

Создание и экспериментальное исследование слабо отражающих структур на основе Ω -элементов оптимальной формы

И. В. СЕМЧЕНКО, М. А. ПОДАЛОВ, А. Н. ГОДЛЕВСКАЯ

Создана слабо отражающая структура на основе омега-элементов оптимальной формы. Проведено экспериментальное исследование отражения СВЧ излучения от двумерной решетки, состоящей из пар омега-элементов, которые расположены зеркальным образом. Полученные искусственные структуры обладают одинаково значимыми диэлектрическими и магнитными свойствами. Показано, что такие структуры могут применяться для создания слабо отражающих покрытий.

Ключевые слова: омега-элемент, метаматериал, СВЧ излучение, слабо отражающая структура.

The low reflecting structure is created on the basis of omega-elements of the optimum form. There has been carried out the experimental research of reflection of the microwave radiation from the 2D lattice consisting of pairs of omega-elements that are located by mirror image. The obtained artificial structures possess equally significant dielectric and magnetic properties. It is shown that such structures can be applied for creation of low reflecting coverings.

Keywords: omega-element, metamaterial, microwave radiation, low reflecting structure.

Искусственные композитные среды, обладающие магнитоэлектрическими и киральными свойствами в микроволновом диапазоне, активно исследовались в течение последних двадцати лет [1–7]. Основным мотивом исследований было предположение, что на основе искусственных киральных материалов могут быть созданы безотражательные покрытия металлических поверхностей. Исследования возможного использования искусственных киральных материалов для уменьшения отражения электромагнитных волн проводились во многих статьях [2–8]. В данной статье рассматривается возможность создания слабо отражающих структур, образованных проводниками омега-образной формы. Такие включения омега-образной формы не являются киральными, но проявляют магнитоэлектрические свойства. Отметим, что киральные элементы, например спирали, являются трехмерными объектами. В отличие от них, проводники омега-образной формы имеют планарную симметрию, что может облегчить их изготовление.

Ранее была установлена оптимальная форма Ω -элемента на основе анализа возбуждаемых в нем электромагнитных колебаний. При этом были рассмотрены три модели распределения тока в Ω -элементе [9–11]. Найденные оптимальные параметры Ω -элемента используются в данной работе.

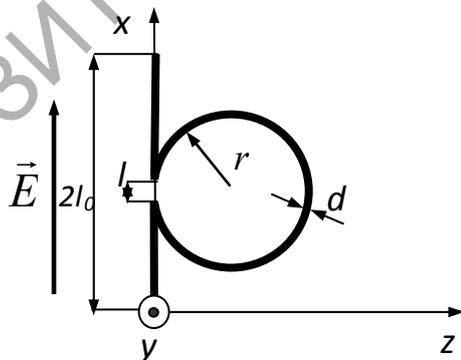


Рисунок 1 – Омега-элемент в поле падающей электромагнитной волны

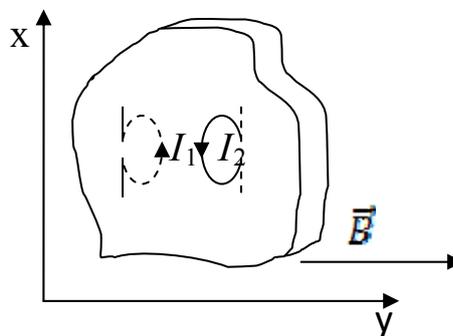


Рисунок 2 – Расположение Ω -ячейки в радиопрозрачном материале

Взаимодействие падающей электромагнитной волны с омега-элементом приводит к одновременному возникновению электрического дипольного момента \vec{p} и магнитного момента \vec{m} , согласованных между собой (рисунок 1).

Характеристики электромагнитного излучения, рассеянного на Ω -элементе, зависят от соотношения геометрических размеров элемента и длины волны. Рассмотрим случай, когда линейные геометрические размеры Ω -элемента меньше длины падающей волны, что позволяет применить дипольное приближение теории излучения [8].

Для этого случая найдем электрический дипольный и магнитный моменты элемента. Одновременное возникновение в каждом Ω -элементе не только электрического дипольного, но и магнитного моментов, связанных между собой и индуцированных внешним полем, является главным условием проявления магнитоэлектрических свойств такой структуры.

Необходимо вычислить все компоненты электрического дипольного момента и магнитного момента Ω -элемента. Такие расчеты были нами проделаны в работах [9–11].

Рассмотрим действие электрического поля \vec{E} , осциллирующего вдоль оси ox . Обозначим суммарный электрический дипольный момент, возникающий в паре Ω -элементов, как \vec{p} . Аналогично \vec{m} – суммарный магнитный момент, индуцированный в паре элементов.

Для пары вертикально расположенных омега-элементов справедливо соотношение:

- 1) $p_x \neq 0, m_x = 0$, так как элемент расположен в плоскости xoz ;
- 2) $p_y = 0, m_y = 0$, поскольку в ячейке есть два элемента, магнитные моменты которых взаимно компенсируются;
- 3) $p_z = 0, m_z = 0$, так как заряды и токи распределены симметрично относительно точки, лежащей в центре проволоки.

Теперь рассмотрим влияние магнитного поля \vec{B} , ориентированного вдоль осей витков омега-элементов.

Для вертикально расположенных элементов (вектор \vec{B} колеблется вдоль оси oy) имеют место соотношения:

- 1) $m_y \neq 0, p_y = 0$, поскольку элемент ориентирован в плоскости xoz ;
- 2) $m_x = 0, p_x = 0$, так как ячейка состоит из двух элементов, магнитные моменты которых взаимно компенсируются;
- 3) $m_z = 0, p_z = 0$, поскольку распределение зарядов и токов является симметричным относительно точки, лежащей в центре проволоки.

В дипольном приближении напряженность электрического поля волны, излучаемой отдельной ячейкой, имеет вид:

$$\vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left(\left[\ddot{\vec{p}} \vec{n} \right] \vec{n} + \frac{1}{c} \left[\vec{n} \ddot{\vec{m}} \right] \right). \quad (1)$$

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, c – скорость света в вакууме, \vec{R} – радиус-вектор, проведенный от Ω -ячейки в точку наблюдения, \vec{n} – единичный вектор волновой нормали, точки над векторами означают дифференцирование по времени.

Если каждый омега-элемент имеет оптимальную форму, то электрический дипольный момент и магнитный момент ячейки дают одинаковые по абсолютной величине вклады в излучаемую электромагнитную волну [7]:

$$|p_x| = \frac{1}{c} |m_y|. \quad (2)$$

Рассмотрим волну, излучаемую в обратном направлении относительно падающей, при этом $\vec{n} = -\vec{z}_0$, \vec{z}_0 – единичный вектор вдоль оси z (\vec{x}_0, \vec{y}_0 – единичные векторы вдоль осей x и y). Мы рассматриваем случай нормального падения плоской волны, тогда поля, излучаемые всеми омега-элементами в обратном направлении, имеют одинаковую фазу. В результате наложения этих полей формируется волна, отраженная искусственной структурой в целом.

Моменты, индуцированные в каждой ячейке, образованной двумя омега-элементами, можно представить в комплексной форме:

$$\vec{p} = \vec{p}_0 e^{-i\omega t}; \vec{m} = \vec{m}_0 e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где ω – циклическая частота волны.

Используя (1), вычислим вклад в электрическое поле отраженной волны, вносимый электрическим дипольным моментом отдельной ячейки (индекс r означает отраженную волну)

$$E_p^{(r)} = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left[\ddot{\vec{p}} \vec{n} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi R} \omega^2 \left[\vec{p} \vec{n} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi R} \omega^2 \left[p_x \vec{x}_0 (-\vec{z}_0) - \vec{z}_0 \right] = \frac{\mu_0}{4\pi R} \omega^2 p_x \vec{x}_0. \quad (4)$$

Здесь $p_x \vec{x}_0 = \vec{p}_0 e^{-i\omega t}$ – электрический дипольный момент пары Ω -элементов, $m_y \vec{y}_0 = \vec{m}_0 e^{-i\omega t}$ – магнитный момент пары Ω -элементов.

Аналогично вычисляем электрическое поле отраженной волны, созданное магнитным моментом отдельной ячейки:

$$\vec{E}_m^{(r)} = \frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{1}{c} \left[\vec{n} \ddot{\vec{m}} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{\omega^2}{c} \left[-\vec{z}_0, \vec{m} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{\omega^2}{c} \left[-\vec{z}_0, m_y \vec{y}_0 \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{\omega^2}{c} m_y \vec{x}_0. \quad (5)$$

Складывая выражения (4) и (5), получаем для отраженной волны, созданной отдельной ячейкой:

$$\vec{E}^{(r)} = \vec{E}_p^{(r)} + \vec{E}_m^{(r)} = \frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{\omega^2}{c} \vec{x}_0 \left(p_x - \frac{m_y}{c} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi R} \frac{\omega^2}{c} \vec{x}_0 \left(|p_x| - \frac{|m_y|}{c} \right) \cdot e^{-i\omega t}. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\vec{E}^{(r)} = \vec{E}_p^{(r)} + \vec{E}_m^{(r)} = 0, \quad (7)$$

если выполняется условие оптимальности Ω -элементов (2).

Таким образом, для любой элементарной ячейки, состоящей из двух омега-элементов, выполняются соотношения (7).

Поскольку элементы имеют оптимальную форму, то соотношение (2) выполняется вблизи резонансной частоты. Это обеспечивает низкую интенсивность отраженной волны в некотором интервале частот вблизи резонансной частоты в случае нормального падения.

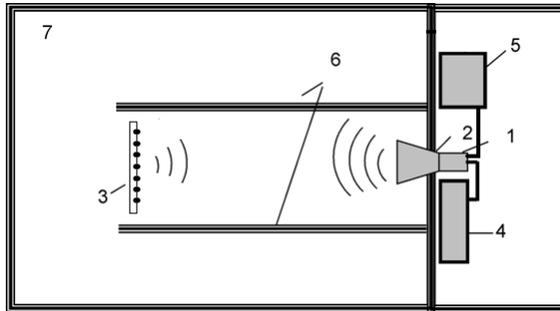


Рисунок 3 – Общая схема проведения эксперимента по исследованию отражения электромагнитной волны от двумерной решетки, состоящей из Ω -элементов

1, 2 – антенны измерительные Пб-23А;

3 – исследуемый образец;

4 – генератор ГЧ-80 (2.56-4.0 ГГц);

5 – приемник измерительный П5-5Б (2.35-4.0 ГГц);

6 – стены из радиопоглощающего материала;

7 – безэховая камера.

Схема эксперимента отличается от более ранних исследований. Общая схема проведения эксперимента по исследованию отражения электромагнитной волны от анизотропной двумерной решетки, состоящей из упорядоченных Ω -ячеек, образованных параллельно-ориентированными Ω -элементами, приведена на рисунке 3. Плечи Ω -элементов лежат в плоскости колебания вектора напряженности электрического поля падающей волны. Плоскость образца расположена под углом приблизительно $\alpha = 90^\circ$ к волновому вектору падающей волны. С целью уменьшения отражения от стен и создания условий, приближающихся к условиям “свободного пространства”, исследования проводятся в безэховой камере.

Измерительная антенна, подключенная к измерительному приемнику, находится под излучающей антенной. Ω -структура образована парными Ω -элементами (ячейками), расположенными в плоскости колебаний вектора \vec{E} , т.е. вертикально. Ω -ячейка состоит из двух Ω -элементов, расположенных параллельно друг другу на расстоянии 1 см (рисунок 2). Один Ω -элемент погружен витком в поверхность радиопрозрачного материала, для второго элемента погружены плечи. Второй элемент является зеркальным отражением первого в плоскости радиопрозрачного материала.

Для проведения экспериментальных исследований изготовлен ряд искусственных образцов двумерных решеток, состоящих из различного числа взаимно параллельных пар Ω -элементов с различными оптимальными параметрами.

Ω -элементы, рассчитанные в приближении однородного тока, обладают параметрами: $r = 6.6 \times 10^{-3}$ м, $L = 5 \times 10^{-2}$ м, $d = 15.5 \times 10^{-4}$ м, $l = 1 \times 10^{-3}$ м, $l_0 = 4 \times 10^{-3}$ м. Если использовать модель гармонического распределения тока, получаем следующие оптимальные параметры: $r = 5 \times 10^{-3}$ м, $L = 5 \times 10^{-2}$ м, $d = 0.85 \times 10^{-3}$ м, $l = 2 \times 10^{-3}$ м, $l_0 = 9.29 \times 10^{-3}$ м, где r – радиус витка; L – длина проволоки, из которой изготовлен омега-элемент; d – диаметр медной проволоки; l – расстояние между плечами; l_0 – длина плеча.

Для проведения сравнительного анализа проведем нумерацию образцов:

№ 1 – образец двумерной решетки, состоящей из 72 (9x8) пар Ω -элементов с радиусом витка 6,6 мм и расстоянием между парами 5 см (рисунок 4);

№ 2 – образец двумерной решетки, состоящей из 72 (9x8) пар Ω -элементов с радиусом витка 5 мм и расстоянием между парами 5 см (рисунок 5);

№ 3 – образец двумерной решетки, состоящей из 72 (12x6) пар линейных вибраторов длиной 5 и с расстоянием между парами 5 см.



Рисунок 4 – Образец № 1

Рисунок 5 – Образец № 2

Результаты экспериментальных исследований с данными образцами приведены на графиках (рисунки 6 и 7).

Анализ графиков на рисунках 6 и 7 показывает, что вблизи резонансной частоты (приблизительно 3 ГГц) относительная интенсивность отраженной волны для образцов № 1 и № 2 значительно уменьшается. Особенно это заметно на примере кривой для образца № 1. Коэффициент отражения для образца № 2 несколько возрастает в области частот от 3.1 до 3.3 ГГц относительно минимальных значений, такое его поведение связано со спецификой изготовления элементов. Характер кривых для данных образцов не схож с кривой для образца № 3, состоящего из парных линейных вибраторов. Вблизи резонансной частоты значение коэффициента отражения для образца № 1 не превышает 0,13%, для образца № 2 – 1,35%, что значительно ниже коэффициента отражения для образца № 3, равного 11,75%. Этот результат подтверждает теоретические расчеты и показывает, что двумерные решетки на основе пар Ω -элементов с оптимальными параметрами проявляют существенно ослабленные отражательные свойства.

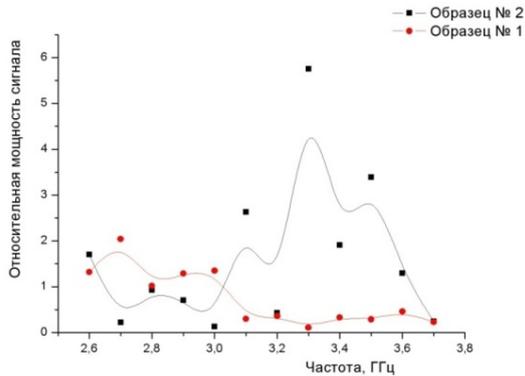


Рисунок 6 – Частотная зависимость относительной интенсивности отраженной электромагнитной волны для образцов № 1–2 на основе омега-элементов различного радиуса

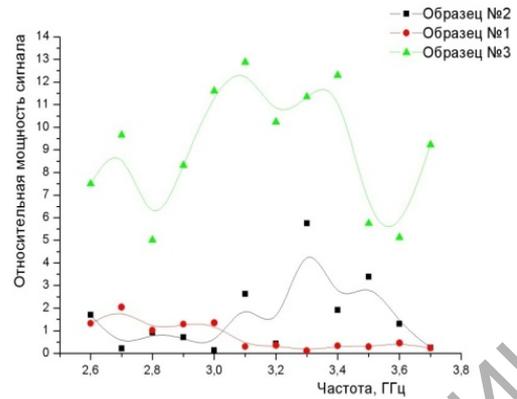


Рисунок 7 – Частотная зависимость относительной интенсивности отраженной электромагнитной волны для образцов № 1–3 на основе омега-элементов различного радиуса и линейных вибраторов

В отличие от линейного вибратора, в каждом омега-элементе падающая волна индуцирует не только электрический дипольный момент, но и магнитный момент. Возникновение магнитного момента обусловлено прохождением электрического тока в витке омега-элемента. Элементарная ячейка искусственной структуры образована двумя омега-элементами, расположенными зеркальным образом, как показано на рисунке 2. Магнито-электрические свойства, которыми обладает отдельный омега-элемент, являются скомпенсированными для ячейки в целом. Поэтому в каждой омега-ячейке электрический дипольный момент создается только электрическим полем падающей волны, а магнитный момент – только магнитным полем падающей волны. Отдельный омега-элемент имеет предварительно рассчитанные оптимальные параметры. Поэтому вклад электрического дипольного момента омега-ячейки в отраженную волну компенсируется вкладом магнитного момента ячейки в эту волну. В результате, для искусственной структуры отраженная волна отсутствует на резонансной частоте, для которой были рассчитаны оптимальные параметры омега-элемента. Вблизи резонансной частоты в некотором частотном диапазоне коэффициент отражения имеет очень низкие значения.

Проведенные в данной работе исследования позволяют сделать вывод о возможности использования искусственных структур, состоящих из парных Ω -элементов оптимальной формы, для создания слабо отражающих покрытий в СВЧ диапазоне.

Литература

- 1 Advances in Complex Electromagnetic Materials / A. Priou [at al.] // Kluwer Academic Publishers, 1997. – Vol. 28. – P. 32–37.
- 2 Serdyukov, A.N. Electromagnetics of bi-anisotropic materials: theory and applications / A.N. Serdyukov, I.V. Semchenko, S.A. Tretyakov, A. Sihvola // Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 2001. – P. 308–321.
- 3 Whites, K.W. Composite uniaxial bianisotropic chiral materials characterization: comparison of predicted and measured scattering / K.W. Whites, C.Y. Chang // J. Electromagn. Waves Applic. – 1997. – Vol. 11. – P. 371–394.
- 4 Tretyakov, S.A. Influence of chiral shapes of individual inclusions on the absorption in chiral composite coatings / S.A. Tretyakov, A.A. Sochava, C.R. Simovski // Electromagnetics. – 1996. – Vol. 16. – P. 113–127.
- 5 Cloete, J.H. The role of chirality in synthetic microwave absorbers / J.H. Cloete, M. Bingle, D.B. Davidson // Proc. Int. Conf. Electromagnetics in Advanced Application. – 1999. – P. 55–58.

6 Tretyakov, S.A. Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes / S.A. Tretyakov, A.A. Sochava // *Electron. Lett.* – 1993. – Vol. 29. – P. 1048–1049.

7 Семченко, И.В. Использование парных спиралей оптимальной формы для создания слабо отражающих покрытий в СВЧ диапазоне / И.В. Семченко, С.А. Хахомов, А.Л. Самофалов // *Проблемы физики, математики и техники.* – 2009. – № 1. – С. 33–39.

8 Ландау, Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1973. – Т. 2. – С. 231–238.

9 Семченко, И.В. Получение циркулярно-поляризованной отраженной СВЧ волны с помощью плоской периодической структуры на основе омега-элементов / И.В. Семченко, М.А. Подалов // *Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины.* – Гомель, 2006. – № 6. – Ч. 2. – С. 40–43.

10 Семченко, И.В. Излучение циркулярно-поляризованных СВЧ волн плоской периодической структурой из Ω -элементов / И.В. Семченко, С.А. Хахомов, М.А. Подалов, С.А. Третьяков // *Радиотехника и электроника.* – 2007. – Т. 52. – № 9. – С. 1084–1088.

11 Подалов, М.А. Оптимальная форма омега-включений для метаматериалов / М.А. Подалов, И.В. Семченко // *Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины.* – Гомель, 2009. – № 4. – Ч. 2. – С. 172–176.

Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

Поступило 08.11.11