

УДК 621.396

ОДНООСНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ТОНКИЙ ВРАЩАТЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

И.А. Фаняев, И.В. Семченко, С.А. Хахомов, А.Л. Самофалов

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

UNIAXIAL ELECTRICALLY THIN ROTATOR OF POLARIZATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES

I.A. Faniayeu, I.V. Semchenko, S.A. Khakhomov, A.L. Samofalov

F. Scorina Gomel State University, Gomel, Belarus

Показана реализация одноосного вращателя поляризации электромагнитных волн, образованного решеткой гладких одновитковых спиралей. Простая форма таких спиралей делает их более предпочтительными с практической точки зрения по сравнению с другими киральными элементами. Показан расчет напряженности электрического поля, полученный аналитически и с помощью компьютерного моделирования. Проведены экспериментальные исследования в S-диапазоне.

Ключевые слова: вращатель поляризации, одновитковая спираль, поляризуемость, со- и cross-поляризации.

The realization of uniaxial polarization rotator of electromagnetic waves formed by array of smooth one-turn helices is presented. Helices have a simple form that makes them more preferred for a practical point than compared to other chiral elements. The calculation of the electric field obtained theoretically and by computer simulation is shown. Experimental researches in the S-band are studied.

Keywords: polarization rotator, one-turn helix, polarizability, co- and cross-polarizations.

Введение

Би-анизотропные среды имеют множество применений из-за их электромагнитных эффективных связей. Одним из примеров таких сред является киральная среда, которая хорошо изучена в [1]. Есть много различных топологий киральных элементов в качестве строительных блоков объемных киральных метаматериалов: так называемые канонические спираль [2], разомкнутые кольцевые резонаторы [3] и другие. Как известно, тонкие слои би-анизотропных включений являются еще одним практическим применением би-анизотропии. Примерами использования таких устройств являются асимметричные поглощающие [4] и прозрачные слои, преобразователи поляризации [5]. Важной задачей является изготовление таких двумерных решеток в терагерцовом диапазоне. Одной из самых современных технологий 3D-изготовления метаматериалов является технология, рассмотренная в [6]. Она позволяет достаточно точно изготавливать решетки из металлических киральных спиральных включений в ТГц диапазоне.

В данной статье исследуется одноосный электрически тонкий слой (такая симметрия обеспечивает изотропный отклик в плоскости решетки), который образует двумерную решетку из гладких одновитковых спиралей оптимальной формы [7]. Форма спирали является оптимальной, так как она дает одинаковый электрический и магнитный отклик при возбуждении падающей

плоской электромагнитной волной при любой поляризации. Структура, состоящая из таких спиралей, должна иметь согласованный импеданс с воздухом, что позволяет избежать отражения на границе раздела сред. Ранее в работе [5] было показано, что решетка из сбалансированных киральных элементов может быть использована для работы в качестве преобразователя поляризации для передачи информации (такая решетка поворачивает плоскость поляризации прошедшей плоской электромагнитной волны на 90 градусов).

1 Аналитический расчет полей рассеяния для элементарной ячейки, состоящей из одновитковых сбалансированных спиралей

В статье [8] показано оптимальное расположение спиралей в решетке (рисунок 1.1). Такое расположение позволяет избежать нежелательных взаимодействий между ортогональными магнитными моментами. Исследуемая элементарная ячейка является одноосной электрически тонкой и образует слой из сбалансированных одновитковых спиралей.

Параметры одновитковой спирали являются следующими: $\alpha = 14^\circ$; $R = 7,2$ мм; $h = 11,3$ мм; $r = 0,5$ мм; $d = 50$ мм, где α – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали; R – радиус витка; h – шаг спирали; r – радиус проволоки, из которой изготовлена спираль; d – период решетки.

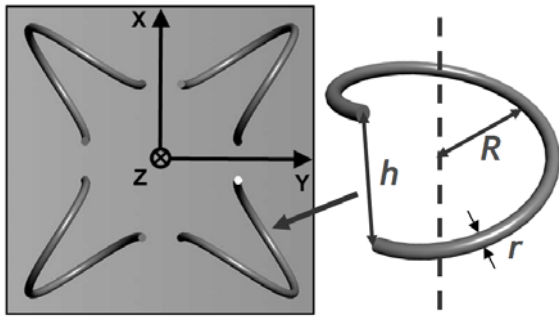


Рисунок 1.1 – Оптимальное расположение одновитковых спиралей в решетке (элементарная ячейка)

На элементарную ячейку, состоящую из четырех сбалансированных одновитковых спиралей, которые расставлены оптимальным образом, падает плоская монохроматическая электромагнитная волна в направлении $+z$, вектор \vec{E} колеблется вдоль оси x . Так как размеры спирали являются малыми по сравнению с длиной волны падающего излучения, то теоретически можно найти поля рассеяния, используя теорию дипольного приближения.

Каждая спираль характеризуется одновременно диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостью. Следовательно, ее поведение в электромагнитном поле можно описать с помощью уравнений связи [9]:

$$\vec{p} = \epsilon_0 \alpha_{ee} \vec{E} - j \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \alpha_{em} \vec{H}, \quad (1.1)$$

$$\vec{m} = \alpha_{mm} \vec{H} + j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me} \vec{E}, \quad (1.2)$$

где α_{ee} и α_{mm} – тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивости, α_{em} и α_{me} – псевдотензоры, характеризующие киральные свойства спирали, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно. При записи (1.1) и (1.2) предполагаем, что электрическое и магнитное поля являются монохроматическими, и их зависимость от времени описывается функцией $e^{j\omega t}$, как принято в радиофизике.

Компоненты тензоров α_{ee} , α_{mm} , α_{em} и α_{me} представлены в матричном виде:

$$\alpha_{ee}^{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_{ee}^{xx} & \alpha_{ee}^{xy} & \alpha_{ee}^{xz} \\ \alpha_{ee}^{yx} & \alpha_{ee}^{yy} & \alpha_{ee}^{yz} \\ \alpha_{ee}^{zx} & \alpha_{ee}^{zy} & \alpha_{ee}^{zz} \end{pmatrix};$$

$$\alpha_{em}^{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_{em}^{xx} & \alpha_{em}^{xy} & \alpha_{em}^{xz} \\ \alpha_{em}^{yx} & \alpha_{em}^{yy} & \alpha_{em}^{yz} \\ \alpha_{em}^{zx} & \alpha_{em}^{zy} & \alpha_{em}^{zz} \end{pmatrix};$$

$$\alpha_{me}^{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_{me}^{xx} & \alpha_{me}^{xy} & \alpha_{me}^{xz} \\ \alpha_{me}^{yx} & \alpha_{me}^{yy} & \alpha_{me}^{yz} \\ \alpha_{me}^{zx} & \alpha_{me}^{zy} & \alpha_{me}^{zz} \end{pmatrix};$$

$$\alpha_{mm}^{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_{mm}^{xx} & \alpha_{mm}^{xy} & \alpha_{mm}^{xz} \\ \alpha_{mm}^{yx} & \alpha_{mm}^{yy} & \alpha_{mm}^{yz} \\ \alpha_{mm}^{zx} & \alpha_{mm}^{zy} & \alpha_{mm}^{zz} \end{pmatrix}.$$

Следовательно, уравнения связи (1.1) и (1.2) можно записать как

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 \alpha_{ee}^{xx} E_0 - \frac{j}{c} \alpha_{em}^{xy} H_0 \\ \epsilon_0 \alpha_{ee}^{yx} E_0 - \frac{j}{c} \alpha_{em}^{yy} H_0 \\ \epsilon_0 \alpha_{ee}^{zx} E_0 - \frac{j}{c} \alpha_{em}^{zy} H_0 \end{pmatrix};$$

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me}^{xx} E_0 + \alpha_{mm}^{xy} H_0 \\ j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me}^{yx} E_0 + \alpha_{mm}^{yy} H_0 \\ j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me}^{zx} E_0 + \alpha_{mm}^{zy} H_0 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

В дипольном приближении напряженность электрического поля излучаемой волны определяется следующим образом

$$\vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left(\left[\ddot{\vec{p}} \vec{n} \right] \vec{n} + \frac{1}{c} \left[\vec{n} \ddot{\vec{m}} \right] \right), \quad (1.4)$$

где дипольный электрический и магнитный моменты имеют вид

$$\vec{p} = p_0 e^{j\omega t},$$

$$\vec{m} = m_0 e^{j\omega t},$$

и их вторые производные вычисляются как

$$\ddot{\vec{p}} = -\omega^2 \vec{p},$$

$$\ddot{\vec{m}} = -\omega^2 \vec{m}. \quad (1.5)$$

Подставим вторые производные в уравнение (1.4) и измерим поле в направлении $\vec{n} = (0, 0, 1) = \vec{e}_z$

$$\vec{E}_{излуч} = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi R} \left\{ p_x \vec{e}_x + p_y \vec{e}_y + \frac{1}{c} (m_y \vec{e}_x - m_x \vec{e}_y) \right\}.$$

Обозначим постоянную $\frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi R}$ через γ :

$$\vec{E}_{излуч} = \gamma \left\{ p_x \vec{e}_x + p_y \vec{e}_y + \frac{1}{c} (m_y \vec{e}_x - m_x \vec{e}_y) \right\}. \quad (1.6)$$

Распишем излученное поле по компонентам:

$${}_{+z} E_x = \gamma \left(p_x + \frac{1}{c} m_y \right),$$

$${}_{+z} E_y = \gamma \left(p_y - \frac{1}{c} m_x \right), \quad (1.7)$$

где ${}_{\pm z} E_x$ – напряженность электрического поля волны, излучаемой элементарной ячейкой (левый индекс обозначает направление, вдоль которого ведется измерение, а правый – проекцию вектора на данное направление).

Подставим уравнения (1.3) в (1.7) и получим

$$\begin{aligned}
 {}_{+z}E_x = \gamma \left(\varepsilon_0 \alpha_{ee}^{xx} E_0 - \frac{j}{c} \alpha_{em}^{xy} H_0 + \right. \\
 \left. + \frac{1}{c} \alpha_{mm}^{yy} H_0 + \frac{j}{c \eta_0} \alpha_{me}^{yx} E_0 \right), \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 {}_{+z}E_y = \gamma \left(\varepsilon_0 \alpha_{ee}^{yx} E_0 - \frac{j}{c} \alpha_{em}^{yy} H_0 - \right. \\
 \left. - \frac{1}{c} \alpha_{mm}^{xy} H_0 - \frac{j}{c \eta_0} \alpha_{me}^{xx} E_0 \right), \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

где $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ – импеданс свободного пространства.

Следовательно, необходимо знать восемь компонент тензоров восприимчивостей элементарной ячейки. Метод расчета всех компонент тензоров восприимчивостей любой би-анизотропной частицы рассмотрен в статье [10]. Основываясь на данном методе расчета, можно вычислить необходимые компоненты тензоров для элементарной ячейки. На рисунках 1.2, 1.3 показаны компоненты тензоров для *co*-восприимчивостей.

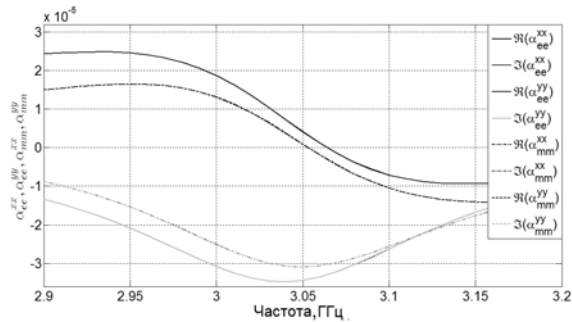


Рисунок 1.2 – График частотной зависимости восприимчивостей $\alpha_{ee}^{xx}, \alpha_{em}^{xy}, \alpha_{me}^{yx}, \alpha_{mm}^{yy}$

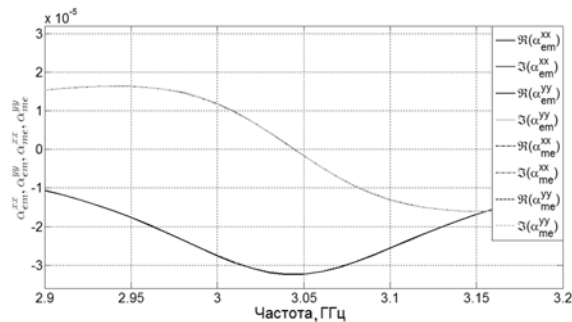


Рисунок 1.3 – График частотной зависимости восприимчивостей $\alpha_{em}^{xx}, \alpha_{em}^{yy}, \alpha_{me}^{xx}, \alpha_{me}^{yy}$

Из рисунков 1.2 и 1.3 следует, что компоненты тензоров *co*-восприимчивостей приблизительно равны, что является подтверждением того, что одновитковые спирали в ячейке являются сбалансированными, т. к. выполняется

условие $\alpha_{ee}^{xx} \approx \alpha_{mm}^{yy}, \alpha_{em}^{xy} = \alpha_{me}^{yx}$. Исходя из условия симметрии расположения спиралей в решетке, *cross*-восприимчивостями в уравнениях (1.8) и (1.9) можно пренебречь, в результате получим уравнения в виде

$${}_{+z}E_x = A(\alpha_{ee}^{xx} + \alpha_{mm}^{yy}); \quad (1.10)$$

$${}_{+z}E_y = -Aj(\alpha_{em}^{xy} + \alpha_{me}^{yx}). \quad (1.11)$$

Аналогично можно найти компоненты излучаемого поля в направлении $\vec{n} = (0, 0, -1) = -\vec{e}_z$

$$\begin{aligned}
 {}_{-z}E_x = A(\alpha_{ee}^{xx} - j\alpha_{em}^{xy} - \alpha_{mm}^{yy} - j\alpha_{me}^{yx}) = \\
 = A(\alpha_{ee}^{xx} - \alpha_{mm}^{yy}) \approx 0; \quad (1.12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 {}_{-z}E_y = A(\alpha_{ee}^{yx} - j\alpha_{em}^{yy} + \alpha_{mm}^{xy} + j\alpha_{me}^{xx}) = \\
 = Aj(-\alpha_{em}^{xy} + \alpha_{me}^{yx}) = 0, \quad (1.13)
 \end{aligned}$$

где $A = \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \pi \cdot f^2 \cdot E_0$ – коэффициент, введенный для удобства записи. Откуда следует, что излученное поле в направлении $-z$ отсутствует. Следовательно, импеданс такой ячейки согласован с импедансом свободного пространства, это означает, что отражение от такой ячейки отсутствует.

Для проверки полученных результатов сравним аналитически рассчитанные компоненты напряженностей электрического поля в направлении $+z$ и полученные компоненты напряженностей в дальней зоне с помощью компьютерного моделирования, основанного на методе конечных элементов. На рисунке 1.4 показан график действительных и мнимых частей компонент напряженностей излученного поля, полученных аналитически и с помощью моделирования.

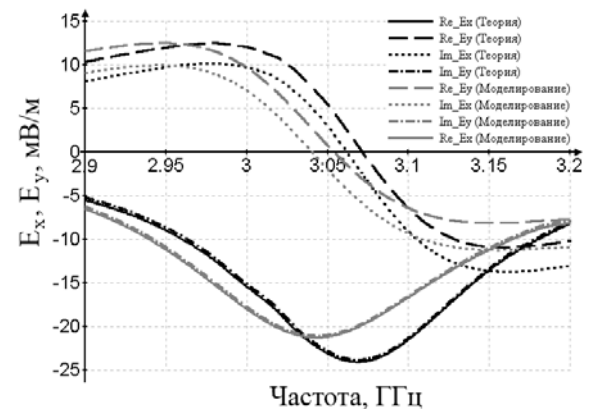


Рисунок 1.4 – График частотной зависимости компонент напряженностей электрического поля для элементарной ячейки (теория и моделирование)

Как следует из рисунка 1.4, полученные аналитически компоненты напряженностей электрического поля находятся в хорошем согласовании с результатами моделирования.

2 Исследование электрически тонкого вращателя поляризации электромагнитных волн в S-диапазоне

Решетку киральных элементов можно представить как решетку электрических и магнитных диполей, которые возбуждаются нормально падающей электромагнитной волной, распространяющейся вдоль направления $-\vec{z}_0$. Свойства каждого включения можно рассматривать в терминах эффективной поляризуемости. Дипольный и магнитный момент отдельного элемента можно найти как [12]

$$\begin{bmatrix} \vec{p} \\ \vec{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\alpha}_{ee} & -j\hat{k} \\ j\hat{k} & \hat{\alpha}_{mm} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{inc} \\ \vec{H}_{inc} \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

Здесь $\hat{\alpha}_{ee}$ электрическая, $\hat{\alpha}_{mm}$ магнитная и \hat{k} электромагнитная эффективные поляризуемости, которые являются симметричными (случай взаимной киральных связи) для одноосной решетки. Ориентацию двумерной решетки в пространстве определяет единичный вектор \vec{z}_0 , ортогональный плоскости решетки. Эффективная поляризуемость описывает также эффекты взаимодействия диполей в решетке.

Отраженное поле для бесконечной решетки можно вычислить на основе дипольного и магнитного момента как

$$E_{omp} = \frac{j\omega}{2S} [\eta_0 \vec{p} - \hat{n} \times \vec{m}]. \quad (2.2)$$

Следовательно, компоненты напряженности поля, прошедшего через решетку запишутся в виде

$$E_{np} = E_{nad} - \frac{j\omega}{2S} [\eta_0 \vec{p} + \hat{n} \times \vec{m}]. \quad (2.3)$$

Уравнения для напряженностей электрического поля отраженной и прошедшей волны через эффективные поляризуемости ячейки имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{omp} = & -\frac{j\omega}{2S} \left[\left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{xx} - \hat{\alpha}_{em}^{xy} + \hat{\alpha}_{me}^{xy} - \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{yy} \right) \vec{x}\vec{x} + \right. \\ & + \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{xy} + \hat{\alpha}_{em}^{xx} + \hat{\alpha}_{me}^{yy} + \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{xx} \right) \vec{x}\vec{y} + \\ & + \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{yx} - \hat{\alpha}_{em}^{yy} - \hat{\alpha}_{me}^{xx} + \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{xy} \right) \vec{y}\vec{x} + \\ & \left. + \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{yy} + \hat{\alpha}_{em}^{yx} - \hat{\alpha}_{me}^{xx} - \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{xx} \right) \vec{y}\vec{y} \right] \cdot \vec{E}_{nad}, \\ \vec{E}_{np} = & \left[\left(1 - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{xx} - \hat{\alpha}_{em}^{xy} - \hat{\alpha}_{me}^{xy} + \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{yy} \right) \right) \vec{x}\vec{x} + \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{yy} + \hat{\alpha}_{em}^{yx} + \hat{\alpha}_{me}^{xx} + \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{xx} \right) \right) \vec{y}\vec{y} - \right. \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{yx} - \hat{\alpha}_{em}^{yy} + \hat{\alpha}_{me}^{xx} - \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{xy} \right) \vec{y}\vec{x} - \\ & - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{\alpha}_{ee}^{xy} + \hat{\alpha}_{em}^{xx} - \hat{\alpha}_{me}^{yy} - \frac{1}{\eta_0} \hat{\alpha}_{mm}^{yx} \right) \vec{x}\vec{y} \right] \cdot \vec{E}_{nad}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь S – площадь ячейки и $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – импеданс свободного пространства.

Когда на структуру падает линейно поляризованная плоская электромагнитная волна, то происходит вращение плоскости поляризации прошедшей волны относительно падающей ровно на 90 градусов, при этом отражение от структуры равно нулю. Следовательно, условия поворота плоскости поляризации плоской электромагнитной волны имеют вид [5]

$$\begin{aligned} E_{nad} = E_0 \hat{x} & \Rightarrow \begin{cases} E_{отр} = 0, \\ E_{np} = -CE_0 \hat{y}, \end{cases} \\ E_{nad} = E_0 \hat{y} & \Rightarrow \begin{cases} E_{отр} = 0, \\ E_{np} = CE_0 \hat{x}, \end{cases} \end{aligned}$$

где C – комплексное число, которое определяет фазу прошедшей волны. Если структура функционирует без потерь, то $|C| = 1$.

В работе [11] авторы предложили использовать канонические спирали, скрещенные друг с другом. Такое расположение делает структуру одноосной и симметричной относительно электромагнитного отклика. Однако такая геометрия обладает следующим недостатком – структуру очень трудно изготовить как для СВЧ диапазона, потому что приходится спаивать проводники между собой, что несет определенные изменения в решетке, так и на более высоких частотах. Например, такую структуру уже невозможно изготовить для K-диапазона.

На основании формулы (2.5) можно вычислить напряженность электрического поля прошедшей волны для *co*- и *cross*-поляризаций. На рисунке 2.1 показан график частотной зависимости напряженности электрического поля прошедшей волны через решетку, состоящую из одновитковых сбалансированных спиралей.

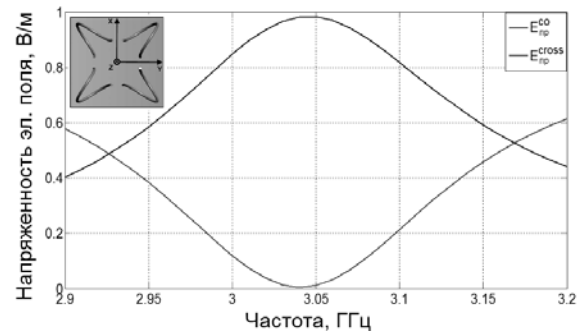


Рисунок 2.1 – График частотной зависимости напряженности электрического поля для *co*- и *cross*-поляризаций

Как видно из рисунка 2.1, коэффициент прохождения приблизительно равен единице на частоте 3,04 ГГц, где происходит вращение плоскости поляризации прошедшей волны ровно на 90° . Следовательно, можно сделать вывод о том, что исследуемая структура работает как вращатель поляризации электромагнитных волн.

Исходя из оптимального расположения спиралей в решетке, был изготовлен искусственный образец, состоящий из гладких правосторонних одновитковых спиралей для реализации поворота плоскости поляризации прошедшей волны на 90° относительно падающей. В качестве подложки выбран пенопласт, так как этот материал является радиопрозрачным в исследуемом диапазоне частот и не влияет на результаты измерений. На рисунке 2.2 показаны фотографии изготовленного искусственного образца.

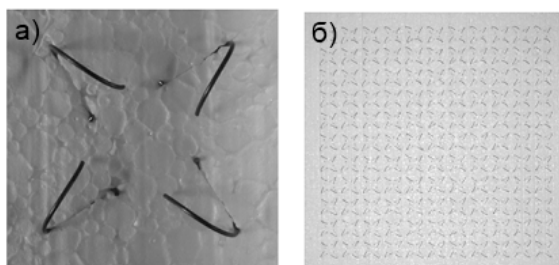


Рисунок 2.2 – Геометрия искусственной структуры: а) элементарная ячейка; б) решетка

Искусственная структура имеет размеры 537×537 мм, с количеством элементарных ячеек 121 и общим количеством спиралей в образце 484. Толщина структуры составляет $\lambda/7$, что делает такую структуру электрически тонкой. Исследования проведены в безэховой камере в диапазоне частот от 2,8 до 3,2 ГГц.

На рисунке 2.3 показаны экспериментальные графики частотной зависимости коэффициентов прохождения для *co*- и *cross*-поляризаций прошедшей волны. Для сравнения приведены графики, полученные с помощью компьютерного моделирования.

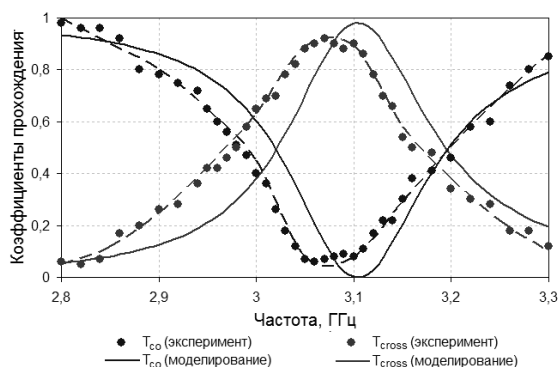


Рисунок 2.3 – График частотной зависимости коэффициентов прохождения волн с *co*- и *cross*-поляризациями

Из рисунка 2.3 следует, что через искусственный образец на основе сбалансированных спиралей, расставленных оптимальным образом, проходит *cross*-поляризованная волна с амплитудой 94% от падающей на частоте 3,07 ГГц. Небольшие различия экспериментальных кривых и кривых, полученных в моделировании, объясняются наличием краевых эффектов на искусственном образце, так как структура имеет конечные размеры, в то время как рассматриваемая в моделировании физическая модель является идеализированной и бесконечной.

Заключение

Рассмотренная искусственная структура на основе сбалансированных одновитковых спиралей работает как вращатель поляризации электромагнитных волн, т. е. когда на структуру падает линейно поляризованная плоская электромагнитная волна, то происходит вращение плоскости поляризации прошедшей волны относительно падающей ровно на 90° , при этом отражение от структуры равно нулю. Преимуществом исследуемой структуры является то, что она работает при любой поляризации падающей волны, может быть настроена на любую частоту, является электрически тонким ($\lambda/7$) одноосным симметричным вращателем поляризации, оптическая активность такой структуры велика и составляет $630^\circ/\lambda$, кроме того, структура проста в изготовлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaggard, D.L. On electromagnetic waves in chiral media / D.L. Jaggard, A.R. Mickelson, C.H. Papas // Applied physics A. – 1979. – Vol. 18. – P. 211–216.
2. Analytical antenna model for chiral scatterers: comparison with numerical and experimental data / S.A. Tretyakov, F. Mariotte, C.R. Simovski, T.G. Kharina, J.-P. Heliot // Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 1996. – Vol. 44, №. 7. – P. 1006–1014.
3. Wang, B. Nonplanar chiral metamaterials with negative index / B.Wang, J. Zhou, T. Koschny, C.M. Soukoulis // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 94. – P. 151112–151118.
4. Ra'di, Y. Total absorption of electromagnetic waves in ultimately thin layers / Y. Ra'di, V.S. Asadchy, S.A. Tretyakov // Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 2013. – Vol. 61. – P. 4606–4614.
5. Niemi, T. Synthesizing a twist polarizer / T. Niemi, A.O. Karilainen, S.A. Tretyakov // Proceedings of Antennas and Propagation Society International Symposium (AP-S/URSI). – 8–14 July 2012. – P. 1–2.
6. Terahertz-range chiral metamaterials based on helices made of metal-semiconductor nanofilms /

E.V. Naumova, V.Ya. Prinz, S.V. Golod, V.A. Seleznev, V.A. Seifi, A.F. Buldygin, V.V. Kubarev // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2009. – Vol. 45, № 4. – P. 292–300.

7. *Semchenko, I.V.* Transformation of the Polarization of Electromagnetic Waves by Helical Radiators / I.V. Semchenko, S.A. Khakhomov, A.L. Samofalov // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2007. – Vol. 52. – P. 850–855.

8. *Optimal arrangement of smooth helices in uniaxial 2D-arrays* / V.S. Asadchy [et al.] // Metamaterials: The Seven International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. – 16–21 September 2013, Bordeaux, France. – P. 244–246.

9. *Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью* / И.В. Семченко [и др.] // Кристаллография. – 2011. – Т. 56, № 3. – С. 404–411.

10. *Determining polarizability tensors for an arbitrary small electromagnetic scatterer* / V.S. Asadchy, I.A. Faniayeu, Y. Ra'di, S.A. Tretyakov // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – Vol. 12, № 4. – P. 298–304.

11. *Niemi, T.* Synthesis of polarization transformers / T. Niemi, A.O. Karilainen, S.A. Tretyakov // Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 2013. – Vol. 61. – P. 3102–3111.

12. *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. – 337 p.

Поступила в редакцию 06.10.14.