

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 537.876+621.39

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОСКИХ ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2021 г. **Е. И. Нефёдов^а, В. П. Заярный^б, *, И. Н. Пономарев^с**

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

^бВолгоградский государственный технический университет,
просп. им. В.И. Ленина, 28, Волгоград, 400005 Российская Федерация

^сВолгоградский государственный университет,
Университетский просп., 100, Волгоград, 400062 Российская Федерация

*E-mail: zvp2000@mail.ru

Поступила в редакцию 21.05.2020 г.

После доработки 11.10.2020 г.

Принята к публикации 16.10.2020 г.

Разработаны математические модели для плоских симметричных щелевых антенн (ЩА) с постоянной шириной щели на основе тензорной функции Грина, учитывающие как основную, так и кроссполаризационную составляющие поля излучения в дальней зоне. Обоснована возможность использования этих моделей в качестве базовых моделей для исследования электродинамических свойств ЩА, имеющих другую конфигурацию щели (линейно-, экспоненциально расширяющиеся и др.). С использованием полученных математических моделей изучено влияние геометрических размеров щелей исследовавшихся ЩА на их диаграммы направленности (ДН). Показано, что полученные расчетные ДН хорошо согласуются с результатами экспериментов, которые также позволили выявить ограничения применимости разработанных математических моделей. Исследование ЩА производилось в микроволновом диапазоне на средней частоте 10 ГГц.

DOI: 10.31857/S0033849421030165

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных технологий производства средств связи требует разработки и внедрения новейших технических устройств, в частности, для систем сверхбыстрой обработки информации (ССОИ) с применением объемных интегральных схем (ОИС), работающих в микроволновом и оптическом диапазонах [1]. Неотъемлемой частью ССОИ на основе ОИС является антенно-фидерная система, обеспечивающая передачу, прием и пространственную обработку высокочастотных сигналов [1, 2], в составе которых востребованы исследуемые щелевые антенны (ЩА).

Известны различные виды плоских ЩА, работающих в режиме продольного осевого излучения и поэтому принадлежащих к классу антенн бегущей волны. Конструкция таких антенн обеспечивает высокий коэффициент усиления, низкий уровень боковых лепестков и достаточно широкую полосу частот [3, 4]. К подобным ЩА, применимым в составе ОИС, относятся, в частности, антенны с постоянной шириной щели, с линейно расширяющейся щелью, с экспоненциально рас-

ширяющейся щелью (антенна Вивальди) и щели со специальным расширением, поэтому исследование электродинамических свойств этих антенн является важным и актуальным.

Данная работа в основном посвящена углубленному изучению электродинамических характеристик и разработке плоских симметричных щелевых антенн постоянной ширины (ПЩА), поскольку именно для них возможна разработка более строгих математических моделей, учитывающих как основную составляющую поля излучения, так и его кроссполаризационную составляющую. Важно то, что эти модели применимы и для разработки математических моделей ЩА, имеющих любую другую форму щели. Кроме того, физические ПЩА являются относительно простыми и технологичными в изготовлении, что особенно важно для обеспечения экспериментальных исследований и апробации ЩА в составе более сложных антенных систем, в частности таких, как дисковые антенные решетки кругового обзора [5–7].

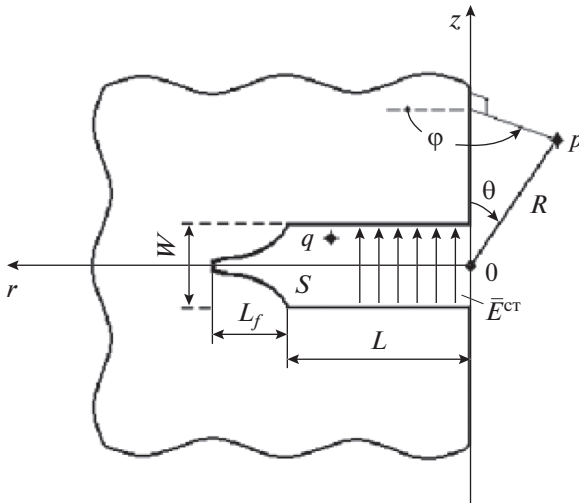


Рис. 1. Идеальная полуплоскость со щелью постоянной ширины и сторонним полем $\vec{E}^{ct} = E_z^{ct}(r'; z')\vec{n}_z$.

1. РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ НА ОСНОВЕ ТЕНЗОРНОЙ ФУНКЦИИ ГРИНА

Одна из первых электродинамических моделей для расчета поля излучения полубесконечной щелевой линии была предложена в работах [8, 9]. В ней отмечалось, что электрическое поле в дальней зоне от щели, врезанной перпендикулярно краю идеально проводящей полуплоскости (рис. 1), в направлении максимального излучения имеет только одну составляющую E_θ , которая в сферической системе координат определяется выражением

$$E_\theta = \iint_{S'} E_A G_\theta dS'.$$

Здесь E_A — распределение поля в апертуре щели S' , G_θ — тензорная (диадная) функция Грина. Однако эта модель является неполной, поскольку учитывает только основную составляющую поля излучения и не учитывает его кроссполаризационную составляющую. Как следствие, в ней не учитывается вторая компонента тензорной функции Грина.

Для построения более полной математической модели поля излучения щелевой антенны постоянной ширины в дальней зоне, учитывающей обе составляющие этого поля, рассмотрим особенности решения задачи возбуждения идеальной полуплоскости со щелью постоянной ширины (рис. 1). Для этого используем классическое решение задачи возбуждения идеально проводящего бесконечного клина [10]. Клин имел внешний угол

раствора α и возбуждался посредством стороннего объемного электрического или магнитного тока $\vec{J}^{э,м}$.

Методом разделения переменных Фурье было найдено общее строгое решение векторного неоднородного уравнения Гельмгольца в виде [10]

$$\nabla^2 \vec{A}^{э,м} + k^2 \vec{A}^{э,м} = -\vec{J}^{э,м}. \quad (1)$$

Здесь $\vec{A}^{э,м}$ — векторный электрический или магнитный потенциал, k — волновое число. Решение этого уравнения производилось для случая возбуждения клина сторонним объемным магнитным током $\vec{J}^m$. При этом магнитный векторный потенциал $\vec{A}^m$ имеет две составляющие:

$$A_r^m = A_r^m(r, \phi, z) \quad \text{и} \quad A_\phi^m = A_\phi^m(r, \phi, z),$$

где r, ϕ, z — координаты точки в цилиндрической системе координат.

При внешнем угле раствора $\alpha = 2\pi$ клин превращается в полуплоскость, а составляющие магнитного векторного потенциала, после соответствующего преобразования и перехода из цилиндрической (r, ϕ, z) в сферическую (R, ϕ, θ) систему координат, представляются в виде [11]

$$A_r^m(R, \phi, \theta) = (i/8\pi) [\exp(-ikR)/R] \times \iint_{S'} E_z^{ct}(r', z') \exp(+ikz' \cos \theta) \text{Sum}_1 dS', \quad (2a)$$

$$A_\phi^m(R, \phi, \theta) = (i/4\pi) [\exp(-ikR)/R] \times \iint_{S'} E_z^{ct}(r', z') \exp(+ikz' \cos \theta) \text{Sum}_2 dS', \quad (2б)$$

где $E_z^{ct}(r', z')$ — внешнее стороннее электрическое поле возбуждения в апертуре щели (z' и r' — соответственно поперечная и продольная координаты источников поля в пределах щели), S' — площадь щели (см. рис. 1), $dS' = dr' dz'$ — элементарная площадка интегрирования.

Эти две составляющие векторного магнитного потенциала $\vec{A}^m$ определяют соответственно основную (2a) и кроссполаризационную (2б) составляющие поля излучения щели на идеальной полуплоскости. Бесконечные суммы рядов Sum_1 и Sum_2 преобразуются к выражениям, содержащим комплексный интеграл Френеля [12]. Приводя эти суммы к виду контурного интеграла Зоммерфельда и выполняя определенные преобразования, окончательно получим составляющие электрического поля $E_\theta(R, \phi, \theta)$ и $E_\phi(R, \phi, \theta)$ в условиях дальней зоны излучения для щели по-

стоянной ширины в бесконечной полуплоскости (рис. 1):

$$E_0(R, \varphi, \theta) = (ik/\pi\sqrt{2})[\exp(-ikR)/R] \times \int_S E_z^{\text{CT}}(r', z') G_0(r', z', \varphi, \theta) dS', \quad (3a)$$

$$E_\varphi(R, \varphi, \theta) = (ik/\pi\sqrt{2})[\exp(-ikR)/R] \times \int_S E_z^{\text{CT}}(r', z') G_\varphi(r', z', \varphi, \theta) dS', \quad (3b)$$

где $E_0(R, \varphi, \theta)$ — первая (основная) составляющая поля излучения, $E_\varphi(R, \varphi, \theta)$ — вторая (кроссполяризационная) составляющая поля излучения, $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ — функции Грина.

Функции $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ связывают внешнее поле в точке источника $q(r', z')$ с полем излучения в точке наблюдения $p(R, \varphi, \theta)$ (см. рис. 1) и определяются соотношениями вида

$$G_0(r', z', \varphi, \theta) = [\sin \varphi \exp[j(\pi/4 + kr' \sin \theta \cos \varphi + kz' \cos \theta)] \text{Fr}(a) + \sin(\varphi/2) \times (\exp[-j(\pi/4 + kr' \sin \theta - kz' \cos \theta)] / \sqrt{\pi kr' \sin \theta})], \quad (4a)$$

$$G_\varphi(r', z', \varphi, \theta) = \cos \theta [\pm \cos \varphi \exp[j(\pi/4 + kr' \sin \theta \cos \varphi + kz' \cos \theta)] \text{Fr}(a) + \cos(\varphi/2) (\exp[-j(\pi/4 + kr' \sin \theta - kz' \cos \theta)] / \sqrt{\pi kr' \sin \theta})], \quad (4b)$$

где $\text{Fr}(a) = \int_0^a [\exp(-jt) / \sqrt{2\pi t}] dt$ — комплексный интеграл Френеля, $a = (1 + \cos \varphi)kr' \sin \theta$ — аргумент комплексного интеграла Френеля. В первом слагаемом компоненты $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ знак “+” выбирается для случая $0 \leq \varphi \leq \pi$, а знак “–” — для случая $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$.

Интегрирование в (3a), (3b) производилось по поверхности регулярной щели $S' = LW$ (см. рис. 1), при этом согласующий переход L_f и питающая щелевая линия не учитывались. В качестве внешнего стороннего поля возбуждения для постоянной щели $E_z^{\text{CT}}(r', z')$ в (3a), (3b) использовалось квазистатическое приближение. Согласно [5, 6, 13] это внешнее поле определяется выражением

$$E_z^{\text{CT}}(r', z') = (W/\pi) \left(\exp[jkr'] / \sqrt{(W/2)^2 - z'^2} \right). \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой статическое решение по координате z' для электрического поля в поперечном сечении щели с учетом особенностей поведения поля на краях этой щели. При этом внешнее поле (5) в первом приближении имеет характер прямой бегущей волны вдоль координаты щели r' , которая учитывает только падающую волну и не учитывает отраженную от края полуплоскости волну. Учет отраженной волны в (5) возможен, если предварительно измерить или каким-либо образом рассчитать коэффициент отражения прямой волны, что является отдельной достаточно сложной задачей.

Из выражений (4a), (4b) следует, что элементы тензорной функции Грина $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ состоят из двух слагаемых, которые разным образом определяют действие внешних сторонних источников поля в точке $q(r', z')$ и формируют поле излучения в (3a), (3b). Эти воз-

действия на значение возбуждающего поля в точке $q(r', z')$ позволяют установить характерные свойства излучения идеальной полуплоскости, возбуждаемой регулярной щелью, врезанной перпендикулярно ее краю. Первое слагаемое в $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ при $r' = 0$ обращается в нуль. Поэтому оно определяет поле излучения от внешних источников $q(r', z')$, расположенных практически во всех точках щели S' , исключая краевые (при $r' = 0$) и некоторую область возле края щели шириной $r_{\min}$, в пределах которой значением интеграла Френеля можно пренебречь и считать $\text{Fr}(a) \approx 0$ (для $a = (1 + \cos \varphi)kr' \sin \theta \approx 0$ в интервале $0 \leq r' \leq r_{\min}$).

Следовательно, для короткой щели длиной $0 < L \leq r_{\min}$ и для всех точек наблюдения поля $p(R, \varphi, \theta)$, расположенных на краю идеальной полуплоскости при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, а также в E -плоскости при $\varphi = \pi$ и $0 < \theta < \pi$, это слагаемое обращается в нуль и на поле излучения не влияет. Вторые слагаемые в $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$, наоборот, при $r' = 0$ достигают бесконечного значения и вносят наибольший вклад в поле излучения для источников $q(r', z')$, расположенных на краю излучающей щели S' . По мере удаления источников $q(r', z')$ от края щели вдоль оси r' , вклад этого слагаемого в поле дальней зоны монотонно уменьшается по закону $(kr')^{-1/2}$. Второе слагаемое обеспечивает выполнение закона сохранения энергии для точек наблюдения $p(R, \varphi, \theta)$, приближающихся к краю полуплоскости при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ (см. рис. 1).

Таким образом, из выражений (4a), (4b) следует, что в формировании основной компоненты поля излучения $E_0(R, \varphi, \theta)$ в плоскости H при

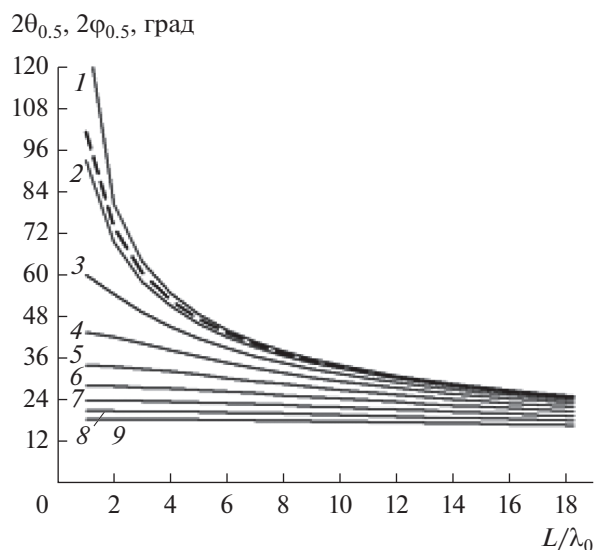


Рис. 2. Расчетная зависимость ширины главного луча ДН исследовавшихся ПЩА от L/λ_0 при следующих значениях W/λ_0 : для плоскости E — 0.25 (1), 0.5 (2), 0.75 (3), 1.0 (4), 1.25 (5), 1.5 (6), 1.75 (7), 2.0 (8); 3.0 (9); для плоскости H — штриховая линия.

$\theta = \pi/2$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ в элементе $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ участвуют оба слагаемых, а в плоскости E при $\varphi = \pi$ и $0 < \theta < \pi$ — только второе слагаемое. При этом как в плоскости H , так и в плоскости E элемент $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ обращается в нуль. Такое поведение основной и кроссполаризационной составляющих является характерным свойством излучения для идеальной полуплоскости, возбуждаемой щелью с любым законом расширения щели.

При разработке математических моделей поля ПЩА и в случае использовании их для разработки моделей поля ЩА другой формы, первоначально определяется поле в апертуре регулярной щели, а затем решается задача возбуждения идеальной полуплоскости этим полем. Данные модели для ПЩА частично апробированы и проверены в работах [5, 6, 12–14].

2. РАСЧЕТ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИССЛЕДОВАВШИХСЯ ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН С ПРИМЕНЕНИЕМ РАЗРАБОТАННЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ И ИХ ОПЫТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Диаграммы направленности исследовавшихся ПЩА для поля в дальней зоне рассчитывали с использованием формул (3)–(5) в E - и H -плоскостях соответственно для условий

$$\begin{aligned} \varphi &= \pi \quad \text{и} \quad 0 < \theta < \pi, \\ \theta &= \pi/2 \quad \text{и} \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi. \end{aligned}$$

При этом считалось, что физическая конструкция ПЩА заменялась идеально проводящей бесконечной полуплоскостью, возбуждаемой внешним сторонним электрическим полем в щели (см. рис. 1), на частоте излучения $f_0 = 10$ ГГц (соответствующая длина волны $\lambda_0 = 3$ см).

При построении рассчитанных ДН для исследуемых ПЩА их длина L изменялась в пределах $(1...18)\lambda_0$, а ширина W — в пределах $(0.25...3.0)\lambda_0$. На основе полученных расчетных данных установлено влияние указанных геометрических размеров ПЩА на ширину их ДН, что поясняется графиками на рис. 2 ($2\theta_{0,5}$ и $2\varphi_{0,5}$ — ширина диаграмм направленности ПЩА по половинной мощности в плоскостях E и H соответственно). Характер этих зависимостей является прогнозируемым и соответствует опубликованным данным.

Из анализа характеристик расчетных ДН (см. рис. 2) следует, что в E -плоскости для фиксированных значений L (λ_0 не изменяется) при увеличении ширины щели W ширина главного луча для всех ДН уменьшается. Для фиксированных значений W при увеличении длины щели L существенная зависимость ширины главного луча ДН от L имеет место для коротких антенн ($W/\lambda_0 \leq 1$). При увеличении значения W/λ_0 эта зависимость ослабляется и при $W/\lambda_0 \geq 1.5$ практически отсутствует. Из рис. 2 также видно, что в H -плоскости (штриховая линия) при изменении длины щели L и ее ширины W в тех же пределах ширина главного луча ДН зависит только от длины щели и не зависит от ее ширины.

Для удобства сравнения с экспериментальными данными (см. далее) на рис. 3–5 приведены только те расчетные ДН, для которых значения L и W такие же, что и для экспериментально измеренных ДН: при длине щели $L = 3$ см ширина $W = 2, 4$ и 6 см; при $L = 9$ см ширина $W = 4, 6$ и 8 см; при $L = 15$ см ширина $W = 3, 6$ и 9 см. На всех рисунках диаграммы направленности нормированы по мощности и показаны только половины их изображений в плоскостях E (справа) и H (слева), считая ДН симметричными.

Из приведенных на рис. 3–5 графиков ДН видно, что с увеличением длины щели L и ее ширины W ширина ДН уменьшается, что свидетельствует об увеличении коэффициента направленного действия, а уровень боковых лепестков (УБЛ) ДН снижается, что повышает усилительные свойства антенны.

Для приведенных теоретических (расчетных) ДН бесконечная полуплоскость идеально ровная, а щель регулярная и абсолютно симметричная, поэтому влияние кроссполаризационной составляющей поля в главных электродинамических плоскостях E и H отсутствует (см. разд. 1). Расчет кроссполаризационной составляющей поля для

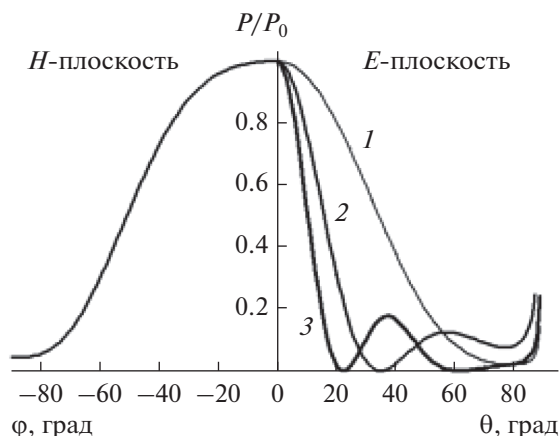


Рис. 3. Расчетные ДН исследованных ПЩА при постоянной длине $L = 3$ см для значений ширины $W = 2$ (1), 4 (2) и 6 см (3).

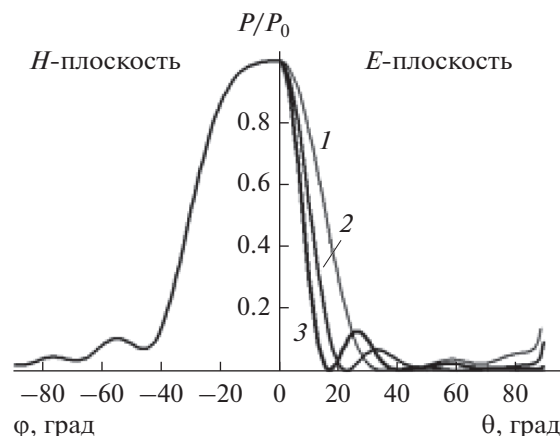


Рис. 4. Расчетные ДН исследованных ПЩА при постоянной длине $L = 9$ см для значений ширины $W = 4$ (1), 6 (2) и 8 см (3).

произвольных значений углов θ , ϕ в пределах $0 < \theta$, $\phi < \pi/2$ показал, что она хаотически изменялась относительно среднего уровня порядка -15 дБ, а ее максимальные значения не превышали -8 дБ (в системе координат рис. 3–5 соответственно уровни 0.032 и 0.158), что ниже уровня половинной мощности. Установление более точных характеристик распределения кроссполаризационной составляющей является задачей достаточно трудоемкой и требует отдельного изучения.

Для проведения натурального эксперимента был изготовлен ряд опытных образцов плоских симметричных щелевых антенн в виде щелей постоянной ширины, аналогичных показанным на рис. 1. Для изготовления экспериментально исследуемых ПЩА была использована проводящая металлическая поверхность, с высокой проводимостью (медь, алюминий), нанесенная на тонкую диэлектрическую подложку из материала с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 1$. Следовательно, влиянием подложки на фазовую скорость волны в ЩА можно пренебречь и считать разработанные математические модели их адекватным модельным аналогом.

Диаграммы направленности экспериментальных ПЩА измеряли также на частоте $f_0 = 10$ ГГц ($\lambda_0 = 3$ см) на физической установке, описанной в [15, 16] и модернизированной для проведения данных исследований. Описание экспериментального макета и обоснование конструкции узла возбуждения для исследованных ПЩА аналогичны приведенным в [7].

На рис. 6–8 приведены экспериментально измеренные ДН для исследованных ПЩА (ДН также совмещены для удобства сравнения), у которых длина и ширина изменялись в пределах, указанных для расчетных ДН (рис. 3–5).

Из графиков рис. 6–8 видно, что закономерности, определяющие зависимость ширины главного луча измеренных ДН от длины L и ширины W исследованных ПЩА в плоскостях E и H такие же, как и у расчетных ДН и соответствуют закономерностям, показанным на графиках рис. 2. Также видно, что у экспериментально полученных ДН для антенн, имевших $L \leq 9$ см, вершина главного лепестка более протяженная и пологая, чем в случае расчетных ДН, что многократно подтверждалось при проведении экспериментов. Усреднение ДН произведено в пределах указанной на графиках статистической погрешности. Расчетные и измеренные значения ширины главного луча ДН по половинной мощности в плоскостях E и H для исследованных ПЩА приведены в табл. 1–3.

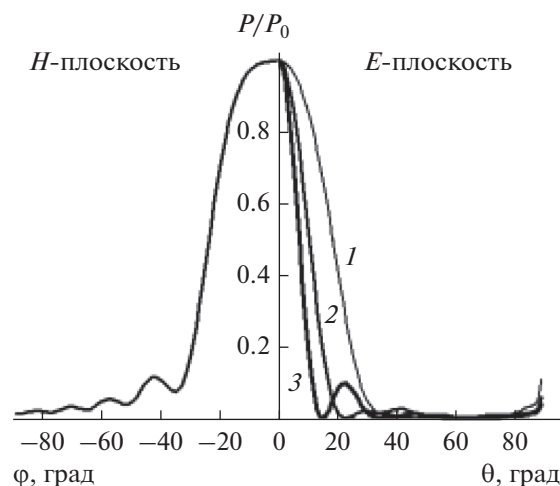


Рис. 5. Расчетные ДН исследованных ПЩА при постоянной длине $L = 15$ см для значений ширины $W = 3$ (1), 6 (2) и 9 см (3).

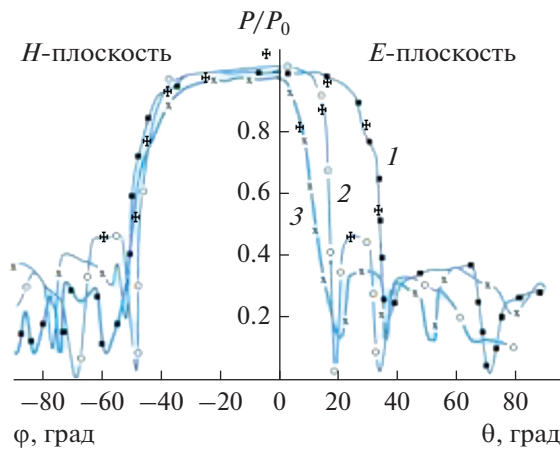


Рис. 6. Измеренные ДН опытных ПЩА при постоянной длине $L = 3$ см для значений ширины $W = 2$ (1), 4 (2) и 6 см (3).

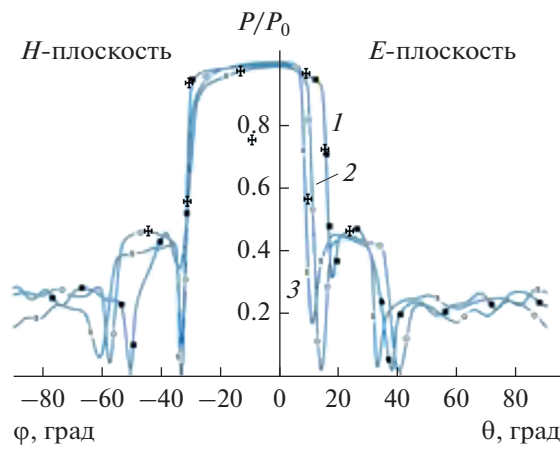


Рис. 7. Измеренные ДН опытных ПЩА при постоянной длине $L = 9$ см для значений ширины $W = 4$ (1), 6 (2) и 8 см (3).

Из анализа результатов, приведенных в табл. 1–3, видно, что для E - плоскости экспериментально измеренные ДН по уровню половин-

Таблица 1. Ширина главного луча ДН исследуемых ПЩА для $L = 3$ см

W , см	Расчет, град	Измерения (Эксперимент?), град
E -плоскость, $2\theta_{0.5}$		
2	72	67
4	37	34
6	20	25
H -плоскость, $2\phi_{0.5}$		
2	100	105
4	100	104
6	100	97

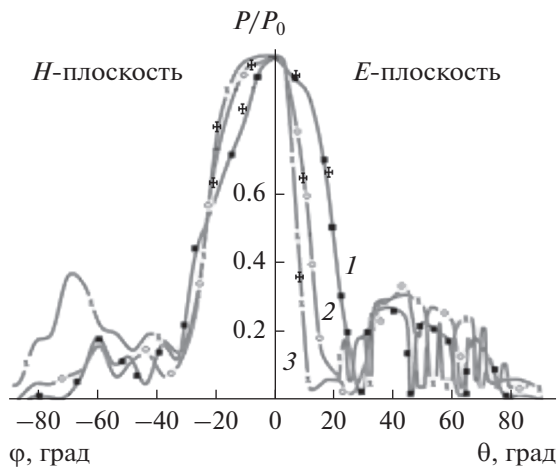


Рис. 8. Измеренные ДН опытных ПЩА при постоянной длине $L = 15$ см для значений ширины $W = 3$ (1), 6 (2) и 9 см (3).

ной мощности хорошо согласуются с теорией для значений $L = 9$ и 15 см (когда $L/\lambda_0 \gg 1$). Для более коротких антенн, при приближении значений L/λ_0 к 1, рассогласование нарастает и принимает значения, превышающие значение статистической погрешности (по углу порядка 4°). Экспериментально установлено, что при дальнейшем уменьшении длины ЩА форма их ДН искажалась, рассогласование с модельными представлениями существенно увеличивалось, что может свидетельствовать об ограничении возможностей использования разработанных математических моделей.

Из приведенных данных также видно, что для H -плоскости ширина измеренных ДН по уровню половинной мощности хорошо согласуется с расчетными данными. При этом ширина измеренных ДН также существенно зависит от длины щели и слабо зависит от ее ширины.

Из результатов, приведенных в табл. 1–3 также видно, что ширина главного луча эксперимен-

Таблица 2. Ширина главного луча ДН исследуемых ПЩА для $L = 9$ см

W , см	Расчет, град	Измерения, град
E -плоскость, $2\theta_{0.5}$		
4	33	32
6	22	23
8	16	17
H -плоскость, $2\phi_{0.5}$		
4	63	64
6	63	64
8	63	64

Таблица 3. Ширина главного луча ДН исследуемых ПЩА для $L = 15$ см

W , см	Расчет, град	Измерения, град
<i>E</i> -плоскость, $2\theta_{0.5}$		
3	38	40
6	21	22
9	14	15
<i>H</i> -плоскость, $2\phi_{0.5}$		
3	48	51
6	48	50
9	48	50

тально измеренных ДН в *H*-плоскости везде больше, чем в *E*-плоскости, что также хорошо коррелирует с расчетными данными.

Эксперимент также показал, что форма ДН существенно не изменялась в диапазоне часто 8...12 ГГц. Уровень боковых лепестков экспериментально полученных ДН во всех случаях был выше, чем для расчетных ДН, но не превышал значения половинной мощности. Высокий УБЛ у измеренных ДН объясняется, вероятнее всего, конечной поверхностью исследовавшихся антенн, их неидеальной формой и наличием отражения от стенок измерительной камеры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе для плоских симметричных щелевых антенн микроволнового диапазона с постоянной шириной щели разработаны математические модели для поля излучения в дальней зоне с применением тензорной функции Грина, позволяющей учесть как основную, так и кроссполаризационную составляющую поля излучения. При этом считалось, что физическая конструкция ПЩА заменялась идеально проводящей бесконечной полуплоскостью с врезанной перпендикулярно ее краю щелью, возбуждаемой внешним сторонним электрическим полем частотой $f_0 = 10$ ГГц ($\lambda_0 = 3$ см).

С использованием этих моделей теоретически рассчитаны семейства ДН исследовавшихся ПЩА в *E*- и *H*-плоскостях при изменении длины щели в пределах $(1...18)\lambda_0$ и ее ширины в пределах $(0.25...3.0)\lambda_0$. Анализ этих ДН показал, что в *E*-плоскости при увеличении длины щели и ее ширины ДН сужаются, что повышает их направленные свойства. При этом уровень боковых лепестков ДН уменьшается, что приводит к увеличению усиленных свойств антенн. В *H*-плоскости при изменении длины и ширины щели в тех же пределах ширина главного луча ее ДН по половинной мощности остается практически неизменной и была несколько большей, чем для ДН в *E*-плоскости. Расчет

также показал, что для идеализированного случая (бесконечная полуплоскость идеально ровная, щель регулярная и абсолютно симметричная) кроссполаризационная составляющая поля в главных плоскостях отсутствовала. В других плоскостях она имела хаотически изменяющиеся значения относительно среднего уровня – 15 дБ, ее максимальные значения не превышали – 8 дБ и не достигали уровня половинной мощности излучения.

Результаты эксперимента для аналогичных опытных образцов ПЩА, у которых длина и ширина щели имели те же значения, что и модельные, показали, что их ДН имеют те же закономерности, что и расчетные ДН. Сравнительный анализ показал, что для *E*-плоскости экспериментально измеренные ДН по уровню половинной мощности хорошо согласуются с расчетными ДН для значений длины щели L , когда отношение $L/\lambda_0 \gg 1$. Для более коротких антенн при приближении значений L/λ_0 к 1 рассогласование между расчетными и измеренными значениями ширины ДН увеличивается и превышает значение статистической погрешности по углу (порядка 4°). Экспериментально установлено, что при дальнейшем уменьшении длины ЩА, форма их ДН искажалась, рассогласование с модельными представлениями существенно увеличивалось, что может свидетельствовать об ограничении возможностей использования разработанных математических моделей. Также установлено, что для *H*-плоскости ширина измеренных ДН по уровню половинной мощности хорошо согласуется с расчетными значениями, она тоже определяется длиной щели и слабо (в пределах статистической погрешности) зависит от ее ширины.

Эксперимент также показал, что форма ДН существенно не изменялась в диапазоне частот 8...12 ГГц. Уровень боковых лепестков экспериментально полученных ДН во всех случаях был выше, чем для расчетных ДН, но не превышал значения половинной мощности. Высокий УБЛ у измеренных ДН, вероятнее всего, объясняется конечной поверхностью исследовавшихся антенн, их неидеальной формой и наличием отражения от стенок измерительной камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nefyodov E.I., Smolsky S.M. Electromagnetic fields and waves. Microwaves and mmwave engineering with generalized macroscopic electrodynamics. N.Y.: Springer, 2019.
2. Nefyodov E.I., Smolsky S.M. Understanding of electrodynamics, radio wave propagation and antennas: Lecture course for students and engineers. Wuhan: Scientific Research Publishing, 2012.
3. Gibson P.J. // Proc. 9th Europ. Microwave Conf., U.K. 1979. Brighton: P. 101.

4. Вайнер Ю.А., Гураль И.М., Коняшенко Е.А. и др. // Антенны / Под ред. А.А. Пистолькорса. М.: Связь, 1980. Вып. 28. С. 95.
5. Заярный В.П., Парпула С.А., Гирич В.С. // ЖТФ. 2014. Т. 84. № 11. С. 106.
6. Заярный В.П., Парпула С.А., Гирич В.С., Пономарев И.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 6. С. 529.
7. Фролов А.А., Гирич С.В., Заярный В.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 10–11. С. 697.
8. Janaswamy R., Schaubert D. // IEEE Trans. 1987. V. AP-35. № 9. P. 1058.
9. Janaswamy R., Schaubert D.H., Pozar D.M. // Radio Sci. 1986. V. 21. № 5. P. 797.
10. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Энергия, 1967.
11. Уфимцев П.Я. Основы физической теории дифракции. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2014.
12. Нефёдов Е.И., Пономарев И.Н. // Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот. 2014. Т. 18. № 1. С. 58.
13. Заярный В.П., Нефедов Е.И., Пономарев И.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 4. С. 315.
14. Виленский А.Р. // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2014. № 5. С. 139. <http://technomag.bmstu.ru/doc/710740.html>.
15. Заярный В.П. Радиофизические свойства твердотельных слоистых структур с зарядовой связью: методы и информационные возможности для их определения. М.: Радио и связь, 2001.
16. Фролов А.А., Гирич С.В., Заярный В.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 4. С. 328.