

Структура поля излучения симметричной щелевой линии, перпендикулярной краю бесконечной полуплоскости с учетом кроссполяризационной составляющей

Е.И. Нефёдов¹, И.Н. Пономарев², В.П. Заярный³

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН
141190, Россия, Московская обл., г. Фрязино,
пл. Введенского, 1

² Волгоградский государственный университет
400062, Россия, г. Волгоград,
Университетский пр., 100

³ Волгоградский государственный технический университет
400005, Россия, г. Волгоград,
пр. им. В.И. Ленина, 28

Аннотация – Обоснование. Симметричные щелевые линии на идеально отражающей полуплоскости являются адекватными математическими моделями для щелевых антенн на идеальной плоскости конечных размеров, которые на практике обладают высоким усилением и функционируют в широком диапазоне частот. Такие антенны используются в системах сверхбыстрой обработки информации на основе объемных интегральных схем микроволнового и оптического диапазонов. Цель. В работе представлено решение задачи излучения идеально отражающей полуплоскости, которая возбуждалась симметричной щелевой линией с различным законом расширения щели. Методы. Задача была решена методом разделения переменных Фурье, с помощью которого была получена тензорная функция Грина, которая связывает две составляющие поля излучения антенны с возбуждающим полем в щели. Результаты. Показано, что в дальней зоне поле излучения идеально отражающей полуплоскости имеет две компоненты: основную и кроссполяризационную. Тензорная функция Грина имеет сложный вид и состоит из двух слагаемых. Анализ тензорной функции Грина показывает участие каждого слагаемого в формировании поля в дальней зоне, демонстрирует механизм излучения и приводит к известным частным случаям для щелевых излучателей. Заключение. Справедливость представленной математической модели подтверждена экспериментальными исследованиями.

Ключевые слова – антенна бегущей волны; симметричная щелевая линия; идеальный клин; идеальная полуплоскость; кроссполяризационная составляющая поля; диаграмма направленности.

Введение

Щелевые линии (ЩЛ), расположенные на бесконечной идеально отражающей полуплоскости и перпендикулярные ее краю, являются хорошим приближением и достаточно строгой математической моделью для плоских щелевых антенн на идеально отражающей плоскости конечных размеров. Такие ЩЛ функционируют в режиме направленного осевого излучения и относятся к общему классу антенн бегущей волны (АБВ). В настоящий момент созданы различные виды и конфигурации этих АБВ в зависимости от ширины щели (постоянной ширины щели, линейно, экспоненциально расширяющихся щелей и др.). Они получили широкое распространение в системах сверхбыстрой обработки информации (ССОИ) с применением объемных интегральных схем (ОИС) микроволнового и оптического диапазона [1; 2]. Указанные антенны имеют достаточно высокое усиление (порядка 10 дБ), обладают низким уровнем боковых

лепестков (приблизительно от –12 дБ до –20 дБ) и сохраняют практически неизменными свои характеристики в большом диапазоне частот (около двух октав) [3; 4]. Поэтому расчет и анализ полей излучения щелевых линий различной конфигурации, расположенных на идеально отражающей полуплоскости и перпендикулярных ее краю, а также изучение их функционирующих свойств нам представляются важными и актуальными.

1. Электрическое поле, создаваемое расширяющейся щелевой линией на бесконечной идеально отражающей полуплоскости

Рассмотрим постановку задачи и способ ее решения. Поместим бесконечную идеально отражающую полуплоскость в свободном, однородном и изотропном пространстве таким образом, чтобы край или ребро полуплоскости были совмещены с осью z цилиндрической системы координат (рис.).

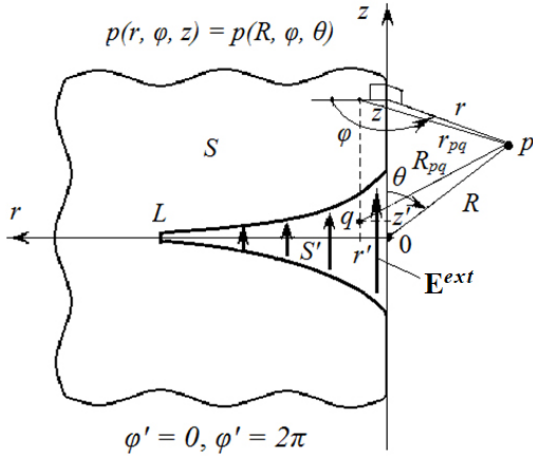


Рис. Бесконечная идеально отражающая полуплоскость с расширяющейся ЩЛ и возбуждающим полем $\mathbf{E}^{ext} = E_z^{ext}(r'; z') \cdot \mathbf{n}_z$ в щели

Fig. An infinite perfectly reflecting half-plane with an expanding slot line and its excitation field $\mathbf{E}^{ext} = E_z^{ext}(r'; z') \cdot \mathbf{n}_z$ in slot

Расширяющаяся ЩЛ своим широким концом подходит к краю полуплоскости, является симметричной относительно своей длины и может быть выполнена с различным законом расширения щели. Продольная длина щелевой антенн L , ее площадь S' , а также цилиндрические (r, φ, z) и сферические (R, φ, θ) координаты показаны на рис., где также изображены точка источников поля или магнитный заряд $q(r', z')$ в апертуре расширяющейся щели и точка наблюдения поля $p(R, \varphi, \theta)$, которая располагается в дальней зоне.

К узкому концу расширяющейся ЩЛ подведено возбуждающее электрическое поле, которое является сторонним, распространяется бегущей волной по длине L к широкому концу антенны и излучается в свободное пространство. В более сложном случае это поле может состоять из суммы слагаемых падающей и отраженной волн. Возбуждающее поле в апертуре расширяющейся щели S' описывается вектором комплексной амплитуды и может быть представлено формулой [5; 7; 8]:

$$\mathbf{E}^{ext} = E_z^{ext}(r'; z') \cdot \mathbf{n}_z,$$

где r' и z' – соответственно, продольная и поперечная координаты точечного магнитного заряда $q(r', z')$; \mathbf{n}_z – орт оси z (рис.).

На основе известных решений задачи для бесконечного клина [5–7] и с помощью трудоемких математических преобразований можно получить составляющие поля излучения ЩЛ на идеальной полуплоскости для сферической системы координат (R, φ, θ) в виде

$$E_\theta(R, \varphi, \theta) = \frac{k}{4\pi} \frac{e^{-ikR}}{R} \iint_{S'} E_z^{ext}(r', z') e^{+ikz' \cos \theta} Sum_1 dS',$$

$$E_\varphi(R, \varphi, \theta) = \frac{k}{8\pi} \frac{e^{-ikR}}{R} \times \iint_{S'} E_z^{ext}(r', z') e^{+ikz' \cos \theta} \cos \theta Sum_2 dS',$$

$$E_R(R, \varphi, \theta) = 0.$$

Здесь Sum_1 и Sum_2 обозначают бесконечные суммы следующих рядов:

$$Sum_1 = \sum_{n=1}^{+\infty} [1 - (-1)^n] \sin\left(\frac{n}{2}\varphi\right) i^{\frac{n}{2}} \times \quad (1)$$

$$\times \left[J_{\frac{n}{2}+1}(kr' \sin \theta) + J_{\frac{n}{2}-1}(kr' \sin \theta) \right],$$

$$Sum_2 = \sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n [1 - (-1)^n] \cos\left(\frac{n}{2}\varphi\right) i^{\frac{n}{2}} \times \quad (2)$$

$$\times \left[J_{\frac{n}{2}+1}(kr' \sin \theta) - J_{\frac{n}{2}-1}(kr' \sin \theta) \right].$$

Бесконечные суммы Sum_1 и Sum_2 в (1) и (2) преобразуются к контурным интегралам Зоммерфельда [6] и затем приводятся к формулам, содержащим интеграл Френеля в комплексной форме записи. Таким образом получают составляющие электрического поля $E_\theta(R, \varphi, \theta)$ и $E_\varphi(R, \varphi, \theta)$, справедливые в любой точке наблюдения поля $p(R, \varphi, \theta)$ в дальней зоне:

$$E_\theta(R, \varphi, \theta) = \frac{ik}{\pi\sqrt{2}} \frac{e^{-ikR}}{R} \iint_{S'} E_z^{ext}(r', z') G_\theta(r', z', \varphi, \theta) dS', \quad (3)$$

$$E_\varphi(R, \varphi, \theta) = \frac{ik}{\pi\sqrt{2}} \frac{e^{-ikR}}{R} \iint_{S'} E_z^{ext}(r', z') G_\varphi(r', z', \varphi, \theta) dS', \quad (4)$$

где $E_\theta(R, \varphi, \theta)$ – основная составляющая поля излучения; $E_\varphi(R, \varphi, \theta)$ – кроссполяризованная составляющая поля излучения; $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ – функции Грина.

В (3), (4) функции $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ и $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ строгим образом связывают возбуждающее стороннее поле в точке магнитного заряда $q(r', z')$ с полем в точке наблюдения $p(R, \varphi, \theta)$ в дальней зоне. По своей сути они являются элементами тензорной функции Грина для бесконечной идеально отражающей полуплоскости, которая возбуждается двусторонней щелью, перпендикулярной к краю полуплоскости. Указанные элементы тензорной функции Грина нами представлены в виде

$$G_\theta = \left[\sin \varphi \left| e^{i\left(\frac{\pi}{4} + kr' \sin \theta \cos \varphi + kz' \cos \theta\right)} Fr(a) + \right. \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 & \left. + \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \frac{e^{-i\left(\frac{\pi}{4} + kr' \sin \theta - kz' \cos \theta\right)}}{\sqrt{\pi kr' \sin \theta}} \right], \\
 G_{\varphi} = \cos \theta & \left[\pm \cos \varphi e^{i\left(\frac{\pi}{4} + kr' \sin \theta \cos \varphi + kz' \cos \theta\right)} Fr(a) + \right. \\
 & \left. + \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \frac{e^{-i\left(\frac{\pi}{4} + kr' \sin \theta - kz' \cos \theta\right)}}{\sqrt{\pi k r' \sin \theta}} \right],
 \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$Fr(a) = \int_0^a \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}} dt$$

– интеграл Френеля в комплексной форме записи;

$$a = (1 + \cos \varphi) kr' \sin \theta$$

– действительная переменная интеграла Френеля.

В выражении (6) для $G_{\varphi}(r', z', \varphi, \theta)$ в первом слагаемом положительный знак выбирается для азимутальных углов $0 \leq \varphi \leq \pi$, а отрицательный – для углов $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$. Интегрирование в формулах (3) и (4) осуществляется по площади расширяющейся щели S' антенны (рис.).

Полученные соотношения (3)–(6) явились основой для разработки математических моделей для плоских симметричных щелевых антенн микроволнового диапазона различной конфигурации.

2. Анализ поля излучения расширяющейся щелевой линии на бесконечной полуплоскости в зависимости от расположения точечного магнитного заряда в апертуре щели

Согласно выражениям (5) и (6), в состав функции Грина входят два слагаемых, которые отличаются друг от друга и оказывают разное влияние на точечный магнитный заряд $q(r', z')$ при установлении поля излучения антенны. Влияние этих слагаемых на поле в дальней зоне позволяет определить общие свойства излучения бесконечной полуплоскости, характерные для антенн с различным законом расширения щели.

Как следует из свойства интеграла Френеля в комплексной форме, в (5) и (6) первые слагаемые становятся равными нулю при $r' = 0$. Эти слагаемые воздействуют на точечные магнитные заряды

$q(r', z')$, расположенные в любом месте расширяющейся щели S' , кроме ее края (при $r' = 0$), и рядом с краем, где параметр $a = (1 + \cos \varphi) kr' \sin \theta \approx 0$. При этом величина интеграла Френеля в комплексной форме $Fr(a) \approx 0$. Из сказанного следует, что для расширяющихся щелей короткой длины L и для точек наблюдения поля на краю полуплоскости (при $r' = 0$) первые слагаемые в (5), (6) обнуляются и на поле излучения влияния не оказывают.

Вторые слагаемые в функциях Грина (5), (6) при $r' = 0$, наоборот, стремятся к бесконечным значениям и тем самым обеспечивают наибольшую величину поля в дальней зоне. Поскольку по мере удаления точечного источника от края полуплоскости действие вторых слагаемых на магнитный заряд $q(r', z')$ уменьшается как $(kr')^{-1/2}$, эти слагаемые обеспечивают условие на ребре или выполнение закона сохранения энергии на ребре в точках наблюдения поля $p(R, \varphi, \theta)$ при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ (см. рис.). Рассмотрим это условие подробно, используя [9].

Ребро полуплоскости является особой линией, обладающей сингулярностью в решении этой задачи. Поскольку его толщина стремится к нулю, то, в зависимости от поляризации стороннего поля, возбуждающего край полуплоскости, нормальные к краю составляющие электрического или магнитного поля достигают бесконечного значения на ребре [9]. Аналитические функции, которые описывают эту сингулярность (приближение компонент поля на ребре к бесконечной величине), должны быть такими, чтобы энергия, запасенная в цилиндре, ось которого совпадает с ребром полуплоскости, бесконечно малого радиуса r' и конечной продольной длины всегда оставалась бы конечной при $r' \rightarrow 0$. Это означает, что энергия, накапливаемая вокруг ребра, имеет конечное значение и полученное решение будет физически реализуемым. При этом край полуплоскости не является самостоятельным сторонним источником, а служит переизлучателем падающих на него волн – вторичным источником возбуждения электромагнитного поля.

Как видно из формулы (5), в образовании компоненты $E_0(R, \varphi, \theta)$ (основной составляющей поля излучения) в плоскости H при $\theta = \pi/2$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ в составе функции Грина $G_0(r', z', \varphi, \theta)$ участвуют оба слагаемых, а в плоскости E , при $\varphi = \pi$ и $0 < \theta < \pi$, участвует только второе слагаемое. При этом, согласно (6), как в плоскости H , так и в плоскости E функция Грина $G_{\varphi}(r', z', \varphi, \theta)$ обнуляется и излучение компоненты $E_{\varphi}(R, \varphi, \theta)$ (кроссполя-

ризационной составляющей поля) в главных плоскостях полностью отсутствует. Таким образом, для идеально отражающей бесконечной полуплоскости это поведение основной и кроссполаризационной компонент поля в дальней зоне служит характерным признаком излучения, на который никак не влияет закон расширения щели.

В предельном случае площадь S' расширяющей ЩЛ можно уменьшить до величины диполя Герца и разместить возле края полуплоскости, а поле в щели записать следующим образом:

$$E_z^{ext}(r', z') = I^M \delta(z' - 0), \quad (7)$$

где I^M – амплитуда магнитного тока в диполе Герца, которая является константой; $\delta(z' - 0)$ – дельта-функция Дирака. Подставим (7) в формулы (3), (4) и осуществим интегрирование этих выражений. Поскольку для диполя Герца отношение $L/\lambda \rightarrow 0$ и первые слагаемые в (5), (6) обнуляются, компоненты поля излучения в дальней зоне из (3), (4) получим в виде

$$E_\theta(R, \varphi, \theta) = \frac{2\sqrt{i}}{\pi} I^M \sqrt{\frac{L}{\lambda}} \frac{\sin(\frac{\varphi}{2}) e^{-ikR}}{\sqrt{\sin\theta} R}, \quad (8)$$

$$E_\varphi(R, \varphi, \theta) = \frac{2\sqrt{i}}{\pi} I^M \sqrt{\frac{L}{\lambda}} \frac{\cos(\frac{\varphi}{2}) \cos\theta e^{-ikR}}{\sqrt{\sin\theta} R}. \quad (9)$$

В результате формулы (3)–(6) позволяют установить выражения (8), (9), которые представляют частный случай излучения магнитного диполя Герца на краю полуплоскости. По сути, в этом частном случае магнитный диполь Герца возбуждает край полуплоскости, который отражает падающие на него волны и формирует общее поле излучения. Поскольку при выводе формул (8), (9) участвовали только вторые слагаемые в функциях Грина (5), (6), можно сделать вывод, что именно эти слагаемые ответственны за возбуждение ребра полуплоскости. При этом точечные магнитные заряды $q(r', z')$ могут располагаться в любом месте расширяющейся щели S' , а излучение происходит только от ребра полуплоскости. Такое поведение вторых слагаемых в (5), (6) позволило в [10] классифицировать их как дифракционные или рассеивающие. Как показано в [6], на идеально отражающей полуплоскости образуется поверхностный индуцированный электрический ток, состоящий из равномерной и неравномерной частей. Согласно этой классической теории, вторые слагаемые в (5), (6) формируют неравномерную часть этого тока, которая появляется в процессе рассеивания электромагнитных волн на краю полуплоскости.

В известной классической работе [5] решена задача возбуждения идеально отражающего клина бесконечно короткой щелью, расположенной на ребре клина перпендикулярно этому ребру. Решение получено в замкнутом виде и является строгим в зоне излучения. Бесконечный клин имеет внешний угол раствора α и в случае $\alpha = 2\pi$ преобразуется в бесконечную полуплоскость. При этом приведенные в [5] выражения для клина переходят в формулы (8), (9) и подтверждают правильность нашего общего решения (3)–(6).

В другом предельном случае бесконечно короткую узкую щель следует переместить на расстояние ξ как можно дальше от ребра полуплоскости. Тогда точечный магнитный заряд $q(r', z')$ будет располагаться на значительном расстоянии от ребра полуплоскости и при $k\xi \rightarrow +\infty$ действие на него вторых слагаемых в (5), (6) прекращается. При этом к интегралу Френеля в комплексной форме, стоящему в первых слагаемых в (5), (6), можно применить следующее равенство [10]:

$$\lim_{a \rightarrow +\infty} e^{i\frac{\pi}{4}a} \int_0^a \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}} dt = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

В этом частном случае, подставляя поле в щели S' в виде (7) и преобразованные указанным образом функции Грина в выражения (3), (4), получим следующие составляющие поля в дальней зоне:

$$E_\theta(R, \varphi, \theta) = \frac{iI^M kL}{2\pi} e^{ik\xi \sin\theta \cos\varphi} \left| \sin\varphi \right| \frac{e^{-ikR}}{R}, \quad (11)$$

$$E_\varphi(R, \varphi, \theta) = \frac{iI^M kL}{2\pi} e^{ik\xi \sin\theta \cos\varphi} (\pm \cos\varphi) \cos\theta \frac{e^{-ikR}}{R}. \quad (12)$$

Так как действительная переменная в интеграле Френеля получилась $a = (1 + \cos\varphi)kr' \sin\theta$, то при $\theta = 0$, $\theta = \pi$ и $\varphi = \pi$ она обращается в нуль, а формулы (10)–(12) не выполняются.

Из дальнейшего физического анализа формул (11) и (12) видно, что входящий в них фазовый множитель $\exp(ik\xi \sin\theta \cos\varphi)$ влияет только на фазу поля излучения. Поэтому фазовый множитель можно считать несущественным и его присутствием в (11), (12) пренебречь. Следовательно, полученное решение (11), (12) является полем излучения магнитного диполя Герца, который возбуждает электромагнитные волны на идеально отражающей плоскости бесконечных размеров. При этом в плоскости H при $\theta = \pi/2$ компонента $E_\varphi(R, \varphi, \theta)$ обнуляется и присутствует только компонента $E_\theta(R, \varphi, \theta)$. Чтобы убедиться в этом, необходимо решить задачу возбуждения свободного пространства магнитным диполем Герца, который распо-

ложен вдоль координаты x декартовой системы координат. В традиционном решении задачи магнитный диполь Герца ориентирован вдоль оси z [9].

Таким образом, в [10] первые слагаемые в (5) и (6) получили название прямой или возбуждающей части функции Грина, которая действует на магнитный точечный заряд $q(r', z')$ и устанавливает поле излучения на бесконечной плоскости. Согласно [6], первые слагаемые в (5) и (6) формируют равномерную часть поверхностного индуцированного электрического тока без учета дифракции волн на ребре полуплоскости.

Следует отметить, что соотношения (11) и (12) являются предельным частным случаем для общего решения (3)–(6). Изменения в первых слагаемых равенства (10) и удаление вторых слагаемых в выражениях (5), (6) приводят к полному исключению самого явления дифракции на ребре полуплоскости в рамках решаемой задачи. Чтобы иметь возможность учитывать дифракцию волн на ребре для магнитного диполя Герца, который переместили на расстояние ξ от ребра так, что выполняются условия $k\xi \gg 1$ и $kR \gg k\xi$, необходимо применить к интегралу Френеля в комплексной форме следующее приближенное равенство

$$e^{\frac{i\pi}{4}a} \int_0^a \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}} dt \approx i\sqrt{i} \frac{e^{-ia}}{\sqrt{2\pi a}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{при } a \gg 1. \quad (13)$$

Тогда для точечных магнитных зарядов $q(r', z')$, которые удалены от ребра полуплоскости на расстояние $kr' \gg 1$, функции Грина (5), (6) преобразуются следующим образом

$$G_\theta = \left[\frac{|\sin \varphi|}{\sqrt{2}} e^{ik(r' \sin \theta \cos \varphi + z' \cos \theta)} + \frac{|\sin \varphi|}{\sqrt{2}} i e^{\frac{i\pi}{4}} \frac{e^{-ik(r' \sin \theta - z' \cos \theta)}}{\sqrt{\pi kr' (1 + \cos \varphi) \sin \theta}} + \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) e^{-\frac{i\pi}{4}} \frac{e^{-ik(r' \sin \theta - z' \cos \theta)}}{\sqrt{\pi kr' \sin \theta}} \right], \quad (14)$$

$$G_\varphi = \cos \theta \left[\frac{(\pm \cos \varphi)}{\sqrt{2}} e^{ik(r' \sin \theta \cos \varphi + z' \cos \theta)} + \frac{(\pm \cos \varphi)}{\sqrt{2}} i e^{\frac{i\pi}{4}} \frac{e^{-ik(r' \sin \theta - z' \cos \theta)}}{\sqrt{\pi kr' (1 + \cos \varphi) \sin \theta}} + \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) e^{-\frac{i\pi}{4}} \frac{e^{-ik(r' \sin \theta - z' \cos \theta)}}{\sqrt{\pi kr' \sin \theta}} \right]. \quad (15)$$

В выражении (15) для $G_\varphi(r', z', \varphi, \theta)$ в первом и во втором слагаемых положительный знак выбирается для азимутальных углов $0 \leq \varphi \leq \pi$, а отрицательный знак выбирается для углов $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$. Аналогично, в выражениях (11), (12) при $\theta = 0$, $\theta = \pi$ и $\varphi = \pi$ действительная переменная в интеграле Френеля $a = (1 + \cos \varphi)kr' \sin \theta$ обнуляется, что делает невозможным практическое использование формул (13)–(15).

Из полученных выражений (14), (15) следует, что первые слагаемые в функциях Грина (5), (6) нельзя классифицировать только прямыми. В процессе преобразования для случая $kr' \gg 1$ они в (14), (15) разделяются на прямую (возбуждающую) и дифракционную (рассеивающую) части. Согласно [6], первые слагаемые в (5), (6) формируют на идеально отражающей полуплоскости равномерную и неравномерную части поверхностного индуцированного электрического тока.

Представленный анализ полученного решения (3)–(6) позволяет сделать следующие выводы. Местонахождение точечного магнитного заряда $q(r', z')$ на поверхности S' расширяющейся ЩЛ устанавливает степень отражения волн от ребра полуплоскости. При нахождении магнитного заряда у самого ребра полуплоскости при $kr' \rightarrow 0$ наибольшее влияние на составляющие поля излучения оказывают вторые дифракционные слагаемые в (5), (6). При переносе заряда $q(r', z')$ от ребра в некоторый приблизительный интервал величин $1 \leq kr' \leq 10$ вклад от двух слагаемых в (5), (6) на поле в дальней зоне будет практически одинаковым. При удалении точечного магнитного заряда на значительное расстояние от ребра полуплоскости при $kr' \gg 1$ первые слагаемые в (5), (6) разделяются на две части, получившие название прямой и дифракционной частей. Электромагнитные волны, сформированные при воздействии дифракционной части первого слагаемого и при воздействии второго дифракционного слагаемого в (5) и (6), взаимодействуют между собой и стремятся скомпенсировать друг друга в точке наблюдения $p(R, \varphi, \theta)$. В предельном случае, при $kr' \rightarrow +\infty$ и расположении точки $p(R, \varphi, \theta)$ при условии $kR \gg kr'$, в функциях Грина (5), (6) остается только прямая часть первых слагаемых, которая устанавливает процесс излучения волн для бесконечной идеально отражающей плоскости.

Таким образом, согласно полученному решению, бесконечная идеально отражающая полуплоскость имеет основную и кроссполяризационную составляющие поля в дальней зоне и реализу-

ет осевое излучение в направлении расширения щели. При этом в главных плоскостях излучения E и H кроссполяризация компонента поля теоретически полностью отсутствует. Эти признаки излучения являются общими и характерны для АБВ с изменением ЩЛ по различным законам. Основные характеристики излучения для бесконечной идеально отражающей полуплоскости, к которым в первую очередь относят ширину главного луча, уровень боковых лепестков, полосу частот и другие, зависят от геометрических размеров и закона расширения щели. Представленный анализ объясняет механизм излучения идеальной полуплоскости и позволяет разработать теоретические основы для проектирования щелевых антенн на ее основе. Рассмотренные теоретические выводы нашли убедительное подтверждение в экспериментальных исследованиях. Экспериментально измеренные диаграммы направленности рассматриваемых щелевых линий в главных плоскостях излучения E и H хорошо согласуются с теорией (разработанными математическими моделями) [10–22].

Заключение

В работе производилось изучение поля излучения щелевой линии, перпендикулярной краю бесконечной, идеально отражающей полуплоскости. На основе фундаментальных источников, в которых было получено точное решение задачи возбуждения идеального бесконечного клина, получены соотношения для составляющих электрического поля в главных электродинамических плоскостях E и H в дальней зоне для расширяющихся щелевых линий с разным законом расширения и расположенных на идеальной бесконечной полуплоскости перпендикулярно ее краю. Показано, что поле излучения бесконечной идеально отражающей полуплоскости со щелью на ее поверхности включает в себя основную и кроссполяризованную составляющие. Эти компоненты формируются под действием первичного стороннего поля в апертуре

расширяющейся щели и вторичных поверхностных электрических токов, индуцированных на самой полуплоскости и ее ребре. Ребро полуплоскости представляет собой особую линию, от которой отражаются электромагнитные волны, и оказывает доминирующее влияние на общее поле излучения. Отражение волн от ребра полуплоскости зависит от расположения в щели S' магнитного заряда $q(r', z')$ и его значения kr' . При нахождении магнитного заряда у самого ребра полуплоскости, наибольшее влияние на компоненты поля излучения оказывают вторые дифракционные слагаемые в тензорной функции Грина. При переносе заряда от ребра на некоторый незначительный интервал вклад от двух слагаемых в функции Грина на поле в дальней зоне будет практически одинаковым. При удалении точечного магнитного заряда на значительное расстояние от ребра полуплоскости первые слагаемые в тензорной функции Грина разделяется на две части – прямую и дифракционную. Излученные электромагнитные волны, сформировавшиеся под воздействием дифракционной части первого слагаемого и второго дифракционного слагаемого в функциях Грина (5) и (6), взаимодействуют между собой и стремятся скомпенсировать друг друга в точке наблюдения в дальней зоне. В предельном случае, когда параметр $kr' \rightarrow +\infty$, в функциях Грина остается только прямая часть первых слагаемых, и устанавливается процесс излучения волн для бесконечной идеально отражающей плоскости. Рассмотренные свойства излучения являются общими и характерны для АБВ с изменением щели по различным законам.

Полученные в работе соотношения, связывающие возбуждающее поле в щели излучателя на полуплоскости с ее полем излучения в дальней зоне для главных электродинамических плоскостей E и H , являются основой для разработки математических моделей излучателей на основе плоских симметричных щелевых линий различной конфигурации, справедливость которых подтверждена экспериментальными исследованиями.

Список литературы

1. Nefyodov E.I., Smolsky S.M. Electromagnetic Fields and Waves. Microwaves and mmWave Engineering with Generalized Macroscopic Electrodynamics. New York: Springer, 2019. 360 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-90847-2>
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. 449 p.
3. Gibson P.J. The Vivaldi aerial // Proc. 9-th European Microwave Conference. 1979. P. 101–105. DOI: <https://doi.org/10.1109/euma.1979.332681>
4. Широкополосный полосковый излучающий элемент пазового типа для ФАР / Ю.А. Вайнер [и др.] // Антенны. 1980. Вып. 28. С. 95–100.

5. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Энергия, 1967. 376 с.
6. Уфимцев П.Я. Основы физической теории дифракции. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2014. 350 с.
7. Марков Г.Т. Возбуждение бесконечного клина // Труды МЭИ. 1956. Вып. 21. С. 4–15.
8. Нефёдов Е.И., Пономарев И.Н. Возбуждение идеально проводящей полуплоскости расширяющейся щелью, прорезанной перпендикулярно ее краю // Электродинамика и техника СВЧ-, КВЧ- и оптических частот. 2014. Т. 18, № 1. С. 58–84.
9. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Сов. Радио, 1979. 374 с.
10. Janaswamy R., Shaubert D.H., Pozar D.M. Analysis of the transverse electromagnetic mode linearly tapered slot antenna // Radio Science. 1986. Vol. 21, no 5. P. 797–804. DOI: <https://doi.org/10.1029/rs021i005p00797>
11. Фролов А.А., Гирич С.В., Заярный В.П. Антенна кругового обзора сверхвысококачественного диапазона // Известия вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 10–11. С. 698–703. URL: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2012/10/529>
12. Заярный В.П., Парпула С.А., Гирич В.С. Излучение плоских антенн СВЧ-диапазона с линейно расширяющимся раскрытием для дисковых антенных решеток // Журнал технической физики. 2014. Т. 84, № 11. С. 106–111. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/41073>
13. Изучение электродинамических характеристик плоских симметричных антенн микроволнового диапазона с линейно расширяющимся раскрытием / В.П. Заярный [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2015. Т. 18, № 4. С. 18–23. URL: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7224>
14. Изучение влияния угла раскрытия плоских коротких щелевых антенн микроволнового диапазона на их электродинамические характеристики / В.П. Заярный [и др.] // Известия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 6. С. 529–534. URL: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2016/6/529>
15. Об особенностях диаграммы направленности симметричных щелевых антенн в микроволновом диапазоне / В.П. Заярный [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2017. Т. 20, № 4. С. 18–23. URL: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7069>
16. Особенности характеристик диаграмм направленности плоских щелевых антенн микроволнового диапазона с линейно расширяющимся раскрытием / В.П. Заярный [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2018. Т. 21, № 1. С. 12–16. URL: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7060>
17. Заярный В.П., Нефёдов Е.И., Пономарев И.Н. Особенности электродинамических характеристик щелевых линий на проводящей бесконечной полуплоскости в микроволновом диапазоне // Известия вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 4. С. 315–320. URL: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2018/4/315>
18. Антенна кругового обзора на основе линейно расширяющихся симметричных щелевых линий / В.П. Заярный [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2019. Т. 22, № 3. С. 10–14. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.3.10-14>
19. Нефёдов Е.И., Заярный В.П., Пономарев И.Н. Теоретическое и экспериментальное исследование электродинамических свойств плоских щелевых антенн микроволнового диапазона // Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66, № 4. С. 365–372. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0033849421030165>
20. Разработка строгих математических моделей для плоских щелевых антенн бегущей волны с использованием тензорной функции Грина и их экспериментальное обоснование / Е.И. Нефёдов [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2021. Т. 24, № 1. С. 22–31. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2021.24.1.22-31>
21. Нефёдов Е.И., Пономарев И.Н., Заярный В.П. Исследование излучательной способности идеально проводящей полуплоскости, которая возбуждается перпендикулярной ее краю щелью // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 5. С. 384–394. DOI: https://doi.org/10.52452/00213462_2021_64_05_384
22. Оптимизация конструкции дисковой антенны кругового обзора микроволнового диапазона для датчиков, содержащих приемно-передающие устройства / В.П. Заярный [и др.] // Известия вузов. Приборостроение. 2022. Т. 65, № 2. С. 125–131. DOI: <https://doi.org/10.17586/0021-3454-2022-65-2-125-131>

Информация об авторах

Нефёдов Евгений Иванович (1932–2020 гг.) был доктором физико-математических наук, профессором, главным научным сотрудником Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Московская обл., Россия. Он окончил радиотехнический факультет Военной Краснознаменной инженерной академии связи им. С.М. Буденного (г. Ленинград) в 1956 г. С 1961 по 2020 гг. работал в Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. Был избран в качестве действительного члена Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова, Академии медико-технических наук, Академии военных наук и Международной академии информатизации. Автор 30 книг, 50 изобретений и 250 статей. Подготовил к защите более 20 кандидатов и 10 докторов наук. Награжден знаками Почетный радист СССР и Почетный радист РФ. Создатель ряда приоритетных научных школ: асимптотическая теория дифракции, системы сверхбыстрой обработки информации на объемных интегральных схемах СВЧ-, КВЧ- и оптических частот, теория единого информационного поля ноосферы. Представленные результаты были сделаны под его научным руководством и непосредственным участием в работе.

Пonomarev Игорь Николаевич, 1963 г. р., старший преподаватель кафедры телекоммуникационных систем Волгоградского государственного университета, г. Волгоград, Россия. Окончил Таганрогский радиотехнический институт им. В.Д. Калмыкова в 1986 г. по специальности «Радиотехника». Имеет более 30 научных публикаций.

Область научных интересов: решение граничных задач электродинамики и математическое моделирование антенн и устройств согласования микроволнового диапазона.

E-mail: ponomarev.igor@volsu.ru

Заярный Вячеслав Петрович, 1954 г. р., доктор технических наук (2002 г.), профессор, заведующий кафедрой экспериментальной физики Волгоградского государственного технического университета, г. Волгоград, Россия. Окончил радиотехнический факультет Уральского политехнического института (УПИ, г. Свердловск) в 1978 г. по специальности «Радиоэлектронные устройства». До 1984 г. работал в одном из оборонных НИИ, затем поступил в очную аспирантуру (УПИ, физико-технический факультет), которую окончил с защитой кандидатской диссертации (кандидат физико-математических наук, 1988 г.). Академик метрологической академии РФ. Имеет более 200 научных публикаций. Член диссертационного совета Д 212.028.05 ВолгГТУ.

Область научных интересов: электроника (в т. ч. физическая электроника, электроника СВЧ-КВЧ), радиоэлектроника, измерительные преобразователи, датчики, измерительные системы (в т. ч. информационно-измерительные системы), физический эксперимент.

E-mail: zvp2000@mail.ru

Physics of Wave Processes and Radio Systems 2023, vol. 26, no. 2, pp. 27–35

DOI 10.18469/1810-3189.2023.26.2.27-35
UDC 537.876+621.39
Original Research

Received 7 December 2022
Accepted 9 January 2023
Published 30 June 2023

The structure of the radiation field of a symmetric slot line perpendicular to the edge of an infinite half-plane, taking into account the cross-polarization component

Eugeniy I. Nefyodov¹, **Igor N. Ponomarev**², **Viacheslav P. Zayarnyi**³

¹ Fryazino Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics
named after V.A. Kotelnikov (Russian Academy of Sciences)

1, Vvedenskogo Square,
Fryazino, Moscow Region, 141190, Russia


² Volgograd State University
100, University Avenue,
Volgograd, 400062, Russia

³ Volgograd State Technical University
28, Lenin Avenue,
Volgograd, 400005, Russia

Abstract – Background. Symmetric slot lines on a perfectly reflecting half-plane are good mathematical models for slot antennas on an ideal plane of finite dimensions, which in practice have a high gain and operate over a wide frequency band. These antennas are used in ultra-fast information processing systems based on microwave and optical volume integrated circuits. **Aim.** The work presents a solution to the problem of radiation of a perfectly reflecting half-plane, which was excited by a symmetric slot line with a different law of slot expansion. **Methods.** The problem was solved by the Fourier variable separation method, by which the Green tensor function was obtained, which connects the two components of the antenna radiation field with the excitation field in the gap. **Results.** It is shown that in the far zone, the radiation field of an ideally reflecting half-plane has two components: the main and crosspolarization. The Green tensor function has a complex form and consists of two terms. The analysis of the Green tensor function shows the participation of each term in the formation of a field in the far zone, demonstrates the mechanism of radiation and leads to known special cases for slot radiators. **Conclusion.** The validity of the presented mathematical model is confirmed by experimental research.

Keywords – traveling wave antenna; symmetric slot line; ideal wedge; ideal half-plane; cross-polarization component of the field; radiation pattern.

✉ zvp2000@mail.ru (Viacheslav P. Zayarnyi)

 © Eugeniy I. Nefyodov et al., 2023

References

1. E. I. Nefyodov and S. M. Smolsky, *Electromagnetic Fields and Waves. Microwaves and mmWave Engineering with Generalized Macroscopic Electrodynamics*. New York: Springer, 2019, doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-90847-2>.
2. E. I. Nefyodov and S. M. Smolsky, *Understanding of Electrodynamics, Radio Wave Propagation and Antennas: Lecture Course for Students and Engineers*. Wuhan: Scientific Research Publishing, 2012.
3. P. J. Gibson, “The Vivaldi aerial,” *Proc. 9-th European Microwave Conference*, pp. 101–105, 1979, doi: <https://doi.org/10.1109/euma.1979.332681>.
4. Yu. A. Vayner et al., “Broadband strip radiating element of slot type for PAR,” *Antenny*, no. 28, pp. 95–100, 1980. (In Russ.)
5. G. T. Markov and A. F. Chaplin, *Excitation of Electromagnetic Waves*. Moscow: Energiya, 1967. (In Russ.)
6. P. Ya. Ufimtsev, *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction*. Moscow: Binom. Laboratoriya znaniy, 2014. (In Russ.)
7. G. T. Markov, “Infinite wedge excitation,” *Trudy MEI*, no. 21, pp. 4–15, 1956. (In Russ.)

8. E. I. Nefyodov and I. N. Ponomarev, "Excitation of a perfectly conducting half-plane by an expanding slot cut perpendicular to its edge," *Elektrodinamika i tekhnika SVCh-, KVCh- i opticheskikh chastot*, vol. 18, no. 1, pp. 58–84, 2014. (In Russ.)
9. G. T. Markov, B. M. Petrov, and G. P. Grudinskaya, *Electrodynamics and Propagation of Radio Waves*. Moscow: Sov. Radio, 1979. (In Russ.)
10. R. Janaswamy, D. H. Shaubert, and D. M. Pozar, "Analysis of the transverse electromagnetic mode linearly tapered slot antenna," *Radio Science*, vol. 21, no. 5, pp. 797–804, 1986, doi: <https://doi.org/10.1029/rs021i005p00797>.
11. A. A. Frolov, S. V. Girich, and V. P. Zayarnyi, "Microwave Surround Antenna," *Izvestiya vuzov. Radiofizika*, vol. 55, no. 10, pp. 698–703, 2012, url: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2012/10/529>. (In Russ.)
12. V. P. Zayarnyi, S. A. Parpula, and V. S. Girich, "Radiation of flat microwave antennas with a linearly expanding aperture for disk antenna arrays," *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, vol. 84, no. 11, pp. 106–111, 2014, url: <https://journals.ioffe.ru/articles/41073>. (In Russ.)
13. V. P. Zayarnyi et al., "Study of the Electrodynamics Characteristics of Planar Symmetric Microwave Antennas with a Linearly Expanding Aperture," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 18, no. 4, pp. 18–23, 2015, url: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7224>. (In Russ.)
14. V. P. Zayarnyi et al., "Study of the Influence of the Opening Angle of Flat Short Microwave Slot Antennas on Their Electrodynamics Characteristics," *Izvestiya vuzov. Radiofizika*, vol. 59, no. 6, pp. 529–534, 2016, url: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2016/6/529>. (In Russ.)
15. V. P. Zayarnyi et al., "On the features of the radiation pattern of symmetrical slot antennas in the microwave range," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 20, no. 4, pp. 18–23, 2017, url: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7069>. (In Russ.)
16. V. P. Zayarnyi et al., "Features of the characteristics of radiation patterns of flat microwave slot antennas with a linearly expanding aperture," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 21, no. 1, pp. 12–16, 2018, url: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7060>. (In Russ.)
17. V. P. Zayarnyi, E. I. Nefyodov, and I. N. Ponomarev, "Features of the electrodynamic characteristics of slot lines on an infinite conducting half-plane in the microwave range," *Izvestiya vuzov. Radiofizika*, vol. 61, no. 4, pp. 315–320, 2018, url: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2018/4/315>. (In Russ.)
18. V. P. Zayarnyi et al., "All-round antenna based on linearly expanding symmetrical slot lines," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 22, no. 3, pp. 10–14, 2019, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.3.10-14>. (In Russ.)
19. E. I. Nefyodov, V. P. Zayarnyi, and I. N. Ponomarev, "Theoretical and experimental study of the electrodynamic properties of flat microwave slot antennas," *Radiotekhnika i elektronika*, vol. 66, no. 4, pp. 365–372, 2021, doi: <https://doi.org/10.31857/S0033849421030165>. (In Russ.)
20. E. I. Nefyodov et al., "Development of rigorous mathematical models for planar slotted traveling wave antennas using the tensor Green's function and their experimental justification," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 24, no. 1, pp. 22–31, 2021, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2021.24.1.22-31>. (In Russ.)
21. E. I. Nefyodov, I. N. Ponomarev, and V. P. Zayarnyi, "Investigation of the emissivity of an ideally conducting half-plane, which is excited by a slit perpendicular to its edge," *Izvestiya vuzov. Radiofizika*, vol. 64, no. 5, pp. 384–394, 2021, doi: https://doi.org/10.52452/00213462_2021_64_05_384. (In Russ.)
22. V. P. Zayarnyi et al., "Optimization of the design of a disk antenna of a circular view of the microwave range for sensors containing transceivers," *Izvestiya vuzov. Priborostroyeniye*, vol. 65, no. 2, pp. 125–131, 2022, doi: <https://doi.org/10.17586/0021-3454-2022-65-2-125-131>. (In Russ.)

Information about the Authors

Eugeniy I. Nefyodov lived from 1932 to 2020. He was a Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, chief researcher of the Fryazino Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov (Russian Academy of Sciences), Fryazino, Moscow region, Russia. He graduated from Radio Engineering Faculty of Military Engineering Communication Academy named S.M. Budyonny (Leningrad city) in 1956 as radio engineer. From 1961 to 2020 he had been working at the Fryazino Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics named V.N. Kotelnikov (Russian Academy of Science). He was elected as a full member of the Academy of Engineering Sciences named A.M. Prokhorov, of the Academy of Military Sciences, of the Academy of Medical Technical Sciences and of the International Academy of Informatization. He was the author of 30 books, 50 patents and 250 scientific papers. Under his scientific supervision, more than 20 graduate students received a Ph.D. degree and more than 10 people received a doctorate degree. He was awarded the Honorary Radio Operator of the USSR and the Honorary Radio Operator of Russia. He was a creator of a number of priority scientific schools: asymptotic diffraction theory, ultra-fast information processing systems on three dimensional integrated circuits of microwave and optical frequencies, the theory of a single information field of the noosphere. The presented results were made under his scientific supervision and his direct participation in the work.

Igor N. Ponomarev was born in 1963, senior lecturer of the Department of Telecommunication Systems, Volgograd State University, Volgograd, Russia. He graduated from Taganrog Radio Engineering Institute named V.D. Kalmykov in 1986 as radio engineer. He has more than 30 scientific papers.

Research interests: the solution of boundary problems of electrodynamics and mathematical modeling of microwave antennas and matching devices.

E-mail: ponomarev.igor@volsu.ru

Viacheslav P. Zayarnyi was born in 1954, Doctor of Technical Sciences (2002), professor, head of the Department of Experimental Physics, Volgograd State Technical University, Volgograd, Russia. He graduated from the Ural Technical Institute (Sverdlovsk city) in 1978 as an engineer specializing in radio electronic systems. Until 1984, he worked in one of the military defense research institutes and then he entered full-time post graduate school on the Faculty of Physics and Technology of the Ural Technical Institute. He received his candidate of physics and mathematic science degree in 1988 and his doctor of technical science degree in 2002. He is an academician of the Academy of Metrology of the Russian Federation. He has more than 200 scientific papers. He is a full member of the dissertation council D 212.028.05 (Volgograd State Technical University).

Research interests: electronics (including physical electronics and microwave electronics), radio electronics, measuring systems (including information and measurement systems), physical experiment.

E-mail: zvp2000@mail.ru