

ФРАКТАЛЬНАЯ РЕШЕТКА ТИПА «ЖАЛЮЗИ» С МОДИФИЦИРОВАННЫМ КРАЕМ КАК ОСНОВА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ТРЕБУЕМОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТА

Введение

Оптимизация эффективной площади рассеяния объекта, в частности ее уменьшение, является важным элементом технологий типа «стелс» [1 – 6]. Можно выделить несколько способов решения данной задачи, например за счет покрытия объекта материалами с малым отражением и большим поглощением. Следует отметить, что создание искусственного материала является сложной задачей, а выбор естественных материалов, обладающих данными свойствами, невелик. Другой подход основан на размещении над объектом решетки, отражающей падающую волну в требуемом направлении, в сторону от облучателя [2, 5, 6] или изменяющей поляризацию волны [7].

В работах [5, 6] для модификации эффективной отражающей поверхности предлагается размещать над объектом периодические (бипериодические) ленточные решетки, которые перенаправляют энергию падающей волны в сторону от облучателя. В них проведено численное моделирование и созданы экспериментальные объекты. Однако наблюдаются отклонения между численными результатами и результатами эксперимента, особенно в поле близ краев структуры. Это связано с несовершенством математической модели, а именно – с отсутствием учета влияния краев структуры и их взаимодействия. Использование вместо реального конечного объекта модели бесконечной структуры не дает полного представления о влиянии края и вносит расхождения между характеристиками реального объекта и модели. Изучить влияние края реальной конечной решетки, состоящей из большого числа элементов, может помочь модель полубесконечных структур.

Для создания требуемой эффективной площади рассеяния в данной работе используется полубесконечная решетка типа «жалюзи». Данная решетка представляет собой многослойный объект, каждый слой которого является плоской ленточной решеткой. Предполагается, что решетки, составляющие слои, одинаковые. Решетка типа «жалюзи» за счет изменения угла наклона лент относительно оси позволяет направить энергию отраженной волны в заданном направлении [8], в частности в сторону от облучателя. В данной работе, в отличие от работ [8 – 12], предлагается использовать полубесконечную решетку типа «жалюзи» в совокупности с конечноэлементной решеткой, отличной от решеток, составляющих слои решетки типа «жалюзи». Это предоставляет дополнительные возможности управления полем, рассеянным краем решетки.

Математический подход к решению задачи основан на операторном методе [9 – 12]. Записаны операторные уравнения для определения спектральных функций (амплитуд Фурье) рассеянного поля. При записи операторных уравнений используется оператор отражения полубесконечной решетки типа «жалюзи», найденный также операторным методом [12], и оператор отражения конечной решетки, найденный методом дискретных особенностей [13].

Математическая модель

Будем рассматривать “модифицированный” край исследуемой структуры как одиночную решетку, расположенную в плоскости $z=0$. В области $z \leq -h_1$ расположим полубесконечную ленточную решетку типа «жалюзи» так, что n -й слой решетки лежит в плоскости $z = -h_1 - h(n-1)$, $n \geq 1$, и слои сдвинуты друг относительно друга на величину Δ вдоль оси Oy . Угол наклона лент к оси структуры обозначим как ψ . Полубесконечная решетка сдвину-

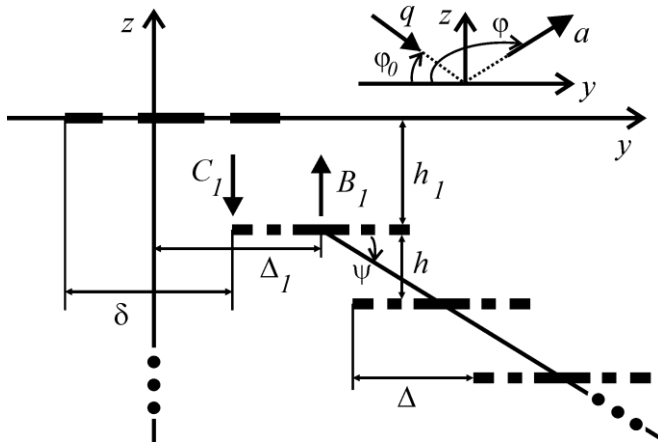


Рис. 1

та на величину Δ_1 относительно оси Oy . Расстояние между левым краем решетки, лежащей в плоскости $z=0$, и решетки, лежащей в плоскости $z=-h_1$ (первый слой полубесконечной решетки типа «жалюзи»), равно δ . Структура однородна вдоль оси Ox . Геометрия структуры представлена на рис.1.

Предположим, что из области $z > 0$ падает H -поляризованная волна со спектральной функцией $q(\zeta)$:

$$H_x^{inc}(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} q(\zeta) \exp(ik\zeta y - ik\gamma(\zeta)z) d\zeta,$$

где k – волновое число.

Операторные уравнения относительно спектральной функции отраженного поля $a(\zeta)$ и спектральных функций $B_1(\zeta)$ и $C_1(\zeta)$ поля в области $-h_1 < z < 0$ имеют вид:

$$a = r q + t s_1^- e_1 B_1, \quad (1)$$

$$C_1 = t q + r s_1^- e_1 B_1, \quad (2)$$

$$B_1 = R^1 s_1^+ e_1 C_1, \quad (3)$$

где R^1 – оператор отражения полубесконечной решетки типа «жалюзи», t и r – операторы прохождения и отражения конечной решетки, лежащей в плоскости $z=0$, $tq = q - rq$, $(e_1 g)(\xi) = \exp(ikh_1 \gamma(\xi)) g(\xi)$, $(s_1^\pm g)(\xi) = \exp(\pm ik\Delta_1 \xi) g(\xi)$, $g(\xi)$ – произвольная функция.

Обозначим R^2 – неизвестный оператор отражения всей структуры. Поле, рассеянное полубесконечной структурой, может быть представлено в виде суперпозиции полей с дискретным и непрерывным спектром. Дискретный спектр соответствует бесконечной части структуры, а непрерывный спектр – полю, рассеянному краем решетки. Оператор отражения такой решетки может иметь особенности в точках, совпадающих с нулями функции $1 - \exp(ik(\Delta(\zeta - \xi) + h(\gamma(\xi) + \gamma(\zeta))))$. Для исключения особенностей необходимы процедуры регуляризации.

Введем операторы $Bq = B_1 - R^1 s_1^+ e_1 q$, $R_2 = R^2 - s_1^- e_1 R_1 e_1 s_1^+$, которые особенностей уже не имеют. После преобразований (1) – (3) можем получить операторное уравнение относительно оператора R_2

$$R_2 = r + s_1^- e_1 B - r s_1^- e_1 B - r s_1^- e_1 F_0 R_1 s_1^+ e_1,$$

где операторы $B = (I - R_1 F s_1^+ e_1 r s_1^- e_1)^{-1} (R_1 F s_1^+ e_1 r s_1^- e_1 F_0 R_1 s_1^+ e_1 - R_1 F s_1^+ e_1 r)$, $R_1 = R^1 - s_1^- e_1 R^1 e_1 s_1^+$, $(e g)(\xi) = \exp(ikh \gamma(\xi)) g(\xi)$, $(s^\pm g)(\xi) = \exp(\pm ik\Delta \xi) g(\xi)$, F и F_0 – регуляризирующие [12].

Численные результаты

С помощью предложенного алгоритма проведено исследование рассеянного структурой поля. Будем предполагать, что на решетку падает плоская волна единичной амплитуды под углом $\varphi_0 = 90^\circ$ относительно оси Oy (см. рис.1).

Согласно [14], поле в дальней зоне, $k\rho \gg 1$, можно представить в виде суммы трех слагаемых, как это было сделано в [12]:

$$H_x^{ref}(\varphi, \rho) \cong H_x^F(\varphi, \rho) + H_x^c(\varphi, \rho) + H_x^{erfc}(\varphi, \rho),$$

где $H_x^F(\varphi, \rho)$ – множество плоских волн и не убывает при $k\rho \rightarrow \infty$, $H_x^c(\varphi, \rho)$ – цилиндрическая волна, рассеянная краем решетки. Модуль $H_x^c(\varphi, \rho)$ убывает как $1/\sqrt{k\rho}$ при $k\rho \rightarrow \infty$, $H_x^{erfc}(\varphi, \rho)$ учитывает вклад полюсов и обеспечивает равномерное представление поля.

На рис. 2 представлена зависимость функции $|H_x^c(\varphi, \rho)|$ от полярного угла φ при $k\rho = 30$, $k\Delta = \pi/2$, $kh = kh_1 = 1$. Тогда угол наклона слоев к оси полубесконечной решетки $\psi \approx 33^\circ$. Параметры структуры выбраны таким образом, что только одна плоская волна может распространяться от решетки под углом, приблизительно равным 154° . Каждый слой полубесконечной решетки типа «жалюзи» состоит из трех лент равной ширины $2/k$. Расстояние между соседними лентами равно $2/k$. В плоскости $z = 0$ располагается конечно-элементная периодическая решетка, состоящая из пяти предканторовых решеток. На каждом периоде располагается одна предканторовая решетка, построенная на основе дополнения к предканторовому множеству третьего порядка [15]. Длина отрезка, на котором строится каждая предканторовая решетка, равна $2/k$, а расстояния между решетками – $1/(2k)$. Таким образом, период решетки равен $3/(2k)$. Величина $k\Delta_1 = 3.4$. При выборе параметров структуры необходимо было перенаправить энергию рассеянного поля в сторону от облучателя. Отраженное поле является суперпозицией поля с дискретным спектром (плоская волна), соответствующего бесконечной части структуры, и поля с непрерывным спектром, рассеянного краем структуры. Вклад плоской волны в рассеянное поле в дальней зоне дается слагаемым $H_x^F(\varphi, \rho)$. Модуль этого слагаемого равен $|H_x^F(\varphi, \rho)| \approx 0.6$. Функция $|H_x^c(\varphi, \rho)|$ имеет ярко выраженный максимум вблизи угла $\varphi_1 \approx 154^\circ$ распространения плоской волны, $|H_x^c(\varphi_1, 30/k)| \approx 0.52$. При $\varphi < 120^\circ$ значения функции $|H_x^c(\varphi, \rho)|$ не превосходят величины в пять раз меньше максимальной, $|H_x^c(\varphi, \rho)| < \frac{1}{5}|H_x^c(\varphi_1, 30/k)|$. Для сравнения пунктирной линией представлена зависимость для полубесконечной решетки в случае отсутствия решетки, расположенной в плоскости $z = 0$.

На рис. 3 представлена зависимость функции $|H_x^c(\varphi, \rho)|$ от полярного угла φ при $k\rho = 30$, $k\Delta = \pi/2$, $kh = kh_1 = 1$. Теперь уже каждый слой полубесконечной структуры состоит из двух предканторовых решеток. Каждая решетка построена на основе дополнения к предканторовому множеству третьего порядка на отрезке шириной $2\pi/k$. Расстояние между решетками равно $1/k$. В плоскости $z = 3$ расположена решетка, состоящая из трех одинаковых лент, каждая шириной $1.4/k$. Расстояние между лентами равно $(\pi - 1.4)/k$. Пунктирной линией построена зависимость для полубесконечной решетки в случае отсутствия решетки, расположенной в плоскости $z = 0$. В зависимости для полубесконечной решетки присутствует ярко выраженный максимум вблизи угла падения плоской волны $\varphi_0 = 90^\circ$. Введение

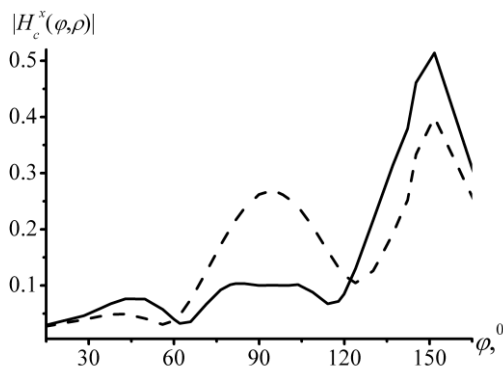


Рис. 2

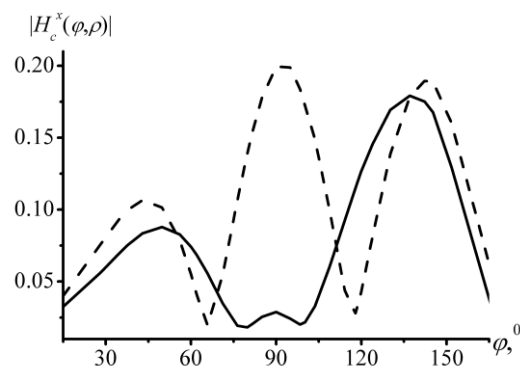


Рис. 3

дополнительной решетки в области $z = 0$ позволило снизить излучение под углом $\varphi = \varphi_0$ практически до нуля. $|H_x^F(\varphi, \rho)| \approx 0,37$.

На рис.4 представлена зависимость действительной части компоненты отраженного поля $\text{Re}(E_y^{\text{refl}}(y, z))$ от координат y и z . Отчетливо видно поле в области $y > 0$, созданное плоской волной, отраженной от бесконечной части структуры, поле цилиндрической волны в области $y < 0$. Излучение вблизи оси $y = 0$ практически отсутствует.

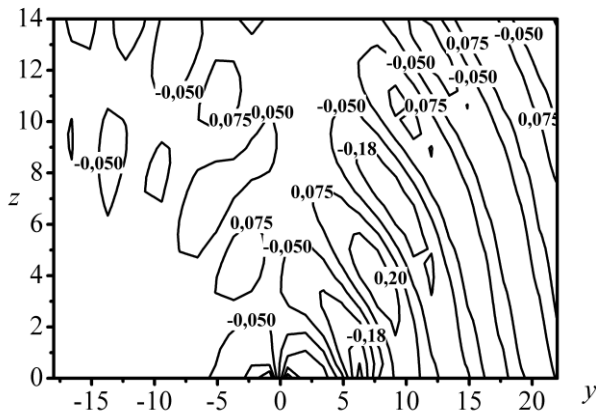


Рис. 4

Выводы

Предложены фрактальные решетки типа «жалюзи» с модифицированным краем на основе предканторового множества для создания требуемой эффективной площади рассеяния объекта. Изменение эффективной площади рассеяния осуществляется за счет перенаправления энергии падающего поля в сторону от облучателя. Поле, рассеянное такой решеткой, может быть представлено в виде суперпозиции плоских и цилиндрической волн.

Изменения угла распространения плоских волн осуществляется изменением наклона лент относительно оси решетки. Модификация же края позволяет существенно влиять на характеристики поля цилиндрической волны.

Список литературы. 1. Bahret W. F. The beginnings of stealth technology // IEEE Trans. Aerospace and Electronic Systems. – 1993. – Vol. 29. No. 4. – P. 1377–1385. 2. Масалов С. А., Рыжак А. В., Сухаревский О. И., Шкиль В. М. Физические основы диапазонных технологий типа "Стелс". – Санкт-Петербург : Военный инж.-косм. ун-т им. А.Ф. Можайского, 1999. – 163 с. 3. Lynch D. Jr. Introduction to RF Stealth. Hertfordshire. – U.K. : SciTech, 2004. 4. Pinto J., Matthews J. C. G., Sarno G. C. Stealth technology for wind turbines // IET Radar, Sonar Nav. – 2010. – Vol. 4. No.1. – P. 126–133. 5. Doumanis E., Goussetis G., Papageorgiou G., Fusco V., Cahill R., Linton D. Design of Engineered Reflectors for Radar Cross Section Modification // IEEE Trans. on Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. No. 1. – P. 232-239. 6. Culhaoglu A. E., Osipov A. V., Russer P. Mono- and Bistatic Scattering Reduction by a Metamaterial Low Reflection Coating // IEEE Trans. on Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. No. 1. – P. 462-466. 7. Subbarao B., Fusco V. Differential phase polarizer used for RCS control // Proc. IEEE Antennas Propag. Symp. – 2004. – Vol. 4. – P. 4256–4259. 8. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков : Изд-во ХГУ, 1973. – 287 с. 9. Литвиненко Л. М., Резник I. I., Литвиненко Д. Л. Дифракція хвиль на напівнескінченних періодичних структурах // Доповіді АН Української РСР. – 1991. – № 6. – С. 62-66. 10. Kaliberda M. E., Litvinenko L. N., Pogarskii S. A. Operator Method in the Analysis of Electromagnetic Wave Diffraction by Planar Screens // J. of Commun. Technol. Electron. – 2009. – Vol.54. No. 9. – P. 975-981. 11. Lytvynenko L. M., Kaliberda M. E., Pogarsky S. A. Solution of Waves Transformation Problem in Axially Symmetric Structures // Freq. 2012. – Vol. 66. No. 1-2. – P. 17-25. 12. Lytvynenko L. M., Kaliberda M. E., Pogarsky S. A. Wave diffraction by semi-infinite venetian blind type grating // IEEE Trans. on Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. No. 12. – P. 6120-6127. 13. Гандель Ю. В. Метод парных и сингулярных интегральных уравнений в задачах дифракции на ограниченных решетках // Электромагнитные явления. – 1998. – Т.1. №2. – С.220-232. 14. Felsen, L. B., Marcuvits N. Radiation and Scattering of Waves // Prentice-Hall. – 1973. – ch. 4. 15. Жидков В. В. Фракталы // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 12. – С.110-117.

Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 30.03.2016