

ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СРЕДА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ ГОФРИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

© 2023 г. В. А. Калошин^а, *, Буй Ван Чунг^б

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125007 Российская Федерация

^б Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 20.06.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Предложена и исследована замедляющая среда на основе параллельных гофрированных металлических поверхностей. Исследование замедляющих свойств среды проведено с использованием численного метода в программной среде Ansys HFSS. Показано, что среда обладает сильной пространственной и слабой частотной дисперсией. Последнее обстоятельство позволяет использовать ее в качестве материала для широкополосных линз УКВ-СВЧ диапазонов электромагнитных волн. В качестве примера такого использования проведен синтез и анализ антенны на основе линзы Микаэляна.

DOI: 10.31857/S0033849423090103, EDN: SBNMAD

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время повысился интерес к использованию периодических и квазипериодических (в случае градиентных сред) металлодиэлектриков в качестве замедляющего материала для линзовых антенн [1–5]. Такие замедляющие среды обладают, как правило, анизотропией, а также частотной и пространственной дисперсией, что ограничивает возможности их применения в качестве материала высоконаправленных широкополосных линзовых антенных систем СВЧ-диапазона.

Учет анизотропии диэлектрической или магнитной проницаемости материала может быть проведен сравнительно легко в процессе синтеза в случае однополяризационных планарных линзовых антенн [6]. В случае трехмерных антенных систем можно избавиться от анизотропии, переходя к трехмерным искусственным кристаллам из изотропных элементов [2–4], что приводит, с одной стороны, к усложнению технологии изготовления замедляющей среды, а с другой — не приводит к исключению частотной и пространственной дисперсии.

Для построения трехмерных однополяризационных антенных систем может быть использована более простая конструкция многослойной линзы с гибридным преломлением, каждый слой которой представляет собой плоскую однополя-

ризационную линзу [7], однако эта конструкция не является полностью металлической (используется частичное заполнение диэлектриком).

Цель данной работы — исследование металлической замедляющей среды со слабой частотной и сильной пространственной дисперсией и разработка методики синтеза широкополосных линзовых антенн УКВ-СВЧ-диапазона на основе такой среды.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ

Рассмотрим распространение плоских электромагнитных волн в среде в виде параллельных гофрированных металлических поверхностей (рис. 1). Задача очевидно сводится к анализу распространения мод в плоском металлическом волноводе с гофрированными стенками. Ограничимся анализом основной (нулевой) моды синусоидально гофрированного волновода с поперечным размером a , периодом гофра t и глубиной гофра (амплитудой синуса) b .

Для анализа дисперсионной характеристики коэффициента замедления $n = k/k_0$ (k и k_0 — волновые числа в среде и в вакууме соответственно) в работе использован численное моделирование (опция *eigen mode* в программной среде Ansys

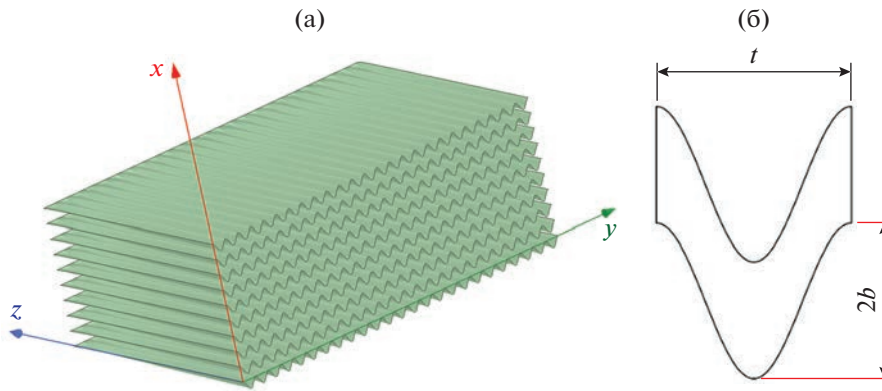


Рис. 1. Замедляющая среда: а – общий вид, б – период гофра.

HFSS). Результаты расчета частотной характеристики коэффициента замедления при распространении основной волноводной моды вдоль оси y в зависимости от глубины гофра b для параметров $a = 6$, $t = 10$ (здесь и далее все размеры в мм) представлены на рис. 2 (сплошные линии). На рисунке показана также зависимость коэффициента замедления (штриховые линии), равного отношению длины волновода на периоде структуры к периоду, рассчитанные по формуле

$$n = \frac{1}{t} \int_0^t \sqrt{1 + 4\pi^2 \frac{b^2}{t^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi y}{t} \right)} dy. \quad (1)$$

Как видно на рис. 2, частотная полоса пропускания среды уменьшается с увеличением коэффициента замедления, величина которого монотонно растет с увеличением глубины гофра и близка к приближенному значению, равному отношению длины волновода на периоде к периоду. При этом величина n в низкочастотной области почти не меняется.

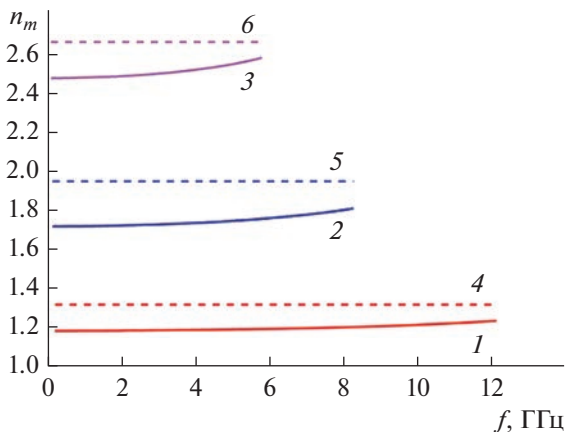


Рис. 2. Зависимость коэффициента замедления от частоты, вычисленная численным методом (кривые 1–3) и по формуле (1) (кривые 3–5) при $b = 2$ (1, 4), 4 (2, 5) и 6 (3, 6).

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента замедления от направления распространения волны (угла α между направлением вектора k и осью y на частоте 6 ГГц при разных значениях глубины гофра (сплошные кривые). Аналогичные зависимости (штриховые) рассчитаны для одноосной анизотропной среды с компонентами тензора магнитной проницаемости $\mu_1 = 1$ и $\mu_2 = n_m^2$ по формуле [8]:

$$n^2(\alpha) = \frac{n_m^2}{\cos^2 \alpha + n_m^2 \sin^2 \alpha},$$

где $n_m = n(0)$ – максимальный коэффициент замедления.

Как видно на рис. 3, соответствующие сплошные и штриховые кривые совпадают с графической точностью. Это позволяет использовать для синтеза линз на основе рассматриваемой замедляющей среды с пространственной дисперсией методику синтеза линз из анизотропных матери-

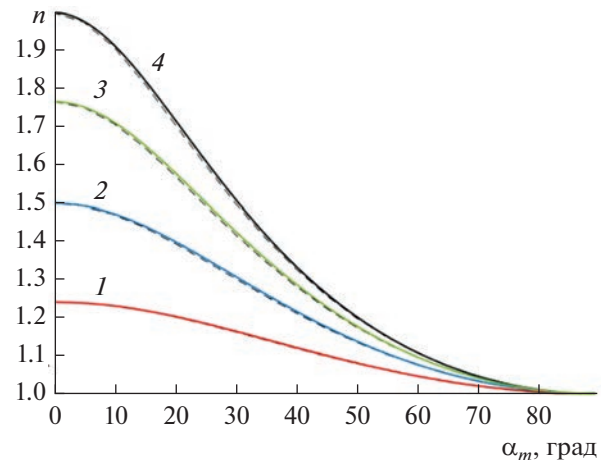


Рис. 3. Зависимости коэффициента замедления от направления распространения при $b = 2.2$ (1), 3.2 (2), 4 (3) и 4.6 (4).

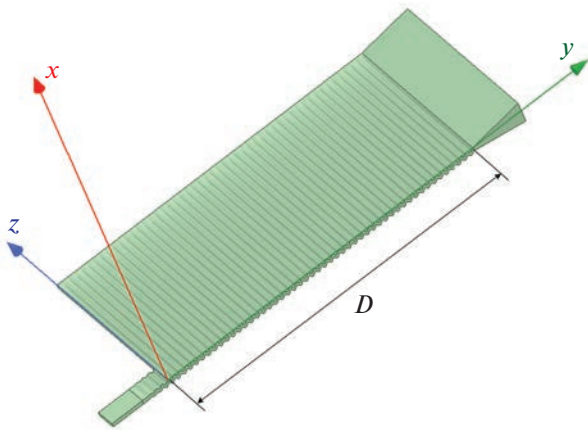


Рис. 4. Плоская линза Микаэляна.

алов, одна из компонент тензора электрической или магнитной проницаемости которых равна 1, а другая — n_m^2 .

2. СИНТЕЗ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА НА ОСНОВЕ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

В качестве примера рассмотрим задачу синтеза линзы с градиентом коэффициента преломления вдоль оси z , который реализуется за счет переменной глубины гофра стенок плоского волновода вдоль этой оси. На рис. 4 показана половина линзы, возбуждаемая открытым концом прямоугольного металлического волновода. Для уменьшения отражения в части волновода, примыкающей к линзе, имеется плавный переход от гладких широких стенок к гофрированным, а на выходе линзы расположен E -секториальный рупор.

Зависимость коэффициента замедления от координаты z можно найти, используя решение задачи синтеза линзы Микаэляна из анизотропной среды, которое имеет вид [6]

$$z(n) = \int_{n(0)}^{n(z)} \frac{dn}{f(n(z))}, \quad (2)$$

где

$$f(n(z)) = \frac{-\pi m(z) n(z) \sqrt{n(0)^2 - n(z)^2}}{2Dn(0)},$$

D — размер линзы вдоль оси y (рис. 4).

Учитывая, что в нашем случае $m(z) = 1/n(z)$, $n(0) = n_m$, и подставляя эти величины в (2), трудно получить

$$n(z) = n_m \cos\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right). \quad (3)$$

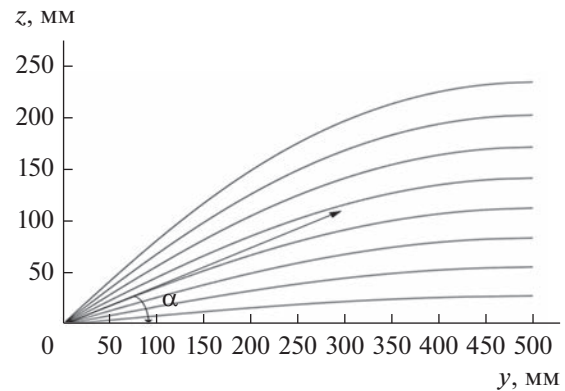


Рис. 5. Траектории лучей в линзе Микаэляна.

Уравнение лучей в слоисто-неоднородной анизотропной среде имеет вид [8]

$$\frac{dy}{dz} = \frac{Cm(z)}{\sqrt{n(z)^2 - C^2}}, \quad (4)$$

где $C = n_m / (\operatorname{tg} \alpha^2 + n_m^2)^{1/2}$ — лучевой параметр, который находится из условия $dz/dy = \operatorname{tg} \alpha$, где α — угол входа луча в линзу (рис. 5). Подставляя выражение для C и $m(z) = 1/n(z)$ в (4), получаем уравнения лучей в линзе:

$$y = \frac{D}{\pi} \arcsin \left[\frac{2C^2 - (n_m^2 + C^2) \cos^2\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right)}{\cos^2\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right)(n_m^2 - C^2)} \right] + \frac{D}{2}. \quad (5)$$

Семейство лучей, рассчитанных по формуле (5) для $n_m = 1.24$, приведено на рис. 5.

Максимальный размер апертуры линзы в H -плоскости ($2z_m$) при заданной величине D определяется условием $\cos(\pi z_m / 2Dn_m) = 1/n_m$, а максимальный угловой размер апертуры ($2\alpha_m$) — условием $\operatorname{tg}(\alpha_m) = n_m \operatorname{tg}(\pi z_m / 2Dn_m)$. Результаты расчета зависимости максимального значения относительной апертуры и ее углового размера от n_m приведены на рис. 6. Лучи с углами $\alpha > \alpha_m$ будут выходить через боковую поверхность линзы и не будут фокусироваться.

Следует отметить, что максимальные значения относительной апертуры и ее углового размера больше, чем у линзы Микаэляна из обычного (изотропного) диэлектрика.

3. АНАЛИЗ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА

Рассмотрим антенны на основе трех вариантов плоской линзы Микаэляна: прямоугольной формы (см. рис. 4), ограниченной крайними лучами

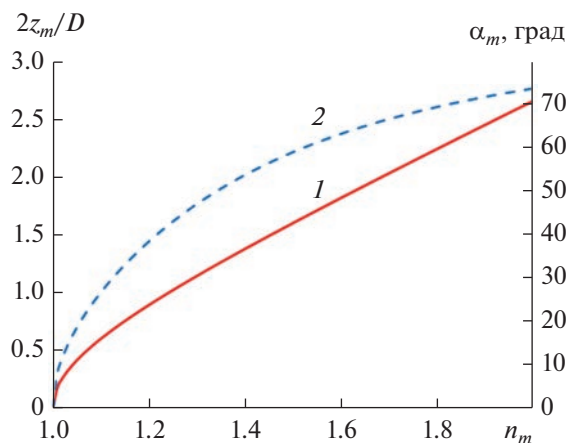


Рис. 6. Зависимость максимальных величин относительной апертуры линзы (1) и ее углового размера (2) от максимального замедления.

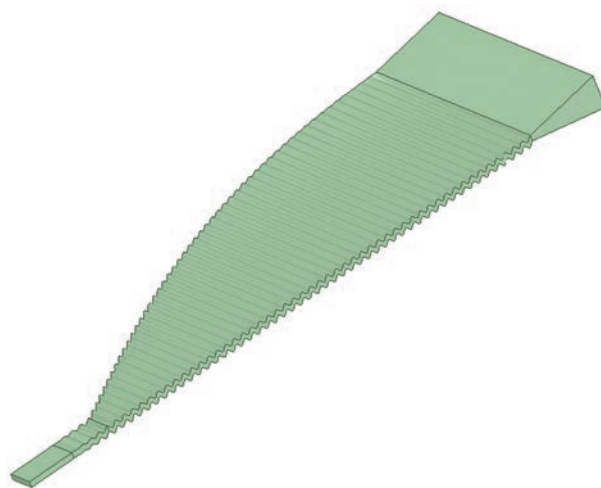


Рис. 7. Плоская линза Микаэляна, ограниченная крайними лучами.

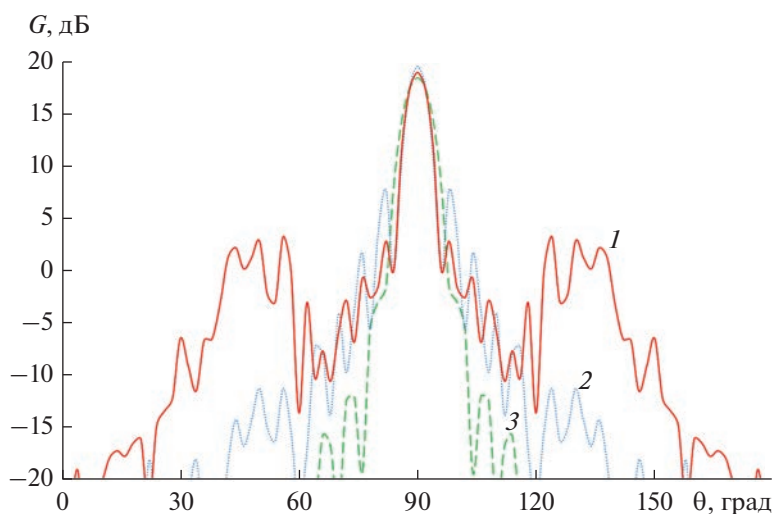


Рис. 8. Диаграммы направленности антенны в H -плоскости на частоте 6 ГГц: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

(половина линзы показана на рис. 7) и аналогичной линзы с металлизацией боковых стенок.

Линзы возбуждаются прямоугольным волноводом сечением 6×60 , для уменьшения отражения в части волновода, примыкающей к линзе имеется плавный переход от гладких стенок к гофрированным длиной 42.5, а на выходе линзы расположен E -секториальный рупор длиной 80 и апертурой 34×500 .

Результаты моделирования диаграмм направленности линзовых антенн в H -плоскости методом конечных элементов в программной среде HFSS показаны на рис. 8, а частотной зависимости коэффициента усиления — на рис. 9.

Как видно из рис. 9, максимальный коэффициент усиления обеспечивает линза, ограниченная крайними лучами без металлизации, а мини-

мальный — аналогичная линза с металлизацией. При этом первая обеспечивает также и максимальный уровень первого бокового лепестка, а последняя — минимальный уровень (см. рис. 8). Максимальный уровень дальнего бокового излучения — у антенны с прямоугольной линзой.

Такое поведение коэффициента усиления связано с различием амплитудных распределений в H -плоскости апертуры (рис. 10). Как видно из рис. 10, амплитудное распределение поля в апертуре линзы с металлизацией боковой поверхности спадает до нуля на краях апертуры, а у других линз продолжается за ее пределы, что объясняется возбуждением поверхностной волны на границах линза—вакуум и в результате обеспечивает им больший коэффициент усиления.

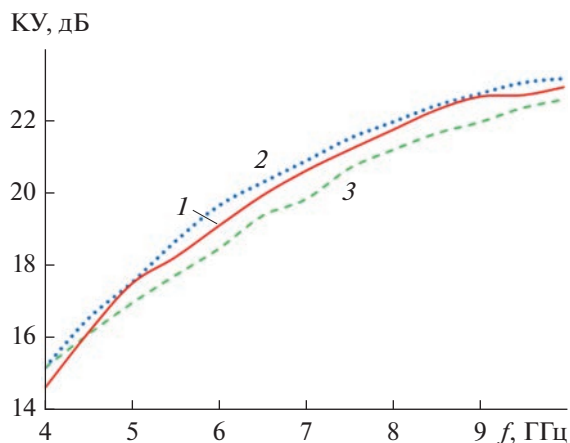


Рис. 9. Зависимости коэффициента усиления антенны от частоты: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

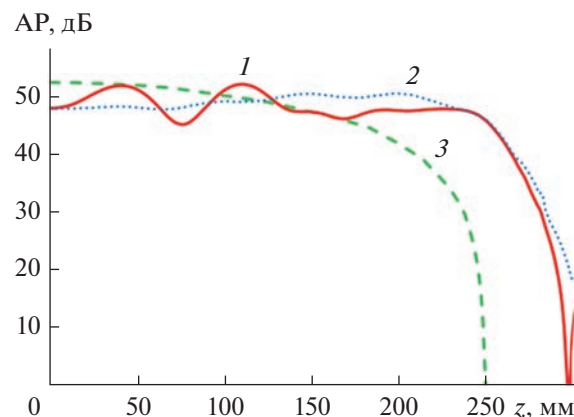


Рис. 10. Амплитудные распределения поля в Н-плоскости апертуры: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

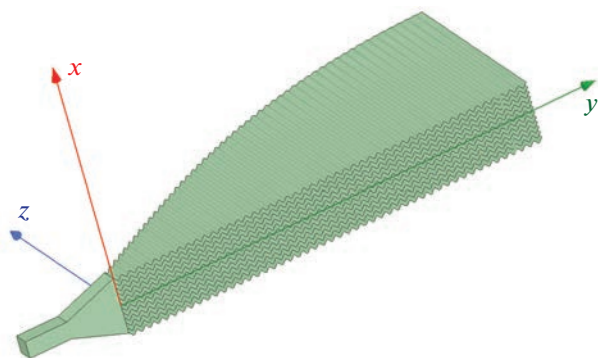


Рис. 11. Антенна на основе трехмерной линзы Микаэляна.

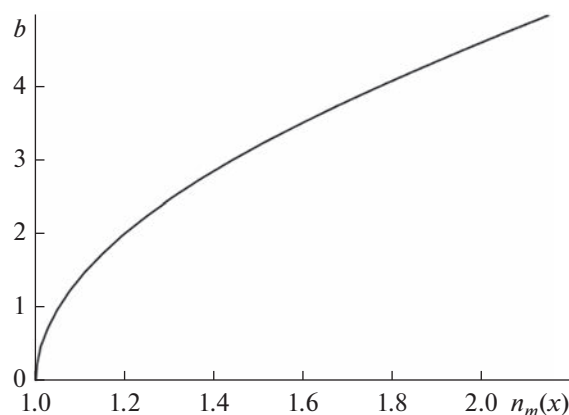


Рис. 12. Зависимость глубины гофра от коэффициента замедления.

Наибольший уровень дальнего бокового излучения у антенны с прямоугольной линзой объясняется наличием лучей, отраженных от боковых стенок линзы, что отражается в колебаниях амплитуды поля в апертуре (см. рис. 10).

4. СИНТЕЗ И АНАЛИЗ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА

Рассмотрим линзовую антенну на основе многослойной замедляющей среды из гофрированных металлических поверхностей (см. рис. 1) с градиентом коэффициента преломления вдоль оси z , который реализуется за счет переменной глубины гофра вдоль этой оси (половина антенны показана на рис. 11).

Линза возбуждается E -секториальным рупором с апертурой 40×66 . Каждый слой трехмер-

ной линзы представляет собой плоскую линзу Микаэляна. Все линзы имеют одинаковую величину апертуры 66×484 , $D = 500$ и закон изменения коэффициента преломления (3), но разные максимальные значения коэффициента замедления (n_m). Закон изменения $n_m(x)$ можно найти, приравняв эйконалы центральных лучей в линзах, с учетом разницы эйконолов цилиндрической волны в возбуждающем рупоре. В результате получаем

$$n_m(x) = n_m(0) - \frac{\sqrt{f^2 + x^2} - f}{D}. \quad (6)$$

Зная $n_m(x)$, можем найти $n(x, z)$ в каждой плоской линзе по методике, описанной в разд. 3. Зная $n(x, z)$, можем определить амплитуду гофра в любой точке линзы, учитывая ее зависимость от коэффициента замедления (рис. 12).

На рис. 13 представлены частотные зависимости коэффициента отражения трехмерной линзы

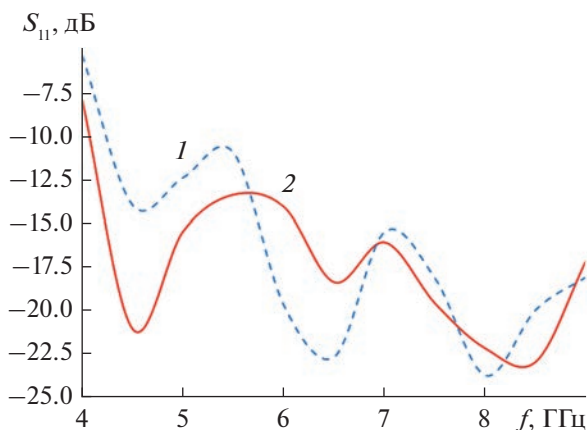


Рис. 13. Коэффициент отражения в зависимости от частоты антенны на основе трехмерной линзы Микаэляна: с металлизацией (1) и без металлизации боковых стенок (2).

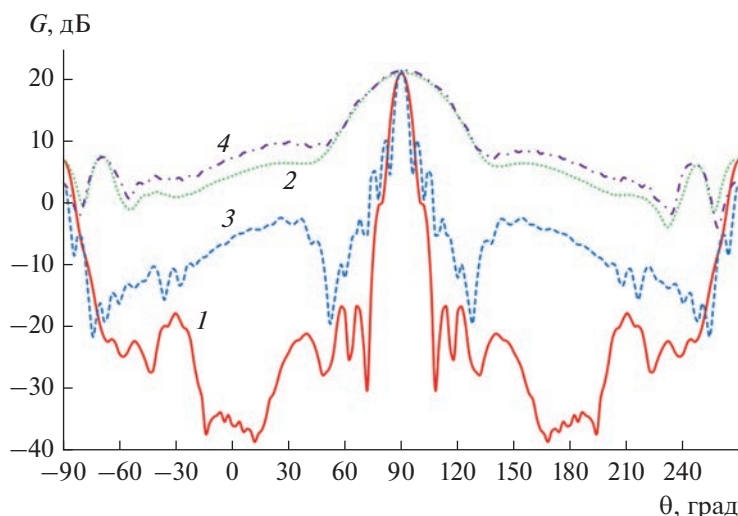


Рис. 14. Диаграммы направленности в антенны на основе трехмерной линзы Микаэляна в H - (1, 3) и E -плоскости (2, 4) с металлизацией боковых стенок (1, 2) и без металлизации (3, 4).

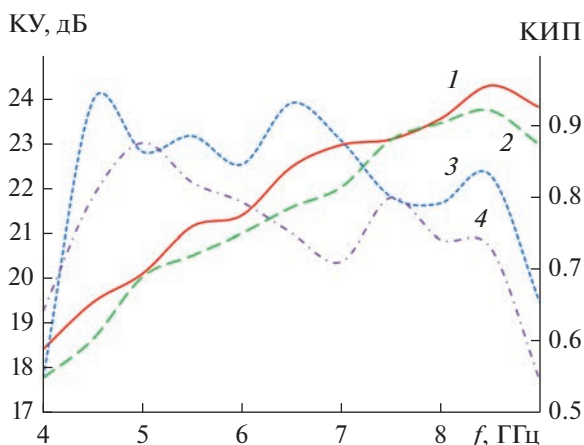


Рис. 15. Зависимости коэффициента усиления (1, 2) и величины КИП (3, 4) от частоты: с металлизацией (2, 4) и без металлизации боковых стенок (1, 3).

Микаэляна, рассчитанные с использованием метода конечных элементов в программной среде Ansys HFSS, на рис. 14 – диаграммы направленности в E - и H -плоскости на частоте 6 ГГц, а на рис. 15 – частотные зависимости коэффициента усиления (КУ) и коэффициента использования поверхности (КИП).

Как видно из рис. 14 и 15, в полосе частот более октавы линза с металлизацией обеспечивает КИП более 0.7 при уровне боковых лепестков ниже -23 дБ, а линза без металлизации – КИП более 0.77 при уровне боковых лепестков ниже -11 дБ. При этом заднее излучение в обоих случаях около -12 дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Предложенная и исследованная замедляющая структура на основе параллельных гофрированных металлических поверхностей может быть использована в качестве материала для широкополосных линзовых антенн УКВ-СВЧ-диапазона.

2. При синтезе линз на основе предложенной замедляющей структуры с пространственной дисперсией можно использовать методику, развитую для синтеза линз из анизотропного материала.

3. Оба варианта синтезированных в работе трехмерных линз Микаэляна, ограниченных крайними лучами, обеспечивают КИП более 0.7 в полосе частот более октавы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН по теме № 0030-2019-006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Донец И.В., Лерер А.М., Цветковская С.М. // РЭ. 2023. Т. 68. № 5. С. 409.
2. Ji-Wei Lian, Maral Ansari, Peng Hu et al. // IEEE Trans. 2023. AP- 71. № 4. P. 3193.
3. Perez-Quintana D., Bilitos C., Ruiz-Garcia J. et al. // IEEE Trans. 2023. AP-71. № 4. P. 2930.
4. Ansari M., Jones B., Guo Y.J. // IEEE Trans. 2022. AP-70. № 6. P. 4307.
5. Liu J., Lu H., Dong Z. et al. // IEEE Trans. 2022. AP-70. № 1. P. 697.
6. Калошин В.А. // ДАН. 2016. Т. 470. № 2. С. 153.
7. Венецкий А.С., Калошин В.А., Чан Тиен Тханг // РЭ. 2023. Т. 68. № 6. С. 579.
8. Кухаркин В.С. Основы инженерной электрофизики. Ч. 1. М.: Высш. шк., 1969.