

УДК 538.958

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-2-57-66>



НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

Магниторефрактивный эффект в металлических наноструктурах Co/Pt

А.Н. Юрасов[®], Д.А. Сайфулина, Т.Н. Бахвалова

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия

[®] Автор для переписки, e-mail: alexey_yurasov@mail.ru

Резюме

Цели. Теоретически исследовать особенности магниторефрактивного эффекта для наноструктур типа металл – металл на примере многослойных наноструктур Co/Pt (ферромагнитный металл – парамагнитный металл) с разным соотношением ферромагнитной и парамагнитной фаз в видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра.

Методы. С помощью основных формул для диэлектрической проницаемости, оптической проводимости, коэффициентов рефракции и экстинкции, выявлена и выражена в явном виде связь магниторефрактивного эффекта с эффектом гигантского магнитосопротивления (магниторезистивным эффектом), что подтверждает общую природу этих двух эффектов. С помощью формул Френеля для трехслойной структуры рассчитан магниторефрактивный эффект для s-поляризации света с учетом толщины образцов и влияния подложки. Для расчета диэлектрической проницаемости материалов применялись методы эффективной среды. Так как исследовался средний диапазон концентраций кобальта, то для нахождения эффективных диэлектрических проницаемостей наноструктур применялось приближение Бруггемана. Для всех наноструктур рассчитывался коэффициент отражения при нормальном падении.

Результаты. Благодаря тому, что диэлектрическая проницаемость неоднородных образцов была заменена общим эффективным параметром, зависящим от диэлектрической проницаемости каждого компонента, мы смогли применить теорию Друде – Лоренца для проводников в высокочастотном переменном поле и оценить параметры электронной структуры исследуемых образцов. Были рассчитаны значения плазменной и релаксационной частот для каждого образца. Это позволило оценить число свободных электронов и исследовать рассеяние в наноструктурах.

Выводы. Было показано, что в исследуемом диапазоне энергий в ИК-области спектра наблюдается ленгмюровская экранировка. Рассчитанные значения хорошо соотносятся с экспериментальными данными.

Ключевые слова: магниторефрактивный эффект, гигантское магнитосопротивление, ферромагнетик, наноструктуры

• Поступила: 09.07.2023 • Доработана: 06.10.2023 • Принята к опубликованию: 12.02.2024

Для цитирования: Юрасов А.Н., Сайфулина Д.А., Бахвалова Т.Н. Магниторефрактивный эффект в металлических наноструктурах Co/Pt. *Russ. Technol. J.* 2024;12(2):57–66. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-2-57-66>

Прозрачность финансовой деятельности: Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

RESEARCH ARTICLE

Magnetorefractive effect in metallic Co/Pt nanostructures

Alexey N. Yurasov[@], Diana A. Sayfullina, Tatiana N. Bakhvalova

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

[@] Corresponding author, e-mail: alexey_yurasov@mail.ru

Abstract

Objectives. To carry out a theoretical investigation of the features of magnetorefractive effect for metal-to-metal nanostructures. This study uses the example of multilayer Co/Pt nanostructures (ferromagnetic metal–paramagnetic metal) with a different ratio of ferromagnetic and paramagnetic phases in the visible and near-infrared (IR) spectral regions.

Methods. The dependence was expressed explicitly using the basic formulas for permittivity, refraction and extinction coefficients, and optical conductivity. This then confirms the common nature of these two effects. The magnetorefractive effect for s-polarization of light was calculated using Fresnel formulas for a three-layer structure. This took into account the thickness of the samples and the influence of the substrate. Effective medium methods were used to calculate the dielectric permittivity of materials. Since the average range of cobalt concentrations was being studied, the Bruggeman approximation was used to establish the effective permittivity of nanostructures. The reflection coefficient at normal incidence was calculated for all nanostructures.

Results. Since the permittivity of inhomogeneous samples was replaced by a common effective parameter depending on the permittivity of each component, we were able to apply the Drude–Lorentz theory for conductors in a high-frequency alternating field and then estimate the parameters of the electronic structure of the samples being studied. Plasma and relaxation frequencies were calculated for each sample. This made it possible for the number of free electrons to be estimated and scattering in nanostructures to be investigated.

Conclusions. It was shown that Langmuir shielding can be observed in the given energy range in the IR region of the spectrum. The calculated values correlate well with the experimental data.

Keywords: magnetorefractive effect, giant magnetoresistance, ferromagnet, nanostructures

• Submitted: 09.07.2023 • Revised: 06.10.2023 • Accepted: 12.02.2024

For citation: Yurasov A.N., Sayfullina D.A., Bakhvalova T.N. Magnetorefractive effect in metallic Co/Pt nanostructures. *Russ. Technol. J.* 2024;12(2):57–66. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-2-57-66>

Financial disclosure: The authors have no a financial or property interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

В гетерогенных металлических магнитных материалах наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) – магниторезистивный эффект, связанный с изменением проводимости наноструктуры в зависимости от взаимного расположения векторов магнитных моментов ферромагнитных областей. Подобное изменение свойств вещества неизбежно должно иметь оптический отклик, коррелирующий с ГМС. Такой эффект, названный магниторефрактивным эффектом (МРЭ), действительно наблюдается в металлических наноструктурах и заключается в изменении

коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитной волны под действием магнитного поля [1–4]. В его основе, также как в эффекте ГМС, лежит спин-зависящее рассеяние. Как правило, магнитооптические эффекты связаны с изменением недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости (ТДП) под действием магнитного поля, но МРЭ в этом плане – исключение, т.к. не является прямым следствием воздействия магнитного поля на вещество, т.е. не обусловлен непосредственно спин-орбитальным взаимодействием, а является четным по намагниченности и связан в первую очередь с диагональной частью ТДП и магнитосопротивлением [5, 6].

МЕТОДОЛОГИЯ И ИССЛЕДУЕМЫЕ СТРУКТУРЫ

Для исследования МРЭ были выбраны наноструктуры Co/Pt [7–9] с различной объемной концентрацией кобальта. Платина в чистом виде является классическим парамагнетиком с высокой стабильностью свойств и температурной устойчивостью и также обладает инертностью к окружающей среде, коррозионной стойкостью и хорошими оптическими и проводящими свойствами. В свою очередь, кобальт – один из наиболее значимых ферромагнетиков, обладающий значительной спонтанной намагниченностью и относительно высокой температурой Кюри. Этот элемент находит широкое практическое применение благодаря своей высокой магнитооптической активности. Наноструктуры на основе кобальта и платины обладают хорошим сочетанием механической прочности, проводимости и магнитооптических свойств, к тому же процесс их изготовления относительно прост. По мере роста количества кобальта в наноструктуре происходит переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное, так называемый концентрационный фазовый переход. Он сопровождается ростом проводимости структуры. Тип магнитного упорядочения, как правило, определяют с помощью критерия Стонера [10].

В данной работе наноструктуры Co/Pt с объемной концентрацией кобальта от 0.3 до 0.6 рассматривались в диапазоне энергий 0.54–3.3 эВ падающих электромагнитных волн. Рассматриваемые наноструктуры можно считать квазиоднородными. Это значит, что для расчета их диэлектрической проницаемости целесообразно использовать теорию эффективной среды. Так, зная диэлектрические проницаемости кобальта и платины, с помощью методов эффективной среды можно рассчитать их общую эффективную диэлектрическую проницаемость для всех объемных концентраций. Мы рассматриваем концентрации, близкие к средним, поэтому для расчетов лучше всего использовать приближение Бруггемана (effective medium approximation). Такая модель не учитывает размерные эффекты и влияние границ раздела, и для повышения точности расчетов необходимо модифицировать формулы [11]. Полученные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости приведены на рис. 1.

Из этих графиков наглядно видно, что в инфракрасной (ИК) области спектра функции действительной и мнимой компонент диэлектрической проницаемости напоминают гиперболическую зависимость от частоты (друдевский характер зависимости). В рамках модели получившиеся образцы с эффективной диэлектрической проницаемостью считаются однородными и далее их можно рассматривать с точки зрения теории проводимости Друде – Лоренца.

Это означает, что мы считаем электроны в образцах классическим газом невзаимодействующих частиц, свободно движущихся в ионной решетке с некоторой средней скоростью. При этом частота столкновений с решеткой и масса электронов не зависят от их скорости, а сами столкновения абсолютно упругие. Как видно из графика на рис. 1, лучше всего эта модель работает в ИК-области спектра.

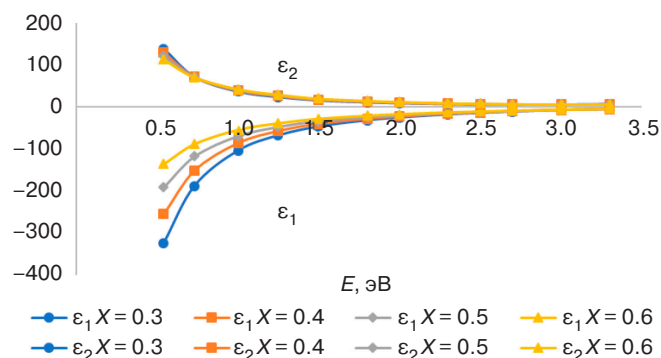


Рис. 1. Спектральные зависимости действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) частей комплексной диэлектрической проницаемости для различных объемных концентраций кобальта X . E – энергия электромагнитной волны

В этом случае диэлектрическая проницаемость равна:

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &= \epsilon_1 - i\epsilon_2 = \\ &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_{rel}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{(\omega - i\gamma_{rel})}{\omega^2 + \gamma_{rel}^2} = \\ &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_{rel}^2} + i\frac{\gamma_{rel}}{\omega} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_{rel}^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота и γ_{rel} – частота релаксации являются параметрами электронов проводимости, характеризующими число свободных электронов и их рассеяние.

Зная действительную часть эффективной диэлектрической проницаемости, с помощью формулы (2) можно оценить параметры электронов проводимости – эффективные значения плазменной ω_p и релаксационной γ_{rel} частот, а также время релаксации τ_{rel} (величина, обратная частоте релаксации) [12].

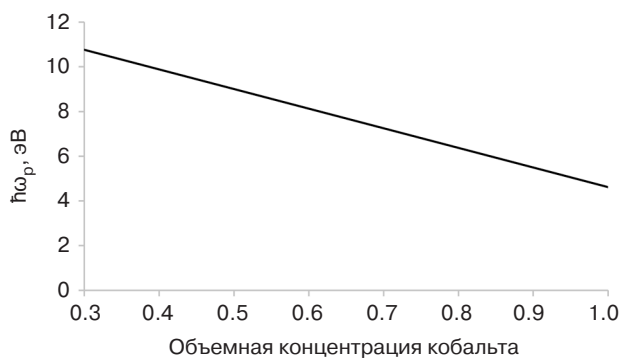
$$\frac{1}{1 - \epsilon_1} = \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 + \left(\frac{\gamma_{rel}}{\omega_p} \right)^2. \quad (2)$$

Результаты расчетов плазменной и релаксационной частот и времени релаксации приведены в таблице.

Для наглядности на рис. 2 построена зависимость плазменной частоты (в электронвольтах) от концентрации кобальта X .

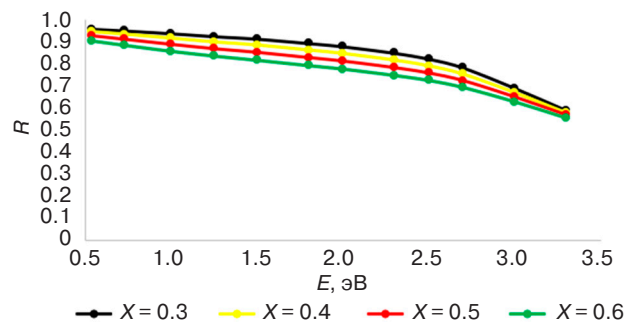
Таблица. Результаты расчетов плазменной частоты и времени релаксации

X	$\left(\frac{1}{\omega_p}\right)^2, \frac{1}{\text{с}^2}$	$\omega_p \cdot 10^{16}, \frac{1}{\text{с}}$	$\left(\frac{\gamma_{\text{rel}}}{\omega_p}\right)^2, \frac{1}{\text{с}^2}$	$\gamma_{\text{rel}} \cdot 10^{16}, \frac{1}{\text{с}}$	$\tau_{\text{rel}} \cdot 10^{-16}, \text{с}$
0.3	$0.39 \cdot 10^{-32}$	1.60	0.001	0.04	27.87
0.4	$0.45 \cdot 10^{-32}$	1.49	0.001	0.05	21.19
0.5	$0.52 \cdot 10^{-32}$	1.38	0.002	0.06	16.57
0.6	$0.61 \cdot 10^{-32}$	1.28	0.004	0.07	13.00

**Рис. 2.** Зависимость плазменной частоты $\hbar\omega_p$ (\hbar – приведенная постоянная Планка) от объемной концентрации кобальта X

Рассчитанное значение плазменной частоты чистого кобальта $\hbar\omega_p \approx 4.46$ эВ получилось больше реального, равного 3.69 эВ. Это может быть связано с неучтенным влиянием межзонных переходов и разным вкладом в плазменную частоту электронов со спином вверх и вниз. Плазменная частота чистой платины примерно в два раза больше, чем плазменная частота кобальта, а значит, при увеличении концентрации кобальта в наноструктуре плазменная частота уменьшается [13]. Следовательно, уменьшается и число свободных электронов в эффективной среде. Плазменная частота от концентрации меняется равномерно, без резких скачков. Это означает, что фазовый переход начинается на более низких концентрациях кобальта, а значит можно считать, что у всех рассматриваемых наноструктур ферромагнитный порядок.

Изучаемый диапазон электромагнитных волн находится между частотой релаксации и плазменной частотой $\gamma_{\text{rel}} < \omega < \omega_p$. В этой области наблюдается ленгмюровская экранировка. Из-за того, что частота излучения больше частоты релаксации (столкновений), поле успевает много раз измениться за время релаксации, равное $1/\gamma_{\text{rel}}$, а электроны стремятся скомпенсировать воздействие электромагнитной волны, вследствие чего поле внутри практически не проникает, хотя затухание очень мало. Из-за отраженной волны коэффициент отражения R близок к единице, но вблизи плазменной частоты он уменьшается, т.к. глубина ленгмюровской экранировки начинает зависеть от частоты (рис. 3).

**Рис. 3.** Спектральные зависимости коэффициента отражения при нормальном падении для различных концентраций кобальта

Чем больше концентрация кобальта, тем ниже коэффициент отражения. В ультрафиолетовой (УФ) области спектра оптическая проводимость металлической наноструктуры сильно снижается, что в свою очередь влияет на коэффициенты рефракции n и экстинкции k , а значит и на коэффициент отражения R . Помимо того, что значения n и k уменьшаются, меняется и соотношение между ними. В ближней ИК и видимой областях спектра $k \gg n$, но при приближении к УФ-области их значения постепенно выравниваются.

Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости равны:

$$\epsilon_1(\omega) = n^2 - k^2, \quad (3)$$

$$\epsilon_2(\omega) = 2nk. \quad (4)$$

Оптическая проводимость σ_{opt} равна:

$$\sigma_{\text{opt}}(\omega) = \frac{Ne^2}{m\gamma_{\text{rel}} \left(1 + \left(\frac{\omega}{\gamma_{\text{rel}}} \right)^2 \right)^2} = \frac{1}{\rho}, \quad (5)$$

где m – масса электрона, N – количество электронов, e – заряд электрона, ρ – электрическое сопротивление.

Мнимая часть диагональной компоненты $\text{Im } \epsilon$ ТДП связана с оптической проводимостью металла σ_{opt} :

$$\sigma_{\text{opt}}(\omega) = \frac{\omega}{4\pi} \text{Im} \varepsilon(\omega) = \frac{\omega}{2\pi} nk. \quad (6)$$

При намагничивании сплава с ГМС оптическая проводимость изменяется в соответствии с изменением магнитосопротивления. Изменение оптической проводимости можно выразить через магниторезистивный эффект [14]:

$$\sigma_{\text{opt}}(\omega) = \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_H} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0^2 \left(1 - \frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)} = \frac{\frac{\Delta\rho}{\rho_0}}{\left(1 - \frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)} \sigma, \quad (7)$$

где $\Delta\sigma_{\text{opt}}$ – магнитопроводимость, ρ_H – электрическое сопротивление в магнитном поле, ρ_0 – электрическое сопротивление без магнитного поля, $\Delta\rho/\rho_0$ – магнитосопротивление материала.

С помощью формул (3), (4) и (6) в магнитном поле, заменив коэффициенты рефракции и экстинкции на $n_H = n + \Delta n$ и $k_H = k + \Delta k$, можно рассчитать Δn и Δk через $\Delta\sigma_{\text{opt}}$. При этом произведением $\Delta n \cdot \Delta k$ можно пренебречь как величиной второго порядка малости.

$$\Delta n = \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n+k}{n^2+k^2} \right), \quad (8)$$

$$\Delta k = \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n-k}{n^2+k^2} \right). \quad (9)$$

Таким образом, с учетом формул (7)–(9), можно оценить МРЭ с помощью оптических параметров и параметра магниторезистивного эффекта [11].

МРЭ на отражение при нормальном падении рассчитывается по формуле:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_0 - R_H}{R_0}, \quad (10)$$

где R_H и R_0 – коэффициенты отражения света образцом в магнитном поле и без поля, соответственно.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 построены спектральные зависимости параметра МРЭ при разных концентрациях кобальта для магниторезистивного эффекта $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 1\%, 5\%, 10\%$.

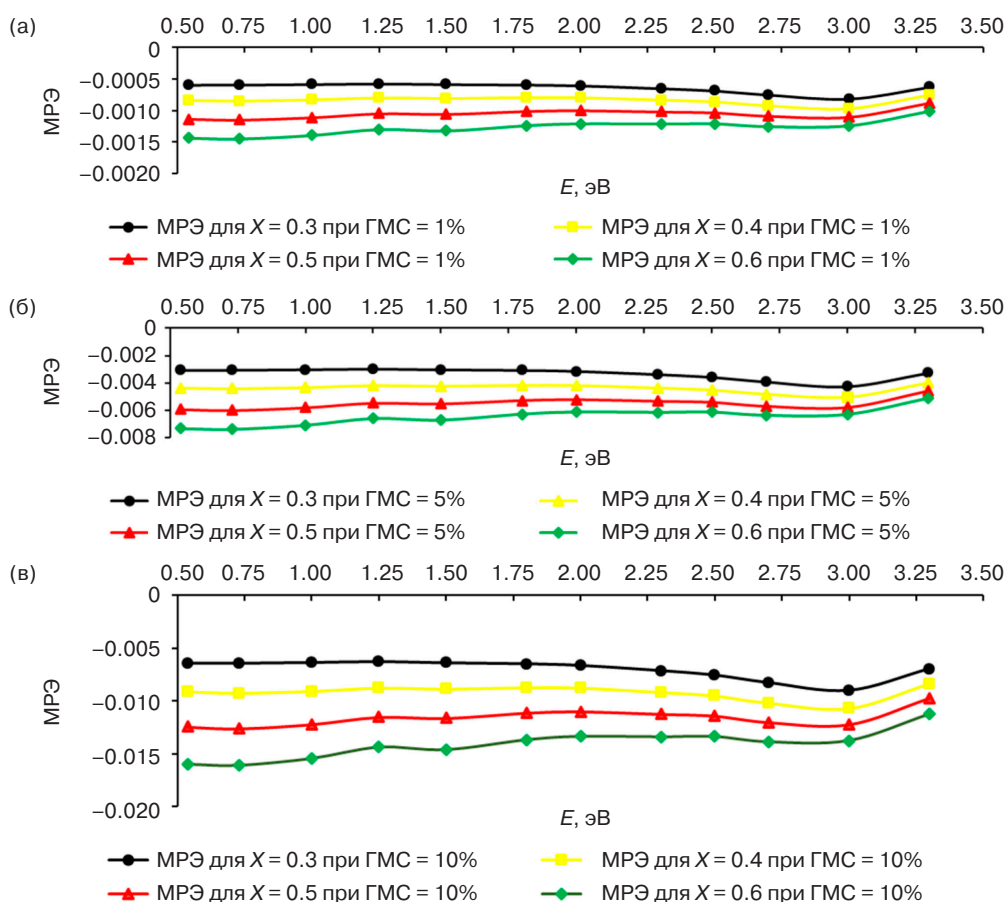


Рис. 4. Спектральные зависимости МРЭ для различных концентраций кобальта при различных значениях ГМС: (а) 1%, (б) 5%, (в) 10%

Значение МРЭ имеет отрицательный знак. Это значит, что в магнитном поле коэффициент отражения наноструктуры возрастает. Эффект тем заметнее, чем больше магниторезистивный эффект и чем выше концентрация кобальта, а значит, МРЭ очень чувствителен к изменениям микроструктуры, влияющим на ее проводимость. Наибольшее значение параметр МРЭ принимает в области низких частот, близких к частоте релаксации [15–18].

Теперь рассчитаем параметр МРЭ при падении под произвольным углом на примере угла 30° с помощью формул Френеля для s-поляризации. Представим рассматриваемые наноструктуры как пленки, нанесенные на кремниевую подложку. Тогда образцы можно рассматривать как трехслойные структуры воздух-Co/Pt-Si.

Такая модель будет ближе к реальным образцам на кремниевой подложке. Коэффициент отражения s-компоненты для всей трехслойной структуры jk_i равен [17]:

$$R_s = \left| \frac{r_{jk} + F_k^2 r_{ki}}{1 + F_k^2 r_{jk} r_{ki}} \right|^2, \quad (11)$$

где $F_k = e^{\frac{-2\pi g_k d_k}{\lambda}}$ – фазовый множитель в k -м слое, $g_i = \sqrt{n_j^2 - n_i^2 \sin^2 \varphi}$ – параметр для удобного расчета коэффициентов отражения на границах раздела, $r_{jk} = \frac{g_j n_j^2 - g_k n_k^2}{g_j n_j^2 + g_k n_k^2}$ – порционный коэффициент отражения и прохождения на границе раздела $j-k$ сред, φ – угол падения света из первой среды, d_k – толщина соответствующей среды.

На рис. 5 построены спектральные зависимости параметра МРЭ с учетом угла падения, влияния подложки и толщины при разных концентрациях кобальта для магниторезистивного эффекта $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 1\%, 5\%, 10\%$.

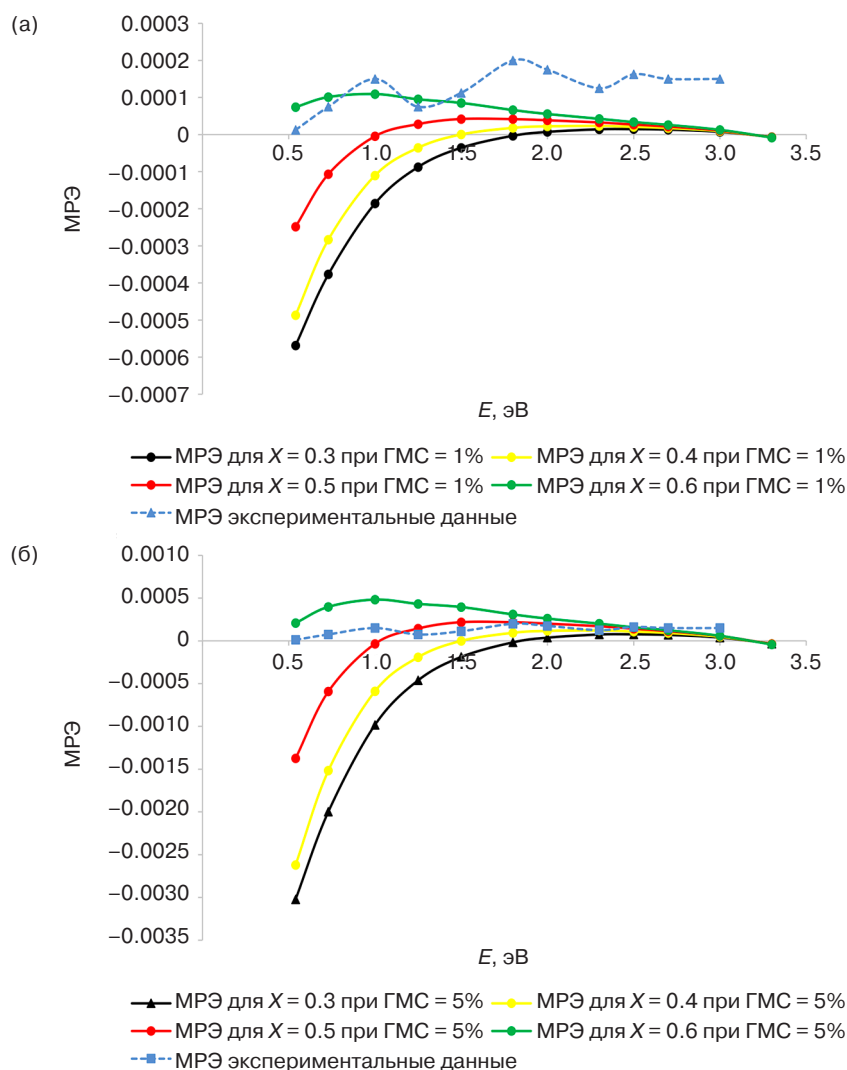


Рис. 5 (начало). Спектральные зависимости МРЭ для различных концентраций кобальта при разных значениях ГМС для s-поляризации и угла падения 30° , рассчитанные по формулам Френеля, и экспериментальные данные для s-поляризации, угле падения 30° : (а) ГМС = 1%, (б) ГМС = 5%, (в) ГМС = 10%

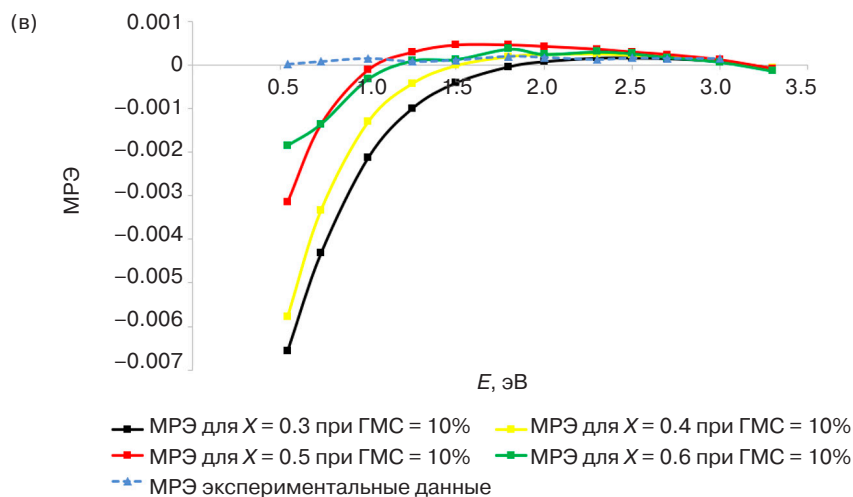


Рис. 5 (окончание). Спектральные зависимости МРЭ для различных концентраций кобальта при разных значениях ГМС для s-поляризации и угла падения 30° , рассчитанные по формулам Френеля, и экспериментальные данные для s-поляризации, угле падения 30° : (а) ГМС = 1%, (б) ГМС = 5%, (в) ГМС = 10%

На графиках (рис. 5) для сравнения нанесены экспериментальные данные параметра МРЭ для наноструктуры $\text{Si}/\text{Ta}(2)/\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}(4.6)/\text{Ta}(2)$, где Ta – это буферный слой (рис. 6). Экспериментальная кривая находится примерно между графиками для $X = 0.5$ и $X = 0.6$ при ГМС = 5%. Стоит учитывать, что толщина k -го слоя оказывает заметное влияние на параметр МРЭ, т.к. находится под функцией экспоненты. Как видно из графика на рис. 5, параметр МРЭ в ИК-области спектра резко возрастает до некоторого максимального значения, а затем постепенно спадает. Чем больше концентрация кобальта, тем сильнее сдвинута в сторону ИК-диапазона эта точка максимума. При этом, чем больше концентрация кобальта и ГМС, тем сильнее проявляются осцилляции параметра МРЭ. Знак параметра эффекта изменяется, значит, после некоторого значения частоты излучения коэффициент отражения в магнитном поле уменьшается. При ГМС = 10% параметр МРЭ для концентрации кобальта 0.5 на некоторых частотах немного превышает параметр МРЭ для концентрации 0.6.

На высоких частотах концентрация кобальта практически никак не влияет на МРЭ, и сам он очень мал. Это вполне соотносится с данными на рис. 1. Значения действительной и мнимой компонент диэлектрической проницаемости для всех образцов также сходятся на высоких частотах. При энергии электромагнитной волны порядка 2 эВ уже нет особой разницы между образцами с $X = 0.3$ и 0.6. Это не совпадает с экспериментальными данными, т.к. экспериментальная кривая на высоких частотах наоборот возрастает, что связано с тем, что рассматриваемая модель не описывает эффекты на высоких частотах. В основе всех расчетов лежит диэлектрическая проницаемость наноструктуры, и значит,

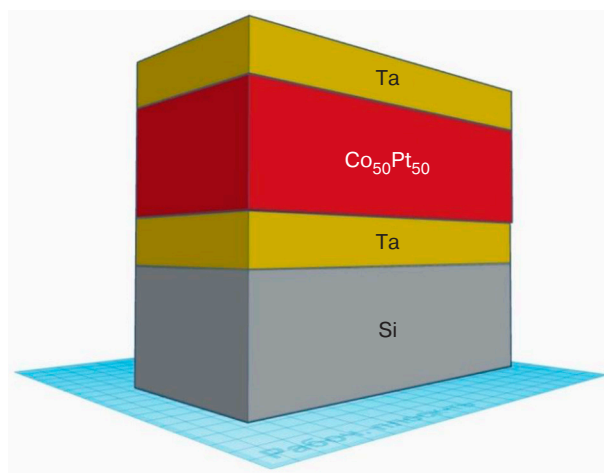


Рис. 6. Схематическое изображение гетерогенной слоистой наноструктуры $\text{Si}/\text{Ta}(2)/\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}(4.6)/\text{Ta}(2)$

уточняя модель, необходимо более точно рассчитать диэлектрическую проницаемость рассматриваемых наноструктур на высоких частотах [18].

Можно сделать вывод, что рассматриваемая модель лучше всего подходит для расчета спектров в ИК-области, однако в ней не учтено влияние межзонных переходов и размерных эффектов. МРЭ сильно зависит от ГМС. Чем больше концентрация кобальта, тем заметнее эта зависимость, а значит он очень чувствителен к микроструктуре образца. Наибольший интерес представляет график на рис. 5в, на нем заметен осцилляционный характер зависимости параметра МРЭ для наноструктуры с $X = 0.6$. Более того, на нем, в отличие от предыдущих графиков, наблюдается пересечение кривых с $X = 0.5$ и 0.6 в ИК-области спектра, на некоторых частотах кривая 0.5 находится выше, чем кривая 0.6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы плазменные частоты, коэффициенты отражения и спектры МРЭ на отражении при нормальном падении. Рассчитаны спектры МРЭ для наноструктур Co/Pt с разной концентрацией кобальта при угле 30° для s-поляризации. Полученные данные для угла падения 30° сравнивались с экспериментальными данными, получено хорошее согласие. Была в явном виде показана полная корреляция МРЭ и магнитосопротивления. Эффект тем заметнее, чем больше магниторезистивный эффект и чем выше концентрация кобальта, а значит, МРЭ очень чувствителен к изменениям микроструктуры, влияющим на ее проводимость. Наибольшее значение параметр МРЭ принимает в области низких частот, близких к частоте релаксации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в научном структурном подразделении «Лаборатория новых функциональных материалов» РТУ МИРЭА по гранту FSFZ-2022-0007 и при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание для университетов № ФГФЗ-2023-0005).

ACKNOWLEDGMENTS

The work was implemented in the scientific structural subdivision “Laboratory of New Functional Materials” of RTU MIREA under the grant FSFZ-2022-0007 of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation and with the support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (State task for universities No. FGFZ-2023-0005).

Вклад авторов

А.Н. Юрасов – постановка целей и задач исследования, обсуждение и обобщение полученных результатов, выводы.

Д.А. Сайфуллина – расчет магниторефрактивного эффекта и построение графиков.

Т.Н. Бахвалова – развитие теории магниторефрактивного эффекта.

Authors' contributions

A.N. Yurasov – setting the aims and objectives of the study, discussing and summarizing the results, and drawing conclusions.

D.A. Sayfullina – calculation of the magnetorefractive effect and plotting.

T.N. Bakhvalova – developing the theory of the magnetorefractive effect.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Granovsky A., Sukhorukov Yu., Gan'shina E., Telegin A. Magnetorefractive effect in magnetoresistive materials. In: *Magnetophotonics: From Theory to Applications*. Berlin Heidelberg: Springer; 2013. P. 107–133. http://doi.org/10.1007/978-3-642-35509-7_5
2. Shkurdoda Yu.O., Dekhtyaruk L.V., Basov A.G., Chornous A.M., Shabelnyk Yu.M., Kharchenko A.P., Shabelnyk T.M. The giant magnetoresistance effect in Co/Cu/Co three-layer films. *J. Magn. Magn. Mater.* 2019;477:88–91. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.01.040>
3. Dekhtyaruk L.V., Kharchenko A.P., Klymenko Yu.O., Shkurdoda Yu.O., Shabelnyk Yu.M., Bezdidko O.V., Chornous A.M. Negative and Positive Effect of Giant Magnetoresistance in The Magnetically Ordered Sandwich. In: *2020 IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*. 2020. P. 01NMM13-1–01NMM13-3. <https://doi.org/10.1109/NAP51477.2020.9309694>
4. Kelley C.S., Naughton J., Benson E., Bradley R.C., Lazarov V.K., Thompson S.M., Matthew J.A. Investigating the magnetic field-dependent conductivity in magnetite thin films by modelling the magnetorefractive effect. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2014;26(3):036002. <http://doi.org/10.1088/0953-8984/26/3/036002>
5. Лысина Е.А., Юрасов А.Н. Магнитооптические эффекты в нанокompозите CoSiO₂. *Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике (МНТК ФТИ – 2017)*. М.: МИРЭА; 2017. С. 622–628.
6. Лобов И.Д., Кириллова М.М., Махнев А.А., Ромашев Л.Н., Королев А.В., Миляев М.А., Пролядо В.В., Банникова Н.С., Устинов В.В. Магнитооптические, оптические и магнитотранспортные свойства сверхрешеток Co/Cu с ультратонкими слоями кобальта. *Физика твердого тела*. 2017;59(1):54–62. <https://doi.org/10.21883/FTT.2017.01.43950.161>
7. Oh J., Humbard L., Humbert V., Sklenar J., Mason N. Angular evolution of thickness-related unidirectional magnetoresistance in Co/Pt multilayers. *AIP Advances*. 2019;9(4):045016. <https://doi.org/10.1063/1.5079894>
8. Kawaguchi M., Towa D., Lau Y.-C., Takahashi S., Hayashi M. Anomalous spin Hall magnetoresistance in Pt/Co bilayers. *Appl. Phys. Lett.* 2018;112(20):202405. <https://doi.org/10.1063/1.5021510>
9. Heigl M., Wendler R., Haugg S.D., Albrecht M. Magnetic properties of Co/Ni-based multilayers with Pd and Pt insertion layers. *J. Appl. Phys.* 2020;127(23):233902. <https://doi.org/10.1063/5.0010112>
10. Повзнер А.А., Волков А.Г., Филанович А.Н. Электронная структура и магнитная восприимчивость почти магнитных металлов (на примере палладия и платины). *Физика твердого тела*. 2010;52(10):1879–1884.
11. Юрасов А.Н., Телегин А.В., Банникова Н.С., Миляев М.А., Сухоруков Ю.П. Особенности магниторефрактивного эффекта в многослойной металлической наноструктуре [CoFe/Cu]_n. *Физика твердого тела*. 2018;60(2):276–282. <https://doi.org/10.21883/FTT.2018.02.45381.201>

12. Лобов И.Д., Кириллова М.М., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Устинов В.В. Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}$. *Физика твердого тела*. 2009;51(12):2337–2341.
13. Погодаева М.К., Левченко С.В., Драчев В.П., Габитов И.Р. Оптические свойства металлов из первых принципов. *Фотон-экспресс*. 2021;6(174):294–295. <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-294-295>
14. Устинов В.В., Сухоруков Ю.П., Миляев М.А., Грановский А.Б., Юрасов А.Н., Ганьшина Е.А., Телегин А.В. Магнитопропускание и магнитоотражение в многослойных наноструктурах FeCr. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2009;135(2):293–300.
15. Jacquet J.C., Valet T. A new magnetooptical effect discovered on magnetic multilayers: The magnetorefractive effect. *MRS Online Proceedings Library (OPL)*. 1995;384:477–490. <https://www.doi.org/10.1557/PROC-384-477>
16. Kravets V.G. Correlation between the magnetoresistance, IR magnetorefectance, and spin-dependent characteristics of multilayer magnetic films. *Phys. Res. Int.* 2012;2012(5):323279. <https://www.doi.org/10.1155/2012/323279>
17. Маевский В.М. Теория магнетооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности. *Физика металлов и металловедение*. 1985;59:213–216.
18. Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект в наноструктурах. *Приборы*. 2022;4(262):22–25.

REFERENCES

1. Granovsky A., Sukhorukov Yu., Gan'shina E., Telegin A. Magnetorefractive effect in magnetoresistive materials. In: *Magnetophotonics: From Theory to Applications*. Berlin Heidelberg: Springer; 2013. P. 107–133. http://doi.org/10.1007/978-3-642-35509-7_5
2. Shkurdoda Yu.O., Dekhtyaruk L.V., Basov A.G., Chornous A.M., Shabelnyk Yu.M., Kharchenko A.P., Shabelnyk T.M. The giant magnetoresistance effect in Co/Cu/Co three-layer films. *J. Magn. Magn. Mater.* 2019;477:88–91. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.01.040>
3. Dekhtyaruk L.V., Kharchenko A.P., Klymenko Yu.O., Shkurdoda Yu.O., Shabelnyk Yu.M., Bezdidko O.V., Chornous A.M. Negative and Positive Effect of Giant Magnetoresistance in The Magnetically Ordered Sandwich. In: *2020 IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*. 2020. P. 01NMM13-1–01NMM13-3. <https://doi.org/10.1109/NAP51477.2020.9309694>
4. Kelley C.S., Naughton J., Benson E., Bradley R.C., Lazarov V.K., Thompson S.M., Matthew J.A. Investigating the magnetic field-dependent conductivity in magnetite thin films by modelling the magnetorefractive effect. *J. Phys.: Condens. Matter*. 2014;26(3):036002. <http://doi.org/10.1088/0953-8984/26/3/036002>
5. Lysina E.A., Yurasov A.N. Magneto-optical effects in CoSiO_2 nanocomposite. In: *Informatika i tekhnologii. Innovatsionnyye tekhnologii v promyshlennosti i informatike (MNTK FTI 2017) (Informatics and Technologies. Innovative Technologies in Industry and Informatics)*. Moscow: MIREA; 2017. P. 622–628 (in Russ.).
6. Lobov I.D., Kirillova M.M., Makhnev A.A., et al. Magnetooptical, optical, and magnetotransport properties of Co/Cu superlattices with ultrathin cobalt layers. *Phys. Solid State*. 2017;59(1):53–62. <https://doi.org/10.1134/S1063783417010206> [Original Russian Text: Lobov I. D. Kirillova M.M., Makhnev A.A., Romashev L.N., Korolev A.V., Milyaev M.A., Proglyado V.V., Bannikova N.S., Ustinov V.V. Magnetooptical, optical, and magnetotransport properties of Co/Cu superlattices with ultrathin cobalt layers. *Fizika Tverdogo Tela*. 2017;59(1):54–62 (in Russ.). <https://doi.org/10.21883/FTT.2017.01.43950.161>]
7. Oh J., Humbarad L., Humbert V., Sklenar J., Mason N. Angular evolution of thickness-related unidirectional magnetoresistance in Co/Pt multilayers. *AIP Advances*. 2019;9(4):045016. <https://doi.org/10.1063/1.5079894>
8. Kawaguchi M., Towa D., Lau Y.-C., Takahashi S., Hayashi M. Anomalous spin Hall magnetoresistance in Pt/Co bilayers. *Appl. Phys. Lett.* 2018;112(20):202405. <https://doi.org/10.1063/1.5021510>
9. Heigl M., Wendler R., Haugg S.D., Albrecht M. Magnetic properties of Co/Ni-based multilayers with Pd and Pt insertion layers. *J. Appl. Phys.* 2020;127(23):233902. <https://doi.org/10.1063/5.0010112>
10. Povzner A.A., Volkov A.G., Filanovich A.N. Electronic structure and magnetic susceptibility of nearly magnetic metals (palladium and platinum). *Phys. Solid State*. 2010;52(10):2012–2018. <https://doi.org/10.1134/S1063783410100021> [Original Russian Text: Povzner A.A., Volkov A.G., Filanovich A.N. Electronic structure and magnetic susceptibility of nearly magnetic metals (palladium and platinum). *Fizika Tverdogo Tela*. 2010;52(10):1879–1884 (in Russ.).]
11. Yurasov A.N., Telegin A.V., Bannikova N.S., et al. Features of Magnetorefractive Effect in a $[\text{CoFe/Cu}]_n$ Multilayer Metallic Nanostructure. *Phys. Solid State*. 2018;60(2):281–287. <https://doi.org/10.1134/S1063783418020300> [Original Russian Text: Yurasov A.N., Telegin A.V., Bannikova N.S., Milyaev M.A., Sukhorukov Yu.P. Features of Magnetorefractive Effect in a $[\text{CoFe/Cu}]_n$ Multilayer Metallic Nanostructure. *Fizika Tverdogo Tela*. 2018;60(2):276–282 (in Russ.). <https://doi.org/10.21883/FTT.2018.02.45381.201>]
12. Lobov I.D., Kirillova M.M., Romashev L.N., et al. Magnetorefractive effect and giant magnetoresistance in $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}$ superlattices. *Phys. Solid State*. 2009;51(12):2480–2485. <https://doi.org/10.1134/S1063783409120099> [Original Russian Text: Lobov I.D., Kirillova M.M., Romashev L.N., Milyaev M.A., Ustinov V.V. Magnetorefractive effect and giant magnetoresistance in $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}$ superlattices. *Fizika Tverdogo Tela*. 2009;51(12):2337–2341 (in Russ.).]
13. Pogodaeva M.K., Levchenko S.V., Drachev V.P., Gabitov I.R. Optical properties of metals from the first principles. *Photon Express*. 2021;6(174):294–295 (in Russ.).
14. Ustinov V.V., Sukhorukov Yu.P., Milyaev M.A., et al. Magnetotransmission and magnetoreflexion in multilayer FeCr nanostructures. *J. Exp. Theor. Phys.* 2009;108(2):260–266. <https://doi.org/10.1134/S1063776109020083>

- [Original Russian Text: Ustinov V.V., Sukhorukov Yu.P., Milyaev M.A., Granovskii A.B., Yurasov A.N., Gan'shina E.A., Telegin A.V. Magnetotransmission and magnetoreflexion in multilayer FeCr nanostructures. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*. 2009;135(2):293–300 (in Russ.).]
15. Jacquet J.C., Valet T. A new magneto-optical effect discovered on magnetic multilayers: The magnetorefractive effect. *MRS Online Proceedings Library (OPL)*. 1995;384:477–490. <https://www.doi.org/10.1557/PROC-384-477>
 16. Kravets V.G. Correlation between the magnetoresistance, IR magnetoreflexance, and spin-dependent characteristics of multilayer magnetic films. *Phys. Res. Int.* 2012;2012(5):323279. <https://www.doi.org/10.1155/2012/323279>
 17. Maevskii V.M. Theory of magneto-optical effects in multilayer systems with arbitrary orientation of magnetization. *Fizika metallov i metallovedenie = Physics of Metals and Metallography*. 1985;59:213–216 (in Russ.).
 18. Yurasov A.N. Magnetorefractive effect in nanostructures. *Pribery = Instruments*. 2022;4(262):22–25 (in Russ.).

Об авторах

Юрасов Алексей Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры нанoeлектроники, Институт перспективных технологий и индустриального программирования ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: alexey_yurasov@mail.ru. ResearcherID M-3113-2016, Scopus Authors ID 6602974416, SPIN-код РИНЦ 4259-8885, <https://orcid.org/0000-0002-9104-3529>

Сайфулина Диана Алексеевна, студент, Институт перспективных технологий и индустриального программирования ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: diana-sayfullina@mail.ru. ResearcherID IQU-6785-2023, SPIN-код РИНЦ 4397-9205, <https://orcid.org/0009-0006-2905-9753>

Бахвалова Татьяна Николаевна, преподаватель, кафедра нанoeлектроники, Институт перспективных технологий и индустриального программирования ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: bahvalova@mirea.ru. ResearcherID ITW-2747-2023, Scopus Author ID 35145196400, <https://orcid.org/0000-0001-7595-785X>

About the authors

Alexey N. Yurasov, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: alexey_yurasov@mail.ru. ResearcherID M-3113-2016, Scopus Authors ID 6602974416, RSCI SPIN-code 4259-8885, <https://orcid.org/0000-0002-9104-3529>

Diana A. Sayfullina, Student, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: diana-sayfullina@mail.ru. ResearcherID IQU-6785-2023, RSCI SPIN-code 4397-9205, <https://orcid.org/0009-0006-2905-9753>

Tatiana N. Bakhvalova, Teacher, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: bahvalova@mirea.ru. ResearcherID ITW-2747-2023, Scopus Author ID 35145196400, <https://orcid.org/0000-0001-7595-785X>