

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.17>

УДК: 621 376.67

АНТЕННА НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА ИЗ ПЕРФОРИРОВАННОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Буй Ван Чунг¹, В.А. Калошин²

¹ Московский физико-технический институт
141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
125007 Москва, ул. Моховая, 11, стр.7

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2025 г.

Аннотация. Проведено исследование влияния анизотропии усредненной диэлектрической проницаемости перфорированной структуры в виде гексагональной решетки круглых отверстий в сплошном диэлектрике на характеристики антенны на основе цилиндрической перфорированной линзы Микаэляна при различных вариантах синтеза линзы. Показано, что фазовые aberrации в апертуре линзы минимальны при синтезе по требованию точной фокусировки «обыкновенных» лучей. Исследованы характеристики антенны на основе перфорированной линзы Микаэляна, синтезированной таким образом. Показано, что анизотропия ограничивает максимальные значения КНД антенны, причем тем сильнее, чем больше диэлектрическая проницаемость материала.

Ключевые слова: линзовая антенна, линза Микаэляна, перфорированный диэлектрик, анизотропия.

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

Автор для переписки: Калошин Вадим Анатольевич, vak@cplire.ru

Введение

Линза Микаэляна впервые синтезирована в работе [1] эвристическим методом. Строгий вывод закона изменения коэффициента преломления в линзе, который обеспечивает фокусировку лучей точечного источника, расположенного на первой (плоской) поверхности линзы в плоскую волну на второй (плоской) поверхности линзы приведен в работе [2].

В связи со сложностью реализации неоднородного диэлектрика в конструкции цилиндрической линзы Микаэляна неоднородный диэлектрик, как правило, заменяется слоистым [3]. Однако при этом для реализации линзы необходимо изготовить набор цилиндров из диэлектриков с заданными коэффициентами преломления.

Другой подход к реализации цилиндрической линзы Микаэляна заключается в использовании квазипериодической структуры из одного диэлектрика. Одними из простейших структур такого типа являются слоистые и перфорированные (дырчатые) структуры с переменным коэффициентом заполнения воздухом, зависящим от декартовой (в случае планарной линзы Микаэляна) или радиальной координаты (в случае цилиндрической линзы).

Первой работой, по-видимому, в которой была предложена и исследована цилиндрическая перфорированная линза Микаэляна является работа [4]. Линза Микаэляна в этой работе представляла собой круглый цилиндр из набора диэлектрических трубок с гексагональным расположением, толщина стенок которых менялась в зависимости от их радиальной координаты. Другой вариант конструкции перфорированной линзы (с использованием гексагональной решетки круглых отверстий в сплошном диэлектрике) использован в ряде работ (см., например, [5]).

Следует отметить, что одномерно и двумерно-периодические диэлектрические структуры обладают анизотропией и описываются тензором усредненной диэлектрической проницаемости. В рассматриваемом в данной работе частном случае осесимметричной перфорированной структуры анизотропия является одноосной, т.е. величина одной из компонент тензора

усредненной диэлектрической проницаемости (ε_z) в цилиндрической системе координат отличается от компонент $\varepsilon_r = \varepsilon_\varphi$.

При этом в известных работах не был проведен теоретический анализ влияния анизотропии усредненной диэлектрической проницаемости на характеристики антенн на основе цилиндрической линзы Микаэляна, а диаметры экспериментально исследованных прототипов не превышают 5-6 длин волн, что затрудняет проведение такого анализа, поскольку с уменьшением электрического размера линзы влияние анизотропии падает.

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния анизотропии усредненной диэлектрической проницаемости перфорированной структуры в виде набора круглых отверстий в сплошном диэлектрике на характеристики антенны на основе цилиндрической перфорированной линзы Микаэляна при различных вариантах синтеза линзы.

1. Синтез перфорированной линзы Микаэляна

Рассмотрим задачу синтеза линзы в виде круглого диэлектрического цилиндра с расположенными по гексагональной сетке круглыми отверстиями (рис. 1). Задача синтеза заключается в определении закона изменения диаметра отверстий в зависимости от их расстояния от оси цилиндра.

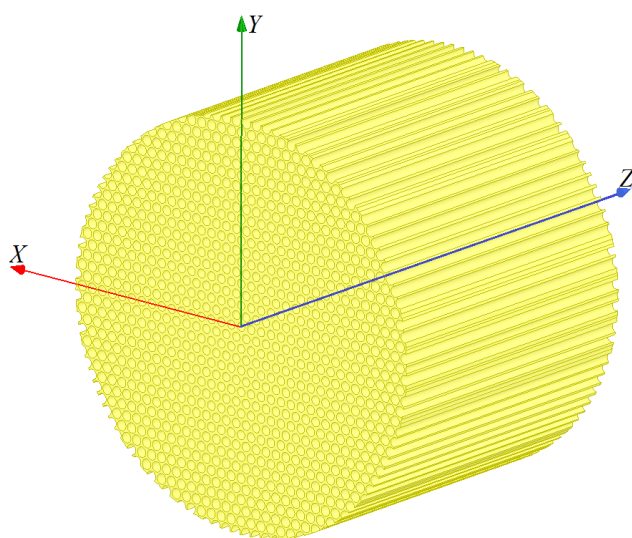


Рис. 1. Перфорированная линза Микаэляна.

Закон изменения коэффициента преломления от радиуса в линзе Микаэляна имеет вид [6]

$$n_{\text{мик}} = n(0) / \text{ch}(\pi r / (2T)), \quad (1)$$

где T – толщина линзы, $n(0)$ – коэффициент преломления на оси линзы.

Рассмотрим несколько вариантов синтеза линзы. В первом варианте синтеза полагаем $n_z = n_{\text{мик}}$. Для рассматриваемого перфорированного диэлектрика компоненты тензора коэффициента преломления имеют вид [7]

$$n_r = \sqrt{\varepsilon_d + 2p\varepsilon_d \frac{1 - \varepsilon_d}{1 + \varepsilon_d - p(1 - \varepsilon_d)}}, \quad (2)$$

$$n_z = \sqrt{p + (1 - p)\varepsilon_d}, \quad (3)$$

где $p = S_{\text{воз}}/S_{\text{п}}$ – величина коэффициента заполнения среды воздухом, $S_{\text{воз}}$ – площадь отверстия, $S_{\text{п}}$ – площадь периода структуры. Выражение (3) совпадает с известной и широко используемой формулой для усредненной диэлектрической проницаемости [8].

Из формулы (3) нетрудно получить

$$p = (\varepsilon_d - n_z^2) / (\varepsilon_d - 1), \quad (4)$$

где ε_d – диэлектрической проницаемость материала линзы. Подставляя $n_z = n_{\text{мик}}$ из формулы (1) в формулу (4), находим зависимость

$$p(r) = \left(\varepsilon_d \text{ch}^2\left(\frac{\pi r}{2T}\right) - n^2(0) \right) / \left(\text{ch}^2\left(\frac{\pi r}{2T}\right) (\varepsilon_d - 1) \right). \quad (5)$$

Подставляя полученную зависимость в формулу (2), находим зависимость $n_r(r)$. Найденные в результате зависимости компонент тензора коэффициента преломления от радиуса перфорированной линзы Микаэляна толщиной $T = 60.8$ мм из диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_d = 9$ представлены на рис. 2. На том же рисунке приведена зависимость $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 65$ мм.

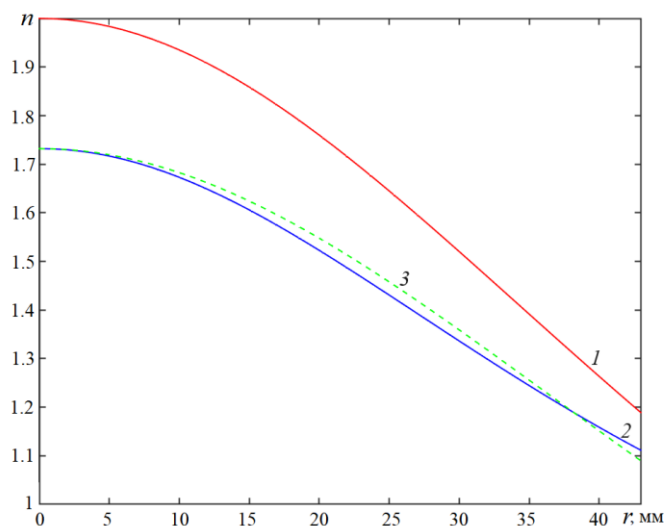


Рис. 2. Зависимости от радиуса компонент $n_z(1)$, $n_r(2)$ тензора коэффициента преломления при $n_r(0) = 1,732$, $T = 60,8$ мм и $n_{\text{мик}}(3)$ при $n_r(0) = 1,732$ и $T = 65$ мм.

На рисунке видно, что зависимости $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 65$ мм и $n_r(r)$ при $T = 60.8$ мм – близки.

Нетрудно показать, что при таком синтезе линзы не будет точной фокусировки лучей ни в одной плоскости.

Во втором варианте синтеза линзы будем полагать $n_r = n_{\text{мик}}$. Из формулы (2) нетрудно получить

$$p = \frac{(1 + \varepsilon_d)(\varepsilon_d - n_r^2)}{(\varepsilon_d - 1)(\varepsilon_d + n_r^2)}. \quad (6)$$

Поставляя выражение для $n_r(r) = n_{\text{мик}}(r)$ из формулы (1) в выражение (6), получаем зависимость $p(r)$. Подставляя эту зависимость в формулу (3), находим зависимость $n_z(r)$. Найденные в результате зависимости компонент тензора коэффициента преломления от радиуса перфорированной линзы Микаэляна для линзы с аналогичными параметрами, как и выше, представлены на рис. 3.

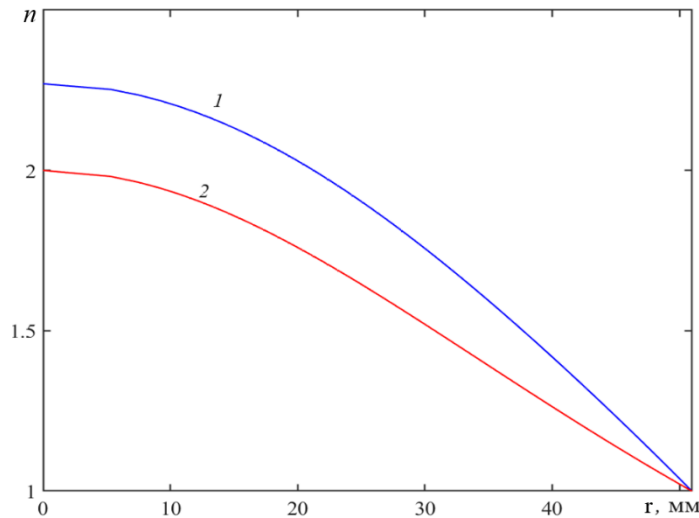


Рис. 3. Зависимости компонент $n_z(1)$, $n_r = n_{\text{мик}}(2)$ тензора коэффициента преломления от радиуса.

Отметим, что при таком синтезе линзы будет обеспечена точная фокусировка «обыкновенных» лучей (в H плоскости), поскольку вектор электрического поля E лучей в этой плоскости ортогонален оси тензора коэффициента преломления. Во всех остальных плоскостях точной фокусировки не будет.

В третьем варианте синтеза линзы потребуем точную фокусировку «необыкновенных» лучей (в E плоскости). Для этого воспользуемся методикой синтеза планарной анизотропной линзы Микаэляна, описанной в работе [9]. Подставляя в полученное в этой работе уравнение

$$\frac{dn_r}{dr} = f(n_r(r)) = \frac{-\pi n_z(r) \sqrt{n(0)^2 - n_r(r)^2}}{2Tn(0)} \quad (7)$$

в выражения (2), (3) для компонент тензора коэффициента преломления, получаем уравнение

$$r = \frac{2Dn(0)}{\pi} \int_0^{p_0} \frac{\varepsilon_d(1-\varepsilon_d^2)dp}{p [1+\varepsilon_d - p(1-\varepsilon_d)]^2 \sqrt{p+(1-p)\varepsilon_d} \sqrt{\varepsilon_\delta + 2p\varepsilon_d \frac{1-\varepsilon_d}{1+\varepsilon_d - p(1-\varepsilon_\delta)}} \sqrt{n(0)^2 - \varepsilon_d - 2p\varepsilon_d \frac{1-\varepsilon_d}{1+\varepsilon_d - p(1-\varepsilon_d)}}, \quad (8)$$

где $p_0 = \frac{(1+\varepsilon_d)(\varepsilon_d - n(0)^2)}{(\varepsilon_d - 1)(\varepsilon_d + n(0)^2)}$.

Находя из уравнения (7) зависимость $p(r)$, определяем зависимости компонент тензора коэффициента преломления от радиуса. Найденные в

результате зависимости для линзы с аналогичными параметрами, как и выше, представлены на рис. 4.

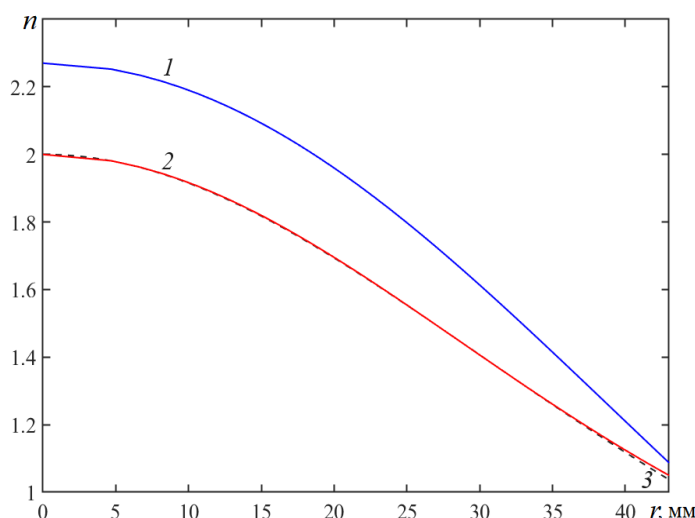


Рис. 4. Зависимости компонент $n_z(1)$, $n_r(2)$ тензора коэффициента преломления при $n(0) = 2$, $T = 60.8$ мм и $n_{\text{мик}}(3)$ при $T = 53$ мм от радиуса.

На том же рисунке приведена зависимость $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 53$ мм. На рисунке видно, что зависимости $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 53$ мм и $n_r(r)$ при $T = 60.8$ мм – практически совпадают.

Отметим, что при таком синтезе линзы будет обеспечена точная фокусировка «необыкновенных» лучей (в E плоскости). Во всех остальных плоскостях точной фокусировки не будет.

В четвертом варианте синтеза выберем в качестве зависимостей компонентов тензора коэффициента преломления от радиуса среднее арифметическое соответствующих зависимостей во втором и третьем случаях. Эти зависимости представлены на рис. 5.

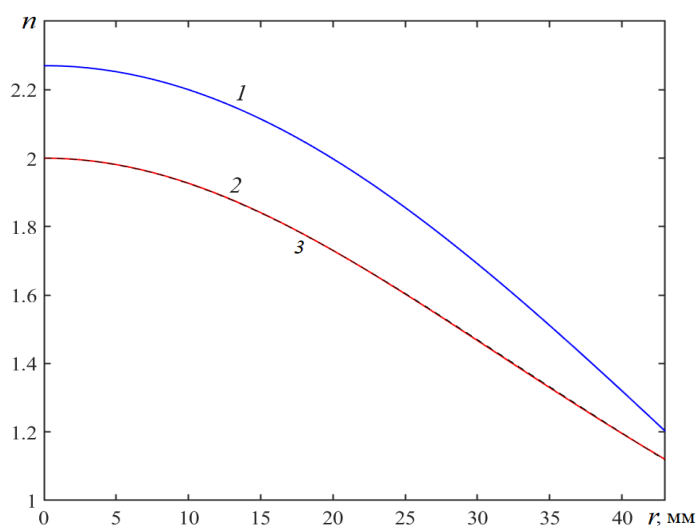


Рис. 5. Зависимости компонентов n_z (1), n_r (2) тензора коэффициента преломления от радиуса при $T = 60.8$ мм и $n_{\text{мик}}$ при $T = 57$ мм (3).

На том же рисунке приведена зависимость $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 57$ мм. На рисунке видно, что зависимости $n_{\text{мик}}(r)$ при $T = 57$ мм и $n_r(r)$ при $T = 60.8$ мм – практически совпадают.

Зависимости коэффициента заполнения от радиуса для всех четырех вариантов синтеза приведены на рис. 5. Номер кривой соответствует номеру варианта.

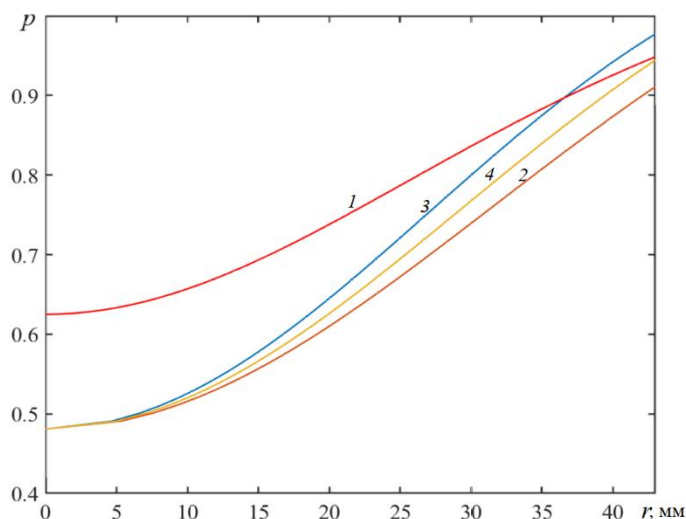


Рис. 6. Зависимости коэффициента заполнения от радиуса.

Следует отметить, что в линзе с круглыми отверстиями, в отличие от трубчатой линзы [4], реализация коэффициента заполнения, близкого к 1, вызывает трудности, что дополнительно ограничивает диаметр линзы для заданного коэффициента преломления материала.

2. Анализ aberrаций перфорированной линзы Микаэляна

Для анализа aberrаций эйконала (L) найдем зависимость этой величины от радиуса на выходной поверхности линзы.

В плоскости H распространяются «обыкновенные» лучи, эйконалы которых можно рассчитать по известной формуле для радиально-неоднородного диэлектрика [6]

$$L = \int_0^{R_m} \sqrt{n_r(r)^2 - h^2} dr + hT, \quad (9)$$

где $R_m = (2T/\pi)\operatorname{arcsch}(n(0)/h)$, $h = n(0)\cos(\beta)$, β – угол входа луча в линзу. При их точной фокусировке (во втором варианте синтеза) величина эйконала в апертуре линзы равно $n(0)T$.

Эйконал «необыкновенного» луча (в E плоскости) в апертуре линзы можно рассчитать по формуле [9]

$$L = \int_0^{R_m} m(r)\sqrt{n_r(r)^2 - h^2} dr + hT, \quad (10)$$

где $m(r) = n_z(r)/n_r(r)$.

В общем случае распространения волны в неоднородной анизотропной среде «обыкновенный» и «необыкновенный» лучи не разделяются [10]. Эйконалы лучей в этом случае будем вычислять приближенно, интегрируя по «обыкновенному» лучу

$$L = \int_0^r n(r, \alpha) dl, \quad (11)$$

где dl – элемент длины луч и используя известную формулу [11] для коэффициента замедления в однородной анизотропной среде

$$n(r, \alpha) = \frac{n_r(r)n_z(r)}{\sqrt{n_z(r)^2 \sin^2(\alpha) + n_r(r)^2 \cos^2(\alpha)}} \quad (12)$$

с соответствующими значениями компонентов тензора, где α – угол между вектором E и осью тензора (осью z в нашем случае),

$$\cos(\alpha) = \sin \gamma \sin \varphi, \quad (13)$$

φ – угол между вектором H и плоскостью распространения луча, γ – угол между лучевым вектором и осью z .

Для оценки точности такого подхода проведем расчет эйконала в E плоскости, где влияние анизотропии максимально.

Уравнение траектории «обыкновенных» лучей в линзе Микаэляна имеет вид [6]

$$\sin(\pi z / (2T)) = h \frac{\text{sh}(\pi r / (2T))}{\sqrt{n(0)^2 - h^2}}. \quad (14)$$

Из уравнения (14) нетрудно получить

$$\frac{dl}{dz} = \frac{n(0)}{\sqrt{h^2 + \sin^2(\frac{\pi z}{2T})(n(0)^2 - h^2)}}. \quad (15)$$

Поставляя выражения (13), (15) в (11), получаем

$$L = \int_0^T \frac{n^2(0)n_r(z)n_z(z)}{\sqrt{\left(n_z^2(z)n^2(0) + (n_r^2(z) - n_z^2(z))\cos^2\left(\frac{\pi z}{2D}\right)(n^2(0) - h^2)\sin^2\varphi\right)\left(h^2 + \sin^2\left(\frac{\pi z}{2T}\right)(n^2(0) - h^2)\right)}} dz. \quad (16)$$

Результаты расчета эйконала в апертуры линзы для первого варианта синтеза, рассчитанные по точной формуле (9) и приближенной формуле (16) в H плоскости и по точной (10) и приближенной формуле (14) в E плоскости приведены на рис. 7. Видно, что распределения эйконала в E плоскости, рассчитанные по точной и приближенной формуле близки. В H плоскости, как и следовало ожидать, результаты совпадают, причем величина эйконала не зависит от радиуса.

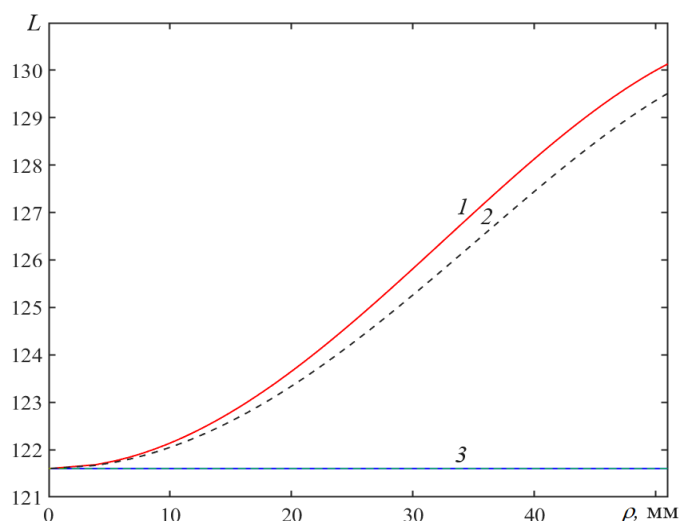


Рис. 7. Зависимости эйконала в апертуре линзы от радиуса: в E плоскости – точная формула (1), приближенная формула (2); в H плоскости – точная формула (3), приближенная формула (4).

Далее будем использовать приближенную формулу для расчета эйконала при произвольных значениях угла φ . Результаты расчета эйконала в апертуре линзы для всех четырех вариантов синтеза показаны на рис. 8. Как видно на рисунке, максимальная величина $\Delta L = L_{\max} - L_{\min}$, где L_{\max} и L_{\min} – максимальная и минимальная, соответственно, величина эйконала в апертуре линзы, имеет место при первом варианте синтеза (рис. 8а), а минимальная величина ΔL – при втором варианте синтеза.

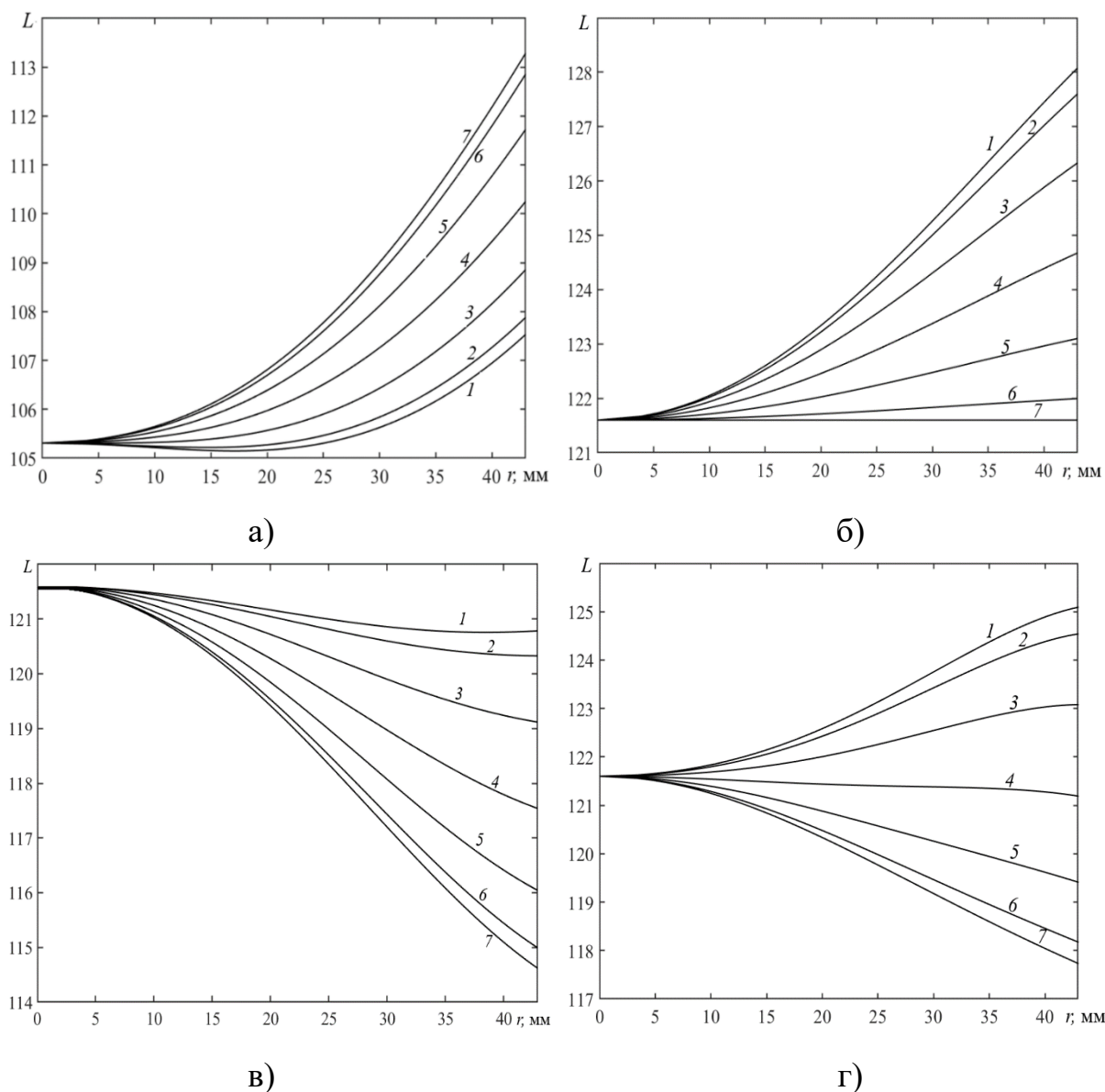


Рис. 8. Зависимости эйконала в апертуре линзы от радиуса при $\varepsilon = 9$, $n(0) = 2$: $\varphi = 90^\circ$ (1), $\varphi = 75^\circ$ (2), $\varphi = 60^\circ$ (3), $\varphi = 45^\circ$ (4), $\varphi = 30^\circ$ (5), $\varphi = 15^\circ$ (6), $\varphi = 0^\circ$ (7).

На рис. 9 представлены зависимости величина эйконала в апертуре линзы от радиуса при синтезе по второму (оптимальному) варианту линзы с параметрами $\varepsilon = 2.56$, $n(0) = 1.6$ и $\varepsilon = 4$, $n(0) = 2$ для 7 значений угла φ .

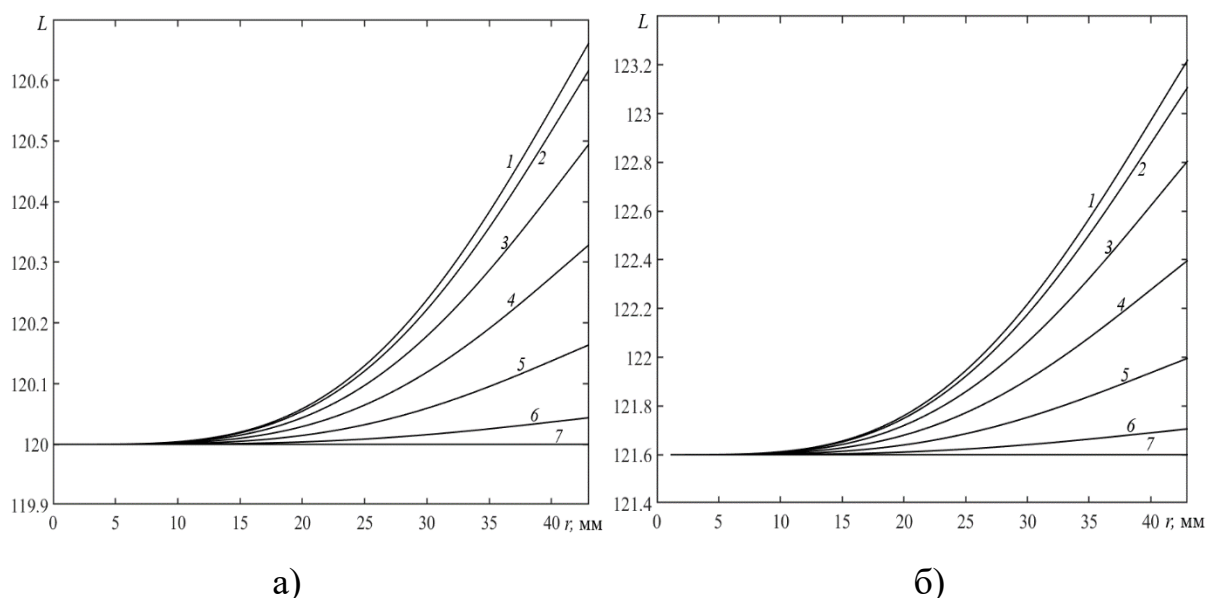


Рис. 9. Зависимости эйконала в апертуре линзы от радиуса при $\varepsilon = 2.56$, $n(0) = 1.6$ (а) и $\varepsilon = 4$, $n(0) = 2$ (б); $\varphi = 90^\circ$ (1), $\varphi = 75^\circ$ (2), $\varphi = 60^\circ$ (3), $\varphi = 45^\circ$ (4), $\varphi = 30^\circ$ (5), $\varphi = 15^\circ$ (6), $\varphi = 0^\circ$ (7).

Как видно на рисунке, при одном и том же значении $n(0)$ максимальная величина ΔL уменьшается с уменьшением диэлектрической проницаемости материала.

3. Анализ характеристик антенны на основе перфорированной линзы Микаэляна

Анализ характеристик антенны на основе перфорированной линзы Микаэляна проведем двумя методами: методом конечных элементов (МКЭ) в программной среде ANSYS HFSS и методом Кирхгофа.

Рассмотрим перфорированную линзу Микаэляна радиусом $R = 43$ мм, толщиной $T = 75$ мм, $n(0) = 1.6$ из полистирола ($\varepsilon = 2.56$) с возбудителем в виде пирамидального рупора, заполненным полистиролом длиной 50 мм, апертурой 8×10.5 мм, который возбуждается заполненным полистиролом прямоугольным волноводом сечением 11×22 мм. Отверстия внутри линзы радиусом, меняющимся по закону в зависимости от расстояния до оси симметрии линзы, показанному на рис. 6 (кривая 2), расположены по гексагональной сетке (рис. 10).

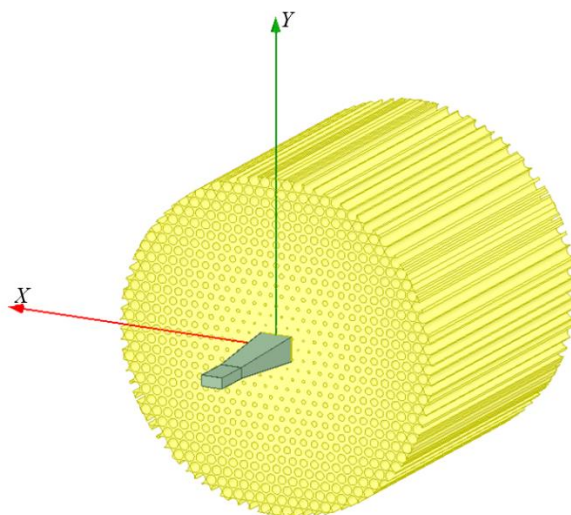


Рис. 10. Перфорированная антенна.

Диаграмма направленности облучателя, рассчитанная с использованием МКЭ, показана на рис. 11.

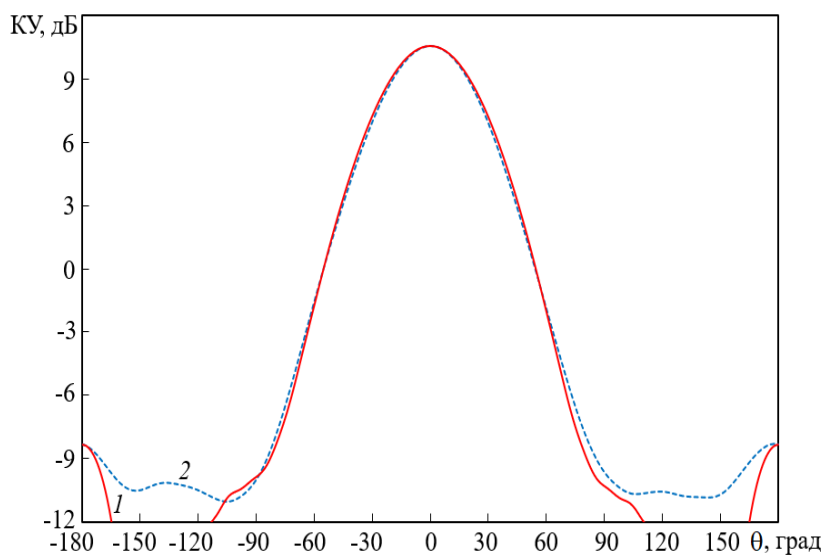
Рис. 11. Диаграмма направленности облучателя: *E* плоскость (1), *H* плоскость (2).

Диаграмма направленности линзовой антенны диаметром 86 мм с этим облучателем, рассчитанная с использованием МКЭ на частоте 20 ГГц, показана на рис. 12.

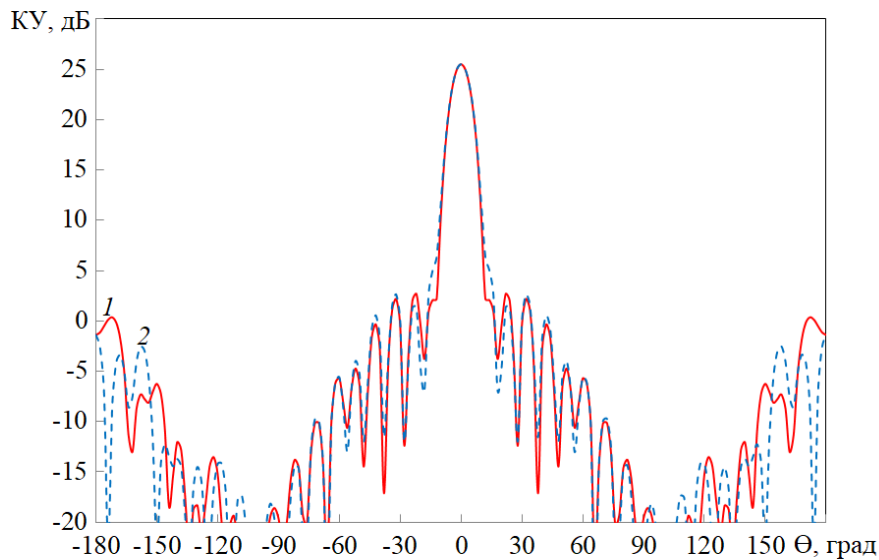


Рис. 12. Диаграммы направленности линзовой антенны на частоте 30 ГГц в H (1) и E (2) плоскости.

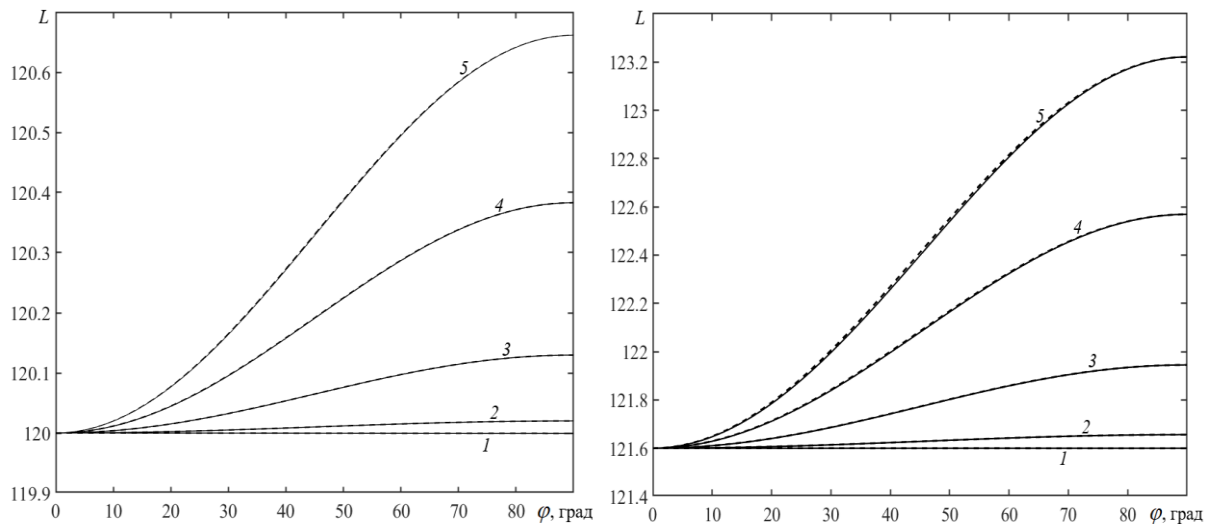
Величину КНД можно рассчитать путем интегрирования ДН или по формуле [12]

$$KНД = \frac{4\pi \left| \int_S \dot{E}(\rho, \varphi) dS \right|^2}{\lambda^2 \int_S |\dot{E}(\rho, \varphi)|^2 dS}, \quad (17)$$

где $E(\rho, \varphi)$ – распределение электрического поля в апертуре.

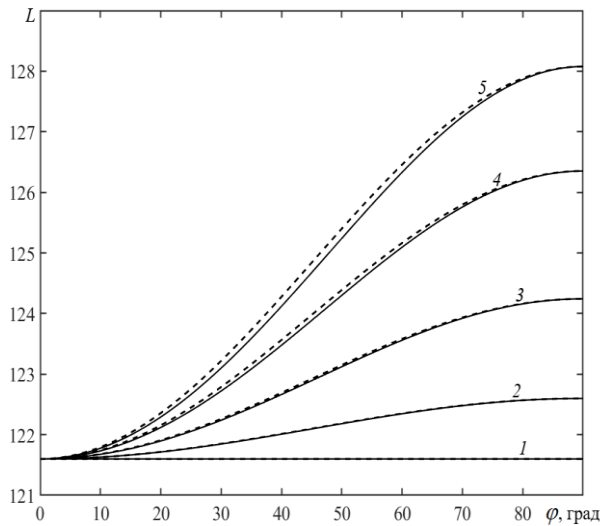
Для того, чтобы свести вычисление интеграла по площади (17) к линейному интегралу, отметим, что зависимости эйконала в апертуре линзы от азимутального угла в приближении геометрической оптики можно приближенно описать формулой

$$L = L(0) + (1 - \cos(2\varphi)) \frac{L_m\left(r, \phi = \frac{\pi}{2}\right) - L(0)}{2} = \frac{L_m\left(r, \phi = \frac{\pi}{2}\right) + L(0)}{2} - \cos(2\varphi) \frac{L_m\left(r, \phi = \frac{\pi}{2}\right) - L(0)}{2}. \quad (18)$$



а)

б)



в)

Рис. 13. Зависимости эйконала от азимутального угла при $\varepsilon = 2.56$, $n(0) = 1.6$, $T = 75$ мм (а); $\varepsilon = 4$, $n(0) = 2$ (б), $T = 60.8$ мм; $\varepsilon = 9$, $n(0) = 2$ (в), $T = 60.8$ мм (в): расчет по формуле (11) – сплошные линии, расчет по формуле (18) – штриховые линии; $r = 0$ (1), $r = 15$ (2), $r = 25$ (3), $r = 35$ (4), $r = 43$ (5).

Результаты расчета распределения фазы в апертуре перфорированной линзы, рассчитанные по формулам (11) и (18) представлены на рис. 13.

Как видно на рисунке, зависимости эйконала от азимутального угла, рассчитанные по формулам (11) и (18) – близки, поэтому далее для расчета распределения эйконала в апертуре линзы можно использовать более простую формулу (18). Учитывая, что ДН облучателя близка к осесимметричной, амплитудное распределение поля в апертуре антенны $E(\rho)$ в приближении

геометрической оптики также можно полагать осесимметричным и вычислять по формуле

$$E(\rho) = \sqrt{(\pi / 2T) \cos(\beta) P(\beta)}, \quad (19)$$

где $\beta = \arctan(\sinh(\pi\rho/2T))$, ρ – расстояние до центра линзы при $z = T$, $P(\beta)$ диаграмма направленности облучателя по мощности.

Результаты расчета распределения амплитуды и фазы поля в апертуре слоистой и перфорированной линзовой антенны с тремя наборами параметров на частоте 30 ГГц, рассчитанные с использованием МКЭ и геометрической оптики представлены на рис. 14 и рис. 15, соответственно.

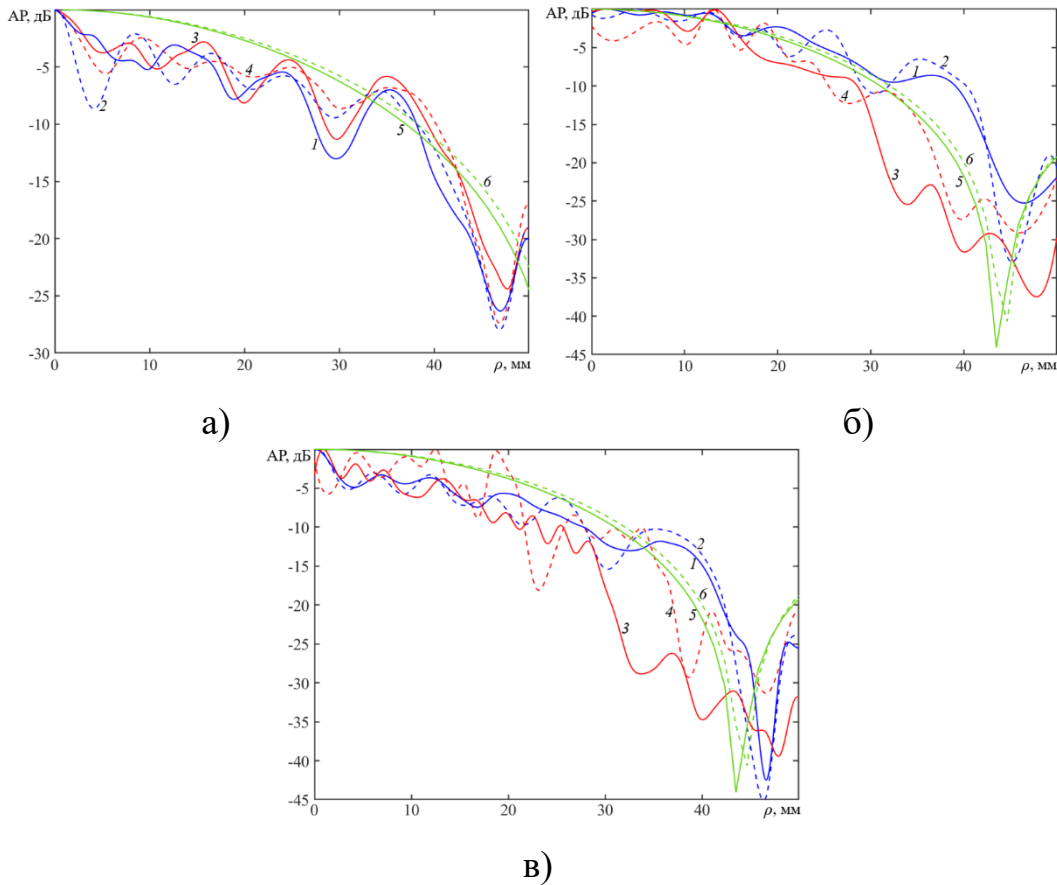


Рис. 14. Зависимости амплитуды поля в апертуре от радиуса на частоте 30 ГГц при $\epsilon = 2.56, n(0) = 1.6, T = 75$ мм (а); $\epsilon = 4, n(0) = 2, T = 60.8$ мм (б); $\epsilon = 9, n(0) = 2, T = 60.8$ мм(в) в слоистой (1,2), и перфорированной линзе (3,4), рассчитанные с использованием МКЭ, в перфорированной линзе, рассчитанные по геометрической оптике (5,6).

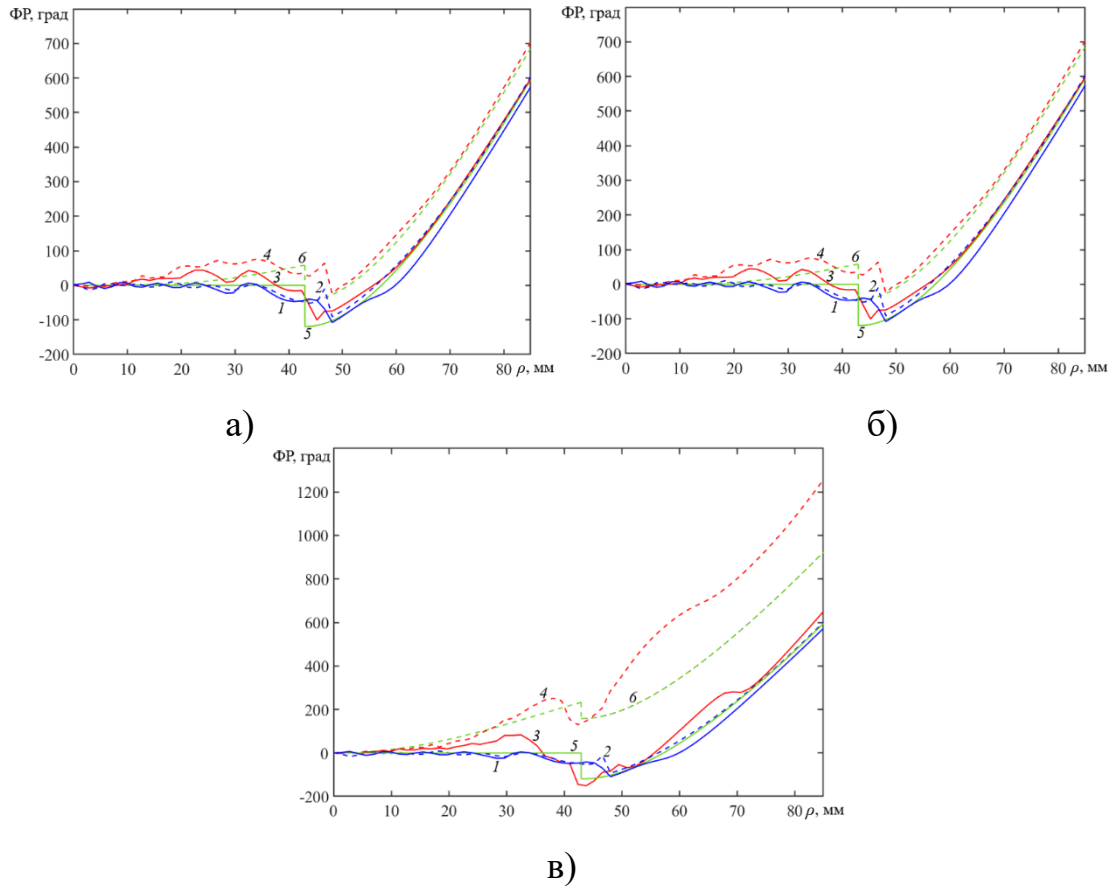


Рис. 15. Зависимости эйконала в апертуре от радиуса на частоте 30 ГГц при $\varepsilon = 2.56, n(0) = 1.6, T = 75$ мм (а); $\varepsilon = 4, n(0) = 2, T = 60.8$ мм (б); $\varepsilon = 9, n(0) = 2, T = 60.8$ мм (в) в слоистой (1,2), и перфорированной линзе (3,4), рассчитанные с использованием МКЭ, в перфорированной линзе, рассчитанные по геометрической оптике (5,6).

Сплошными линиями на рисунках приведены зависимости в H плоскости, а штриховыми – в E плоскости.

Как видно на рис. 14, распределения амплитуды поля в E и H плоскости близки. Учитывая этот факт и подставляя формулу (18) в интеграл (17) последний можно свести к виду

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_0^{\rho_m} E(\rho) e^{-jk \frac{L_m(\rho) - L(0)}{2}} J_0 \left(k \frac{L_m(\rho) - L(0)}{2} \right) \rho d\rho \right|^2}{\int_0^{\rho_m} |E(\rho)|^2 \rho d\rho}, \quad (20)$$

где $E(\rho)$ – усредненное амплитудное распределение, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка.

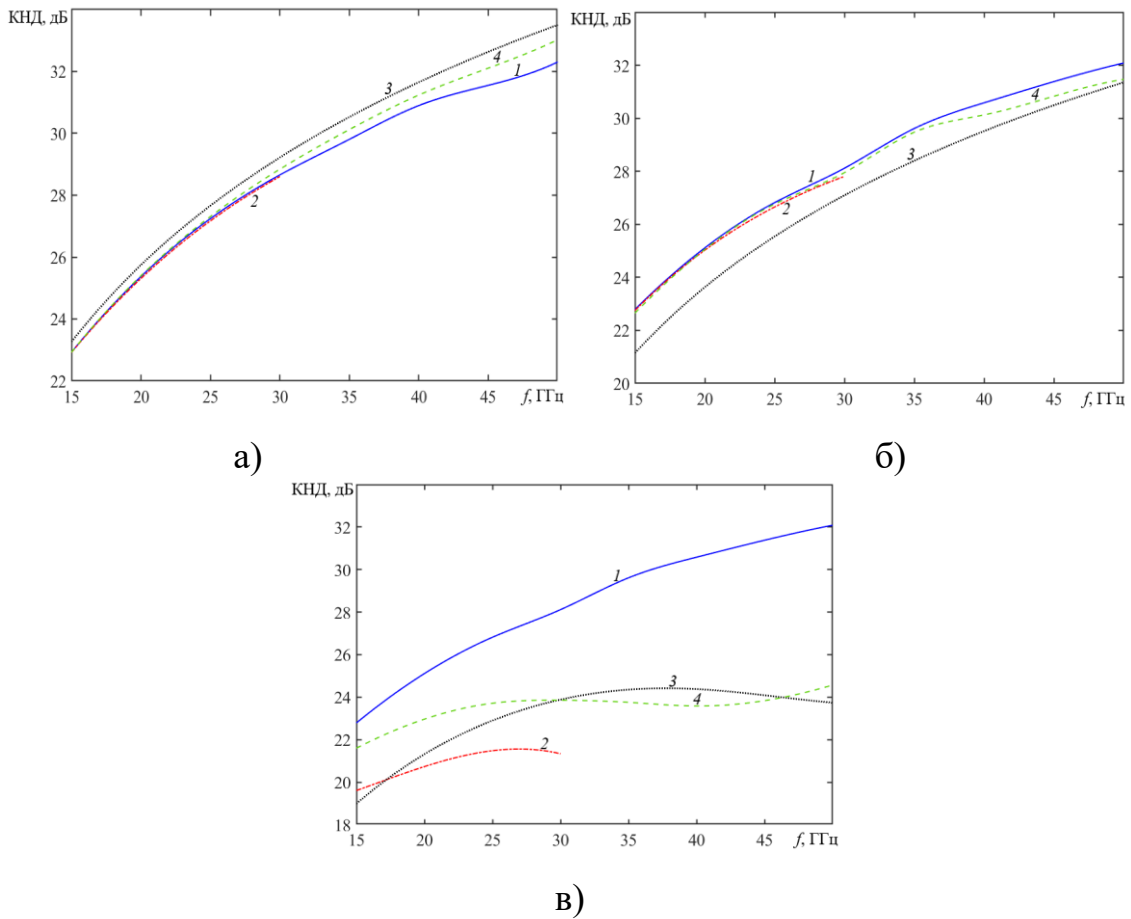


Рис. 16. Зависимости величины КНД от частоты при $\epsilon = 2.56, n(0) = 1.60, T = 75$ мм (а), $\epsilon = 4, n(0) = 2, T = 60.8$ мм (б), $\epsilon = 9, n(0) = 2, T = 60.8$ мм (в) в слоистой (1) и перфорированной (2,3,4) линзе, рассчитанные с использованием МКЭ (1,2) и по формуле (17) с использованием геометрической оптики (3) и гибридным методом (4).

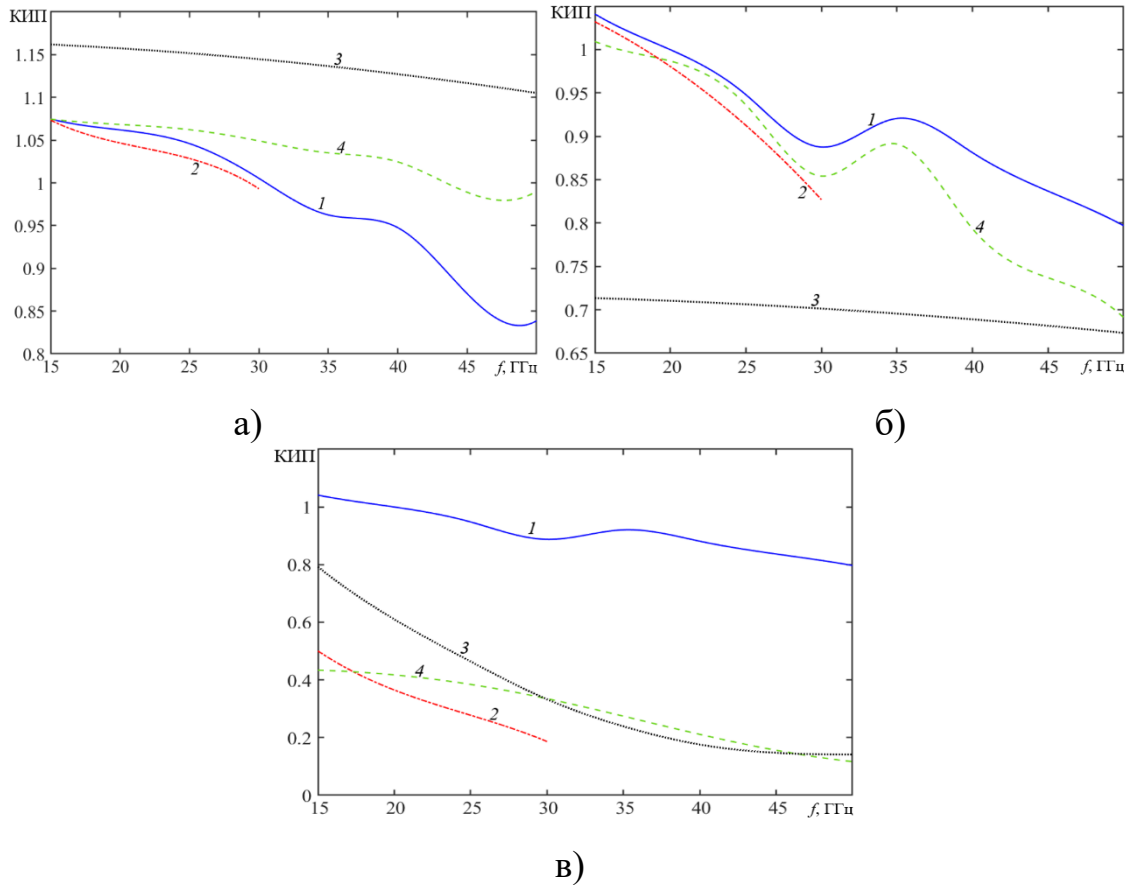


Рис. 17. Зависимости величины апертурного КИПа от частоты при $\varepsilon = 2.56$, $n(0) = 1.60$, $T = 75$ мм (а), $\varepsilon = 4$, $n(0) = 2$, $T = 60.8$ мм (б), $\varepsilon = 9$, $n(0) = 2$, $T = 60.8$ мм (в) в слоистой (1) и перфорированной (2,3,4) линзе, рассчитанные с использованием МКЭ (1,2) и по формуле (17) с использованием геометрической оптики (3) и гибридным методом (4).

Результаты расчета КНД и апертурного КИПа в зависимости от частоты слоистой и перфорированной линзовых антенн, рассчитанные с использованием МКЭ, а также по формуле (20) при $\rho_m = 85$ мм с использованием геометрической оптики и гибридного метода приведены на рис. 16 и рис. 17, соответственно. При этом в качестве амплитудного распределения в перфорированной линзе в гибридном методе использовалось амплитудное распределение в апертуре слоистой линзы, рассчитанной с использованием МКЭ, а фазовое распределение рассчитывалось по геометрической оптике.

Как видно на рис. 16 КНД линзовых антенн при $\varepsilon = 2.56$ и $\varepsilon = 4$ монотонно растет, а линзовой антенны $\varepsilon = 9$, $n(0) = 2$ на частоте 27.5 ГГц имеет максимальное значение (21.7 дБ). При этом величина апертурного КИПа

(рис. 17) монотонно падает как с увеличением частоты, так и диэлектрической проницаемости материала линзы.

Заключение

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- 1) Минимальные aberrации в апертуре обеспечивает перфорированная линза Микаэляна, синтезированная из требования точной фокусировки «обыкновенных» лучей (в H плоскости).
- 2) Из-за влияния анизотропии максимальная величина КНД антенны на основе перфорированной линзы Микаэляна ограничена, причем, чем больше диэлектрическая проницаемость материала линзы, тем меньше возможная диэлектрической проницаемостью 9 и значением коэффициента преломления на оси 2 максимально возможный КНД не превышает 22 дБ.
- 3) Величина апертурного КИПа монотонно падает как с увеличением частоты, так и диэлектрической проницаемости материала линзы.
- 4) Метод Кирхгофа дает завышенные значения величин КНД и КИПа.

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

Литература

1. Микаэлян А.Л. Применение слоистой среды для фокусирования волн // ДАН СССР. – 1951. – Т. 81. – С. 569-571.
2. Fletcher A., Murphy T., Young A. Solutions of two optical problems // Proc. of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. – 1954. – V. 223. – №. 1153. – С. 216-225.
3. Hu W., Martin C.M.C., Cavallo D. Design Formulas for Flat Gradient Index Lenses With Planar or Spherical Output Wavefront // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2024. – V. AP-72. – №. 3. – С. 2555-2563.

4. Калошин В.А., Персиков М.В., Стоянов С.В., Шестаков Ю.А. Градиентные линзовые антенны на основе трубчатых диэлектрических структур, Труды Всес. н/т конф. «Современные проблемы радиоэлектроники». М.: МЭИ. 1988.
5. Melendro-Jimenez J., Sanchez-Olivares P., Tamayo-Dominguez A., Sun X., Fernandez-Gonzalez J.M. 3D printed directive beam-steering antenna based on gradient index flat lens with an integrated polarizer for dual circular polarization at W-band // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2023. – V. AP-71. – №. 1. – С. 1059-1064.
6. Зелкин Е. Г., Петрова Р. А. Линзовые антенны. М.: Сов. Радио. 1974.
7. Mrnka M., Raida Z. An effective permittivity tensor of cylindrically perforated dielectrics // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2017. – V. 17. – №. 1. – С. 66-69.
8. Choy T.C. Effective medium theory: principles and applications. – Oxford University Press, 2015.
9. Калошин В. А. Планарная анизотропная линза Микаэляна на основе EBG-структуры // ДАН, 2016. – Т. 470. – №. 2. – С. 153-156.
10. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука. 1980.
11. Кухаркин В.С. Основы инженерной электрофизики. Ч. 1. М.: Высш. школа. 1969.
12. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. – 1988.

Для цитирования:

Буй В.Ч., Калошин В.А. Антенна на основе анизотропной линзы Микаэляна из перфорированного диэлектрика // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.17>