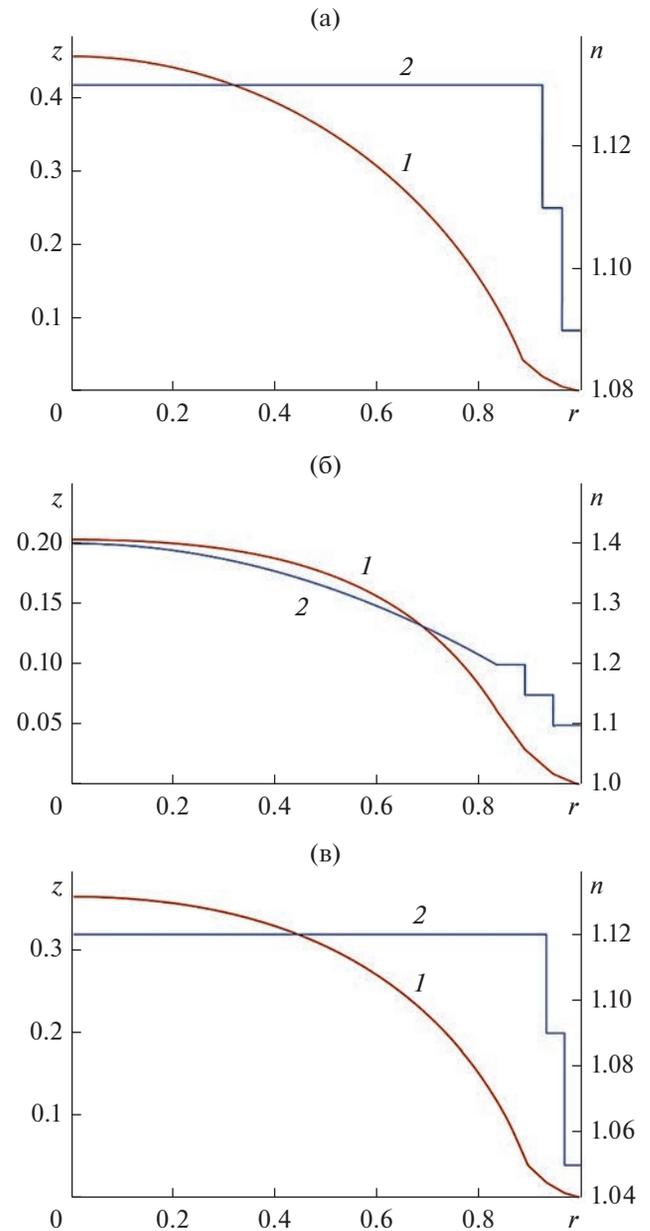
**Вариант 2.** Линзовая антенна с квадратичным законом изменения коэффициента преломления  $n(r) = n_0 - tr^2$  и фокусом на поверхности, формирующая на выходе плоский фронт. Коэффициент  $t = (n_0 - 1/r_N)/r_N^2$  выбран из условия  $n(r_N) = 1/r_N$ . Для реализации зависимости  $n(r)$  от радиуса используем диэлектрическое заполнение линзы в виде набора колец переменной толщины, предложенное в [19] для реализации планарной линзы Люнебурга и исследованное в [20]. Для нахождения соответствующего закона изменения коэффициента заполнения  $c(r)$ , равного отношению толщины кольца к периоду, используем приближенное выражение для компонент тензора эквивалентной диэлектрической проницаемости [21], из которого нетрудно получить

$$c(r) = c_0(r) + \frac{(k_0 d)^2 c_0(r)^2 (1 - c_0(r))^2 (\epsilon_\partial - \epsilon_0)}{12},$$

где  $c_0(r) = \frac{\epsilon(r) - \epsilon_0}{\epsilon_\partial - \epsilon_0}$ ,  $\epsilon_\partial$  – диэлектрическая проницаемость материала кольца,  $\epsilon_0 = 1$ ,  $\epsilon(r) = n^2(r)$ .

Профиль геодезической линзы, найденный по формулам (9), (10), и заданная зависимость коэффициента преломления диэлектрика в линзе и переходе от радиуса показаны на рис. 3б. Как видно из рисунка, высота линзы с градиентным диэлектриком существенно ниже, чем с однородным.

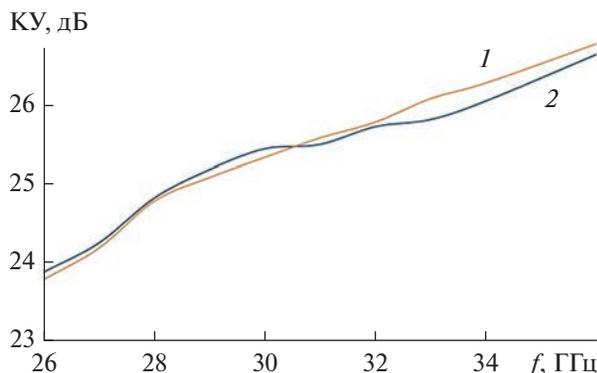
**Вариант 3.** Линза с однородным диэлектрическим заполнением, фокусом на поверхности, формирующая столообразную диаграмму направленности (ДН). Профиль геодезической линзы, найденный по формулам (9), (10), и заданная зависимость от радиуса коэффициента преломления диэлектрика в линзе и переходе показаны на рис. 3в.



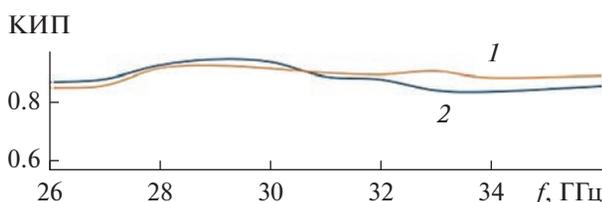
**Рис. 3.** Профиль линзы (1) и зависимость коэффициента преломления от радиуса (2): а – линза с однородным диэлектриком и плоским выходным фронтом, б – линза с градиентным диэлектриком и плоским выходным фронтом, в – линза с однородным диэлектриком и столообразной диаграммой направленности.

ности (ДН). Профиль геодезической линзы, найденный по формулам (9), (10), и заданная зависимость от радиуса коэффициента преломления диэлектрика в линзе и переходе показаны на рис. 3в.

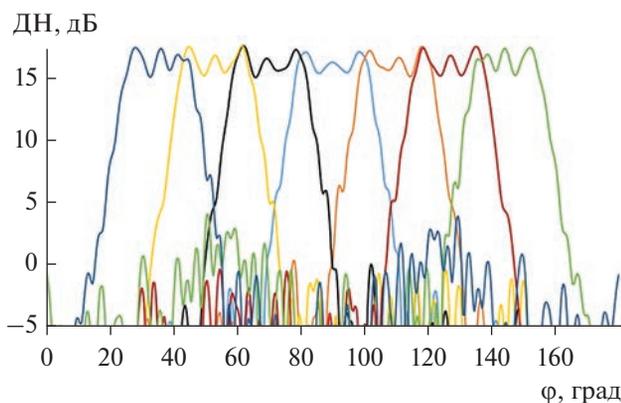
Все варианты геодезической металло-диэлектрической линзы исследованы путем численного эксперимента методом конечных элементов в программной среде Ansys HFSS. Линзовая антенна с



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента усиления от частоты геодезической линзовой антенны с однородным (1) и градиентным (2) диэлектриком.



**Рис. 5.** Зависимость величины КИП от частоты геодезической линзовой антенны с однородным (1) и градиентным (2) диэлектриком.



**Рис. 6.** Диаграммы направленности лучей геодезической линзовой антенны со столообразной формой диаграммой направленности.

однородным диэлектрическим заполнением и плоским выходным фронтом возбуждалась Н-секториальным рупором с сечением  $83.3 \times 3.4$  мм, а линзовые антенны с градиентным диэлектриком и столообразной формой ДН – открытым концом прямоугольного волновода с сечением  $7.2 \times 3.4$  мм. Выход линзы через плавный переход соединен с планарным волноводом, который заканчивается

Е-секториальным рупором (см. рис. 1) с сечением  $100 \times 3.4$  мм.

Результаты моделирования частотной зависимости коэффициента усиления линз с плоским выходным фронтом показаны на рис. 4. Соответствующие частотные зависимости величины коэффициента использования поверхности (КИП) приведены на рис. 5. Высокие значения этой величины подтверждают полное использование апертуры металло-диэлектрической антенны, в том числе и в случае заполнения линзы однородным диэлектриком с относительно небольшим коэффициентом преломления.

На рис. 6 приведены ДН многолучевой линзовой антенны с однородным диэлектрическим заполнением и столообразной формой лучей, которая обеспечивает пересечение соседних лучей на уровне около  $-1$  дБ относительно максимального, а лучей через один – на уровне  $-12$  дБ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Полученное решение задачи синтеза геодезической металло-диэлектрической линзы с центральной симметрией и плавным переходом к планарному волноводу обеспечивает полное использование апертуры.
2. Полученное решение позволяет синтезировать диаграммы направленности лучей специальной формы.
3. В частных случаях полученное общее решение переходит в известные.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-006.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hong W., Jiang Z.H., Yu Ch. et al. // IEEE Trans. 2017. V. AP-65. № 12. P. 6231.
2. Quevedo-Teruel O., Ebrahimpouri M., Ghasemifard F. // IEEE Commun. Magazine. 2018. V. 56. № 7. P. 36.
3. Numan A.B., Frigon J.-F., Laurin J.-J. // IEEE Trans. 2018. V. AP-66. № 10. P. 5614.
4. Quevedo-Teruel O., Ebrahimpouri M., Kehn M.N. // IEEE Antennas Wireless Propagation Lett. 2016. V. 15. P. 484.
5. Diallo C.D., Girard E., Legay H., Sauleau R. // Proc. 11th Europ. Conf. Antennas and Propagation (EUCAP). Paris. 19–24 Mar. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 1401.
6. Quevedo-Teruel O., Miao J., Mattsson M. et al. // IEEE Antennas Wireless Propagation Lett. 2018. V. 17. № 9. P. 1588.

7. *Bantavis P., Gonzalez C.G., Sauleau R. et al.* // Opt. Express. 2020. V. 28. № 10. P. 14648.
8. *Chou H.-T., Chang Y.-S., Huang H.-J. et al.* // IEEE Access. 2019. V. 7. P. 182974.
9. *Chou H.-T., Chang Y.-S., Huang H.-J. et al.* // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 79124.
10. *Венецкий А.С., Калошин В.А., Чан Т.Т.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 754.
11. *Liao Q., Fonseca N.J.G., Quevedo-Teruel O.* // IEEE Trans. 2018. V. AP-66. № 12. P. 7383.
12. *Fonseca N.J.G., Liao Q., Quevedo-Teruel O.* // IEEE Trans. 2020. V. AP-68. № 5. P. 3410.
13. *Fonseca N.J.G., Liao Q., Quevedo-Teruel O.* // IET Microwave Antennas Propagat. 2021. V. 15. № 2. P. 123.
14. *Fonseca N.J.G.* // Rev. of Electromagnetics. 2022. V. 1. № 1. Article No. 21008.
15. *Венецкий А.С., Калошин В.А., Чан Т.Т.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 5. С. 447.
16. *Orgeira O., León G., Fonseca N.J.G., Quevedo-Teruel O.* // IEEE Trans. 2022. V. AP-70. № 5. P. 3320.
17. *Sochacki J.* // J. Modern Optics. 1988. V. 35. № 6. P. 891.
18. *Вайнштейн Л.А.* Теория диффракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966.
19. *Калошин В.А.* Дис. ... док. физ.-мат. наук. М.: ИРЭ АН СССР, 1989. 250 с.
20. *Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е.А.* // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>.
21. *Калошин В.А., Стоянов С.В.* // РЭ. 1989. Т. 35. № 12. С. 2640.