Радиофизика и радиоастрономия, 2003, т. 8, №4, с. 375-382

УДК 537.874.6

Микрополосковая двухпериодическая решетка из непрерывных криволинейных металлических лент как высокоимпедансная поверхность

П. Л. Младенов, С. Л. Просвирнин

Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: prosvirn@rian.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 24 марта 2003 г.

Численно методом моментов исследована частотная зависимость фазы коэффициента отражения микрополосковой периодической решетки из лент, имеющих форму волнообразной линии. Показана возможность использования такой структуры в качестве высокоимпедансной поверхности. Для случая нормального падения плоской электромагнитной волны проанализировано влияние изменения формы лент и параметров диэлектрической подложки на частотные характеристики решетки. Показана возможность электронного управления характеристиками решетки.

Методом моментів чисельно досліджено частотну залежність фази коефіцієнта відбиття мікросмужкової ґратки з стрічок, які мають форму хвилеподібної лінії. Показано можливість використання такої структури як високоімпедансної поверхні. Для випадку нормального падіння плоскої електромагнітної хвилі проаналізовано вплив зміни форми стрічок та параметрів діелектричної підкладки на частотні характеристики ґратки. Показано можливість електронного управління характеристиками ґратки.

1. Введение

Как известно, при нормальном отражении плоской электромагнитной волны идеально проводящей металлической плоскостью векторы напряженности падающего и отраженного электрического поля имеют равные величины, но противоположные направления на этой плоскости из-за равенства нулю напряженности суммарного электрического поля $\vec{E}$ в идеальном проводнике. Поэтому коэффициент отражения такой плоскости, которую называют также "электрической стенкой", равен –1, а поверхностный импеданс, как следует из его определения $Z = E/H$, – нулю. Если заменить идеально проводящую плоскость "магнитной стенкой", которая отличается от электрической тем, что на ее поверхности равна нулю тангенциальная компонента напряженности суммарного магнитного поля $\vec{H}_t$, то на отражающей плоскости векторы напряженности электрического поля падающей и отраженной волны окажутся равными. Коэффициент отражения магнитной стенки при нормальном падении равен +1, а поверхностный импеданс бесконечно велик.

Если вблизи электрической или магнитной стенки поместить излучатель, например, параллельный ей электрический диполь, поле излучения является суммой "первичного" поля диполя (его поля излучения в свободном пространстве) и отраженного поля. Отраженное поле можно рассматривать как поле излучения изображения диполя на стенке. Принципиальная разница изображений диполя на электрической и магнитной стенке состоит в том, что они имеют противоположную ориентацию. Предположим, что расстояние между

© П. Л. Младенов, С. Л. Просвирнин, 2003

диполем и стенкой мало по сравнению с длиной волны. Тогда поле, отраженное магнитной стенкой, суммируется с первичным полем диполя, а не гасится, как в случае излучателя вблизи металлической поверхности. Поэтому высокоимпедансные поверхности перспективны в антенной технике.

Материалы со свойствами идеального магнетика в природе не обнаружены. Поэтому делаются попытки создать искусственные структуры с характерными свойствами магнитной стенки хотя бы в узком диапазоне частот. Например, свойства решетки из идентичных диполей, расположенной вблизи металлического экрана, в большей части микроволнового диапазона не отличаются от отражательных свойств электрической стенки. Однако в узком частотном диапазоне, зависящем от резонансных характеристик элементов решетки, из-за взаимодействия между решеткой и металлической поверхностью, над которой она расположена, фаза коэффициента отражения изменяется резонансным образом, и на резонансной частоте коэффициент отражения равен +1. Такая структура из диполей, расположенных вблизи от проводящей поверхности, рассмотрена в [1]. Высокоимпедансные поверхности, в которых проволочные элементы имеют форму кривой Гильберта, представлены в [2]. Если использовать в качестве элементов узкие полоски сложной формы, их длина на периоде может быть намного больше, чем размер ячейки периодической структуры. Таким образом, можно спроектировать микрополосковые отражательные решетки (т. е. решетки из тонких проводящих лент, расположенных на слое диэлектрика, противоположная сторона которого экранирована) с резонансной длиной волны много большей, чем их период. Частотные характеристики отражения некоторых микрополосковых структур, в частности из С-образных элементов, рассмотрены в [3].

Плоская микрополосковая решетка из бесконечно длинных непрерывных волнообразных лент – пример резонансной высокоимпедансной структуры. Такая решетка удобна для дискретного изменения частотных характеристик путем электронного управления. Для этого на каждом периоде можно сделать разрыв полоски и включить в него управляющий диод. Постоянное напряжение, поданное на полоску, будет переводить диоды из состояния с большим сопротивлением (эквивалентно тому, что каждая полоска решетки состоит из отдельных электрически несоединенных элементов) в состояние с малым сопротивлением для высокочастотного тока (полоска представляет собой непрерывный проводник).

В случае, когда необходима плавная перестройка характеристик, в качестве подложки может быть выбран материал, диэлектрическая или магнитная проницаемость которого изменяется под действием постоянного напряжения, приложенного к соседним лентам решетки или в зависимости от разности потенциалов между лентами и экраном микрополосковой структуры.

Цель статьи состоит в том, чтобы исследовать резонансные свойства плоских микрополосковых решеток из волнообразных лент и возможность использования этих структур в качестве искусственных высокоимпедансных поверхностей.

2. Постановка задачи и метод численного решения

Рассмотрим отражение электромагнитной волны от периодической микрополосковой ленточной решетки. Решетка состоит из одинаковых прямоугольных ячеек со сторонами d_x и d_y, размещенных, например, так, как показано на рис. 1. В качестве элементов решетки использованы плоские периодические непрерывные идеально проводящие ленты, имеющие на периоде произвольную форму и расположенные в плоскости $z = 0$. Форма полоскового элемента решетки задается уравнением его “средней” линии $\vec{\rho} = \vec{q}(s)$ (где $\vec{\rho} = \vec{e}_x x + \vec{e}_y y$), показанной штриховой кривой на рис. 1 (а, б, в). Предполагается, что длина S ленты на периоде значительно больше, чем ее ширина. Ширина ленты определяется в направлении нормали к средней линии и равна $2w$. Диэлектрическая подложка имеет толщину h и относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости ε и μ. Плоскость $z = -h$ представляет собой идеально прово-

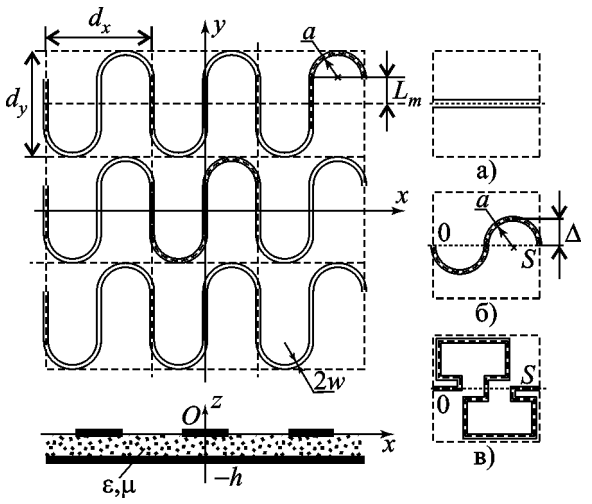

Рис. 1. *Плоская периодическая в двух направлениях решетка и некоторые варианты геометрии ее периода*

дящий экран. Пусть на такую решетку падает плоская электромагнитная волна

$$\vec{E}^i = \vec{P}\exp(-i\vec{k}^i\vec{r}), \qquad (1)$$

где $\vec{P}$ – вектор поляризации, $|P|=1$; $\vec{k}^i$ – волновой вектор падающей волны, $k^i = k$, $k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Для простоты будем рассматривать только случай наклонного падения при условии $k_x^i = 0$, т. е. $\vec{k}^i = \vec{e}_y k_y^i + \vec{e}_z k_z^i$. Здесь и далее предполагается зависимость от времени вида $\exp(i\omega t)$.

Будем искать поле над микрополосковой решеткой в виде суперпозиции поля в отсутствие полосковых элементов $\vec{E}^d$ и рассеянного поля $\vec{E}^s$:

$$\vec{E} = \vec{E}^d + \vec{E}^s,$$

где $\vec{E}^d = \vec{E}^i + \vec{R}\exp(-i\vec{k}^s\vec{r})$, $\vec{k}^s = (0, k_y^i, -k_z^i)$ – волновой вектор отраженной плоской волны. Вектор $\vec{R}$ находится из граничных условий. Выражение для $\vec{R}$, в случае нормального падения, приведено в [3]. Существование рассеянного поля обусловлено наличием на поверхности диэлектрического слоя (в плоскости $z=0$) лент решетки, на которых наведен ток с некоторой поверхностной плотностью $\vec{J}(\vec{\rho})$.

Если известна поверхностная плотность тока, легко получить представление для поля во всем пространстве в виде суперпозиции пространственных гармоник:

$$\vec{E} = \vec{E}^d + \sum_{\varsigma,\nu=-\infty}^{\infty} \vec{a}_{\varsigma\nu}\exp\left\{-i\left[\vec{\kappa}_{\varsigma\nu}\vec{\rho} + |z|\gamma_1(\vec{\kappa}_{\varsigma\nu})\right]\right\},$$

где

$$\vec{\kappa}_{\varsigma\nu} = \vec{e}_x\, 2\pi\varsigma/d_x + \vec{e}_y\left(k_y^i + 2\pi\nu/d_y\right),$$

$$\gamma_1(\vec{\kappa}) = \sqrt{k^2 - |\vec{\kappa}|^2}, \qquad \vec{a}_{\varsigma\nu} = \left\{\tilde{\tilde{E}}^s\tilde{\tilde{J}}\right\}(\vec{\kappa}_{\varsigma\nu})/(d_x d_y),$$

$\left\{\tilde{\tilde{E}}^s\tilde{\tilde{J}}\right\}(\vec{\kappa})$ – оператор, определенный следующим образом [2]:

$$\tilde{\tilde{E}}^s = \tilde{\tilde{E}}_t + \vec{e}_z\tilde{\tilde{E}}_z,$$

$$\left\{\tilde{\tilde{E}}_t\tilde{\tilde{J}}\right\}(\vec{\kappa}) = \frac{kZ_0\vec{\kappa}_\perp\left(\tilde{\tilde{J}}, \vec{\kappa}_\perp\right)}{\kappa^2\left[i(\gamma_2/\mu)\operatorname{ctg}\gamma_2 h - \gamma_1\right]} +$$

$$+\frac{\gamma_1\gamma_2 Z_0\vec{\kappa}\left(\tilde{\tilde{J}}, \vec{\kappa}\right)}{k\kappa^2\left[i\varepsilon\gamma_1\operatorname{ctg}\gamma_2 h - \gamma_2\right]},$$

$$\left\{\tilde{\tilde{E}}_z\tilde{\tilde{J}}\right\}(\vec{\kappa}) = \frac{Z_0\gamma_2\left(\tilde{\tilde{J}}, \vec{\kappa}\right)}{k\left[\gamma_2 - i\varepsilon\gamma_1\operatorname{ctg}\gamma_2 h\right]},$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi \text{ Ом};$$

$$\vec{\kappa}_\perp = [\vec{\kappa}, \vec{e}_z], \qquad \gamma_2(\vec{\kappa}) = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - |\vec{\kappa}|^2},$$

$$\operatorname{Im}\gamma_1 \le 0, \qquad \operatorname{Im}\gamma_2 \le 0.$$

Так как длина ленты на периоде значительно больше ее ширины, будем учитывать только компоненту тока вдоль ленты и пренебре-

гать его составляющей поперек ленты. Представим продольный ток в виде ряда по кусочно-линейным базисным функциям, так называемым "функциям-крышкам", с неизвестными коэффициентами $\{c_\beta\}_{\beta=1}^{N}$. Их значения, с точностью до некоторой постоянной, соответствуют значениям продольного тока в равноотстоящих на величину $\delta = S/N$ точках на длине S ленты в пределах периода. Распределение плотности продольного тока в поперечном направлении задается функцией вида $1/\sqrt{1-(u/w)^2}$ (где u – координата поперек полоски), которая учитывает особенность плотности продольного тока вблизи ребер.

Далее, следуя схеме решения, подробно изложенной в [3, 4], методом моментов получим систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитудных коэффициентов тока $\{c_\beta\}_{\beta=1}^{N}$:

$$\sum_{\beta=1}^{N} A_{\alpha\beta} c_\beta = f_\alpha, \qquad \alpha = 1, 2, \ldots N, \qquad (2)$$

где

$$A_{\alpha\beta} = \frac{\pi^2\delta}{d_x d_y} w^2 \sum_{\zeta,\nu=-\infty}^{\infty} J_0(\vec{\kappa}_{\zeta\nu}\vec{n}_\alpha w) \times$$

$$\times J_0(\vec{\kappa}_{\zeta\nu}\vec{n}_\beta w)\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\delta}{2}\vec{\kappa}_{\zeta\nu}\vec{t}_\alpha\right)\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\delta}{2}\vec{\kappa}_{\zeta\nu}\vec{t}_\beta\right)\times$$

$$\times\left(\vec{t}_\alpha, \left\{\tilde{\tilde{E}}_t\vec{t}_\beta\right\}(\vec{\kappa}_{\zeta\nu})\right)\exp\left[i\vec{\kappa}_{\zeta\nu}(\vec{q}_\beta - \vec{q}_\alpha)\right], \qquad (3)$$

$$f_\alpha = -\pi w \hat{t}_\alpha(\vec{P} + \vec{R}) J_0(\vec{k}^i\vec{n}_\alpha w_\alpha)\exp(-i\vec{k}^i\vec{q}_\alpha),$$

$\mathrm{sinc}(x) = \sin x/x$, $\vec{t}_\beta = \vec{t}(s_\beta)$, $\vec{n}_\beta = \vec{n}(s_\beta)$ – единичные векторы касательной и нормали к средней линии ленты, $\vec{q}_\beta = \vec{q}(s_\beta)$, $s_\beta = \beta\delta$, $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

3. Анализ численных результатов

Для простоты будем рассматривать нормальное падение электромагнитной волны (1) на решетку. Если оба периода решетки меньше длины волны, $d_x/\lambda < 1$ и $d_y/\lambda < 1$, то в отраженном $\vec{E}^r$ поле в дальней зоне имеется только основная, распространяющаяся по нормали к решетке, пространственная гармоника

$$\vec{E}^r = \vec{r}\exp(-ikz),$$

где амплитуда $\vec{r}$ отраженного микрополосковой решеткой поля определяется выражением $\vec{r} = \vec{R} + \vec{a}_{00}$. Для того чтобы иметь возможность определить вектор амплитуды отраженного поля по заданному вектору поляризации падающего поля, удобно ввести в рассмотрение тензор отражения

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} r_{xx} & 0 \\ 0 & r_{yy} \end{pmatrix}.$$

Его элементы вне главной диагонали равны нулю, поскольку решетка симметрична. Если тензор отражения известен, вектор амплитуды отраженного поля можно найти по формуле $\vec{r} = \hat{R}\vec{P}$.

Значения коэффициентов отражения r_{xx} и r_{yy} зависят от формы ленты и от соотношения размеров ленты на периоде и длины волны. Величины поверхностного импеданса, с учетом того, что коэффициенты отражения микрополосковой решетки – это комплексные величины, определяются выражениями:

$$Z_x = \frac{E_x}{H_y} = Z_0\left(\frac{1+r_{xx}}{1-r_{xx}}\right) =$$

$$= \frac{Z_0}{1 - 2\,\mathrm{Re}\,r_{xx} + |r_{xx}|^2}\left(1 - |r_{xx}|^2 + i2\,\mathrm{Im}\,r_{xx}\right),$$

$$Z_y = \frac{E_y}{H_x} = Z_0\left(\frac{1+r_{yy}}{1-r_{yy}}\right) =$$

$$= \frac{Z_0}{1 - 2\,\mathrm{Re}\,r_{yy} + |r_{yy}|^2}\left(1 - |r_{yy}|^2 + i2\,\mathrm{Im}\,r_{yy}\right).$$

Если потерь в диэлектрике подложки нет, то абсолютные величины коэффициентов отражения r_{xx} и r_{yy} равны единице, и поэтому отличной от нуля может быть только мнимая часть поверхностного импеданса. Для различных значений нормированной частоты d_y/λ величины действительных и мнимых частей коэффициентов отражения могут меняться, соответственно вызывая изменения значений поверхностного импеданса решетки. Приближенно можно определить длину волны в микрополосковой линии по известной формуле [5]:

$$\lambda_e = \lambda/\sqrt{\varepsilon_e},$$

где ε_e – эффективная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon+1}{2} + \frac{\varepsilon-1}{2\sqrt{1+5h/w}}.$$

Аргументы комплексных коэффициентов r_{xx} и r_{yy} изменяются резонансным образом в окрестности длин волн, кратных размерам ленты на периоде. Если падающая волна *E*-поляризованная (вектор поляризации направлен вдоль оси *Ox*), резонансная длина волны $\lambda_e \cong 2S$. Для *H*-поляризованной волны, когда вектор поляризации направлен вдоль оси *Oy*, резонансной становится длина волны $\lambda_e \cong S$. На рис. 2 показан аргумент комплексного коэффициента отражения в зависимости от нормированной частоты для разных значений амплитуды отклонений средней линии полоски от прямой при *E*-поляризации. На представленном графике описанные резонансы расположены в диапазоне $0.5 \le d_y/\lambda \le 0.82$.

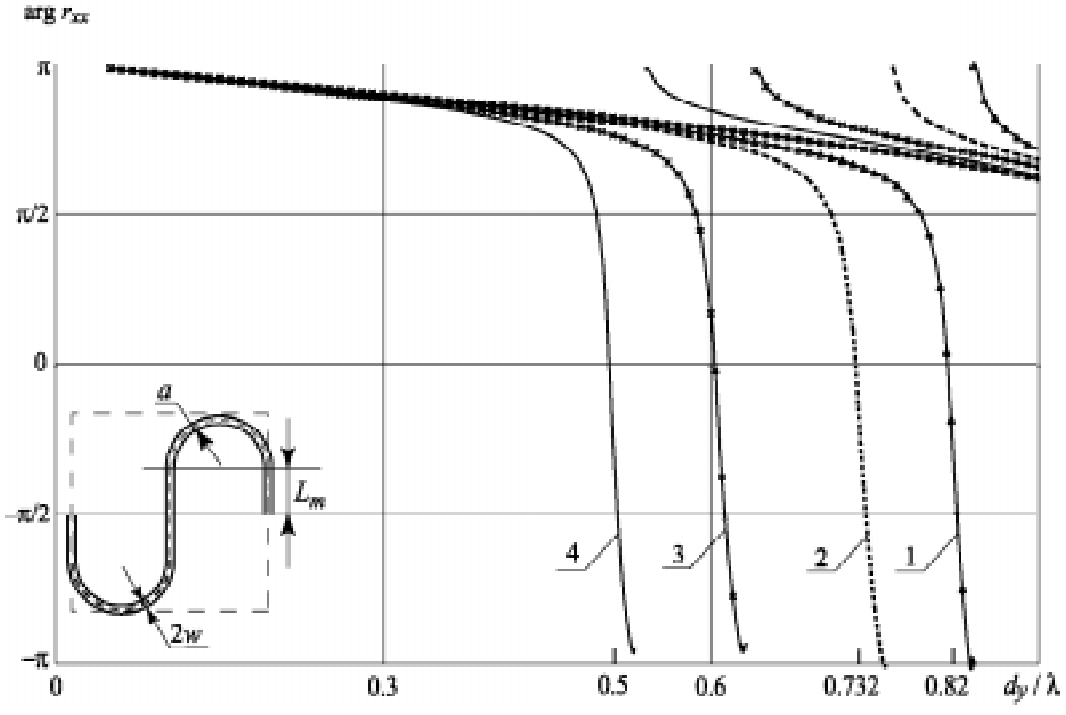

Рис. 2. *Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент для различных значений амплитуды отклонений от прямой линии (E-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $\varepsilon = 3$, $\mu = 1$, $\varepsilon_e = 2.22$, $a/d_y = 0.25$):*
кривая 1– $\lambda_m / d_y = 0$; кривая 2 – $\lambda_m / d_y = 0.05$; кривая 3 – $\lambda_m / d_y = 0.15$; кривая 4 – $\lambda_m / d_y = 0.25$

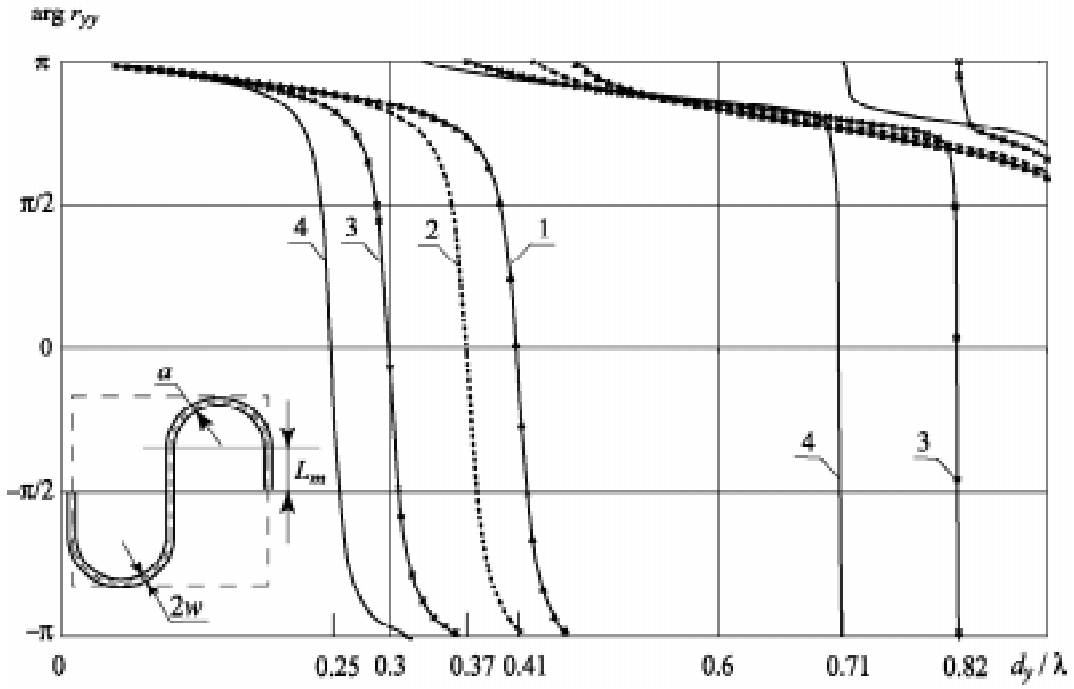

Рис. 3. *Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент для различных значений амплитуды отклонений от прямой линии (H-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $\varepsilon = 3$, $\mu = 1$, $\varepsilon_e = 2.22$, $a/d_y = 0.25$):*
кривая 1– $\lambda_m / d_y = 0$; кривая 2 – $\lambda_m / d_y = 0.05$; кривая 3 – $\lambda_m / d_y = 0.15$; кривая 4 – $\lambda_m / d_y = 0.25$

Такая же зависимость для *H*-поляризации показана на рис. 3. В этом случае резонансы расположены в полосе $0.24 \le d_y/\lambda \le 0.41$.

На рис. 4 и 5 показана частотная зависимость аргумента комплексного коэффициента отражения решетки из волнообразных лент с максимальным отклонением от прямой при различных значениях диэлектрической проницаемости подложки и поляризации падающей волны. Нормированная частота резонансов уменьшается при увеличении диэлектрической проницаемости подложки. Добротность резонансов тем выше, чем больше соответствующее значение ε_e. Под добротностью понимается характеристика "полуширины" резонанса – отношение $f_r/\Delta f$, где f_r – резонансная частота, при которой аргумент комплексного коэффициента отражения $\zeta = 0$, а $\Delta f = f_2 - f_1$, где f_1 и f_2 – частоты при которых $\zeta = \pm\pi/2$. Например, при использовании значений нормированной частоты из представленных графиков при $\varepsilon = 2$ получим добротности $Q \approx 22$ и $Q \approx 12$ для *E*- и *H*-поляризации соответственно, при $\varepsilon = 3$ – $Q \approx 26$ и $Q \approx 14$, а в случае $\varepsilon = 4$ – $Q \approx 30$ и $Q \approx 16$. На меньших длинах волн λ_e начинают проявляться резонансы более высокого порядка, соответствующие $\lambda_e \cong 4S$ ($d_y/\lambda = 0.87$ при $\varepsilon = 4$, см. рис. 4) для *E*-поляризованной падающей волны и $\lambda \cong 3S$ ($0.62 \le d_y/\lambda \le 0.84$, см. рис. 5) для *H*-поляризованной волны.

В заключение необходимо отметить, что микрополосковая решетка из непрерывных лент может иметь свойства высокоимпедансной поверхности и для меньших значений относительной частоты d_y/λ, чем в рассмотренных выше примерах. В этом случае форму ленты нужно подобрать так, чтобы увеличить ее длину на периоде. Один из множества возможных вариантов конфигурации полоски решетки показан на рис. 1, в. Очевидно, что к снижению резонансной частоты ведет также увеличение ε подложки.

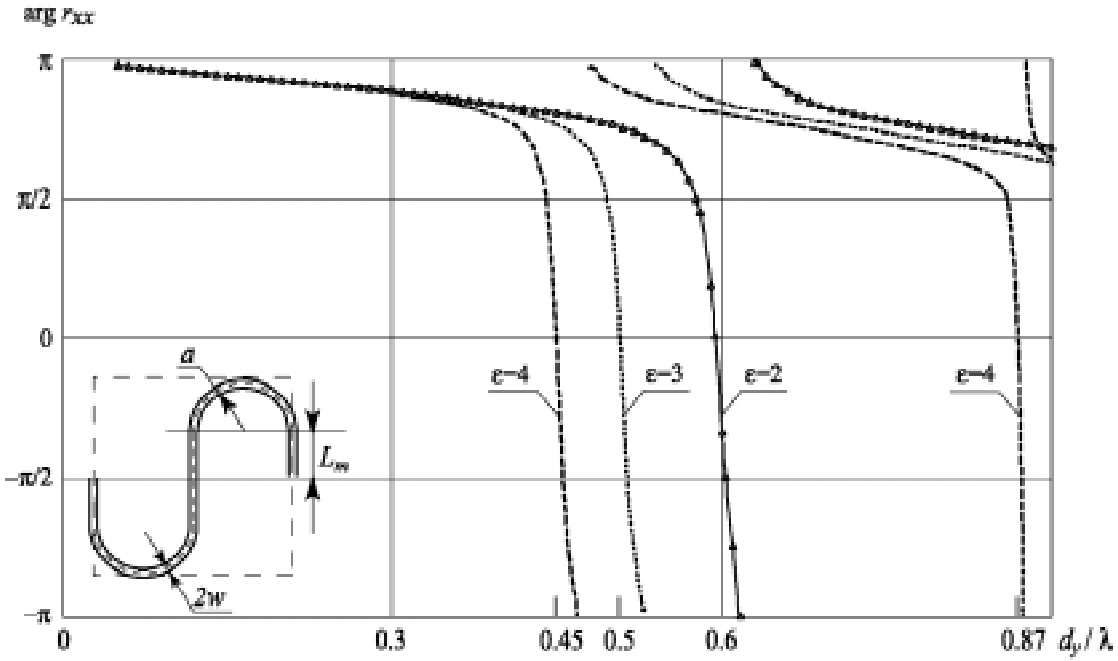

Рис. 4. *Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент при* $L_m/d_y = 0.25$ *для различных значений* ε *подложки (E-поляризация,* $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $a/d_y = 0.25$, $\mu = 1$)

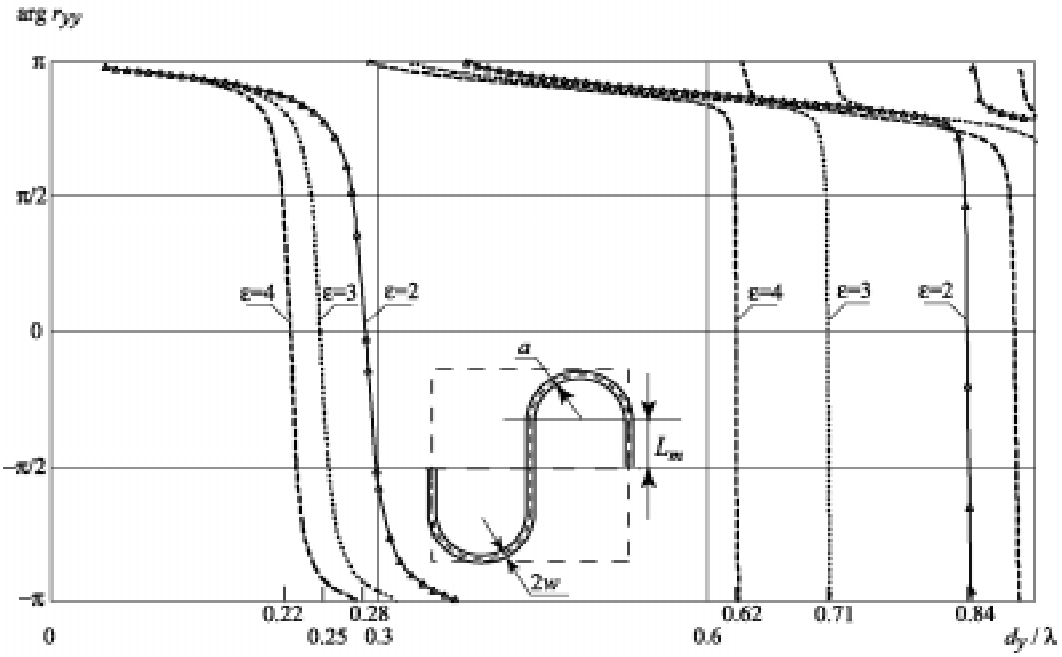

Рис. 5. *Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент при* $L_m/d_y = 0.25$ *для различных значений* ε *подложки (H-поляризация,* $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $a/d_y = 0.25$, $\mu = 1$)

4. Заключение

Показана возможность реализации свойств высокоимпедансной поверхности у плоских микрополосковых решеток из непрерывных волнообразных лент в окрестности их резонансных частот. Необходимые частотные характеристики можно получить подбирая форму лент решетки и параметры диэлектрической подложки. Заметим, что микрополосковые высокоимпедансные структуры могут иметь очень небольшую толщину по сравнению с рабочей длиной волны и благодаря этому успешно использоваться. Они достаточно просты в изготовлении. Предложенная микрополосковая решетка перспективна в качестве высокоимпедансной поверхности с управляемыми электронным способом характеристиками, если ее использовать с управляющими диодами, включенными в разрывы полосок.

Литература

1. P. A. Belov, S. A. Tretyakov. Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2002, **16**, No. 1, pp. 129-143.
2. J. McVay, N. Engheta, A. Hoorfar. URSI-B special session on “Novel Challenges with Electromagnetic Bandgap Surfaces”, 2002 IEEE Antennas and Propagation Society (AP-S) International Symposium and USNC/URSI National Radio Science Meeting, San Antonio, Texas, June 16-21, 2002.
3. С. Л. Просвирнин. Радиотехника и электроника. 1999, **44**, № 6, с. 681-686.
4. S. L. Prosvirnin, S. A. Tretyakov, P. L. Mladyonov. Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2002, **16**, No. 3, pp. 421-435.
5. M. V. Schneider. Bell Syst. Tech. J.1969, No. 5, pp. 1421-1455.

Microstrip Double-Periodic Grating of Continuous Curvilinear Metal Strips as a High-Impedance Surface

P. L. Mladyonov, S. L. Prosvirnin

The frequency dependence of the phase reflectance of a microstrip grating of wavy strips is investigated using the method of moments. The possibility of utilizing the structure as a high-impedance surface is demonstrated. The influence of strip shape and of variation of parameters of dielectric substrate on frequency characteristics is analyzed for normal wave incidence. The possibility of electronic control of grating characteristics is shown.