

УДК 621.391+621.396.677.85

ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД РАСЧЁТА ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРИРОВАННЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕНИЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

*А. В. Можаровский **, *А. А. Артеменко*, *А. А. Мальцев*, *Р. О. Масленников*,
А. Г. Севастьянов, *В. Н. Ссорин*

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Разработан комбинированный метод расчёта характеристик интегрированных линзовых антенн для локальных беспроводных систем радиосвязи миллиметрового диапазона длин волн на основе приближений геометрической и физической оптики. Метод основан на использовании принципов геометрической оптики для вычисления распределения электромагнитного поля на поверхности линзы (с учётом многократных внутренних переотражений) и физической оптики для определения полей излучения антенны в зоне Фраунгофера. С помощью разработанного комбинированного метода было проведено исследование различных интегрированных линзовых антенн на основе данных о форме и материале используемой линзы и модели излучения первичного облучателя, задаваемой аналитически или с помощью компьютерного моделирования. Для линз из кварцевого стекла в виде полусферы с цилиндрическим продолжением с радиусами 7,5 и 12,5 мм были найдены оптимальные значения длины цилиндрического продолжения, обеспечивающие максимальный коэффициент направленного действия антенны, равный 19,1 и 23,8 дБи для меньшей и большей линз соответственно. При этом диапазон углов сканирования рассматриваемых антенн составляет более чем $\pm 20^\circ$ при допустимом уровне уменьшения коэффициента направленного действия отклонённого луча в 2 дБ. Результаты расчёта, полученные с помощью разработанного метода, подтверждены проведёнными в рамках данной работы экспериментальными исследованиями прототипов интегрированных линзовых антенн с линзами из кварцевого стекла.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время всё большее внимание уделяется разработке локальных беспроводных систем связи для высокоскоростной передачи информации. Увеличение несущей частоты передаваемых в системах радиосвязи сигналов до 60 ГГц (стандарт IEEE 802.11ad [1]) и выше позволяет использовать более широкую полосу частот и тем самым увеличить скорость передачи данных до нескольких гигабит в секунду. Однако особенности распространения излучения миллиметрового диапазона длин волн в свободном пространстве налагают на антенны таких систем связи определённые требования для обеспечения большого значения коэффициента усиления и возможности электронного сканирования для установления соединения, автоматической адаптации к изменяющемуся каналу связи, а также обеспечения мобильности пользователей. Одним из перспективных вариантов реализации антенны для локальных беспроводных систем связи в этом диапазоне длин волн является интегрированная линзовая антенна (ИЛА).

В общем случае ИЛА состоит из однородной диэлектрической линзы, форма и размеры которой определяют коэффициент усиления антенны, и интегрированной на её плоскую заднюю поверхность антенной решётки из электрически переключаемых первичных облучателей [2]. Излучение от каждого облучателя в зависимости от его положения относительно оси линзы по-разному проходит через границу раздела линза — свободное пространство, обеспечивая тем самым различное отклонение основного луча диаграммы направленности ИЛА [3, 4].

* andrey.mozharovskiy@radiogigabit.com

При расчёте характеристик ИЛА часто используют методы, основанные на численном решении уравнений Максвелла, в частности метод конечных разностей во временной области [5] или метод конечных элементов [6]. Эти методы обеспечивают достаточно высокую точность получаемых результатов и подходят для решения широкого класса электромагнитных задач. Однако существующие коммерческие программные продукты (например, «CST Microwave Studio», HFSS, «EMPro»), реализующие эти методы, требуют значительных вычислительных ресурсов при расчёте апертурных антенн совместно с первичным облучателем. Поэтому в качестве альтернативы может быть рассмотрен комбинированный метод, основанный на использовании принципов геометрической и физической оптики (метод ГО/ФО) [7]. В этом методе с помощью приближения геометрической оптики строится модель излучения первичного облучателя в теле линзы с заданной диэлектрической проницаемостью. Затем с помощью формул Френеля вычисляется электромагнитное поле, прошедшее через границу раздела диэлектрик—свободное пространство, по которому рассчитывается распределение поверхностных токов на этой границе. По полученному распределению токов в соответствии с известными законами физической оптики рассчитываются поля, создаваемые антенной в дальней зоне.

В рамках настоящей работы комбинированный метод ГО/ФО был реализован в среде моделирования «Matlab» для разработки и исследования ИЛА миллиметрового диапазона длин волн с линзами различной формы, изготовленных из различных материалов. В реализованном методе ГО/ФО была использована простая аналитическая модель первичного облучателя и введён учёт многократных переотражений в теле линзы.

В разделе 1 настоящей статьи приведены основные теоретические соотношения, необходимые для расчёта характеристик ИЛА с помощью метода ГО/ФО, а также описаны принципы задания модели излучения первичного облучателя в теле линзы. В разделе 2 описан принцип учёта многократных внутренних переотражений в теле диэлектрической линзы. Раздел 3 посвящён применению метода ГО/ФО для расчёта характеристик линз из кварцевого стекла в форме полусфер с цилиндрическими продолжениями с радиусами 7,5 и 12,5 мм. С помощью реализованного метода ГО/ФО проведена оптимизация длин цилиндрических продолжений рассматриваемых линз. В разделе 4 представлены результаты экспериментальных исследований изготовленных из кварцевого стекла линз с радиусами 7,5 и 12,5 мм с оптимизированными длинами цилиндрических продолжений. Полученные результаты сравниваются с результатами моделирования методом ГО/ФО.

1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО МЕТОДА РАСЧЁТА ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРИРОВАННЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН, ОСНОВАННОГО НА ПРИНЦИПАХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Обычно ИЛА представляет собой однородную эллиптическую (с эксцентриситетом, обратно пропорциональным коэффициенту преломления материала линзы) или квазиэллиптическую линзу с интегрированной на её плоскую заднюю поверхность решёткой переключаемых облучателей.

Вследствие простоты изготовления в качестве альтернативы эллиптическим рассматривают линзы в форме полусферы с цилиндрическим продолжением (рис. 1), состоящие из полусферы с радиусом R , расположенной на цилиндрическом продолжении с длиной L . Такая линза наиболее близка по форме к эллиптической линзе с малой полуосью b , если величины R и L удовлетворяют

соотношениям [8]

$$R = \frac{3\varepsilon b}{1 + 3\varepsilon}, \quad L = b \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon} + 1}{\sqrt{\varepsilon} - 1}} - R, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала линзы. Таким образом, геометрические параметры линзы в форме полусферы с цилиндрическим продолжением, равным эквивалентной «эллиптической» позиции (т.е. с длиной L , определяемой соотношением (1)) полностью определяются диэлектрической проницаемостью материала линзы.

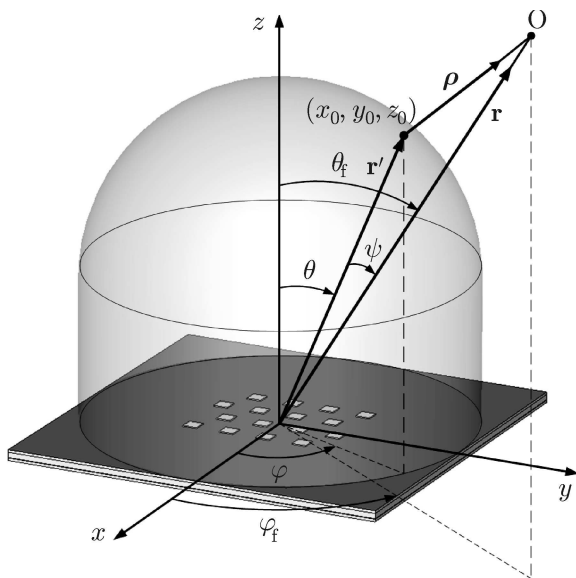


Рис. 1. Структура интегрированной линзовой антенны

Хотя эффективная апертура линзы в форме полусферы с цилиндрическим продолжением несколько меньше, чем у эквивалентной ей эллиптической линзы, вариация длины цилиндрического продолжения относительно значения, определяемого по формуле (1), позволяет увеличить коэффициент направленного действия (КНД) основного луча диаграммы направленности, а также уменьшить деградацию (понижение) КНД антенны при сканировании [9]. Данный эффект может быть использован для оптимизации характеристик ИЛА в форме полусферы с цилиндрическим продолжением для различных приложений, таких, например, как сети беспроводных локальных систем радиосвязи диапазона 60 ГГц. В данной работе такая оптимизация была проведена с помощью комбинированного ГО/ФО метода.

В реализованном методе ГО/ФО расчёт характеристик ИЛА на первом этапе проводится на основе приближения геометрической оптики и заданной модели излучения первичного облучателя в теле линзы. В рамках данной модели облучатель предполагается точечным с заданной поляризацией и заданным угловым распределением амплитуды напряжённости электрического поля $\mathbf{E}_{\text{feed}}$ в теле линзы, которое определяется либо из результатов полного электромагнитного моделирования физической структуры облучателя, либо аналитически, например с помощью модели излучения. Для случая осесимметричного распределения амплитуды электромагнитного поля в теле линзы эта модель даётся формулой [10]

$$|\mathbf{E}_{\text{feed}}(\theta)| = E_0 \cos^\gamma(\theta), \quad (2)$$

где θ — угол, отсчитываемый от оси симметрии линзы (рис. 1), $E_0 = |\mathbf{E}_{\text{feed}}(0)|$, γ — параметр, характеризующий ширину диаграммы направленности облучателя.

В случае не осесимметричного распределения амплитуды электромагнитного поля в теле линзы формула (2) может быть записана в виде

$$|\mathbf{E}_{\text{feed}}(\theta, \varphi)| = E_0 (\cos \theta)^{\gamma_E \sin^2 \varphi + \gamma_H \cos^2 \varphi}. \quad (3)$$

где φ — азимутальный угол (рис. 1), а γ_E и γ_H — коэффициенты, определяющие КНД и ширину диаграммы направленности облучателя в теле линзы в плоскостях $\varphi = 0^\circ$ (E -плоскость) и $\varphi = 90^\circ$ (H -плоскость) соответственно.

Расчёт прохождения заданного излучения через границу раздела линза—свободное пространство проводится на основе векторного представления законов Снеллиуса [11]. Обозначим падающий на поверхность линзы луч вектором $\mathbf{S}$, а преломлённый луч — вектором $\mathbf{S}_t$. Эти векторы безразмерны, направлены вдоль соответствующих лучей, а длина каждого из них равна показателю преломления соответствующей среды. Тогда можно показать, что разность векторов падающего и преломлённого лучей совпадает с единичным вектором нормали $\mathbf{n}$ к границе раздела с точностью до скалярного множителя Γ_t :

$$\mathbf{S}_t - \mathbf{S} = \Gamma_t \mathbf{n}. \quad (4)$$

Множитель Γ_t называют астигматической постоянной. Для случая преломления электромагнитной волны, распространяющейся из диэлектрической среды в свободное пространство, астигматическая постоянная определяется как [11]

$$\Gamma_t = \sqrt{1 - \varepsilon (1 - \cos^2 \alpha_1)} - \sqrt{\varepsilon} \cos \alpha_1, \quad (5)$$

где α_1 — угол падения луча на внутреннюю поверхность линзы

По известным направлениям падающего на поверхность и преломлённого лучей можно построить наглядную картину прохождения лучей от точечного первичного облучателя через тело диэлектрической линзы в приближении геометрической оптики. На рис. 2 показан ход лучей от точечного облучателя в осевом сечении полусферической линзы из кварцевого стекла ($\varepsilon = 3,8$) с радиусом 12,5 мм и с длиной цилиндрического продолжения 11,5 мм, что в соответствии с выражением (1) отвечает наилучшему приближению к форме эллипса. На данном рисунке сплошными тонкими линиями показаны лучи от точечного облучателя, проходящие через тело линзы в свободное пространство и преломляющиеся на границе раздела, пунктирными линиями — лучи, для которых выполняется условие полного внутреннего отражения от поверхности линзы, а точками — фазовый фронт прошедшего через поверхность линзы излучения. Координаты, используемые на рис. 2, введены на рис. 1: ось z совпадает с осью симметрии линзы, оси x и y ей перпендикулярны, а начало координат лежит на задней поверхности линзы. Из рис. 2 видно, что в приближении геометрической оптики фазовый фронт на эквивалентной апертуре вне линзы является плоским.

Амплитуда электрического поля, создаваемого первичным облучателем на внутренней поверхности линзы (до прохождения через границу раздела со свободным пространством), определяется формулой

$$|\mathbf{E}_i| = |\mathbf{E}_{\text{feed}}(\theta, \varphi)| \exp(i\xi) / \sqrt{l_i}, \quad (6)$$

где l_i — расстояние от облучателя до поверхности линзы, $\xi = l_i k \sqrt{\varepsilon}$ — фаза электрического поля на поверхности линзы, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны в свободном пространстве.

При дальнейшем расчёте следует учитывать, что лучи с вектором напряжённости электрического поля, перпендикулярным плоскости падения (s-поляризация) и параллельным этой плоскости (p-поляризация), по-разному проходят через границу раздела диэлектрик—свободное пространство. Прохождение и отражение излучения на этой границе определяется коэффициентами

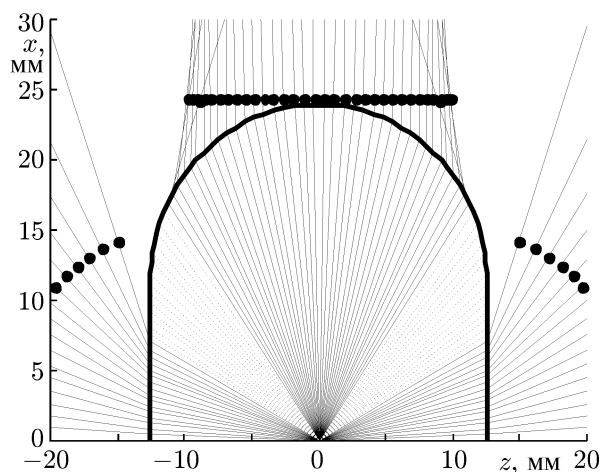


Рис. 2. Пример хода лучей через тело линзы в виде полусферы с цилиндрическим продолжением, изготовленной из кварцевого стекла

Френеля [12]

$$T_s = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad T_p = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)}, \quad (7)$$

где α_2 — угол преломления, T_s и T_p — коэффициенты Френеля для амплитуды прошедшего через границу раздела излучения для s- и p-поляризаций соответственно. Таким образом, напряжённость прошедшего через поверхность линзы электрического поля можно найти как сумму компонент падающего поля с этими поляризациями, умноженных на соответствующие коэффициенты Френеля:

$$\mathbf{E}_t = T_p \mathbf{E}_{ip} + T_s \mathbf{E}_{is}. \quad (8)$$

В свою очередь, магнитное поле $\mathbf{H}_t$ после прохождения границы можно найти по известной формуле

$$\mathbf{H}_t = [\mathbf{k}_t \times \mathbf{E}_t] / \eta, \quad (9)$$

где $\eta = 120\pi$ Ом — волновое сопротивление вакуума, $\mathbf{k}_t$ — волновой вектор в свободном пространстве.

По найденным электрическому и магнитному полям, прошедшим через тело линзы, эквивалентные токи на её поверхности S определяются выражениями

$$\mathbf{J}_S = [\mathbf{n} \times \mathbf{H}_t] \quad \mathbf{M}_S = -[\mathbf{n} \times \mathbf{E}_t], \quad (10)$$

где $\mathbf{J}_S$ и $\mathbf{M}_S$ — электрический и магнитный поверхностные токи соответственно.

Поля, создаваемые ИЛА в дальней зоне, можно рассчитать по найденным распределениям поверхностных токов с помощью метода векторных потенциалов [13]. Согласно этому методу в каждой точке наблюдения сначала вычисляются векторные потенциалы $\mathbf{A}$ и $\mathbf{F}$, соответствующие электрическому и магнитному поверхностным токам, а затем через них находят искомые поля антенны в дальней зоне.

Векторные потенциалы $\mathbf{A}$ и $\mathbf{F}$ являются решениями неоднородных уравнений Гельмгольца и имеют вид

$$\mathbf{A} = \frac{\mu'}{4\pi} \iint_S \mathbf{J}_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS', \quad (11)$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon'}{4\pi} \iint_S \mathbf{M}_S \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} dS', \quad (12)$$

где ε' и μ' — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$, $\boldsymbol{\rho}$ — вектор между точкой с координатами (x_0, y_0, z_0) на поверхности линзы, по которой ведётся интегрирование, и точкой наблюдения O (рис. 1).

В дальней зоне выражения (11) и (12) принимают вид

$$\mathbf{A} = \frac{\mu' \exp(-ikr)}{4\pi r} \mathbf{N}, \quad (13)$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon' \exp(-ikr)}{4\pi r} \mathbf{L}, \quad (14)$$

где

$$\mathbf{N} = \iint_S \mathbf{J}_S \exp(-ikr') \cos \psi dS', \quad \mathbf{L} = \iint_S \mathbf{M}_S \exp(-ikr') \cos \psi dS',$$

где $r = |\mathbf{r}|$, $r' = |\mathbf{r}'|$, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ — векторы, проведённые из начала координат в точки O и (x_0, y_0, z_0) соответственно, ψ — угол между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ (см. рис. 1).

Учитывая, что радиальные компоненты E_{r_f} и H_{r_f} электрического E_f и магнитного H_f полей в дальней зоне пренебрежимо малы, остальные компоненты электромагнитного поля в ней можно найти в виде [13]

$$E_{\theta_f} = -\frac{ik \exp(-ikr)}{4\pi r} (L_{\varphi_f} + \eta N_{\theta_f}), \quad E_{\varphi_f} = -\frac{ik \exp(-ikr)}{4\pi r} (L_{\theta_f} - \eta N_{\varphi_f}), \quad (15)$$

$$H_{\theta_f} = -\frac{ik \exp(-ikr)}{4\pi r} (N_{\varphi_f} - L_{\theta_f}/\eta), \quad H_{\varphi_f} = -\frac{ik \exp(-ikr)}{4\pi r} (N_{\theta_f} - L_{\varphi_f}/\eta), \quad (16)$$

где φ_f и θ_f — угловые координаты в дальней зоне (рис. 1).

По найденным компонентам электрического поля, создаваемого антенной в дальней зоне, можно вычислить интенсивность излучения

$$I(\theta_f, \varphi_f) = \frac{1}{2\eta} (|\mathbf{E}_{\theta_f}|^2 + |\mathbf{E}_{\varphi_f}|^2) \quad (17)$$

и полную мощность излучения ИЛА

$$P_{\text{rad}} = \iint I(\theta_f, \varphi_f) \sin \theta_f d\theta_f d\varphi_f. \quad (18)$$

Таким образом, диаграмма направленности ИЛА может быть найдена путём нормировки интенсивности (17) на значение полной мощности (18), излучаемой антенной:

$$D = 4\pi I(\theta_f, \varphi_f) / P_{\text{rad}}. \quad (19)$$

Максимум величины D определяет КНД антенны.

2. УЧЁТ МНОГОКРАТНЫХ ВНУТРЕННИХ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ В ТЕЛЕ ЛИНЗЫ

Следует отметить, что в приведённых вычислениях не учитывается эффект внутреннего отражения излучения. Он состоит в том, что часть излучения первичного облучателя отражается от внутренней поверхности линзы и затем многократно переотражается в её теле за счёт разницы диэлектрических проницаемостей материала линзы и свободного пространства. Такой учёт для произвольного числа переотражений был реализован в разработанной в среде моделирования «Matlab» программе для расчёта характеристик ИЛА по методике, представленной ниже.

По аналогии с выражениями (4) и (5) закон Снеллиуса для отражённого луча записывается в виде

$$\mathbf{S}_r = \mathbf{S} + \Gamma_r \mathbf{n}, \quad (20)$$

где $\mathbf{S}_r$ — вектор отражённого луча, а Γ_r — астигматическая постоянная, определяемая для случая отражения формулой [11]

$$\Gamma_r = -2\sqrt{\varepsilon} \cos \alpha_1. \quad (21)$$

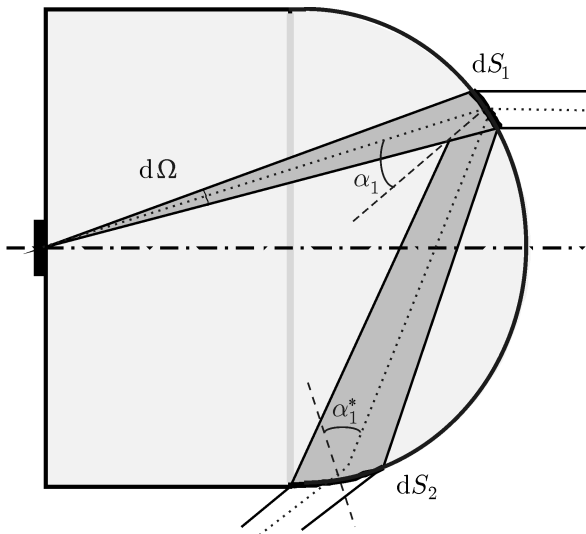
При нахождении амплитуды напряжённости электрического поля, отражённого от поверхности линзы, следует учитывать также и эффект расширения или сжатия соответствующих лучевых трубок (см. рис. 3). Согласно принципу сохранения излучённой мощности в лучевой

трубке [14], мощность, излучённая в телесный угол $d\Omega$, сохраняется при распространении волны в теле линзы от облучателя до её поверхности. Соответственно, мощность, падающая на площадку dS_1 , равна мощности, излучённой в телесный угол $d\Omega$, а мощность отражённого луча, падающая на площадку dS_2 , — мощности, отражённой от площадки dS_1 .

Мощность P_{rdS_1} , отражённая от площадки dS_1 , в соответствии с выражениями (17) и (18) применительно к некоторому малому телесному углу определяется как

$$P_{rdS_1} = I_{rdS_1} \cos \alpha_1 dS_1 = \frac{|\mathbf{E}_{rdS_1}|^2}{2\eta} \cos \alpha_1 dS_1, \quad (22)$$

где I_{rdS_1} и $\mathbf{E}_{rdS_1}$ — интенсивность излучения и напряжённость электрического поля, отражённого от площадки dS_1 , соответственно.



В то же время мощность P_{idS_2} , падающая на площадку dS_2 , находится по аналогии с выражением (22) в виде

$$P_{idS_2} = I_{idS_2} \cos(\alpha_1^*) dS_2 = \frac{|\mathbf{E}_{idS_2}|^2}{2\eta} \cos(\alpha_1^*) dS_2, \quad (23)$$

где I_{idS_2} и $\mathbf{E}_{idS_2}$ — интенсивность излучения и напряжённость электрического поля, падающего на площадку dS_2 , соответственно, α_1^* — соответствующий угол падения.

Приравняв выражения (22) и (23), можно найти амплитуду напряжённости электрического поля для падающего на поверхность линзы после переотражения луча

$$|\mathbf{E}_{idS_2}| = |\mathbf{E}_{rdS_1}| \sqrt{\frac{dS_1 \cos \alpha_1}{dS_2 \cos(\alpha_1^*)}}. \quad (24)$$

Рис. 3. Эффект расширения/сжатия лучевых трубок в теле диэлектрической линзы. Чёрным прямоугольником слева обозначен первичный облучатель

Подкоренное выражение в (24) является коэффициентом, задающим расширение или сжатие лучевых трубок в теле линзы.

Напряжённость электрического поля $\mathbf{E}_{rdS_1}$ при этом можно найти как

$$|\mathbf{E}_{rdS_1}| = \sqrt{(|\mathbf{E}_{idS_1p}| R_p)^2 + (|\mathbf{E}_{idS_1s}| R_s)^2}, \quad (25)$$

где $\mathbf{E}_{idS_1p}$ и $\mathbf{E}_{idS_1s}$ — р- и s-компоненты напряжённости электрического поля, падающего на площадку dS_1 , R_p и R_s — соответствующие коэффициенты Френеля для амплитуды отражённого от границы раздела электрического поля [12]:

$$R_s = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad R_p = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (26)$$

Расчёт поверхностных токов, создаваемых переотражённым излучением, проводится подстановкой полученного выражения (24) в формулы (8)–(10). Поля в дальней зоне для переотражённого в теле линзы излучения вычисляются по полученным токам с помощью рассмотренного ранее метода векторных потенциалов. В качестве критерия остановки для итерационного вычисления полей ИЛА в дальней зоне после каждого переотражения может служить критерий

равенства общей излучаемой из тела линзы мощности и мощности, излучаемой первичным облучателем. Так, для исследуемых в настоящей работе линз из кварцевого стекла в виде полусферы с цилиндрическим продолжением при учёте пяти переотражений доля вышедшей из тела линзы мощности составляет более 98 % от мощности, излучённой первичным облучателем. Следует отметить, что указанный расчёт доли вышедшей из тела линзы мощности произведён без учёта диэлектрических потерь в линзе, что справедливо в силу их малости для наиболее распространённых материалов линз, включая кварцевое стекло, а также в силу небольших размеров линз.

3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАРЦЕВЫХ ПОЛУСФЕРИЧЕСКИХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН

Для проведения исследования были выбраны линзы из кварцевого стекла ($\epsilon = 3,8$) в виде полусфер с цилиндрическими продолжениями с радиусами 7,5 и 12,5 мм. Длины цилиндрических продолжений, рассчитанные с помощью выражения (1), для этих линз равны 6,9 и 11,5 мм соответственно.

В качестве первичного облучателя ИЛА в настоящей работе была использована планарная микрополосковая антенна с возбуждением через щелевую апертуру [15, 16]. Основными преимуществами такой антенны являются широкая полоса пропускания и малый уровень обратного лепестка диаграммы направленности вследствие наличия в структуре заземлённого металлизированного экрана [17]. Подробное исследование микрополосковых антенн с возбуждением через щелевую апертуру в экранирующем слое металлизации было проведено в работе [18].

Структура печатной платы 3 и изготовленного на ней микрополоскового облучателя изображена на рис. 4. Печатная плата состоит из четырёх уровней металлизации, разделённых слоями предназначенного для работы на высоких частотах материала RO4003C фирмы «Rogers» с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 3,53$ и тангенсом угла потерь на частоте 60 ГГц около 0,0058. Диэлектрическая проницаемость данного материала близка к диэлектрической проницаемости кварцевого стекла, что позволяет уменьшить влияние поверхностных волн на границе раздела печатной платы и линзы. На первом внутреннем уровне металлизации находится микрополосковая линия 1, которая взаимодействует с излучающим элементом 4, расположенным на нижнем уровне металлизации, через узкую щелевую апертуру в металлическом заземлённом экране на втором внутреннем уровне металлизации.

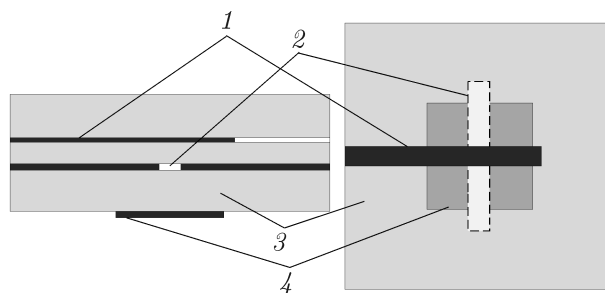


Рис. 4. Структура печатной платы и изготовленного на ней микрополоскового облучателя, возбуждаемого через щелевую апертуру: 1 — микрополосковая линия, 2 — щель, 3 — печатная плата, 4 — излучающий элемент

Характеристики разработанного микрополоскового облучателя были исследованы с помощью компьютерного моделирования в среде «CST Microwave Studio» в предположении, что линза представляет собой бесконечное полупространство с заданной диэлектрической проницаемостью. Было установлено, что разработанный облучатель обеспечивает в теле линзы из кварцевого стекла КНД, равный 8,66 дБи. При этом диаграмма направленности облучателя имеет ширину $62,3^\circ$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$ и $82,7^\circ$ в плоскости $\varphi = 90^\circ$.

Расчёт характеристик выбранных линз в виде полусфер с цилиндрическими продолжениями был проведён с помощью рассмотренного метода ГО/ФО. При этом в соответствии с выражени-

ем (3) была построена упрощённая модель распределения излучения в теле линзы от первичного облучателя. Коэффициенты $\gamma_E = 2,29$ и $\gamma_H = 1,34$ в данной модели были выбраны таким образом, чтобы ширина диаграммы направленности облучателя, полученная с помощью компьютерного моделирования, и ширина диаграммы направленности рассматриваемой упрощённой модели излучения максимально совпадали в двух основных сечениях для E - и H -плоскостей. Распределение амплитуды электрического поля от первичного облучателя в теле линзы в соответствии с выбранной моделью задаётся как

$$|E_{\text{feed}}(\theta, \varphi)| = E_0(\cos \theta)^{2,29 \sin^2 \varphi + 1,34 \cos^2 \varphi}. \quad (27)$$

Однако при этом полное равенство КНД модели и реального облучателя не достигается. Это обусловлено как различиями в ширине диаграммы направленности в других сечениях, так и различиями в скоростях спада интенсивностей излучения в рассматриваемых сечениях в модели и для реальной диаграммы направленности облучателя. Необходимо обсудить справедливость замены диаграммы направленности объёмного излучателя (микрополоскового облучателя) на упрощённую модель диаграммы направленности точечного источника в смысле применимости расчёта по методу ГО/ФО, рассмотренного в настоящей работе. Такая замена справедлива в силу малых размеров микрополоскового облучателя (около $\lambda_e/2$, где λ_e — эффективная длина волны, определяемая диэлектрической проницаемостью материала линзы) по сравнению с типичными размерами используемых линз (в статье рассматриваются линзы с диаметром около 6 и 10 эффективных длин волн). Дополнительно необходимо обеспечить и расположение точечного облучателя строго в точке фазового центра диаграммы направленности реального микрополоскового облучателя.

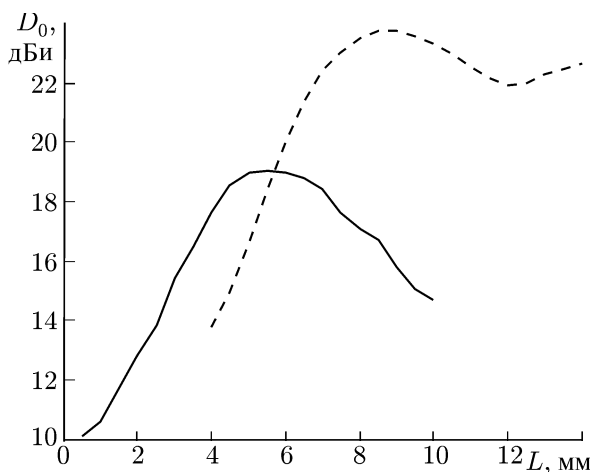


Рис. 5. Зависимость коэффициента направленного действия кварцевых ИЛА с радиусами 7,5 (сплошная кривая) и 12,5 мм (пунктирная) от длины L их цилиндрических продолжений, полученная с помощью метода ГО/ФО

превышающие на 0,5 и на 1,6 дБн значения КНД для линз с эквивалентной «эллиптической» длиной цилиндрического продолжения, равной 6,9 и 11,5 мм. Таким образом, за счёт оптимизации длины цилиндрического продолжения были достигнуты значения КНД, равные 19,1 и 23,8 дБн для меньшей и большей линз соответственно, что позволяет более эффективно использовать разработанные линзовые антенны для различных приложений в локальных сетях беспроводной связи диапазона 60 ГГц. Следует отметить, что результаты оптимизации справедливы в достаточно ши-

Построенная в соответствии с выражением (27) упрощённая модель распределения в теле линзы излучения первичного облучателя была использована в реализованном методе ГО/ФО для оптимизации длины цилиндрического продолжения выбранных линз с радиусами 7,5 и 12,5 мм. При проведении оптимизации был учтён эффект внутренних переотражений в теле линзы до пятого порядка включительно, при этом из тела линзы выходит 98,7 % мощности, излучаемой первичным облучателем. На рис. 5 представлена зависимость КНД рассматриваемых антенн от длины цилиндрического продолжения для облучателя, расположенного в центре основания линзы.

Из рис. 5 видно, что при длине цилиндрического продолжения 5,5 и 9 мм для линз с радиусами 7,5 и 12,5 мм соответственно достигаются максимальные значения КНД антенны, превы-

роком диапазоне частот, т.к. они определяются в основном формой диаграммы направленности облучателя в теле линзы, которая слабо меняется при изменении частоты.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ИНТЕГРИРОВАННЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН

Для проведения экспериментального исследования разработанных ИЛА были изготовлены полусферические линзы из кварцевого стекла с радиусами 7,5 и 12,5 мм и оптимизированными цилиндрическими продолжениями с длинами 5,5 и 9 мм соответственно. На плоскую заднюю поверхность этих линз с помощью специального держателя механически крепилась печатная плата с микрополосковым облучателем, находящимся в центре основания линзы. На рис. 6а представлена фотография изготовленных линз из кварцевого стекла с интегрированной печатной платой и специальным удерживающим устройством.

При экспериментальных исследованиях в качестве источника сигнала миллиметрового диапазона длин волн использовался генератор сигналов E8257D компании «Agilent» с внешним смесителем S12MS компании «Oleson Microwave Labs». В качестве передающей антенны использовалась стандартная рупорная антенна с прямоугольным сечением раскрыва 18×14 мм. Для приёма и анализа сигнала использовался спектр-анализатор «Agilent E4407B» совместно с понижающим внешним смесителем «Agilent 11970V», имеющим входной волноводный интерфейс.

Передача сигнала с микрополосковой линии на печатной плате на волноводный интерфейс смесителя «Agilent 11970V» осуществлялась с помощью разработанного волноводно-микрополоскового перехода с микрополосковой линией на внутреннем слое печатной платы. Структура разработанного перехода изображена на рис. 7. Он был выполнен на одной печатной плате вместе с первичным микрополосковым облучателем. Передача сигнала в разработанном переходе осуществляется за счёт прямого взаимодействия основного и дополнительного излучающих элементов с полем волновода. Излучающие элементы также расположены внутри волновода, структура которого продолжается в теле печатной платы за счёт выполнения металлизированных переходных отверстий по всему периметру волновода.

Результаты моделирования разработанного волноводно-микрополоскового перехода показали, что потери в нём в рабочем диапазоне частот составляют менее 1 дБ. Проведённые измерения отдельно изготовленного двустороннего перехода волновод—микрополосковая линия—волновод подтвердили полученные в результате моделирования характеристики в широкой полосе частот.

При проведении измерений исследуемые ИЛА вместе с удерживающими устройствами и понижающим смесителем «Agilent 11970V» были закреплены на прецизионном угловом позиционере, установленном на специальном штативе (см. рис. 6б). Углы поворота позиционера при сканировании задавались в ходе измерений автоматически с помощью специального программного обеспечения.

На рис. 8 показаны измеренные и полученные с помощью моделирования методом ГО/ФО сечения нормированных на максимум диаграмм направленности ИЛА в H -плоскости для линз с радиусами 7,5 (рис. 8а) и 12,5 мм (рис. 8б) с оптимизированными длинами цилиндрических продолжений для случаев механического смещения облучателя относительно оси линзы на $d = 0; 1$ и 3 мм. Следует отметить, что диаграмма направленности линзы с радиусом 7,5 мм при смещении первичного облучателя на $d = 3$ мм не показана на рис. 8 в силу больших искажений, наблюдаемых при значительных отклонениях луча. Таким образом, установлено, что разработанные ИЛА обеспечивают диапазон углов сканирования более $\pm 20^\circ$ при допустимом уровне уменьшения КНД отклонённого луча в 2 дБ.

Из рис. 8 видно достаточно хорошее соответствие между результатами моделирования и из-

мерений. Расхождения наблюдаются в основном в величинах боковых лепестков диаграммы направленности для обеих линз и в уровне и ширине главного лепестка для меньшей линзы при смещении облучателя относительно оси линзы. Это может быть объяснено как ограничениями применимости метода ГО/ФО для анализа линз, размер которых меньше нескольких (обычно рассматривают 5 [19]) длин волн используемого излучения в свободном пространстве, так и погрешностями при проведении измерений. Из наблюдаемого соответствия форм диаграмм направленности, полученных при моделировании и измерениях, можно сделать и качественный вывод о совпадении КНД интегрированных линзовых антенн с расчётными значениями, равными 19,1 и 23,8 дБи для меньшей и большей линз соответственно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с помощью специального комбинированного метода геометрической и физической оптики проведено исследование кварцевых интегрированных линзовых антенн. Настоящий метод позволяет рассчитать характеристики ИЛА на основе данных о форме и материале линзы и модели излучения первичного облучателя линзы. Представленная модель излучения позволяет для большинства случаев добиться соответствия ширины диаграммы направленности

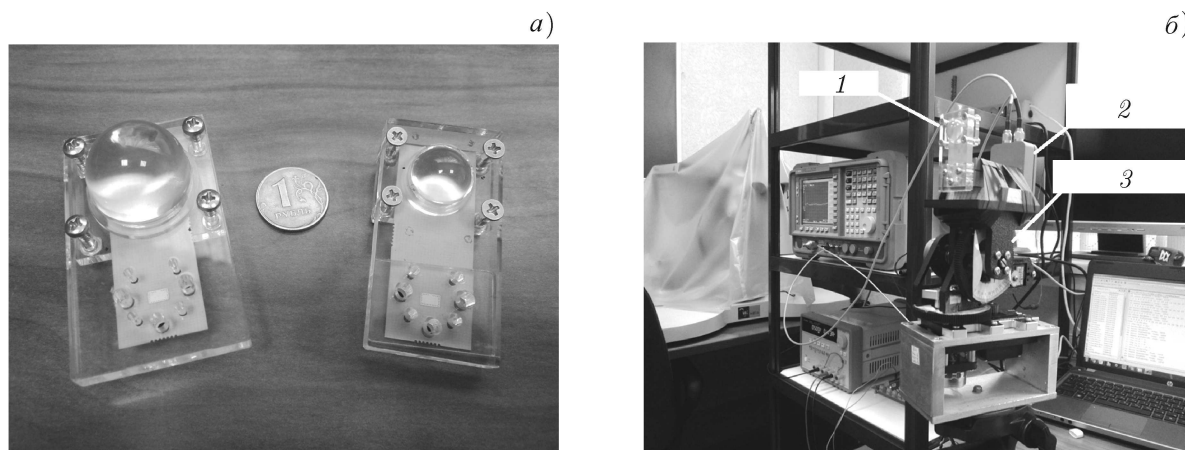


Рис. 6. Фотографии изготовленных линз из кварцевого стекла и специальных удерживающих устройств (а) и исследуемой ИЛА, закреплённой на прецизионном позиционере (б): 1 — линза, 2 — понижающий смеситель, 3 — позиционер

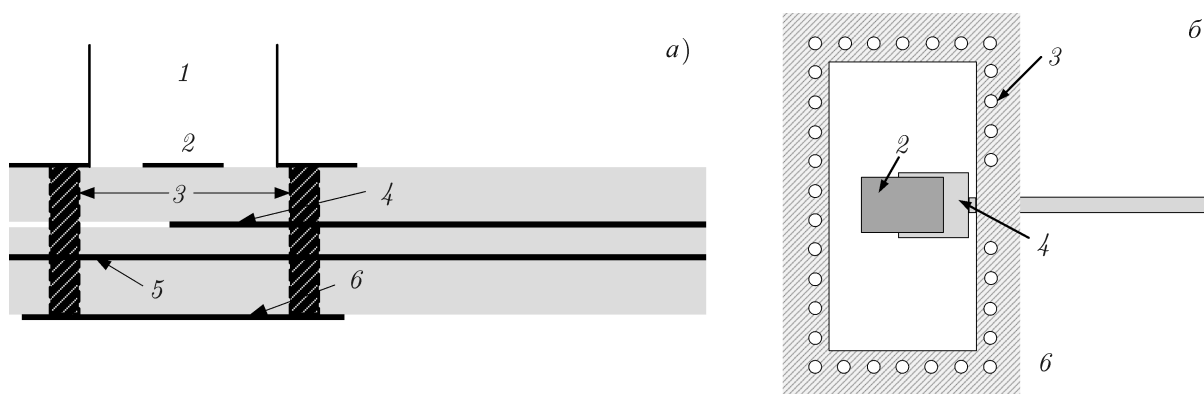


Рис. 7. Структура волноводно-микрострипового перехода: сечение (а), вид сверху (б): 1 — волновод WR15, 2 — первичный излучающий элемент, 3 — переходные отверстия, 4 — излучающий элемент с микростриповой линией, 5 — заземлённый слой, 6 — металлизированный экран

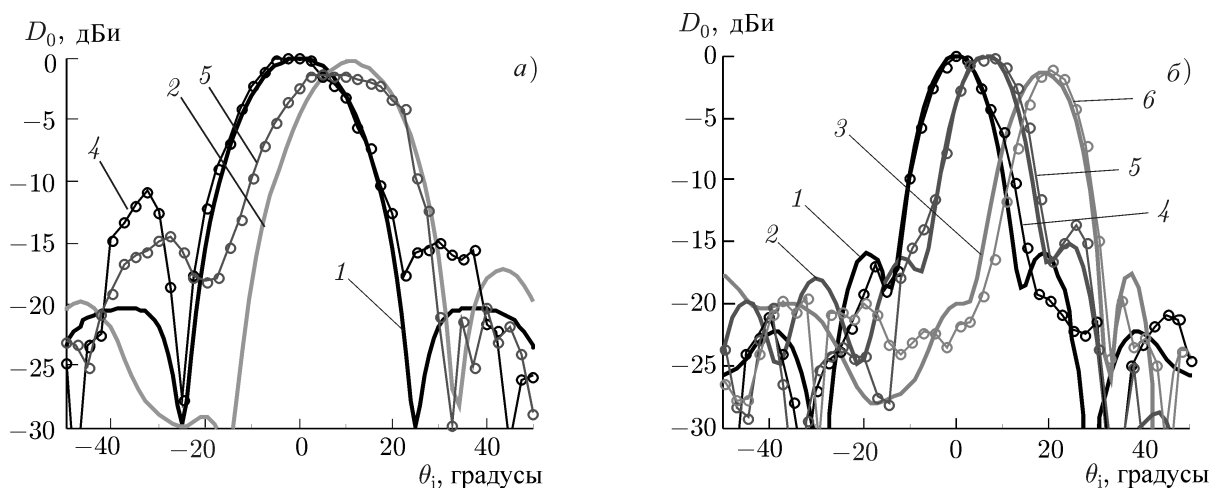


Рис. 8. Сечения нормированных диаграмм направленности для линз из кварцевого стекла в виде полусфер с цилиндрическими продолжениями с радиусами 7,5 мм (а) и 12,5 мм (б) для смещений первичного облучателя относительно оси линзы на $d = 0$ мм (кривые 1), 1 мм (2) и 3 мм (3), полученные с помощью метода ГО/ФО (сплошные линии) и в результате измерений (линии 4–6 с кружками для тех же значений d соответственно)

в модели её величине для реального первичного облучателя в E - и H -плоскостях. Найденные с помощью метода ГО/ФО оптимальные длины цилиндрических продолжений, равные 5,5 и 9 мм для полусферических линз из кварцевого стекла с радиусами 7,5 и 12,5 мм соответственно, позволили увеличить коэффициент направленного действия ИЛА по сравнению с эквивалентной «эллиптической» линзой на 0,5 и 1,6 дБ соответственно. Таким образом, за счёт оптимизации длины цилиндрического продолжения были достигнуты значения КНД, равные 19,1 и 23,8 дБи для меньшей и большей линз соответственно. Также установлено, что разработанные ИЛА обеспечивают диапазон углов сканирования более $\pm 20^\circ$ при допустимом уровне уменьшения КНД отклонённого луча в 2 дБ.

Проведённые экспериментальные исследования показали хорошее соответствие между результатами измерений и моделирования с помощью реализованного метода ГО/ФО. Результаты работы подтверждают эффективность этого метода расчёта, а разработанные с его помощью линзовые антенны могут быть эффективно применены для построения локальных сетей беспроводной связи диапазона 60 ГГц.

Настоящая работа поддержана МОН РФ (соглашение 02.В.49.21.0003 от 27 августа 2013 года между МОН РФ и ННГУ им. Н. И. Лобачевского).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IEEE Standard for Information technology. Telecommunications and information exchange between systems. Local and metropolitan area networks. Specific requirements. Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications. Amendment 3: Enhancements for Very High Throughput in the 60 GHz Band: 802.11ad-2012. IEEE, 28 December 2012.
2. Пат. 7683844 США. МКИ H01Q19/06. mmWave scanning antenna / Alamouti S., Maltsev A., Chistyakov N., Artemenko A.; Заявл. 16.05.2007; Оpubл. 23.03.2010. НКИ 343/700.
3. Filipovic D. F., Gauthier G. P., Raman S., Rebeiz G. M. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1997. V. 45, No. 5. P. 760.

4. Артеменко А. А., Мальцев А. А., Масленников Р. О. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 8. С. 565.
5. Godi G., Sauleau R. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2005. V. 53, No. 4. P. 1 278.
6. Wang Z. X., Dou W. B. // Infrared Millimeter Waves and 14th Intern. Conf. Terahertz Electronics. Shanghai, China, 18–22 September, 2006. P. 376.
7. Sauleau R., Bares B. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2006. V. 54, No. 4. P. 1 122.
8. Dou W. B., Sun Z. L. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1995. V. 16, No. 11. P. 1 993.
9. Artemenko A., Maltsev A., Mozharovskiy A., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2013. V. 61, No. 4. P. 1 665.
10. Karttunen A., Ala-Laurinaho J., Sauleau R., Raisanen A. V. // IEEE European Conf. Antennas Propagat. Barcelona, 2010. P. 1.
11. Герцбергер М. Современная геометрическая оптика. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 487 с.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 855 с.
13. Balanis C. A. Antenna Theory: analysis and design. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1997. 950 p.
14. Chantraine-Bares B., Sauleau R., Le Coq L., Mahdjoubi K. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2005. V. 53, No. 3. P. 1 069.
15. Pozar D. M. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 49.
16. Sullivan P. L., Schaubert D. H. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1986. V. 34. P. 977.
17. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с.
18. Pozar D. M. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1986. V. 34, No. 12. P. 1 439.
19. Nguyen N. T., Rolland A., Sauleau R. // Proc. Asia-Pacific Microwave Conf., 16–20 December, Hong Kong China. 2008. P. 1.

Поступила в редакцию 31 июля 2014 г.; принята в печать 23 февраля 2015 г.

AN EFFICIENT METHOD FOR CALCULATING THE CHARACTERISTICS OF THE INTEGRATED LENS ANTENNAS ON THE BASIS OF THE GEOMETRICAL OPTICS/PHYSICAL OPTICS APPROXIMATIONS

*A. V. Mozharovskiy, A. A. Artemenko, A. A. Maltsev, R. O. Maslennikov,
A. G. Sevastyanov, and V. N. Ssorin*

The combined method for calculating the characteristics of the integrated lens antennas for millimeter-wavelength wireless local radio-communication systems on the basis of approximations of the geometrical optics/physical optics is developed. The method is based on the concepts of geometrical optics for calculating the electromagnetic-field distribution on the lens surface (with allowance for multiple internal re-reflections) and physical optics for determining the antenna-radiation fields in the Fraunhofer zone. Using the developed combined method, we studied various integrated lens antennas on the basis of the data on the used-lens shape and material and primary-feed radiation model, which is specified analytically or by computer simulation. Optimal values of the cylindrical-extension length, which ensure the maximum coefficient of the antenna directional effect, equal to 19.1 and 23.8 dBi for the greater and smaller lenses, respectively, are obtained for the hemispherical quartz-glass lenses with the cylindrical extension with radii of 7.5 mm and 12.5 mm. In this case, the scanning-angle range of the considered antennas is greater than $\pm 20^\circ$ for an admissible degradation level of 2 dB of the directional-action coefficient of the deflected beam. The calculation results obtained using the developed method are validated by the experimental studies of the prototypes of the integrated quartz-glass lens antennas, which are performed within the framework of this paper.