

УДК 621.371

doi: 10.21685/2072-3040-2025-3-5

## Перестраиваемые поляризационные магнитооптические эффекты при рассеянии терагерцового излучения на решетках графеновых нанолент в магнитном поле

Г. С. Макеева<sup>1</sup>, М. С. Никитин<sup>2</sup>

<sup>1,2</sup>Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

<sup>1</sup>radiotech@pnzgu.ru

**Аннотация.** *Актуальность и цели.* Целью работы является численное исследование особенностей резонансных (за счет возбуждения и распространения плазмонных возбуждений) поляризационных магнитооптических (МО) эффектов и способов управления поляризацией терагерцового (ТГц) излучения при рассеянии на решетках графеновых нанолент во внешнем магнитном поле. *Материалы и методы.* Графен – 2D-материал с уникальными оптическими и электронными свойствами – служит платформой для новых ТГц-приложений и микроминиатюрных систем с новыми возможностями. Возбуждение поверхностных магнитоплазмонов-поляритонов с законом дисперсии, измененным вследствие приложения внешнего магнитного поля, значительно усиливает МО-эффекты в графеновых структурах. Впервые численное исследование поляризационных МО-эффектов проведено методами автоматизированного моделирования с помощью программного комплекса CST MWS на основе решения (методом конечных элементов в частотной области) электродинамической задачи дифракции волны на решетке графеновых нанолент при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля и анализа характеристик дифрагированного поля в ТГц-диапазоне. *Результаты.* Получены результаты моделирования 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния нормально падающей ТЕМ-волны *p*-поляризации на ячейке решетки графеновых нанолент в перпендикулярном внешнем магнитном поле на частотах плазмонного (при  $B_0 = 0$ ) и магнитоплазмонных резонансов для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл). На основе анализа результатов расчета отношения горизонтальной и вертикальной компонент  $E_x/E_y$  дифрагированного поля и осевого соотношения  $AR$  в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния исследован вид поляризации рассеянного ТГц-излучения и рассчитаны угол вращения Фарадея плоскости поляризации прошедшей волны и угол вращения Керра, описывающий поворот оси поляризации отраженной волны. *Выводы.* Из результатов численного исследования следует, что при дифракции нормально падающей ТЕМ-волны *p*-поляризации на ячейке решетки графеновых нанолент при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля на частотах магнитоплазмонных резонансов наблюдаются перестраиваемые по частоте МО-эффекты: поворот плоскости поляризации линейно-поляризованной волны при прохождении через намагниченную графеновую решетку, когда волновой вектор падающей волны параллелен вектору напряженности внешнего магнитного поля (эффект Фарадея), при этом угол вращения Фарадея зависит от величины внешнего магнитного поля; изменение ориентации поляризации и эллиптичности отраженной волны (полярный МО-эффект

Керра), линейно-поляризованная ТГц-волна, отражаясь от намагниченного графена, становится эллиптически поляризованной. При этом большая ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол по отношению к плоскости поляризации падающего ТГц-излучения пропорционально величине внешнего магнитного поля.

**Ключевые слова:** электродинамическая задача дифракции, решетка графеновых нанолент, эффект Фарадея, полярный магнитооптический эффект Керра, дифракция, осевое соотношение

**Для цитирования:** Макеева Г. С., Никитин М. С. Перестраиваемые поляризационные магнитооптические эффекты при рассеянии терагерцового излучения на решетках графеновых нанолент в магнитном поле // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2024. № 3. С. 45–65. doi: 10.21685/2072-3040-2025-3-5

## Tunable polarization magneto-optical effects at scattering of terahertz radiation on graphene nanoribbon gratings in a magnetic field

G.S. Makeeva<sup>1</sup>, M.S. Nikitin<sup>2</sup>

<sup>1,2</sup>Penza State University, Penza, Russia

<sup>1</sup>radiotech@pnzgu.ru

**Abstract.** *Background.* The purpose of the work is a numerical study of the features of resonant (due to the excitation and propagation of plasmonic excitations) polarization magneto-optical (MO) effects and methods for controlling the polarization of THz radiation during scattering on graphene nanoribbon gratings in an external magnetic field. *Materials and methods.* Graphene is a 2D material with unique optical and electronic properties. It serves as a platform for new THz applications and microminiature systems with new capabilities. Excitation of surface magnetoplasmons-polaritons with a dispersion law changed due to the application of an external magnetic field significantly enhances MO effects in graphene structures. For the first time, a numerical study of polarization MO effects was carried out by automated modeling methods using the CST MWS software package based on the solution (using the finite element method in the frequency domain) of the electrodynamic problem of TEM wave diffraction on a graphene nanoribbon grating with the application of a perpendicular external magnetic field and analysis of the diffracted field characteristics in the THz range. *Results.* The results of modeling 3D *e-Field* scattering patterns of a normally incident *p*-polarized TEM wave on a cell of a graphene nanoribbon grating in a perpendicular external magnetic field at the frequencies of plasmon resonance (at  $B_0 = 0$ ) and magnetoplasmon resonances for different values of  $B_0$  (2, 4, 7, 10 T) were obtained. Based on the analysis of the results of calculating the ratio of the horizontal and vertical components  $E_x/E_y$  of the diffracted field and the axial ratio  $AR$  at the cross-section points ( $\varphi = 0^\circ$ ) of the main lobe of the 3D *e-Field* scattering patterns, the polarization type of the scattered THz radiation was studied and the Faraday rotation angle of the polarization plane of the transmitted wave and the Kerr rotation angle describing the rotation of the polarization axis of the reflected wave were calculated. *Conclusions.* It follows from the results of the numerical study that at the diffraction of a normally incident TEM wave with *p*-polarization on a cell of the graphene nanoribbon grating with the application of a perpendicular external magnetic field at the frequencies of magnetoplasmon resonances frequency-tunable MO effects are observed: rotation of the polarization plane of a linearly polarized wave transmitting through a magnetized graphene grating, when the wave vector of the incident wave is parallel to the vector of the external magnetic field intensity (Faraday effect), while the Faraday rotation angle depends on the value of the external magnetic field; changes in the orientation of polarization and ellipticity of the reflected wave (polar Kerr MO effect), a

linearly polarized THz wave, reflected from magnetized graphene, becomes elliptically polarized; in this case, the major axis of the polarization ellipse rotates by a certain angle with respect to the plane of polarization of the incident THz radiation proportional to the magnitude of the external magnetic field.

**Keywords:** electrodynamic diffraction problem, graphene nanoribbon grating, Faraday effect, polar magneto-optical Kerr effect, diffraction, axial ratio

**For citation:** Makeeva G.S., Nikitin M.S. Tunable polarization magneto-optical effects at scattering of terahertz radiation on graphene nanoribbon gratings in a magnetic field. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2024;(3):45–65. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2025-3-5

## Введение

Магнитооптические (МО) эффекты привлекли огромное внимание ученых за последние несколько десятилетий из-за возможности их потенциального применения в различных областях частотного спектра, особенно в терагерцовом (ТГц) диапазоне [1].

МО-эффекты разделяют на две группы: возникающие при прохождении излучения через магнитную среду: эффекты Фарадея, Коттона – Мутона (Фохта), и проявляющиеся при отражении излучения от поверхности магнитной среды: эффекты Керра. Эффект Фарадея, когда волновой вектор падающей волны параллелен вектору намагниченности, состоит в повороте плоскости поляризации линейно поляризованной волны при прохождении через магнитную среду [2]. МО-эффект Керра – это поверхностный МО-эффект, возникающий при отражении волны от магнитной среды. Полярный МО-эффект Керра, когда вектор намагниченности среды перпендикулярен границе среды и параллелен плоскости падения волны, заключается в том, что при отражении линейно-поляризованной волны от поверхности намагниченного материала наблюдается вращение плоскости поляризации волны, и волна становится эллиптически поляризованной [2].

МО-эффекты – это явления, при которых линейно поляризованное излучение взаимодействует с намагниченным материалом, а свойства поляризации выходного излучения света модулируются взаимодействием излучения с веществом [3]. При отражении состояние поляризации излучения будет изменяться двумя способами: во-первых, плоскость поляризации отраженного излучения может вращаться по сравнению с плоскостью поляризации падающего излучения. Во-вторых, линейно поляризованное падающее излучение может стать эллиптически поляризованным отраженным излучением, при этом большая ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол по отношению к плоскости поляризации падающего излучения [3]. Изменение ориентации поляризации и появление эллиптичности, которое происходит, когда линейно поляризованное падающее излучение отражается от магнитной поверхности, пропорционально намагниченности, т.е. эффект линейно зависит от приложенного магнитного поля или намагниченности [3].

Эффект Фарадея и МО-эффект Керра широко используются в оптической связи, зондировании и магнитной микроскопии [4]. МО-эффект Керра как простой, но мощный метод может использоваться для исследования физических свойств от квантовых эффектов до классической магнитоплазмоники [5].

Развитие магнитоплазмоники позволяет ей претендовать в ближайшем будущем на решение важнейшей задачи – управление оптическими сигналами [6]. Наносистемы с комбинированными магнитными и плазмонными функциями в последние годы стали предметом активных исследований. При соответствующей внутренней архитектуре составляющих компонентов магнитооптическая активность этих систем может быть значительно увеличена за счет усиления электромагнитного поля, связанного с плазмонным резонансом [7].

Плазмонные возбуждения обладают способностью концентрировать электромагнитные поля в сильно субволновой области, и сочетание плазмонного усиления с МО-эффектами недавно оказалось в центре внимания [8]. Однако многие работы были сосредоточены на возбуждении плазмонных мод в магнитных материалах [9]. Ферромагнитные металлы являются сильно поглощающими средами для возбуждения плазмонных мод [9], в то время как большинство плазмонных материалов с низкими потерями не проявляют магнитных свойств, кроме диамагнетизма [8].

МО-эффекты в плазмонных метаматериалах представляют собой широкое поле для исследования. В структурированных средах происходит усиление МО-эффектов и возникают новые МО-эффекты, не имеющие аналогов в однородных средах [10]. Специальное структурирование позволяет демонстрировать МО-свойства, резко отличающиеся от проявляющихся в неструктурированных образцах за счет возбуждения и распространения плазмонных возбуждений [5].

В последнее время богатство оптических и электронных свойств графена привлекло огромный интерес. Графен является 2D-материалом с сотовой структурой и толщиной в один атом. Это диамагнитный материал, который может демонстрировать анизотропную поверхностную проводимость при приложении внешнего магнитного поля [1]. Графен – 2D-материал с уникальными оптическими и электронными свойствами – служит платформой для новых терагерцевых (ТГц) приложений и микроминиатюрных систем с новыми возможностями. Недавние открытия необычного квантового магнитотранспорта и высокой магнитооптической активности в сильных магнитных полях делают графен потенциальным кандидатом для невязимой фотоники [11].

МО-эффекты в графене будут иметь применение в перспективных ТГц-устройствах [4]. Способность создавать гигантский угол вращения Фарадея экспериментально выявлена как в однослойном, так и в многослойном сплошном графене [12]. Хотя наблюдаемые углы вращения Фарадея в несколько градусов при прохождении ТГц-волны через лист графена при приложении перпендикулярного магнитного поля с индукцией порядка нескольких тесла исключительно велики для одноатомного слоя, для применения в практических устройствах необходимо изучить возможность еще большего увеличения угла вращения Фарадея и смещения эффекта на более высокие частоты от циклотронного резонанса, одновременно уменьшая требуемое магнитное поле [4].

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) предложено для усиления МО-эффекта и увеличения вращения Фарадея в графеновых лентах (ГЛ) [13]. Показано, что возбуждение поверхностных магнитоплазмо-

нов-поляритонов (МППП) – ППП с законом дисперсии, измененным вследствие приложения внешнего магнитного поля, значительно усиливает МО-эффекты в графеновых структурах [14, 15].

Возбуждение ППП в специальным образом структурированных двумерно-периодических структурах приводит к резонансному изменению спектров прохождения и отражения структурированных образцов [6]. В спектральных областях возбуждения магнитоплазмонных резонансов проявляется резонансный МО-эффект Керра, обладающий усиленной в некоторых областях спектра амплитудой [6].

Сильный эффект Фарадея достигнут в решетках графеновых микроленг (ГМЛ) за счет возбуждения МППП в отдельных ГМЛ на более высоких ТГц-частотах, чем те, которые диктуются циклотронным резонансом [16].

Поверхностная проводимость графена при наличии внешнего магнитного поля описывается тензором, что усложняет требуемые для расчета анизотропных структур инструменты вычислительной электродинамики [17].

В этой связи актуальной является задача численного исследования методами автоматизированного моделирования особенностей резонансных (за счет возбуждения и распространения плазмонных возбуждений) поляризационных МО-эффектов и способов управления поляризацией ТГц-излучения при рассеянии на решетках графеновых нанолент (ГНЛ) во внешнем магнитном поле.

В отличие от исследования [18], где была разработана модель магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (двухпериодической решетки прямоугольных ГНЛ), включающая тензор комплексной диэлектрической проницаемости графена, и проведено моделирование магнитоплазмонных эффектов, в данной статье впервые предложена методика компьютерного анализа средствами автоматизированного моделирования и проведено всестороннее численное исследование поляризационных МО-эффектов (эффекта Фарадея и полярного МО-эффекта Керра) и возможностей их перестройки внешним магнитным полем при дифракции ТГц-волн на 1D-решетках ГНЛ.

### 1. Модель и результаты решения электродинамической задачи дифракции

Создана модель анизотропной графеновой решетки в магнитном поле, включающая тензор комплексной диэлектрической проницаемости графена:

$$\hat{\epsilon} = \hat{I} + \frac{i}{\omega t \epsilon_0} \begin{pmatrix} \dot{\sigma}_{xx} & \dot{\sigma}_{xy} & 0 \\ \dot{\sigma}_{yx} & \dot{\sigma}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\sigma}_d \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где компоненты тензора поверхностной проводимости графена при приложении перпендикулярного магнитного поля имеют следующий вид [19]:

$$\dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_{yy} = \frac{e^2 |E_f|}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{i(\omega + i/\tau)}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}, \quad \dot{\sigma}_{xy} = -\dot{\sigma}_{yx} = \frac{e^2 |E_f|}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{\omega_c}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2},$$

$$\dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_d \quad (\dot{\sigma}_d \text{ при } B = 0);$$

здесь  $E_f$  – уровень Ферми;  $\tau$  – время релаксации,  $\tau = \mu E_f / e V_f^2$ ;  $\mu$  – плотность носителей заряда,  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ;  $\omega_c$  – циклотронная частота,  $\omega_c = e B V_f^2 / E_f$ ;  $V_f$  – скорость Ферми,  $V_f = 10^6 \text{ м/с}$ ;  $t$  – толщина графена,  $t = 1 \text{ нм}$ ;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. Действительные и мнимые части компонент тензора  $\hat{\epsilon}$  (1) вводились в виде формул в программу MWS CST [20].

В программе CST MWS разработана модель решетки (период  $d$ ) ГНЛ (ширина  $w$ ) на диэлектрической подложке во внешнем магнитном поле, перпендикулярном графену (рис. 1). Для описания границы раздела сред используем граничное условие *Open (add space)* [21], условные обозначения которого показаны на рис. 1. Эта опция рекомендуется для антенных задач [21].

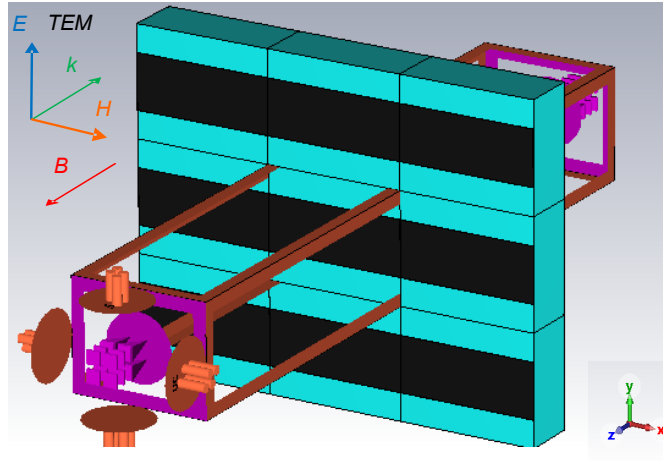


Рис. 1. Модель в CST MWS решетки ГНЛ во внешнем магнитном поле: нормально падающая ТЕМ-волна ( $p$ -поляризации) и ориентация вектора индукции  $B_0$  магнитного поля

С помощью программы CST MWS проведено моделирование дифракции нормально падающей линейно поляризованной ТЕМ-волны ( $p$ -поляризации) на решетке ГНЛ при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля (рис. 1). Вектор электрического поля  $E$  падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации перпендикулярен оси ГНЛ (рис. 1).

Для решения электродинамической задачи дифракции с помощью программного комплекса CST MWS выбран метод падающей волны [21]. Электродинамическая задача решается в частотной области численным методом конечных элементов (FEM) [21].

Методом каналов Флоке рассчитаны спектральные зависимости коэффициента прохождения  $|S_{21}|$  и отражения  $|S_{11}|$  ТЕМ-волны  $p$ -поляризации от решетки ГНЛ для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля в ТГц- и дальнем инфракрасном диапазонах частот. Результаты расчета  $|S_{21}|$ ,  $|S_{11}|$  для решетки ( $d = 2 \text{ мкм}$ ) ГНЛ ( $w = 0,5 \text{ мкм}$ ,  $l = 100 \text{ мкм}$ ) на диэлектрической подложке ( $\epsilon = 4$ ,  $h = 1 \text{ мкм}$ ) при отсутствии ( $B_0 = 0$ ) и приложении внешнего магнитного поля для  $B_0 = 2, 4, 7, 10 \text{ Тл}$  приведены на рис. 2. Параметры графена:  $E_f = 0,2 \text{ эВ}$ ,  $\tau = 0,1 \text{ пс}$  и  $T = 300 \text{ К}$ .

При отсутствии внешнего магнитного поля ( $B_0 = 0$ ) на спектральной зависимости имеется минимум  $|S_{21}|$  (рис. 2), обусловленный резонансом основ-

ной моды поверхностных плазмон-поляритонов на частоте плазмонного резонанса  $f_{0res}$ , зависящей от значений уровня Ферми графена  $E_f$ .

При приложении внешнего магнитного поля положение и глубина минимумов  $|S_{21}|$ , обусловленных резонансом основной моды МППП на частотах магнитоплазмонных резонансов  $f_{res}$ , зависят от  $B_0$  (рис. 2,а). С увеличением  $B_0$  положение резонансных минимумов  $|S_{21}|$  на каждой из спектральных зависимостей смещается в сторону более высоких ТГц-частот.

## 2. Результаты моделирования 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния ячейки решетки ГНЛ на частотах магнитоплазмонных резонансов

С помощью программы CST MWS проведено моделирование характеристик дальнего поля – 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния [20], т.е. зависимости величины  $E$ -поля дифрагированной волны в дальнем поле от угловых сферических координат  $\theta$ ,  $\varphi$ , решетки ГНЛ во внешнем магнитном поле.

Результаты моделирования 3D-*e-Field*-диаграмм и 2D-*e-Field*-диаграмм рассеяния нормально падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации на ячейке решетки ГНЛ в перпендикулярном внешнем магнитном поле на частотах плазмонного резонанса  $f_{0res}$  ( $B_0 = 0$ ) и магнитоплазмонных резонансов  $f_{res}$  для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл) представлены на рис. 3.

Для сравнения 2D-*e-Field*-диаграммы рассеяния ( $\varphi = 0^\circ$ ) ячейки решетки ГНЛ на частотах плазмонного резонанса  $f_{0res}$  ( $B_0 = 0$ ) и магнитоплазмонных резонансов  $f_{res}$  для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл) показаны в декартовой системе координат на рис. 4.

Как следует из результатов моделирования, при дифракции на решетке ГНЛ нормально падающей линейно поляризованной ТЕМ-волны  $p$ -поляризации, имеющей только вертикальную компоненту  $E_y$ , при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля амплитуда  $E$  дифрагированного поля прошедшей волны в точках сечения ( $\varphi = 0$ ) главного лепестка диаграммы рассеяния при  $\theta = 180^\circ$  (рис. 4) возрастает на частотах магнитоплазмонных резонансов и увеличивается на порядок при  $B_0 = 10$  Тл на частоте  $f_{res4} = 10,614$  ТГц В/м (рис. 4, кривая 5)  $E$  порядка  $1,2 \cdot 10^{-6}$  В/м в сравнении с амплитудой  $E$  при  $B_0 = 0$  на частоте плазмонного резонанса  $f_{0res} = 7,175$  ТГц (рис. 4, кривая 1)  $E$  порядка  $4 \cdot 10^{-7}$  В/м.

Результаты расчета в программе CST MWS отношения амплитуд горизонтальной и вертикальной компонент  $E_x/E_y$  дифрагированного поля в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния (рис. 3) при нормальном падении ТЕМ-волны  $p$ -поляризации на частотах плазмонного резонанса  $f_{0res}$  ( $B_0 = 0$ ) и магнитоплазмонных резонансов  $f_{res}$  для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл) представлены на рис. 5 и в табл. 1.

Амплитуды горизонтальной  $E_x$  и вертикальной  $E_y$  компонент рассчитываются следующим образом [20]:

$$E_x = E_\theta \cos \varphi - E_\varphi \sin \varphi, \quad E_y = E_\theta \sin \varphi + E_\varphi \cos \varphi.$$

При отсутствии внешнего магнитного поля в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,б) при  $B_0 = 0$  на частоте плазмонного резонанса  $f_{0res} = 7,175$  ТГц отношение  $E_x/E_y$  (кривая 1 на рис. 5) равно: в точке 1 ( $\theta = 180^\circ$ , прошедшая волна)  $E_x/E_y = 0,012$ , в точке 2 ( $\theta = 0^\circ$ , отраженная волна)  $E_x/E_y = 0,022$ .

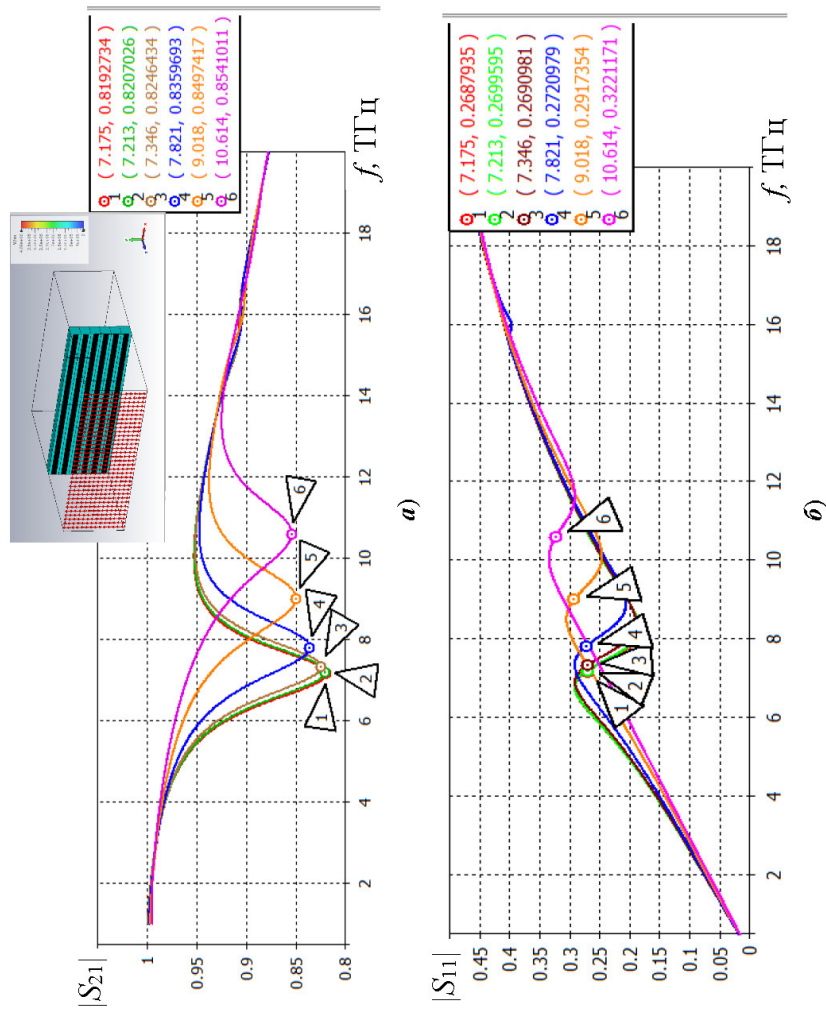


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента прохождения  $|S_{21}|$  (а) и коэффициента отражения  $|S_{11}|$  (б) от решетки ГНЛ падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля; кривые: 1 –  $B_0 = 0$ ; 2 –  $B_0 = 2$  Тл; 3 –  $B_0 = 4$  Тл; 4 –  $B_0 = 7$  Тл; 5 –  $B_0 = 10$  Тл;  $l = 100$  мкм,  $w = 0,5$  мкм,  $E_f = -0,2$  эВ,  $\tau = 0,1$  пс,  $T = 300$  К; на вставке – модель решетки ГНЛ, возбуждаемой нормально падающей ТЕМ-волной  $p$ -поляризации



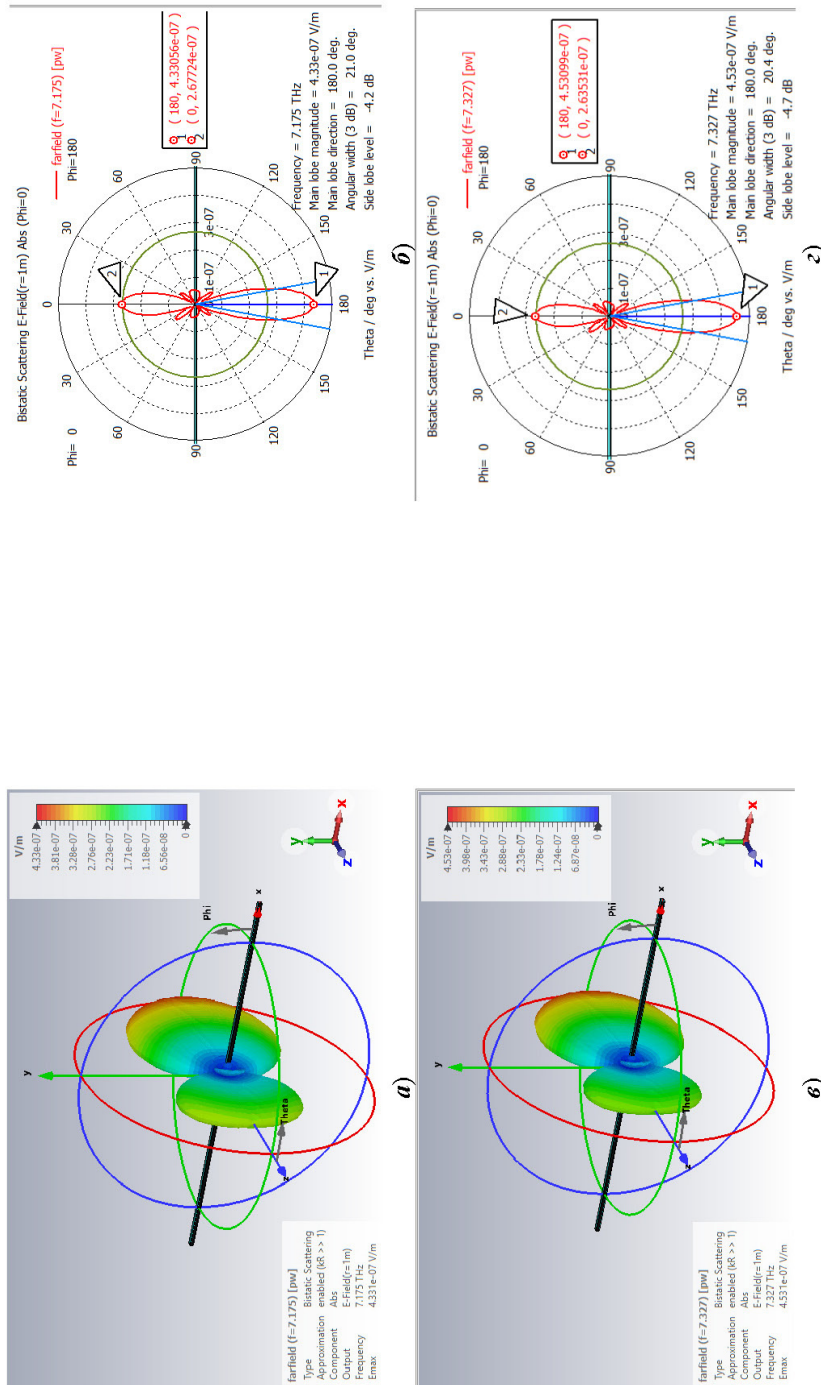


Рис. 3. 3D-e-Field-диаграммы (а, в, д, ж, и) и 2D-e-Field-диаграммы ( $\phi = 0^\circ$ ) (б, з, е, з, к) рассеяния нормально падающей ТЕМ-волны р-поляризации на ячейке решетки ГНЛ в перпендикулярном внешнем магнитном поле на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов: а, б –  $B_0 = 0$ ,  $f_{\text{res}} = 7,175$  ТГц; в, з –  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{\text{res}} = 7,346$  ТГц; д, е –  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{\text{res}} = 7,821$  ТГц; ж, з –  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{\text{res}} = 9,018$  ТГц; и, к –  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{\text{res}} = 10,614$  ТГц

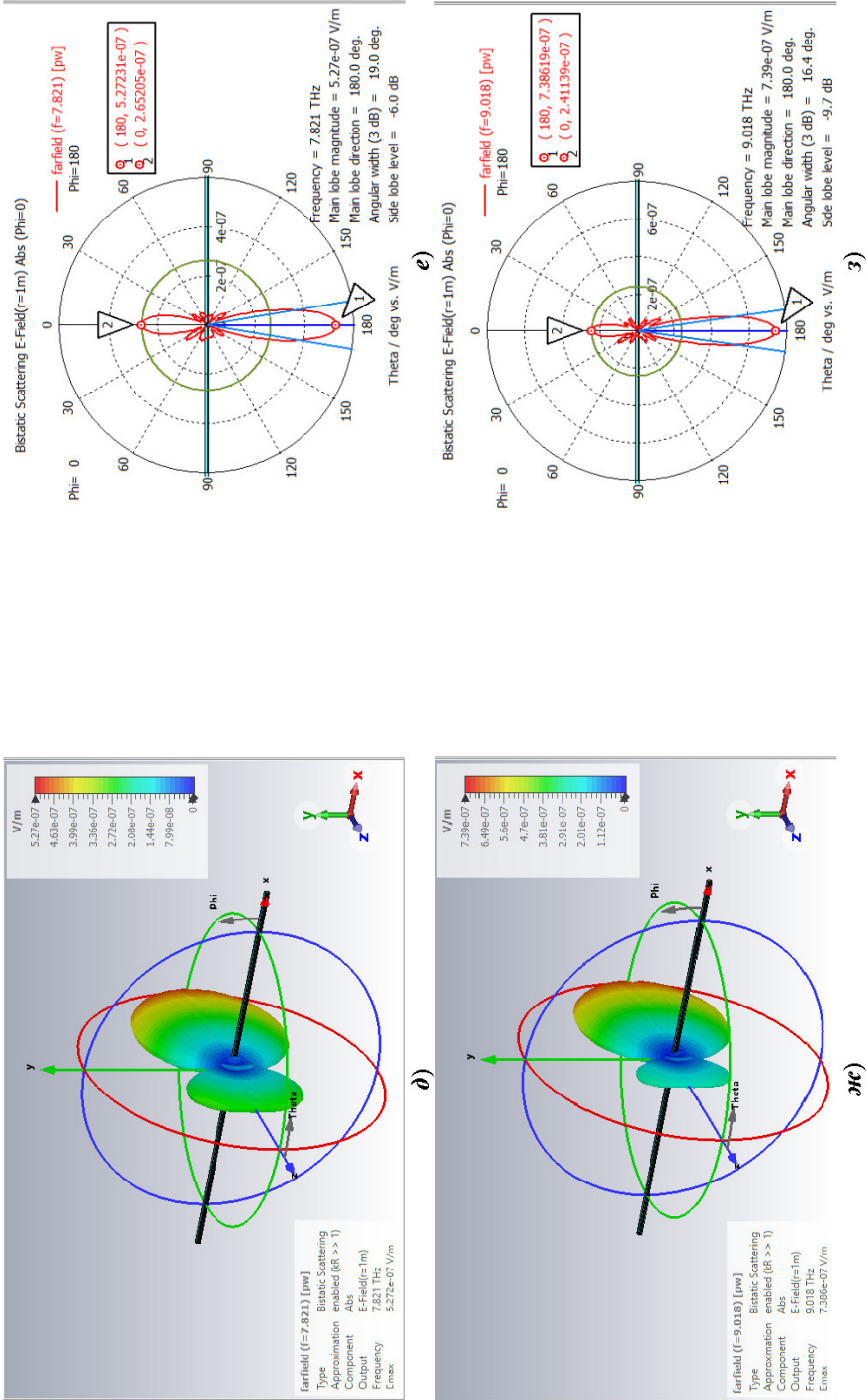


Рис. 3. Продолжение

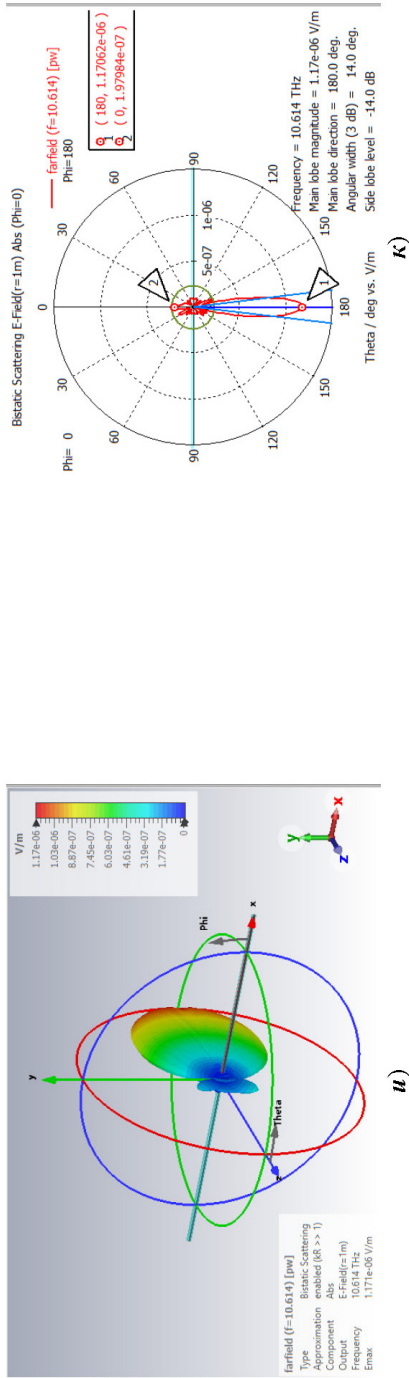


Рис. 3. Окончание

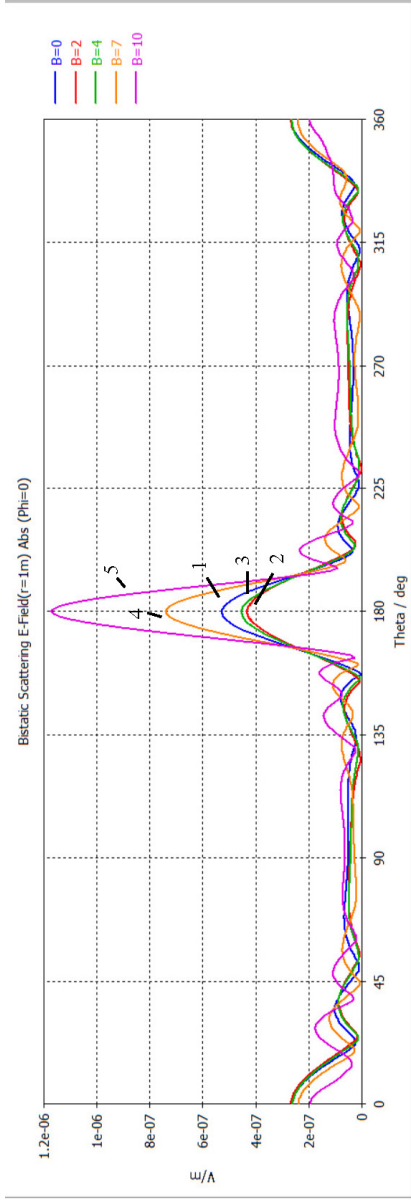


Рис. 4. 2D-E-field-диаграммы ( $\varphi = 0^\circ$ ) рассеяния ячейки решетки ГНД в зависимости от  $\theta$  для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов; кривые: 1 –  $B_0 = 0, f_{ores} = 7,175$  ТГц; 2 –  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{res1} = 7,346$  ТГц; 3 –  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{res2} = 7,821$  ТГц; 4 –  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{res3} = 9,018$  ТГц; 5 –  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{res4} = 10,614$  ТГц

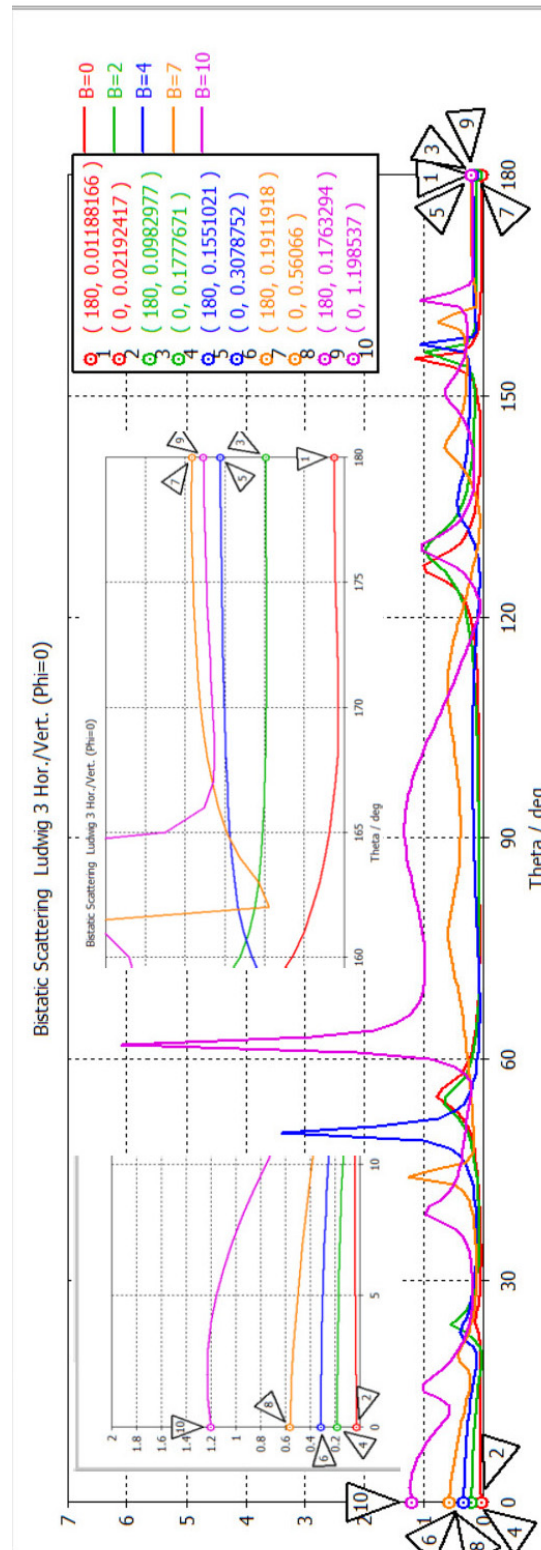


Рис. 5. Отношение  $E_h/E_u$  в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-e-Field-диаграммы рассеяния ячейки решетки ГНЛ (отраженная волна) в зависимости от  $\theta$  для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов; точки: 1, 2 –  $B_0 = 0$ ,  $f_{\text{res}} = 7,175$  ТГц; 3, 4 –  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{\text{res}1} = 7,346$  ТГц; 5, 6 –  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{\text{res}2} = 7,821$  ТГц; 7, 8 –  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{\text{res}3} = 9,018$  ТГц; 9, 10 –  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{\text{res}4} = 10,614$  ТГц

Таблица 1

Параметры и характеристики  
дифрагированного поля отраженной и прошедшей волн

$B_0, f_{0res}$	$E_x/E_y$ , прохождение $\theta = 180^\circ$	$\beta, ^\circ$	$E_x/E_y$ , отражение $\theta = 0^\circ$	$\gamma, ^\circ$	$AR$ , прохождение $\theta = 180^\circ$	$AR$ , отражение $\theta = 0^\circ$	$AR$ (дБ), прохождение $\theta = 180^\circ$	$AR$ (дБ), отражение $\theta = 0^\circ$
$B_0 = 0$ Тл, $f_{0res} = 7,175$ ТГц	0,012	0,63	0,022	1,2	100	100	40	40
$B_0 = 2$ Тл, $f_{res1} = 7,346$ ТГц	0,098	5,5	0,178	9,65	12	5,62	21	15
$B_0 = 4$ Тл, $f_{res2} = 7,821$ ТГц	0,155	8,53	0,308	16,7	8	3,25	18	10
$B_0 = 7$ Тл, $f_{res3} = 9,018$ ТГц	0,19	10,76	0,56	29,25	8,33	1,81	18,42	5,18
$B_0 = 10$ Тл, $f_{res4} = 10,614$ ТГц	0,176	9,64	1,199	49,95	12,1	1,6	21,68	4,08

При приложении перпендикулярного магнитного поля отношение  $E_x/E_y$  в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,з) при  $B_0 = 2$  Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса  $f_{res1} = 7,346$  ТГц отношение  $E_x/E_y$  (кривая 2 на рис. 5) равно: в точке 3 ( $\theta = 180^\circ$ , прошедшая волна)  $E_x/E_y = 0,098$ , в точке 4 ( $\theta = 0^\circ$ , отраженная волна)  $E_x/E_y = 0,178$ .

При  $B_0 = 4$  Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса  $f_{res2} = 7,821$  ТГц отношение  $E_x/E_y$  (кривая 3 на рис. 5) равно: в точке 5 ( $\theta = 180^\circ$ , прошедшая волна)  $E_x/E_y = 0,155$ , в точке 6 ( $\theta = 0^\circ$ , отраженная волна)  $E_x/E_y = 0,308$ .

При  $B_0 = 7$  Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса  $f_{res3} = 9,018$  ТГц отношение  $E_x/E_y$  (кривая 3 на рис. 5) равно: в точке 7 ( $\theta = 180^\circ$ , прошедшая волна)  $E_x/E_y = 0,191$ , в точке 8 ( $\theta = 0^\circ$ , отраженная волна)  $E_x/E_y = 0,56$ .

При  $B_0 = 10$  Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса  $f_{res4} = 10,614$  ТГц в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,к) отношение  $E_x/E_y$  (кривая 5 на рис. 5) равно: в точке 7 ( $\theta = 180^\circ$ , прошедшая волна)  $E_x/E_y = 0,176$ , в точке 8 ( $\theta = 0^\circ$ , отраженная волна)  $E_x/E_y = 1,199$ .

То есть при дифракции на ячейке решетки ГНЛ нормально падающей линейно поляризованной ТЕМ-волны (*p*-поляризации) при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля отношение  $E_x/E_y$  для прошедшей и отраженной волн изменяется в сравнении со случаем отсутствия внешнего магнитного поля ( $B_0 = 0$ ) и возрастает с увеличением  $B_0$  на частотах магнито-плазмонных резонансов, причем более существенно для отраженной волны.

### 3. Результаты моделирования МО-эффектов при прохождении и отражении падающей линейно поляризованной ТЕМ-волны от ячейки решетки ГНЛ в перпендикулярном внешнем магнитном поле

С помощью программы MWS CST проведен расчет осевого отношения  $AR$  (отношения большой оси к малой оси поляризационного эллипса) [20] рассеянного излучения:

$$AR = \sqrt{\frac{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 + |E_\theta + E_\varphi|^2}{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 - |E_\theta + E_\varphi|^2}}.$$

Результаты расчета осевого отношения  $AR$  в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3) в зависимости от  $\theta$  представлены на рис. 6, 7 для прошедшей и отраженной волны соответственно на частотах плазмонного резонанса  $f_{0res}$  ( $B_0 = 0$ ) и магнитоплазмонных резонансов  $f_{res}$  для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл).

При  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{res1} = 7,346$  ТГц в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,з) при нормальном падении линейно поляризованной ТЕМ-волны  $p$ -поляризации осевое отношение равно: в точке  $\theta = 180^\circ$  (прошедшая волна)  $AR = 21,6$  дБ (рис. 6, точка 2), в точке  $\theta = 0^\circ$  (отраженная волна)  $AR = 15$  дБ (рис. 7, точка 2). Следовательно, при  $B_0 = 2$  Тл прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию, близкую к линейной (поляризационный эллипс сильно вытянут); отраженная волна – эллиптическую поляризацию.

При  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{res2} = 7,821$  ТГц в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,е) осевое отношение равно: в точке  $\theta = 180^\circ$  (прошедшая волна)  $AR = 18$  дБ (см. рис. 6, точка 3), в точке  $\theta = 0^\circ$  (отраженная волна)  $AR = 10,24$  дБ (см. рис. 7, точка 3). Следовательно, при  $B_0 = 4$  Тл прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию; отраженная волна – эллиптическую поляризацию, близкую к круговой.

При  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{res3} = 9,018$  ТГц в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (рис. 3,з) осевое отношение равно: в точке  $\theta = 180^\circ$  (прошедшая волна)  $AR = 18,42$  дБ (см. рис. 6, точка 4), в точке  $\theta = 0^\circ$  (отраженная волна)  $AR = 5,17$  дБ (см. рис. 7, точка 4). Следовательно, при  $B_0 = 7$  Тл прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию; отраженная волна – круговую поляризацию.

При  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{res4} = 10,614$  ТГц в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (см. рис. 3,к) осевое отношение равно: в точке  $\theta = 180^\circ$  (прошедшая волна)  $AR = 21,68$  дБ (см. рис. 6, точка 5), в точке  $\theta = 0^\circ$  (отраженная волна)  $AR = 4,08$  дБ (см. рис. 7, точка 5). Следовательно, при  $B_0 = 10$  Тл прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию (при этом поляризационный эллипс вытянут), близкую к линейной, отраженная волна имеет круговую поляризацию.

Для сравнения в случае отсутствия внешнего магнитного поля ( $B_0 = 0$ ) на частоте плазмонного резонанса  $f_{0res} = 7,175$  ТГц (рис. 6, 7) осевое отношение равно:  $\theta = 180^\circ$  в точке 1 (кривая 1 на рис. 6) (прошедшая волна)  $AR = 100$  дБ (40 дБ),  $\theta = 0^\circ$  в точке 1 (кривая 1 на рис. 7) (отраженная волна)  $AR = 100$  дБ (40 дБ), т.е. прошедшая и отраженная волны имеют строго линейную поляризацию.

Основными параметрами эллиптически поляризованного излучения являются форма эллипса и его ориентация, которые характеризуются отношением осей поляризационного эллипса  $b/a$  и углом  $\alpha$  между большей осью эллипса  $a$  и осью  $y$ , а также направление вращения вектора поля.



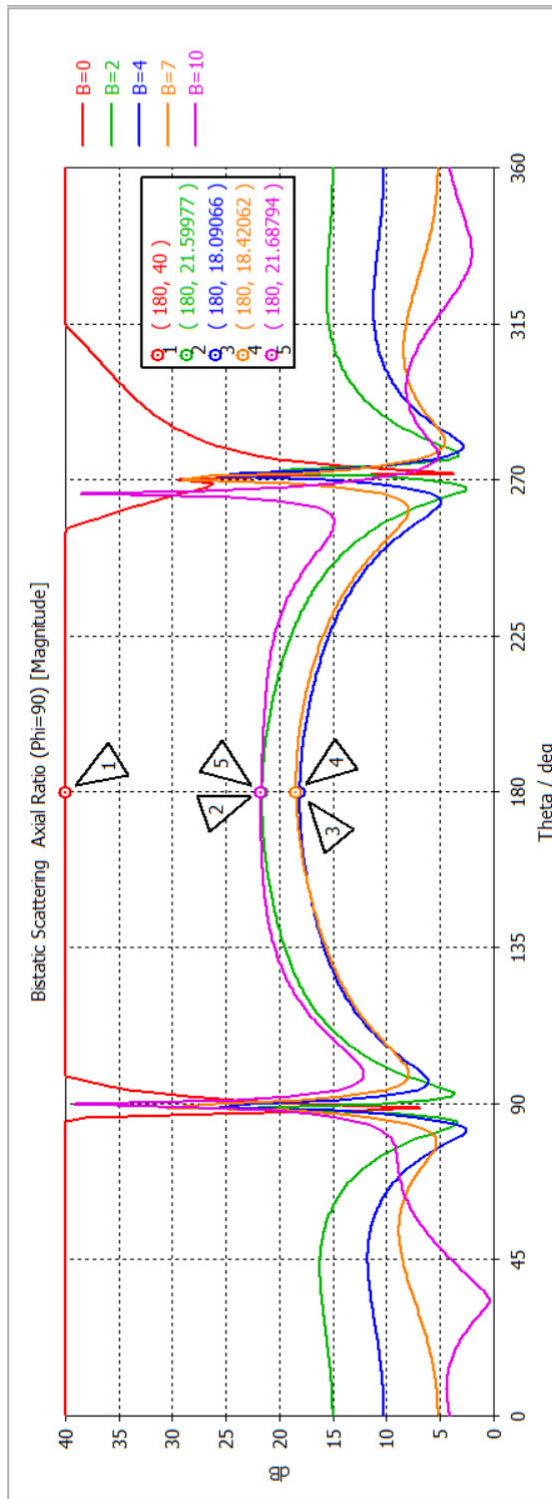


Рис. 6. Осевое соотношение  $AR$  (дБ) в точках сечения ( $\varphi = 90^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния ячейки решетки ГНЛ (прошедшая волна) в зависимости от  $\theta$  для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов; кривые: 1 –  $B_0 = 0$ ,  $f_{res} = 7,175$  ТГц; 2 –  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{res1} = 7,346$  ТГц; 3 –  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{res2} = 7,821$  ТГц; 4 –  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{res3} = 9,018$  ТГц; 5 –  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{res4} = 10,614$  ТГц

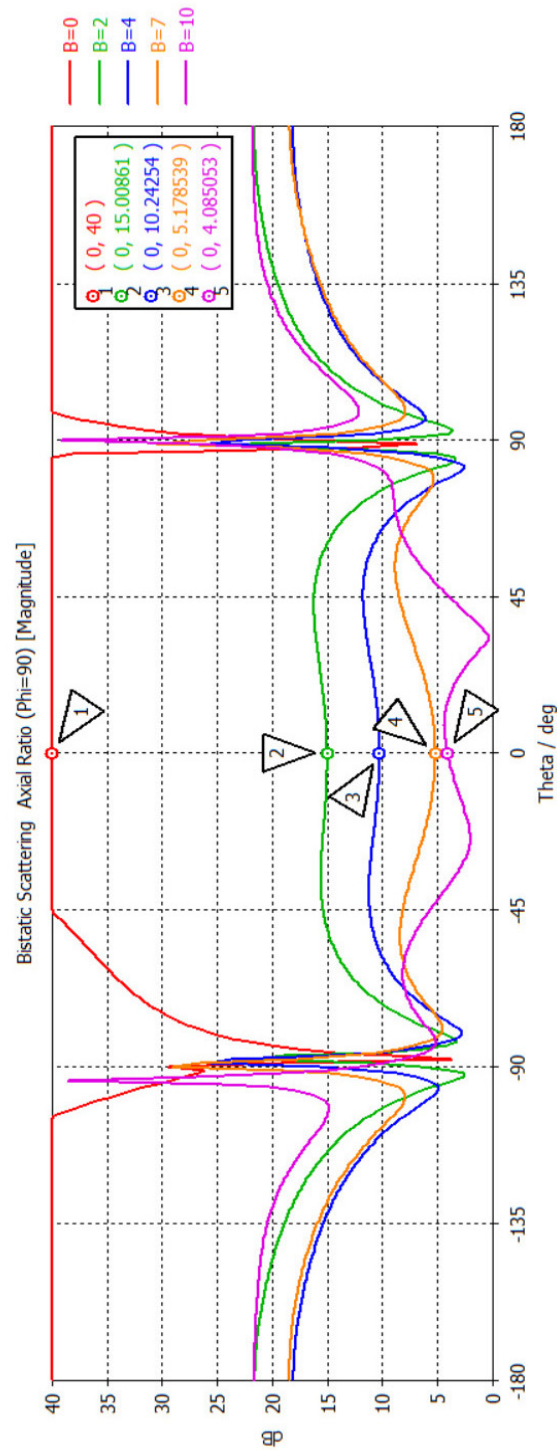


Рис. 7. Осевое соотношение  $AR$  (дБ) в точках сечения ( $\varphi = 90^\circ$ ) главного лепестка  $3D-e-Field$ -диаграммы рассеяния ячейки решетки ГНЛ (отраженная волна) в зависимости от  $\theta$  для различных значений  $B_0$  внешнего магнитного поля на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов; кривые: 1 –  $B_0 = 0$ ,  $f_{0,ex} = 7,175$  ТГц; 2 –  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{res1} = 7,346$  ТГц; 3 –  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{res2} = 7,821$  ТГц; 4 –  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{res3} = 9,018$  ТГц; 5 –  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{res4} = 10,614$  ТГц



Форма и ориентация поляризационного эллипса в системе координат  $xOy$  определяются параметрами исходных колебаний: амплитудами  $E_x$ ,  $E_y$  и сдвигом фаз  $\delta$ . Зависимость угла ориентации большой оси эллипса  $\alpha$  и отношения осей поляризационного эллипса  $b/a$  от сдвига фаз  $\delta$  и отношения амплитуд  $E_x/E_y$  исходных колебаний можно определить аналитически, используя формулы перехода от системы координат  $xOy$  к системе координат, совпадающей с осями эллипса [22].

Качественно эту зависимость можно проанализировать, используя уравнение эллипса [22]. Будем считать на первом этапе, что разность фаз исходных колебаний постоянна  $\delta = \text{const}$ , а отношение амплитуд  $E_x/E_y$  изменяется. Тогда форма и ориентация поляризационного эллипса также будут изменяться [22]. Выявим предельные случаи  $E_x/E_y = 0$  ( $E_x = 0$ ) и  $E_x/E_y = \infty$  ( $E_y = 0$ ). В этих случаях излучение является линейно поляризованным, и направление колебаний совпадает в первом случае с осью  $y$  ( $E_x = 0$ ), во втором – с осью  $x$  ( $E_y = 0$ ) (линейно поляризованное излучение рассматривается как предельный случай эллиптически поляризованного, когда малая ось эллипса  $b = 0$ , а большая ось  $a$  совпадает с направлением колебаний). В промежуточном случае при  $E_x/E_y = 1$  оси поляризационного эллипса ориентированы по отношению к осям системы координат  $xOy$  на угол  $\alpha = 45^\circ$  [22]. То есть при изменении отношения  $E_x/E_y$  в пределах  $0 \leq E_x/E_y \leq \infty$  большая ось поляризационного эллипса поляризации  $a$  поворачивается на некоторый угол [22].

Угол вращения Фарадея  $\beta$  плоскости поляризации прошедшей волны, рассчитанный как  $\arctg E_x/E_y$ , равен:  $\beta_1 = 5,5^\circ$  при  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{\text{res}1} = 7,346$  ТГц;  $\beta_2 = 8,53^\circ$  при  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{\text{res}2} = 7,821$  ТГц;  $\beta_3 = 10,76^\circ$  при  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{\text{res}3} = 9,018$  ТГц;  $\beta_4 = 9,64^\circ$  при  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{\text{res}4} = 10,614$  ТГц. Из результатов моделирования следует, что при дифракции на ячейке решетки ГНЛ нормально падающей линейно поляризованной ТЕМ-волны  $p$ -поляризации в перпендикулярном внешнем магнитном поле наблюдается вращение плоскости поляризации прошедшей волны, при этом угол вращения Фарадея  $\beta$  возрастает на частотах магнитоплазменных резонансов при увеличении внешнего магнитного поля  $B_0$ .

Угол вращения Керра  $\gamma$  отраженной волны, рассчитанный как  $\arctg E_x/E_y$ , равен:  $\gamma_1 = 9,65^\circ$  при  $B_0 = 2$  Тл,  $f_{\text{res}1} = 7,346$  ТГц;  $\gamma_2 = 16,7^\circ$  при  $B_0 = 4$  Тл,  $f_{\text{res}2} = 7,821$  ТГц;  $\gamma_3 = 29,25^\circ$  при  $B_0 = 7$  Тл,  $f_{\text{res}3} = 9,018$  ТГц;  $\gamma_4 = 49,95^\circ$  при  $B_0 = 10$  Тл,  $f_{\text{res}4} = 10,614$  ТГц. Из результатов моделирования следует, что при дифракции на ячейке решетки ГНЛ нормально падающей линейно-поляризованной ТЕМ-волны  $p$ -поляризации в перпендикулярном внешнем магнитном поле наблюдается вращение плоскости поляризации отраженной волны при увеличении внешнего магнитного поля  $B_0$ , при этом угол вращения Керра  $\gamma$ , описывающий вращение оси поляризации отраженной волны [22], возрастает на частотах магнитоплазменных резонансов пропорционально увеличению внешнего магнитного поля  $B_0$ . Как показывают результаты расчета, представленные на рис. 8, угол вращения Керра  $\gamma$  оси поляризации отраженной волны изменяется более существенно, чем угол вращения Фарадея  $\beta$  плоскости поляризации прошедшей волны.

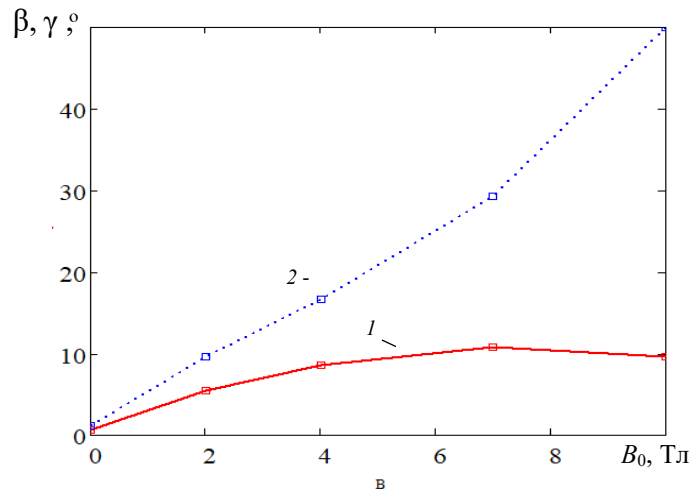


Рис. 8. Угол вращения Фарадея  $\beta$  при прохождении и угол вращения Керра  $\gamma$  при отражении нормально падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации от ячейки решетки ГНЛ в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния в зависимости от внешнего магнитного поля  $B_0$ : кривые: 1 —  $\beta$  (для прошедшей волны); 2 —  $\gamma$  (для отраженной волны)

### Заключение

Впервые численное исследование поляризационных МО-эффектов проведено методами автоматизированного моделирования с помощью программного комплекса CST MWS на основе решения (методом конечных элементов в частотной области) электродинамической задачи дифракции волны на решетке ГНЛ при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля и анализа характеристик дифрагированного поля в ТГц-диапазоне.

Получены результаты моделирования 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния нормально падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации на ячейке решетки ГНЛ на частотах плазмонного и магнитоплазмонных резонансов для различных значений  $B_0$  (2, 4, 7, 10 Тл) внешнего магнитного поля. На основе анализа результатов расчета отношения горизонтальной и вертикальной компонент дифрагированного поля  $E_x/E_y$  и осевого соотношения  $AR$  в точках сечения ( $\varphi = 0^\circ$ ) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния исследован вид поляризации рассеянного ТГц-излучения и рассчитаны угол вращения Фарадея плоскости поляризации прошедшей волны и угол вращения Керра, описывающий поворот оси поляризации отраженной волны.

Из результатов численного исследования следует, что при дифракции нормально падающей ТЕМ-волны  $p$ -поляризации на ячейке решетки ГНЛ при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля на частотах магнитоплазмонных резонансов наблюдаются перестраиваемые по частоте МО-эффекты:

1) поворот плоскости поляризации линейно поляризованной волны при прохождении через намагниченную графеновую решетку, когда волновой вектор падающей волны параллелен вектору напряженности внешнего магнитного поля (эффект Фарадея), при этом угол вращения Фарадея зависит от величины внешнего магнитного поля  $B_0$ ;

2) изменение ориентации поляризации и эллиптичности отраженной волны (полярный МО-эффект Керра), линейно поляризованная ТГц-волна,

отражаясь от намагниченного графена, становится эллиптически поляризованной, при этом большая ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол по отношению к плоскости поляризации падающего ТГц-излучения пропорционально величине внешнего магнитного поля  $B_0$ .

Результаты работы могут иметь потенциал для разработки ТГц-изоляторов [23], МО-модуляторов и преобразователей поляризации [24] в ряде ТГц-применений, включая сенсорику, ТГц-нанофотонику [11].

### Список литературы

1. Roumi B., Abdi-Ghaleh R. Polar magneto-optical Kerr effect of reflected light from Graphene/InAs/Graphene/Polyimide/Al structure // *Superlattices and Microstructures*. 2021. Vol. 158. P. 107021. doi: 10.1016/j.spmi.2021.107021
2. Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics Publishing, 1997. 400 p.
3. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. М. : Изд-во МГУ, 1985. 295 с.
4. Chen T., Lu X.-H. Surface Plasmon and Fabry–Perot Enhanced Magneto-Optical Kerr Effect in Graphene Microribbons // *Chin. Phys. Lett.* 2015. Vol. 32 (2). P. 024204.
5. Roumi B., Abdi-Ghaleh R. Tunable Magneto-Optical Kerr Effect in Gated Monolayer Graphene in Terahertz Region // *Journal of the Physical Society of Japan*. 2013. Vol. 82. P. 074717. doi: 10.7566/JPSJ.82.074717
6. Четвертухин А. В. Резонансный магнитооптический эффект Керра в субволновых двумерных плазмонных решетках : дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. : МГУ, 2018. 144 с.
7. Armelles G., Cebollada A., García-Martín A. [et al.]. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities // *Advanced Optical Materials*. 2013. Vol. 1, № 1. P. 10–35. doi: 10.1002/adom.201200011
8. Loughran T. H. J., Keatley P. S., Hendry E. [et al.]. Enhancing the magneto-optical Kerr effect through the use of a plasmonic antenna // *Opt. Express*. 2018. Vol. 26. P. 4738–4750.
9. Berger A., de la Osa R. A., Suszka A. [et al.]. Enhanced magneto-optical edge excitation in nanoscale magnetic disks // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 115. P. 187403.
10. Калиш А. Н. Магнитооптические эффекты в периодических наноструктурированных средах : дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. : МГУ, 2013.
11. Hadad Y., Davoyan A. R., Engheta N. [et al.]. Extreme and Quantized Magneto-optics with Graphene Meta-atoms and Metasurfaces // *ACS Photonics*. 2014. Vol. 1 (10). P. 1068–1073. doi: 10.1021/ph500278w
12. Crassee I., Levallois J., Walter A. [et al.]. Giant Faraday rotation in single- and multi-layer graphene // *Nature Phys.* 2011. Vol. 7. P. 48–51. doi: 10.1038/nphys1816
13. Tymchenko M., Nikitin A. Y., Martín-Moreno L. Faraday rotation due to excitation of magnetoplasmons in graphene microribbons // *ACS nano*. 2013. Vol. 7, № 11. P. 9780–9787.
14. Poumirol J. M., Liu P., Slipchenko T. [et al.]. Electrically controlled terahertz magneto-optical phenomena in continuous and patterned graphene // *Nat. Commun.* 2017. Vol. 8. P. 14626. doi: 10.1038/ncomms14626
15. Ben Rhouma M., Guizal B., Bonnet P. [et al.]. Semi-analytical model for the analysis of a magnetically biased 1D subwavelength graphene-strip-grating // *Opt. Continuum*. 2022. Vol. 1, № 5. P. 1144–1156.
16. Padmanabhan P., Boubanga-Tombet S., Fukidome H. [et al.]. A graphene-based magnetoplasmonic metasurface for actively tunable transmission and polarization rotation at terahertz frequencies // *Appl. Phys. Lett.* 2020. Vol. 116. P. 221107. doi: 10.1063/5.0006448
17. Karimi Khoozani P., Maddahali M. [et al.]. Analysis of magnetically biased graphene-based periodic structures using a transmission-line formulation // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2016. Vol. 33. P. 2566–2576.

18. Макеева Г. С. Никитин М. С. Магнитоплазмонные эффекты при дифракции терагерцовых волн на магнитно-смещенных графеновых метаповерхностях // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2025. № 2. С. 116–133.
19. Ferreira A., Viana-Gomes J., Bludov A. H. [et al.]. Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids // *Phys. Rev. B*. 2011. Vol. 84. P. 235410.
20. CST Microwave Studio. URL: <https://www.3ds.com/products/simulia>
21. Курушин А. А. Проектирование СВЧ устройств в CST STUDIO SUITE. М., 2016. 433 с.
22. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М. : Наука, 1970. 720 с.
23. Tamagnone M., Moldovan C., Poumirol J. M. [et al.]. Near optimal graphene terahertz non-reciprocal isolator // *Nature Communications*. 2016. Vol. 7. P. 11216. doi: 10.1038/ncomms11216
24. Mu Q., Fan F., Ji Y. [et al.]. Enhanced terahertz magneto-optical Kerr rotation based on metasurface structure. *Optics Communications*. 2020. Vol. 460. P. 125163. doi: 10.1016/j.optcom.2019.125163

## References

1. Roumi B., Abdi-Ghaleh R. Polar magneto-optical Kerr effect of reflected light from Graphene/InAs/Graphene/Polyimide/Al structure. *Superlattices and Microstructures*. 2021;158:107021. doi: 10.1016/j.spmi.2021.107021
2. Zvezdin A.K., Kotov V.A. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. Institute of Physics Publishing, 1997:400.
3. Krinchik G.S. *Fizika magnitnykh yavleniy = Physics of magnetic phenomena*. Moscow: Izd-vo MGU, 1985:295. (In Russ.)
4. Chen T., Lu X.-H. Surface Plasmon and Fabry–Perot Enhanced Magneto-Optical Kerr Effect in Graphene Microribbons. *Chin. Phys. Lett.* 2015;32(2):024204.
5. Roumi B., Abdi-Ghaleh R. Tunable Magneto-Optical Kerr Effect in Gated Monolayer Graphene in Terahertz Region. *Journal of the Physical Society of Japan*. 2013;82:074717. doi: 10.7566/JPSJ.82.074717
6. Chetvertukhin A.V. *Resonant magneto-optical Kerr effect in subwavelength two-dimensional plasmonic gratings*. PhD dissertation. Moscow: MGU, 2018:144. (In Russ.)
7. Armelles G., Cebollada A., García-Martín A. et al. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities. *Advanced Optical Materials*. 2013;1(1):10–35. doi: 10.1002/adom.201200011
8. Loughran T.H.J., Keatley P.S., Hendry E. et al. Enhancing the magneto-optical Kerr effect through the use of a plasmonic antenna. *Opt. Express*. 2018;26:4738–4750.
9. Berger A., de la Osa R.A., Suszka A. et al. Enhanced magneto-optical edge excitation in nanoscale magnetic disks. *Phys. Rev. Lett.* 2015;115:187403.
10. Kalish A.N. *Magneto-optical effects in periodic nanostructured media*. PhD dissertation. Moscow: MGU, 2013. (In Russ.)
11. Hadad Y., Davoyan A.R., Engheta N. et al. Extreme and Quantized Magneto-optics with Graphene Meta-atoms and Metasurfaces. *ACS Photonics*. 2014;1(10):1068–1073. doi: 10.1021/ph500278w
12. Crassee I., Levallois J., Walter A. et al. Giant Faraday rotation in single- and multi-layer graphene. *Nature Phys.* 2011;7:48–51. doi: 10.1038/nphys1816
13. Tymchenko M., Nikitin A.Y., Martín-Moreno L. Faraday rotation due to excitation of magnetoplasmons in graphene microribbons. *ACS nano*. 2013;7(11):9780–9787.
14. Poumirol J.M., Liu P., Slipchenko T. et al. Electrically controlled terahertz magneto-optical phenomena in continuous and patterned graphene. *Nat. Commun.* 2017;8:14626. doi: 10.1038/ncomms14626
15. Ben Rhouma M., Guizal B., Bonnet P. et al. Semi-analytical model for the analysis of a magnetically biased 1D subwavelength graphene-strip-grating. *Opt. Continuum*. 2022;1(5):1144–1156.

16. Padmanabhan P., Boubanga-Tombet S., Fukidome H. et al. A graphene-based magnetoplasmonic metasurface for actively tunable transmission and polarization rotation at terahertz frequencies. *Appl. Phys. Lett.* 2020;116:221107. doi: 10.1063/5.0006448
17. Karimi Khoozani P., Maddahali M. et al. Analysis of magnetically biased graphene-based periodic structures using a transmission-line formulation. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2016;33:2566–2576.
18. Makeyeva G.S. Nikitin M.S. Magnetoplasmonic effects in terahertz wave diffraction on magnetically biased graphene metasurfaces. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskiye nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences.* 2025;(2):116–133. (In Russ.)
19. Ferreira A., Viana-Gomes J., Bludov A.H. et al. Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids. *Phys. Rev. B.* 2011;84:235410.
20. *CST Microwave Studio*. Available at: <https://www.3ds.com/products/simulia>
21. Kurushin A.A. *Proyektirovaniye SVCH ustroystv v CST STUDIO SUITE = Design of microwave devices in CST STUDIO SUITE*. Moscow, 2016:433. (In Russ.)
22. Born M., Volf E. *Osnovy optiki = Fundamentals of optics*. Moscow: Nauka, 1970:720. (In Russ.)
23. Tamagnone M., Moldovan C., Poumirol J.M. et al. Near optimal graphene terahertz non-reciprocal isolator. *Nature Communications.* 2016;7:11216. doi: 10.1038/ncomms11216
24. Mu Q., Fan F., Ji Y. et al. Enhanced terahertz magneto-optical Kerr rotation based on metasurface structure. *Optics Communications.* 2020;460:125163. doi: 10.1016/j.optcom.2019.125163

#### Информация об авторах / Information about the authors

##### **Галина Степановна Макеева**

доктор физико-математических наук,  
профессор, профессор кафедры  
радиотехники и радиоэлектронных  
систем, Пензенский государственный  
университет (Россия, г. Пенза,  
ул. Красная, 40)

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

##### **Galina S. Makeeva**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, professor  
of the sub-department of radioengineering  
and radioelectronic systems,  
Penza State University  
(40 Krasnaya street, Penza, Russia)

##### **Михаил Сергеевич Никитин**

студент, Пензенский государственный  
университет (Россия, г. Пенза,  
ул. Красная, 40)

##### **Mikhail S. Nikitin**

Student, Penza State University  
(40 Krasnaya street, Penza, Russia)

**Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов / The authors declare no conflicts of interests.**

**Поступила в редакцию / Received 17.06.2025**

**Поступила после рецензирования и доработки / Revised 15.07.2025**

**Принята к публикации / Accepted 20.08.2025**