

УДК 621.396

А.А. Максимова

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧНЫХ ГРЕБЕНОК С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

Российский новый университет

В статье рассматриваются вопросы дифракции электромагнитных волн на отражательной гребенке с двойной периодичностью, накрытой слоем диэлектрика. Рассмотрен алгоритм на основе метода интегральных уравнений для задачи определения токов на поверхности гребенки. Полученный результат может быть обобщен на двумерную гребенку. По найденному распределению плотности тока на поверхности элемента гребенки может быть определено рассеянное электромагнитное поле.

Ключевые слова: рассеяние радиоволн, дифракция, двумерно-периодичная гребенка, диэлектрический волновод.

Проведение исследований процессов дифракции электромагнитных волн (ЭМВ) на отражательных гребенках с двойной периодичностью, накрытых слоем диэлектрика, дают возможности получения результатов, которые можно использовать при формировании плоских сверхвысокочастотных (СВЧ) антенн с дифракционным типом при электронном управлении поляризационной чувствительностью. Гребенки имеют ортогонально помещенные друг относительно друга пазы (по осям x и y), которые будут поляризационно-избирательными компонентами. И способ электронной селекции на основе поляризационного признака состоит в том, что при параллельных взаимных ориентациях магнитных силовых линий падающих на структуры ЭМВ и пазах дифракционных решеток (ДР) в них идет возбуждение стоячих волн с весьма большой интенсивностью. То, какова будет реакция пазов, которые расположены по другим координатным осям, на поля падающих волн будет довольно незначительной (вследствие того, что есть запердельность по отношению к волнам указанных поляризаций) [1-4].

На рисунке 1 дана структура, которая имеет одинаковые геометрические и электрические свойства по направлениям x и y . Применение указанной структуры дает возможность сведения поляризационной селекции нормально падающих на них плоских ЭМВ по пространственным разделениям потокам мощности, которые переносятся в ортогональных направлениях, которые формируются ими в процессах дифракции поверхностных волн в диэлектрическом волноводе. Проведение анализа показывает, что сейчас в научной литературе довольно трудно найти простые математические модели по процессам взаимных преобразований в объемных и поверхностных ЭМВ в двумерно-периодичных металлических ДР, накрытых диэлектриками. В

этой работе рассматривается математическая модель, которая дает возможность получения полезных для практики результатов.

Анализируемая структура является бесконечно протяженной в направлениях x и y двумерно-периодичной отражательной идеально проводящей дифракционной решеткой. Такая решетка образовывается выступами с квадратным сечением, которые накрываются диэлектрическими слоями с конечной толщиной, расположенными параллельно плоскостям ДР и удаленными от ее выступов на определенное расстояние, указанное на рис. 1 как R_1 .

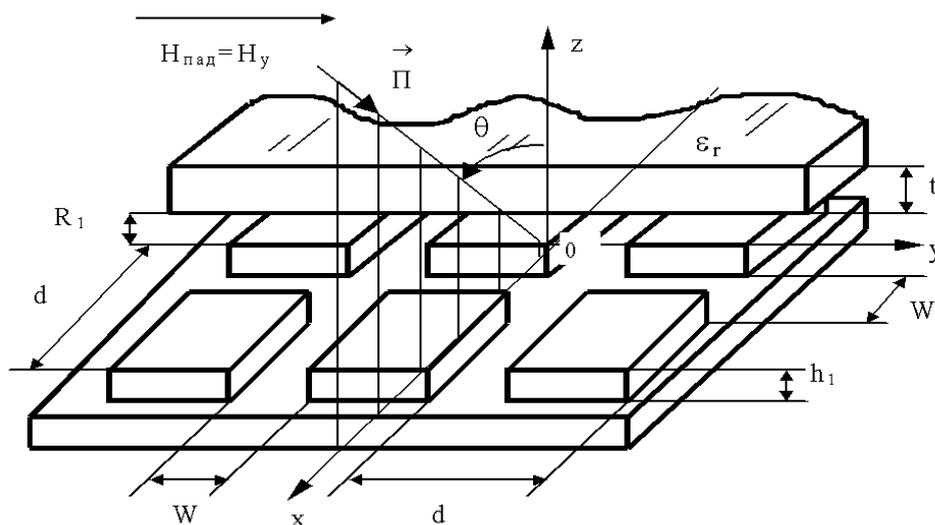


Рис. 1. Двумерно-периодичная ДР, являющаяся идеально проводящей типа «гребенка», имеющая слой диэлектрика

Для геометрических параметров ДР можно отметить: размер периода d , ширина пазов W и глубины пазов h_1 . Для данной структуры из верхних полупространств ($z > 0$) для плоскости $z=0$ идет падение однородной плоской ЭМВ при линейной поляризации, для вектора напряженности магнитных полей H которой существует одна компонента, которая параллельна оси y .

Указанная структура довольно интересна при достаточно узких пазах ДР ($W < \lambda_0/2$), так как в таких случаях можно получать высокие степени развязки по отношению к поляризации.

Проведение решения задач дифракции по полным полям E и H должно быть связано с удовлетворением совокупности условий [4-6]:

- для волнового уравнения Гельмгольца по всем областям структур;
- для условия излучения на бесконечности Зоммерфельда (для рассеянного поля нет волн, которые приходят из бесконечности);
- для граничных условий, которые состоят в непрерывности по границам раздела сред в тангенциальных компонентах по

- векторам E и H , а для поверхностей идеального проводника – тангенциальные составляющие $E_\tau = 0$ и еще есть условие по производным для тангенциальных составляющих $dH_\tau / d\bar{n} = 0$;
- для условия квазипериодичности Флоке, оно связано с тем, что поле при осуществлении сдвигов по осям x и y на периоде отличается на множитель, который будет зависеть от того, какой набег фаз, что обусловлено наклонным падением волн;
 - для пространственных интегрируемостей плотностей энергии в рассеянном поле по любым областям структур, в том числе и для кромок.

В том случае, если поля представляются в виде ряда Фурье, то это условие дает ограничения, которые накладываются на коэффициенты Фурье.

Понятно, что интегральные уравнения применялись при разных трехмерных задачах. Например, характеристики штыревых двумерно-периодических гребенок при их применении как замедляющих структур даются во многих литературных источниках.

Интегральное уравнение можно рассматривать при исследованиях двумерно-периодичной структуры, которая похожа на бесконечно тонкую идеально проводящую перфорированную пластину, отверстия в ней формируют полупрозрачную ДР, а также для ДР, которая сформирована бесконечно тонкими идеально проводящими пластинами, имеющими произвольную форму [7-10].

Проблемы, касающиеся определения токов на гребенках при процессах рассеяния на них ЭМВ решались методом интегральных уравнений. Для одного периода по плотностям тока можно записать такое интегральное уравнение

$$\begin{aligned} \vec{J}(x, y, z) + 2 \cdot \int_S [\vec{n}(x, y, z) \times [\vec{J}(x', y', z') \times \text{grad}G(x, y, z, x', y', z')]] ds = \\ = 2 \cdot [\vec{n}(x, y, z) \times \vec{H}^i(x, y, z)], \end{aligned}$$

где $G(x, y, z, x', y', z') = \exp(-ikr) / (4\pi r)$,

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}. \quad (1)$$

В тех случаях, когда рассматривается бесконечная одномерная линейная гребенка, то уравнение (1) переходит в бесконечную систему интегральных уравнений. Для одного из элементов гребенки, будем нумеровать его как нулевой, и сделаем нумерацию остальных элементов (рис. 2).

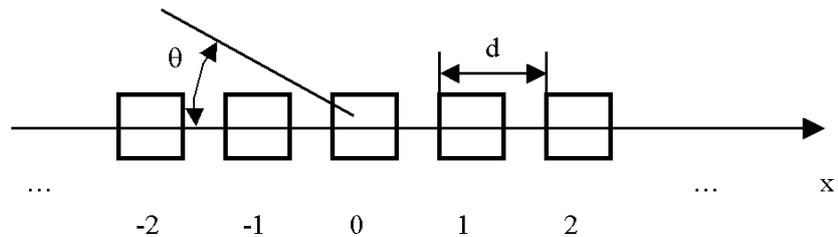


Рис. 2. Одномерная линейная гребенка (вид сверху)

В этом случае уравнение анализируемой системы, для которой точки наблюдения лежат на нулевом объекте, становится

$$\begin{aligned} & \dots + \vec{J}_0(x_0, y_0, z_0) + \\ & + 2 \cdot \int_{S_0} [\vec{n}(x_0, y_0, z_0) \times [\vec{J}_{-1} \times \text{grad}G(x_0, y_0, z_0, x'_0, y'_0, z'_0)]] ds + \\ & + 2 \cdot \int_{S_1} [\vec{n}(x_0, y_0, z_0) \times [\vec{J}_1 \times \text{grad}G(x_0, y_0, z_0, x'_1, y'_1, z'_1)]] ds + \dots = \\ & = 2 \cdot [\vec{n} \times \vec{H}^i(x_0, y_0, z_0)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Для всех элементов структуры можно считать, что они идентичны, и по одинаковым точкам элементов есть отличие лишь координатами по величинам, кратным периодам d . Существует отличие по фазам плотностей токов для одинаковых точек объектов $\psi = kdcos\theta$. В результате, уравнение (2) можно свести к такому интегральному уравнению

$$\begin{aligned} & \vec{J}_0(x_0, y_0, z_0) + 2 \cdot \int_{S_0} [\vec{n}(x_0, y_0, z_0) \times [\vec{J}_0 \times \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(in\psi) \cdot \text{grad}G(x_0, y_0, z_0, x'_0 + nd, y'_0, z'_0)]] ds = \\ & = 2 \cdot [\vec{n} \times \vec{H}^i(x_0, y_0, z_0)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Полученные результаты можно обобщить для двумерной гребенки (Рисунок 3). Так как система однородна, как и в предыдущем случае, для токов в одинаковых объектах есть отличие лишь в фазах:

$$\vec{J}_{nl} = \vec{J}_{00} \cdot \exp(in\psi_1) \cdot \exp(i\ell\psi_2), \quad (4)$$

где $\psi_1 = d \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi$, $\psi_2 = d \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi$.

Проведение обобщения (3) для двумерной гребенке (Рисунок 3) ведет к уравнению

$$\begin{aligned} & \vec{J}_{00}(x_{00}, y_{00}, z_{00}) + 2 \cdot \int_{S_{00}} [\vec{n}(x_{00}, y_{00}, z_{00}) \times [\vec{J}_{00} \times \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \exp(in\psi_1) \cdot \exp(i\ell\psi_2) \cdot \text{grad}G(x_{00}, y_{00}, z_{00}, x'_{00} + \\ & + nd, y'_{00} + \ell d, z'_{00})]] dS = 2 \cdot [\vec{n} \times \vec{H}^i(x_{00}, y_{00}, z_{00})]. \end{aligned} \quad (5)$$

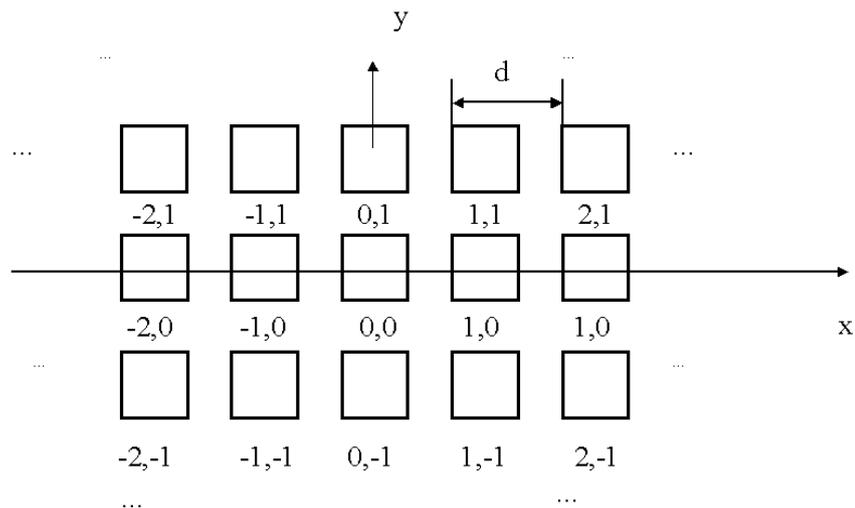


Рис. 3. Двумерная гребенка (вид сверху)

Уравнение по виду похоже на уравнение для одного объекта (1), но с другой функцией Грина

$$G = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \exp(in\psi_1 + i\ell\psi_2) \cdot G(x_0, y_0, z_0, x'_0 + nd, y'_0 + \ell d, z'_0).$$

Проведем преобразование и функция Грина для гребенок будет разложена по отношению к волнам Флоке, которые периодически по x и y :

$$G(x_0, x'_0, y_0, y'_0, z_0, z'_0) = \frac{1}{2d^2} \sum_{n,\ell} \frac{1}{\eta_{n,\ell}} \cdot \exp(i\alpha_n(x_0 - x'_0)^2 + i\beta_\ell(y_0 - y'_0)^2 - \eta_{n,\ell}/z_0 - z'_0/), \quad (6)$$

где $\alpha_n = \frac{2\pi}{d} \cdot n + \cos\theta \cos\varphi$, $\beta_\ell = \frac{2\pi}{d} \cdot \ell + \cos\theta \sin\varphi$, $\eta_{n,\ell} = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta_\ell^2 - 1}$.

Для определения в (5) неизвестных на поверхностях элементов гребенки величин $\vec{J}_{00}(x_{00}, y_{00}, z_{00})$ сделаем выбор системы базисных функций, по которым разложим электрические и магнитные поля. С целью упрощения мы выберем кусочно-постоянные функции. Потом определим систему пробных функций из δ -функций Дирака, применение их физическим образом значит, что граничные условия будут работать не для всей поверхности S , а только в некоторых её точках. Как результат таких действий уравнение (1) дискретизируется и сводится к системе линейных алгебраических уравнений вида:

$$\begin{bmatrix} U_{xx} & U_{xy} & U_{xz} \\ U_{yx} & U_{yy} & U_{yz} \\ U_{zx} & U_{zy} & U_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_x \\ R_y \\ R_z \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где $J_{x,y,z}$ – соответствующие компоненты вектора $\vec{J}_{00}(x_{00}, y_{00}, z_{00})$,

$$\begin{aligned} (U_{xx})_{mn} &= \frac{1}{2\pi_S} \int [(n_y)_m (\text{grad}'_y)_{mn} + (n_z)_m (\text{grad}'_z)_{mn}] ds'_n - \delta_{mn}; \\ (U_{xy})_{mn} &= -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_y)_m (\text{grad}'_x)_{mn} ds'_n; \quad (U_{xz})_{mn} = -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_z)_m (\text{grad}'_x)_{mn} ds'_n; \\ (U_{yx})_{mn} &= -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_x)_m (\text{grad}'_y)_{mn} ds'_n; \quad (U_{yz})_{mn} = -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_z)_m (\text{grad}'_y)_{mn} ds'_n; \\ (U_{yy})_{mn} &= \frac{1}{2\pi_S} \int [(n_x)_m (\text{grad}'_x)_{mn} + (n_z)_m (\text{grad}'_z)_{mn}] ds'_n - \delta_{mn}; \\ (U_{zx})_{mn} &= -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_x)_m (\text{grad}'_z)_{mn} ds'_n; \quad (U_{zy})_{mn} = -\frac{1}{2\pi_S} \int (n_y)_m (\text{grad}'_z)_{mn} ds'_n; \\ (U_{zz})_{mn} &= \frac{1}{2\pi_S} \int [(n_x)_m (\text{grad}'_x)_{mn} + (n_y)_m (\text{grad}'_y)_{mn}] ds'_n - \delta_{mn}, \\ \text{grad}' G_{mn} &= -\hat{r}_{mn} \frac{1-ikr}{r_{mn}^2} \exp(ikr_{mn}) = \vec{i} (\text{grad}'_x)_{mn} + \vec{j} (\text{grad}'_y)_{mn} + \vec{k} (\text{grad}'_z)_{mn}, \\ (R_x)_m &= 2[(n_y)_m (H_z^i)_m - (n_z)_m (H_y^i)_m]; \\ (R_y)_m &= -2[(n_x)_m (H_z^i)_m - (n_z)_m (H_x^i)_m], \\ (R_z)_m &= 2[(n_x)_m (H_y^i)_m - (n_y)_m (H_x^i)_m], \end{aligned}$$

где $\hat{r}_{mn} = \vec{r}_{mn}/|\vec{r}_{mn}|$ – орт, направленный из источника в точку наблюдения; $m, n = 1, \dots, N, N$ – число точек дискретизации, δ_{mn} – символ Кронекера.

По найденному распределению плотности тока на поверхности элемента гребенки может быть определено рассеянное электромагнитное поле.

Вывод. Проведенный анализ показал, что для анализа дифракции ЭМВ на отражательной гребенке с двойной периодичностью, накрытой слоем диэлектрика целесообразно использовать метод интегральных уравнений. Разработан соответствующий алгоритм, позволяющий определять токи на поверхности отражательной гребенки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мишин Я.А. О системах автоматизированного проектирования в беспроводных сетях / Я.А.Мишин // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 153-156.
2. Милошенко О.В. Методы оценки характеристик распространения радиоволн в системах подвижной радиосвязи /

3. О.В.Милошенко // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2012. № 9. С. 60-62.
4. Головинов С.О. Проблемы управления системами мобильной связи / С.О.Головинов, А.А.Хромых // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2012. № 9. С. 13-14.
5. Кульнева Е.Ю. О характеристиках, влияющих на моделирование радиотехнических устройств / Е.Ю.Кульнева, И.А.Гашенко // Современные наукоемкие технологии. 2014. № 5-2. С. 50.
6. Ерасов С.В. Оптимизационные процессы в электродинамических задачах / С.В.Ерасов // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 20-26.
7. Болучевская О.А. Свойства методов оценки характеристик рассеяния электромагнитных волн / О.А.Болучевская, О.Н. Горбенко // Моделирование, оптимизация и информационные технологии. 2013. № 3. С. 4.
8. Шутов Г.В. Оценка возможности применения приближенной модели при оценке средних характеристик рассеяния электромагнитных волн / Г.В.Шутов // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 61-67.
9. Ерасов С.В. Проблемы электромагнитной совместимости при построении беспроводных систем связи / С.В. Ерасов // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 137-143.
10. Самойлова У.А. Анализ сложных электродинамических объектов на основе параллельных вычислений / У.А.Самойлова // Современные наукоемкие технологии. 2014. № 5-2. С. 55-56.

A. A. Maximova

THE CHARACTERISTICS OF TWO-DIMENSIONAL PERIODIC COMBS WITH DIELECTRIC WAVEGUIDE

Voronezh Institute of high technologies

The paper discusses the issues of diffraction of electromagnetic waves on reflective comb with double periodicity is covered by a dielectric layer. The algorithm, which is considered, based on the method of integral equations for the problem of determining the currents on the surface of the comb. The obtained result can be generalized to two-dimensional comb. According to the found current density distribution on the surface of the comb element can be determined of the scattered electromagnetic field.

Keywords: scattering of radio waves, diffraction, two-dimensional-periodic comb filters, dielectric waveguide.