

РАДИОФИЗИКА

РАДИОФИЗИКА

RADIOPHYSICS

УДК 537.876.4

Романенко С. Н.¹, Карпуков Л. М.², Борисенко В. А.³, Львов А. С.⁴¹Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорожского национального технического университета²Д-р техн. наук, профессор Запорожского национального технического университета³Ст. преподаватель Запорожского национального технического университета⁴Аспирант Запорожского национального технического университета

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА МЕТАСРЕД. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ

Теоретически обосновано появление поверхностных волн (плазмонов), возникающих на границе раздела метасреды и обычного вещества. Представлены результаты численного моделирования эффектов сверхразрешения при использовании плоских линз из метаматериала.

Ключевые слова: метасреда, граница раздела, плазмон, плоская линза, сверхразрешение.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] Веселаго впервые теоретически исследовал и обосновал возможность создания материалов с отрицательными значениями диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей. Такие материалы получили название сред с отрицательной рефракцией (NR-среды «Negative Refraction», метасреды, левосторонние среды, метаматериалы). Интерес к ним обусловлен тем, что такие материалы должны обладать уникальными свойствами, которые отсутствуют у обычных природных веществ. В частности, одно из свойств состоит в том, что при падении волны из обычной среды на границу раздела с левосторонней средой, преломленная в левостороннюю среду волна выйдет под отрицательным углом (с противоположной стороны от нормали в сравнении с обычным преломлением). При этом величина угла преломления определяется известным законом Снеллиуса, который в случае применения к левосторонним средам должен быть модифицирован следующим образом:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n_{1,2} = \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}.$$

В этом выражении φ – угол падения, ψ – угол преломления, $p_i = +1$ ($i=1, 2$), если среда обычная, и $p_i = -1$, если среда левосторонняя.

Отрицательный угол преломления позволяет осуществить фокусировку поля с использованием плоского слоя метаматериала, что было впервые показано в работе Пендри [2]. Кроме того, на основе свойства фокусировки, в работе [3] представлены результаты эксперимента, в котором был впервые преодолен дифракционный предел, что получило название сверхразрешения.

Другое интересное свойство заключается в том, что на границе раздела метасреды и обычного вещества происходит значительное увеличение амплитуды падающей затухающей волны за счет резонансного возбуждения поверхностных волн (поверхностных плазмонов). При этом длина волны плазмона может быть на несколько порядков короче длины падающей волны, что открывает возможность для развития, в частности, оптики очень коротких поверхностных волн (например, оптических преобразований – отклонение, фокусировка, гауссовы пучки, фотонные кристаллы и т. п.).

Реализованные к настоящему времени структуры метаматериалов представляют собой комбинации металлических проволочных фрагментов различной формы, периодически расположенных в свободном пространстве. Эффективным средством электродинамического моделирования таких структур является интегральное уравнение Поклингтона, обеспечивающее необходимую точность расчетов.

В настоящей работе с использованием аппарата матриц рассеяния теоретически обосновано резонансное увеличение амплитуды затухающих волн при их падении на слой метаматериала. В работе приведены также результаты численного моделирования плоских слоев метаматериалов (плоских линз), обладающих фокусирующими свойствами и позволяющих преодолеть дифракционный предел. Хорошая точность моделирования подтверждена данными эксперимента.

1. УВЕЛИЧЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ЗАТУХАЮЩЕЙ ВОЛНЫ В СЛОЕ МЕТАМАТЕРИАЛА

В работе [2] Пендри показал, что дифракционный предел, характерный для обычных линз, может быть преодолен с помощью плоского слоя метаматериала (плоской линзы) с параметрами $\epsilon = \mu = -1$. При этом, за счет значительного увеличения амплитуды высокочастотных затухающих пространственных гармоник, в процессе их прохождения через слой метаматериала, появляется возможность выявить более мелкие детали изображения и, следовательно, преодолеть дифракционный предел.

Рассмотрим слой метаматериала толщиной d с параметрами $\epsilon_2, \mu_2 < 0$, расположенный в свободном пространстве (рис. 1). Электрическое поле объекта, излучающего на частоте ω , может быть представлено в виде разложения по пространственным гармоникам в двумерный ряд Фурье

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) &= \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t} = \\ &= \sum_n \sum_{k_x, k_y} E_n(k_x, k_y) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$k_{zi} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - (k_x^2 + k_y^2)} = p_i, & \text{если } k_x^2 + k_y^2 = \gamma^2 < k_i^2, \\ -j\sqrt{(k_x^2 + k_y^2) - k_i^2} = -jq_i, & \text{если } k_x^2 + k_y^2 = \gamma^2 > k_i^2, \end{cases} \quad (2)$$

$k_i = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\epsilon_i \cdot \mu_i} = \frac{\omega}{c} \cdot n_i$; $i = 1, 2$ – волновое число среды; n_i – коэффициент преломления среды.

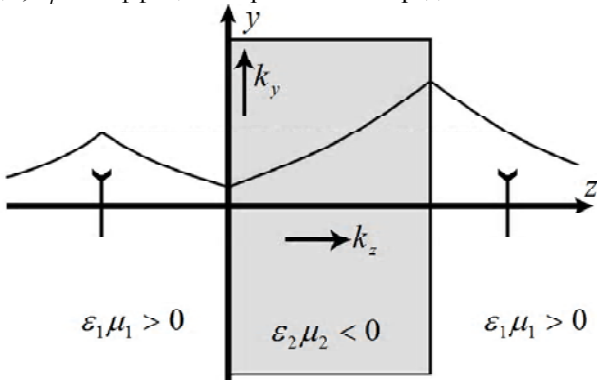


Рис. 1. Прохождение затухающих гармоник через слой метаматериала

Знак (–) перед корнем в (2) выбран из условия затухания волны на бесконечности.

Разложение (1) переводит пространственное (x, y) представление поля объекта в спектральную область (k_x, k_y) , где вся информация об изображении объекта содержится в спектральных компонентах k_x, k_y . При этом малые значения $\gamma = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ и, следовательно, большие значения $\lambda_{\perp} = 2\pi/\gamma$, соответствуют крупным деталям изображения, и наоборот – большие значения γ (малые λ_{\perp}) соответствуют мелким деталям изображения. Информация об изображении переносится к слою метаматериала (к линзе) волной, распространяющейся вдоль оси z . Если зависимость этой волны от z имеет вид $e^{-jk_z z}$ ($k_z = k_{z1}$, свободное пространство), то из (2) следует, что при $\gamma < k_1$ (соответственно, $\lambda_{\perp} > \lambda_1$) $k_{z1} = p_1$ – вещественное число и, следовательно, волна распространяется без затухания, перенося информацию об изображении к линзе. Если же $\gamma > k_1$, или $\lambda_{\perp} < \lambda_1$, то $k_{z1} = -jq_1$ – чисто мнимое число и волна будет экспоненциально затухать вдоль оси z , как качественно показано на рис. 1.

Для парциальных ТЕ и ТМ гармоник при нормальном падении на границу раздела сред коэффициенты отражения определяются известными выражениями:

$$\Gamma^{TE} = \frac{k_{z2}/\mu_2 - k_{z1}/\mu_1}{k_{z2}/\mu_2 + k_{z1}/\mu_1}, \quad \Gamma^{TM} = \frac{k_{z2}/\epsilon_2 - k_{z1}/\epsilon_1}{k_{z2}/\epsilon_2 + k_{z1}/\epsilon_1}.$$

Процесс прохождения затухающих вдоль оси z волн в структуре на рис. 1 описывается суммарными коэффициентами передачи и отражения. В рамках теории длинных линий модель структуры, очевидно, состоит из трех каскадно соединенных элементов: двух скачков параметров, характеризующих границы раздела, и отрезка линии передачи длиной d , моделирующего слой метаматериала, как показано на рис. 2.

Анализ такой каскадной структуры может быть выполнен с использованием аппарата ABCD матриц, однако большей общностью и универсальностью обладает подход на основе матриц рассеяния (S -матриц). В спектральной области границе раздела сред соответствует матрица рассеяния, имеющая вид

$$S_1 = \begin{bmatrix} \Gamma & 1 - \Gamma \\ 1 + \Gamma & -\Gamma \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $\Gamma = \Gamma^{TE}$, либо $\Gamma = \Gamma^{TM}$.

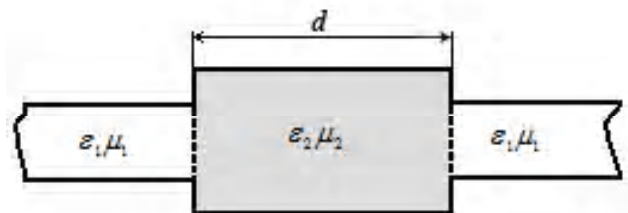


Рис. 2. Модель слоя метаматериала

Матрица рассеяния отрезка линии передачи, длиной d , определяется выражением

$$S_2 = \begin{vmatrix} 0 & e^{-jk_z d} \\ e^{-jk_z d} & 0 \end{vmatrix}, \quad (4)$$

где k_z – постоянная распространения вдоль оси z .

Каждой матрице рассеяния может быть поставлен в соответствие ориентированный граф [4], в результате ориентированный граф всей структуры будет иметь вид, представленный на рис. 3.

Непосредственно по графу структуры находится суммарный коэффициент передачи

$$T_\Sigma = S_{\Sigma 21} = \frac{(1+\Gamma)(1-\Gamma) \cdot e^{-jk_z d}}{1-\Gamma^2 e^{-j2k_z d}} \quad (5)$$

и суммарный коэффициент отражения

$$R_\Sigma = S_{\Sigma 11} = \frac{\Gamma(1-e^{-j2k_z d})}{1-\Gamma^2 e^{-j2k_z d}}. \quad (6)$$

Обозначив для упрощения $K = \frac{k_{z2}/\varepsilon_2}{k_{z1}/\varepsilon_1}$, и рассмат-

ривая лишь ТМ волны с учетом того, что $\varepsilon_2 < 0$, получим

$$\Gamma = \Gamma^{TM} = \frac{k_{z2}/\varepsilon_2 - k_{z1}/\varepsilon_1}{k_{z2}/\varepsilon_2 + k_{z1}/\varepsilon_1} = \frac{k_{z1}/\varepsilon_1 + k_{z2}/\varepsilon_2}{k_{z1}/\varepsilon_1 - k_{z2}/\varepsilon_2} = \frac{1+K}{1-K} \quad (7)$$

При анализе ТЕ волн необходимо использовать Γ^{TE} и учитывать $\mu_2 < 0$. Остальные выкладки аналогичны.

Подставляя (7) в (5) и (6) и учитывая, что $k_{z2} = -jq_2$, находим

$$T_\Sigma = \frac{\left[1 - \left(\frac{1-K}{1+K}\right)^2\right] \cdot e^{+q_2 d}}{1 - \left(\frac{1-K}{1+K}\right)^2 \cdot e^{+2q_2 d}}, \quad (8)$$

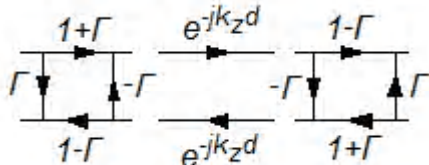


Рис. 3. Ориентированный граф структуры

$$R_\Sigma = \frac{\frac{1-K}{1+K} \cdot (1-e^{+2q_2 d})}{1 - \left(\frac{1-K}{1+K}\right)^2 \cdot e^{+2q_2 d}}. \quad (9)$$

Из (8) видно, что при $K \rightarrow 1$ значение T_Σ растет по экспоненциальному закону и, в зависимости от толщины слоя, может принимать сколь угодно большие значения. Отсюда следует, что если в структуре отсутствуют потери, то амплитуды полей становятся бесконечно большими. В реальных структурах с потерями амплитуды полей остаются конечными.

Более детальный анализ показывает, что в структуре будет наблюдаться резонанс, когда знаменатель в (8) и (9) обращается в нуль. При этом, очевидно, возможны два значения K :

$$K_1 = \frac{1+e^{-q_2 d}}{1-e^{-q_2 d}}, \quad K_2 = \frac{1-e^{-q_2 d}}{1+e^{-q_2 d}}. \quad (10)$$

Наличие двух значений K в (10) соответствует расщеплению резонанса в слое метаматериала и связано с наличием симметричной и антисимметричной поверхностных мод (поверхностных плазмонов) на границах раздела. При большой толщине слоя $e^{-q_2 d} \ll 1$ расщепление мало и значения $K_1 \approx K_2 \approx 1$. При малой толщине слоя $1+e^{-q_2 d} \gg 1-e^{-q_2 d}$ и расщепление резонансных мод становится большим, при этом $K_1 \gg K_2$.

Из (2), с учетом (10), для толстого слоя метаматериала ($e^{-q_2 d} \ll 1$) можно получить выражение для волнового числа поверхностного плазмона

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{q_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_2 \mu_2}, \quad (11)$$

где q_1 – волновое число падающей затухающей волны; c – скорость света в вакууме.

Из (11) следует, что волновое число плазмона может значительно превышать волновое число падающей волны (при больших $\varepsilon_2/\varepsilon_1$) и, следовательно, длина волны плазмона может быть значительно короче длины падающей волны.

Приведенные выкладки показывают, что при падении затухающей волны на плоский слой метаматериала происходит увеличение амплитуды волны, обусловленное возбуждением на границах раздела резонансных мод, называемых поверхностными плазмонами.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование эффектов преодоления дифракционного предела (сверхразрешения) проводилось с использованием программы, разработанной на основе интег-

рального уравнения Поклингтона для анализа проволочных структур. На рис. 4 и 5 показаны модель плоской линзы, результаты расчетов в виде 3D-распределения электрического поля в плоскости расположения вибратора-зонда, а также график амплитуды электрического поля вдоль линии перемещения зонда.

Линза составлена из проволочных резонансных элементов в виде спиралей и линейных полуволновых отрезков, возбуждаемых соответственно магнитной и электрической компонентами поля. Представленные расчеты выполнены для размеров элементов структуры, экспериментальное исследование которой проведено в [3].

При моделировании все размеры структуры соответствовали параметрам эксперимента. Каждая спираль в линзе аппроксимировалась 12-ю прямолинейными сегментами одинаковой длины. Как видно, на рисунках 4, 5 явно выделяются максимумы поля, а их положение точно совпадает с расположением источников. Кроме того, результаты расчетов показывают, что разрешающая способность линзы связана с периодом решетки, составляющей структуру линзы. Этот факт отмечается и в ряде работ других авторов. Если оценивать разрешающую способность по уровню половины амплитуды, то для данной линзы расчетная величина разрешения составит $\Delta \approx 10$ мм.

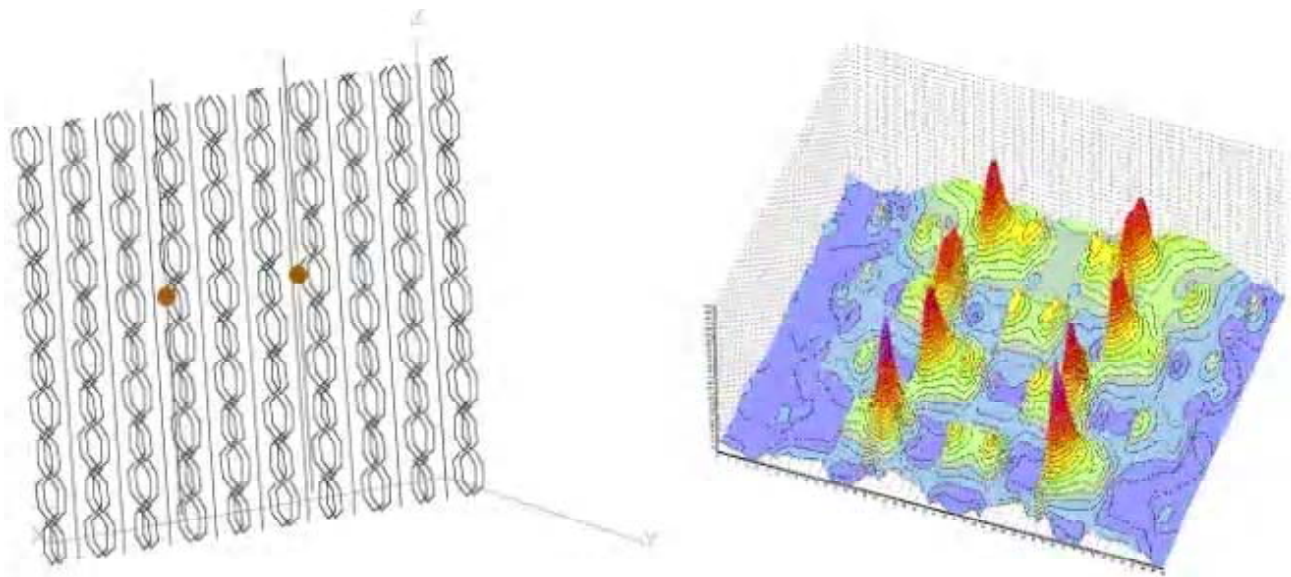


Рис. 4. Модель плоской линзы и 3D-картина электрического поля

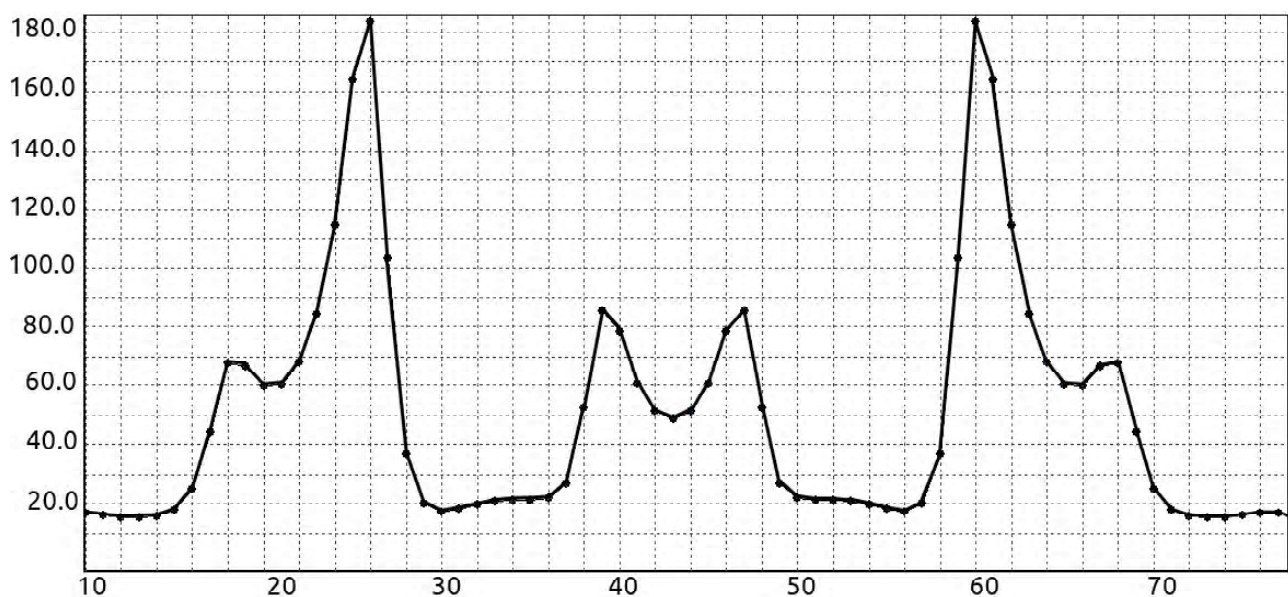


Рис. 5. График распределения z-компоненты электрического поля

Геометрия линзы, схема эксперимента и результаты измерений на резонансной частоте 1664 МГц показаны на рис. 6. В эксперименте расстояние между синфазно возбуждаемыми вибраторами составляло 30 мм, что соответствует примерно 1/6 длины волны. На рис. 6 видно, что при наличии линзы четко видны два максимума поля, расстояние между которыми точно соответствует положению вибраторов.

При моделировании сближение источников до расстояния в 10 мм дает картину, представленную на рис. 7. Из рисунка следует, что даже для такого предельного сближения при численном моделировании еще можно различить источники. При дальнейшем сближении источников два максимума поля сливаются в один и эффект сверхразрешения исчезает. Следует отметить, что резонансная частота при численном моделировании (1628 МГц) несколько отличалась от резонансной частоты в эксперименте (1664 МГц). По-видимому, это связано с наличием диэлектрика в структуре, а также с несовершенством изготовления макета линзы.

Изменение частоты генератора в обе стороны от резонанса приводит к исчезновению эффекта сверхразрешения, что хорошо видно на рис. 8.

Эффект сверхразрешения можно наблюдать и для структуры, показанной на рис. 9. Здесь линза представляет собой массив чередующихся спиралей разнонаправленной намотки, с попарно ортогональным расположением в пространстве. Результаты моделирования такой структуры приведены на рис. 9 и 10.

Как и в предыдущем случае, на рисунках явно выделяются максимумы поля, расположение которых соответствует положению источников, однако высота максимумов меньше, а ширина – больше и, как следствие, меньше разрешающая способность такой линзы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на базе аппарата матриц рассеяния теоретически обоснован эффект возникновения резонансных поверхностных волн (поверхностных плазмонов) при падении затухающей волны на границу раздела метасреды

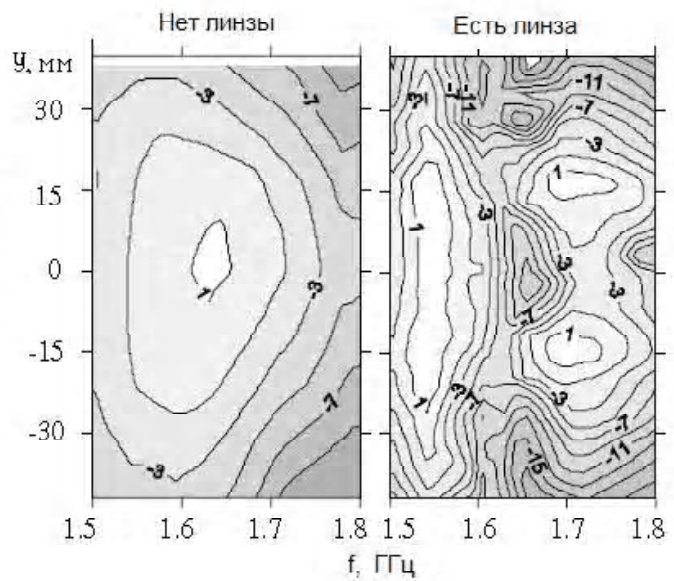
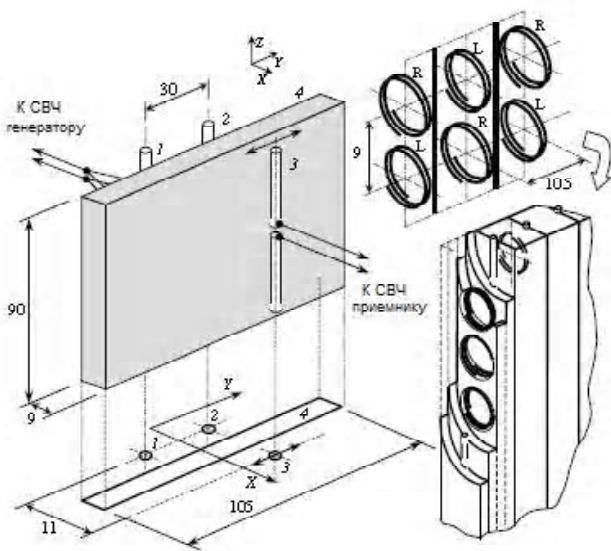


Рис. 6. Геометрия плоской линзы и результаты эксперимента в [3]

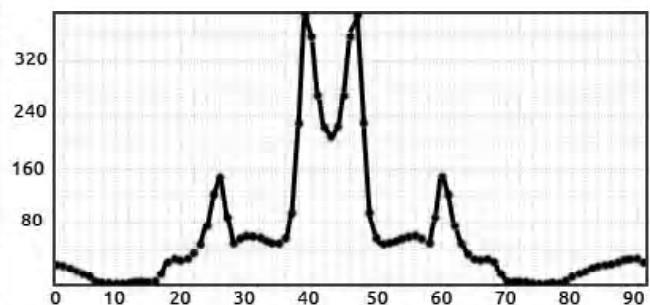
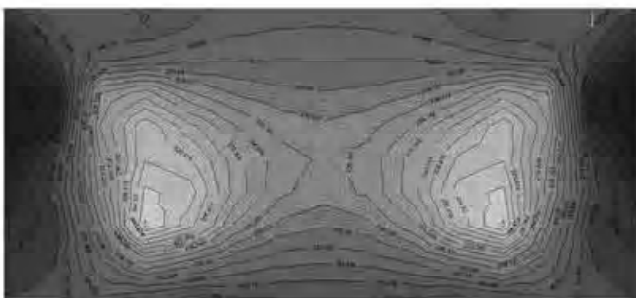


Рис. 7. Линии уровня и график распределения z-компоненты поля при сближении источников

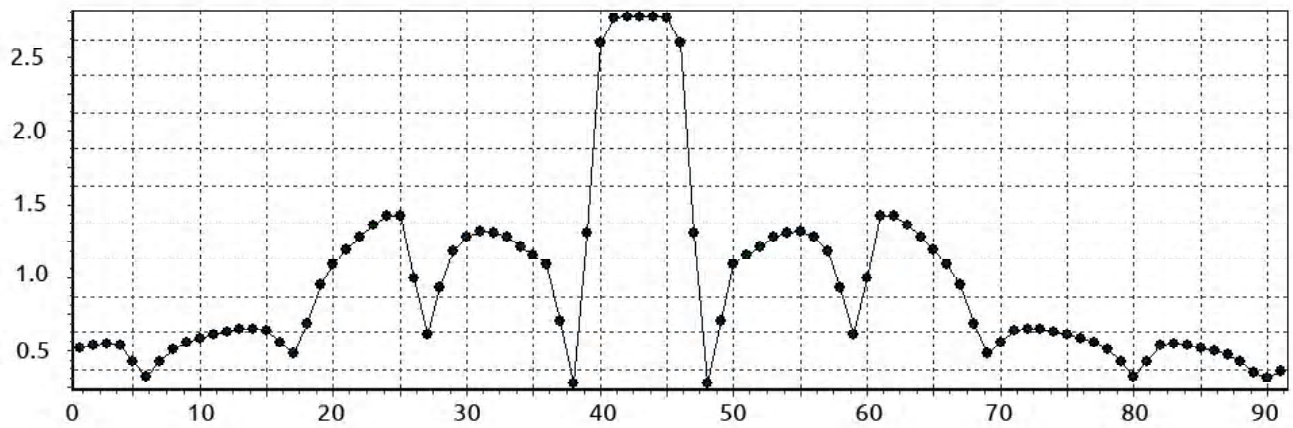


Рис. 8. График z -компоненты поля при расстоянии между источниками 10 мм и $f=1800$ МГц

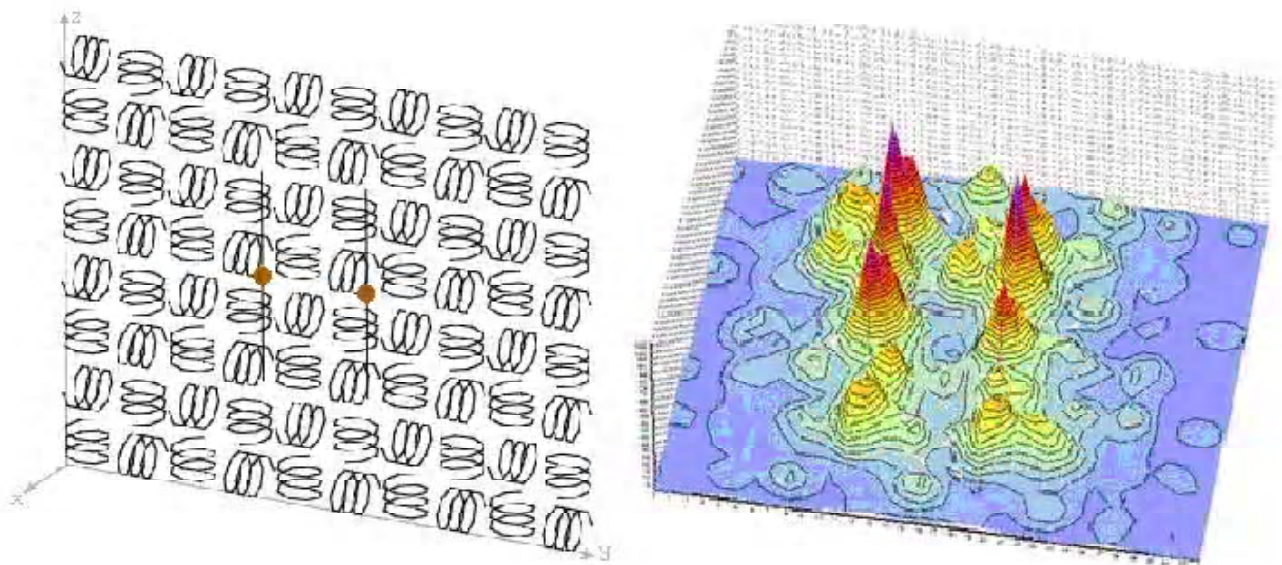


Рис. 9. Линза из разнонаправленных спиралей и 3D-картина электрического поля

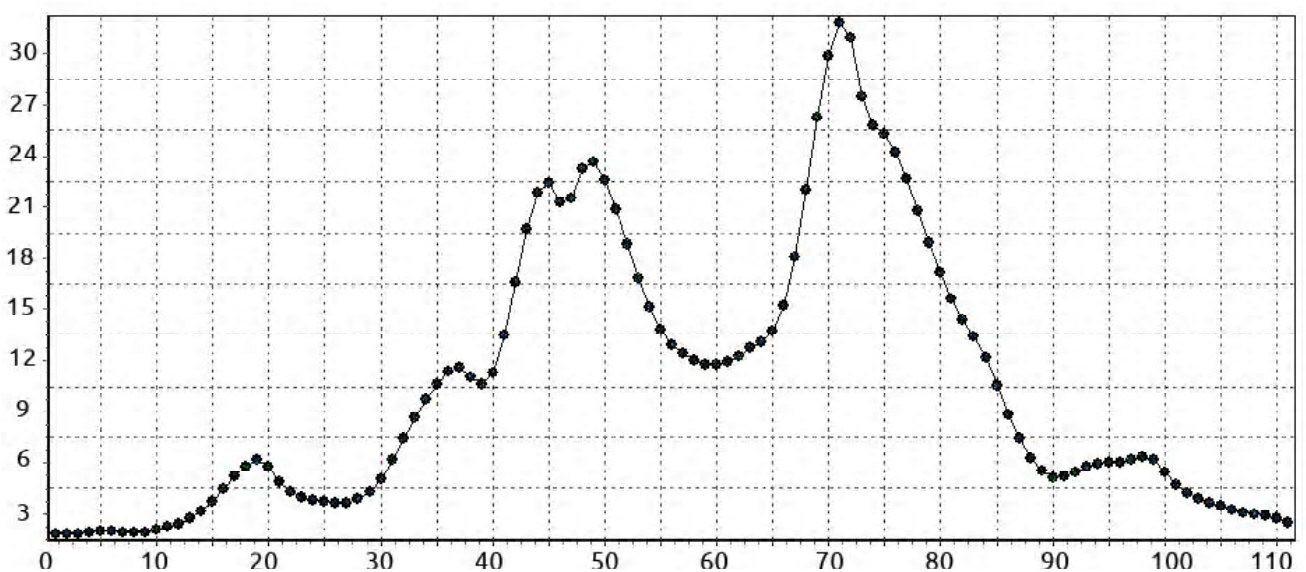


Рис. 10. Распределение z -компоненты электрического поля

и обычного вещества. Получены формулы для коэффициентов прохождения и отражения для плоского слоя метаматериала, расположенного в обычной среде, а также формула для волнового числа плазмона. Показано, что длина волны плазмона может быть значительно короче длины падающей волны.

Также в работе представлены результаты численного моделирования плоской линзы, состоящей из проводящих резонансных элементов в виде спиралей и линейных полуволновых отрезков, а также линзы из массива чередующихся спиралей разнонаправленной намотки, с попарно ортогональным расположением в пространстве. Показано, что такие структуры обладают свойством фокусировки ближнего поля и позволяют преодолеть дифракционный предел. Отмечено, что разрешение линзы определяется периодом решетки, составляющей структуру линзы. Для первой структуры разрешающая способность составляет $\Delta \approx 10$ мм при длине резонансной волны $\lambda = 184$ мм. Для второй структуры разрешение хуже, что обусловлено большим периодом решетки. Результаты моделирования с высокой точностью согласуются с экспериментальными данными, что указывает на адекватность разработанного метода моделирования.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Veselago, V. G.* The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ / *V. G. Veselago* // *Sov. Phys. Usp.* – 1968. – vol. 10. – P. 509.
2. *Pendry, J. B.* Negative Refraction Makes a Perfect Lens / *J. B. Pendry* // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – vol. 85. – P. 3966.
3. *Lagarkov, F. N.* Numerical and experimental investigation of the superresolution in a focusing system based on a plate of «left-handed» material / *F. N. Lagarkov, V. N. Kissel* // *Proc. of the Symp. F, ICMAT.* – 2003. – Pp. 157–160.
4. *Силаев, М. А.* Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств / *М. А. Силаев, С. Ф. Брянцев.* – М. : Советское радио, 1970. – 248 с.

Стаття надійшла до редакції 24.03.2011.

Романенко С. М., Карпуков Л. М., Борисенко В. О., Львов О. С.

ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ НА МЕЖАХ РОЗПОДІЛУ МЕТАСЕРЕДОВИЩ. МОДЕЛЮВАННЯ ЕФЕКТІВ НАДРОЗРІЗНЕННЯ

Теоретично обґрунтовано поява поверхневих хвиль (плазмонів), які виникають на межі розподілу метасередовища та звичайної речовини. Наведені результати чисельного моделювання ефектів надрозрізнення при використанні плоских лінз з метаматеріалу.

Ключові слова: метасередовище, межа розподілу, плазмон, плоска хвиля, надрозрізнення.

Romanenko S. N., Karpukov L. M., Borisenko V. A., Lvov O. S.

SURFACE WAVES AT THE INTERFACE OF METAMEDIAL MEDIA. MODELING OF SUPERRESOLUTION EFFECTS

Theoretical analysis of the surface waves (plasmons) on the boundary between usual substance and metamaterial and results of numerical modeling of super resolution effects in flat lenses are presented.

Key words: metamedium, interface, plasmon, plane wave, superresolution.