ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 1, с. 43–47

УДК 538.9,538.975

# О ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНАХ В 2D-КРИСТАЛЛАХ С УЧЕТОМ РАСЩЕПЛЕНИЯ РАШБЫ

© 2020 г. Е. И. Кухарь[1, 2, *], С. В. Крючков[1, 2], В. И. Конченков[2]

[1]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный социально-педагогический университет", Лаборатория физики низкоразмерных систем, Волгоград, Россия

[2]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия

*E-mail: eikuhar@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2019 г.
После доработки 30.08.2019 г.
Принята к публикации 27.09.2019 г.

Исследовано дисперсионное соотношение для плазменных волн в двумерных структурах с расщеплением Рашбы. Изучено влияние высокочастотного электромагнитного излучения на энергию плазмонов. Показана возможность появления точек излома в функциональной зависимости кривизны дисперсионной линии от энергии Ферми и от интенсивности высокочастотного излучения.

**DOI:** 10.31857/S0367676520010172

## ВВЕДЕНИЕ

Спиновое расщепление электронных состояний в 2D-материалах приводит к формированию в их зонной структуре так называемых дираковских (конических) точек, характерных для двумерных (2D) дираковских (графеноподобных) кристаллов [1–3]. Спиновые состояния электронов в полупроводниковых структурах и проблемы спиновой динамики являются объектами повышенного внимания исследователей в связи с интенсивным развитием спинтроники и технологии гетероструктур [4–6]. Одной из основных задач этих областей является создание электронных устройств с перестраиваемыми характеристиками [7–10]. Современные достижения как в области физики твердого тела, так и в области наноэлектроники, дают возможность управления электронными свойствами дираковских 2D-структур и топологических изоляторов за счет изменения внешних электромагнитных (ЭМ) полей [10–18].

Изучение спин-зависимых явлений в низкоразмерных системах играет важную роль в разработке устройств хранения и обработки информации [19]. Преимуществом низкоразмерных систем является зависимость интенсивности спин-орбитального взаимодействия от параметров структуры [4, 20, 21] (геометрические размеры, интенсивность удержания, эффективная масса и т.д.). Например, в [22] предложено использование циркулярно поляризованного оптического излучения для управления спинами электронов в квантовых точках.

Исследования плазменных волн и коллективных возбуждений, называемых плазмонами, в дираковских 2D-кристаллах и топологических изоляторах актуальны как с фундаментальной [23], так и с практической точек зрения [20]. Фундаментальный интерес объясняется тем фактом, что такие квантовомеханические объекты как плазмоны не имеют аналогов в классической теории. Более того, учет взаимодействия носителей заряда в дираковских 2D-кристаллах с плазмонами в ряде ситуаций является определяющим для объяснения особенностей формирования электрон-плазмонных [24, 25] и магнитоплазмонных [26] комплексов. Практический интерес к таким объектам связан с возможностью увеличения быстродействия электронных устройств, использующих в своей работе плазмонную динамику [27, 28]. Последнее объясняется тем фактом, что групповая скорость плазмонов превышает дрейфовую скорость электронов на несколько порядков.

## ЭНЕРГИЯ ПЛАЗМОНОВ В 2D-КРИСТАЛЛАХ С РАСЩЕПЛЕНИЕМ РАШБЫ

Считаем, что 2D-структура лежит в плоскости $xy$. Учет спин-орбитального взаимодействия и размерное квантование вдоль оси $Oz$ приводят к появлению линейных по квазиимпульсу $\vec{p}$ слага-

емых в спектре носителей заряда, которые имеют вид [4, 23] (модель Рашбы):

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + v_{\mathrm{SO}}\left(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y\right), \qquad (1)$$

где $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули, $v_{\mathrm{SO}}$ – параметр, ответственный за спин-орбитальное взаимодействие в кристалле и зависящий от интенсивности конфайнмента в направлении оси $Oz$ ($v_{\mathrm{SO}} \sim 10^7$ см $\cdot$ с$^{-1}$ [23]). Собственные значения гамильтониана (1) равны

$$\varepsilon_n(\vec{p}) = \frac{p^2}{2m} + (-1)^n v_{\mathrm{SO}} p, \quad n = 1, 2. \qquad (2)$$

Согласно (2) состояние с $p = 0$ $(\varepsilon = 0)$ оказывается вырожденным по спину и соответствует пересечению двух дисперсионных ветвей ($n$ = 1, 2). Плазмонные возбуждения в 2D-структурах с расщеплением Рашбы исследовались в приближении случайных фаз (ПСФ) в работе [23] для случая высоких концентраций электронов, когда уровень Ферми превышал энергию, отвечающую $p = 0$ $(\varepsilon_{\mathrm{F}} > 0)$. Ниже исследуется зависимость энергии плазмонов от положения уровня Ферми в том случае, когда последний оказывается ниже значения $\varepsilon = 0$. Кроме того, изучается влияние ВЧ ЭМ-излучения на энергию плазмонов в 2D-кристалле с расщеплением Рашбы. Температуры электронного газа предполагаются предельно низкими.

В рамках ПСФ закон дисперсии для плазмонов находится из уравнения

$$1 - V(\vec{k})\Pi(\omega, \vec{k}) = 0, \qquad (3)$$

где $V(\vec{k}) = 2\pi e^2/k$ – потенциал неэкранированного взаимодействия электронов, которое предполагается кулоновским [24, 28], $\Pi(\omega, \vec{k})$ – поляризационный оператор, вычисляемый по формуле

$$\Pi(\omega, \vec{k}) = i\int G_0(\varepsilon_+, \vec{p}_+) G_0(\varepsilon_-, \vec{p}_-) \frac{\mathrm{d}\varepsilon \mathrm{d}^2\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}, \qquad (4)$$

$G_0(\varepsilon, \vec{p})$ – причинная функция Грина для электрона, $\vec{p}_\pm = \vec{p} \pm \hbar\vec{k}/2$, $\varepsilon_\pm = \varepsilon \pm \hbar\omega/2$. В случае предельно низких температур существование плазмонов возможно, если выполняется условие $\varepsilon_{\mathrm{F}} > -\Delta_{\mathrm{SO}}$, где $\Delta_{\mathrm{SO}} = m v_{\mathrm{SO}}^2/2$. В противном случае уровень Ферми оказывается внутри запрещенной зоны. После некоторых преобразований имеем следующее выражение:

$$\Pi(\omega, \vec{k}) = \frac{1}{2\pi\hbar^2}\left[\frac{p_2}{|v_{1,2}|}\left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - v_{1,2}^2 k^2}} - 1\right) + \right.$$
$$+ \frac{p_1}{|v_{1,1}|}\left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - v_{1,1}^2 k^2}} - 1\right)\theta(-\varepsilon_{\mathrm{F}}) + \qquad (5)$$
$$\left. + J\frac{p_1}{|v_{2,1}|}\left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - v_{2,1}^2 k^2}} - 1\right)\theta(\varepsilon_{\mathrm{F}})\right]$$

Здесь $\theta(x)$ – ступенчатая функция, $v_{n,i} = v_n(p_i)$, $v_n = \partial_p \varepsilon_n$, $\varepsilon_n(p)$ – электронный спектр (2), $p_i$ – корни уравнения $\varepsilon(p) = \varepsilon_{\mathrm{F}}$, равные

$$p_i = m v_{\mathrm{SO}}\left|1 + (-1)^i\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{\Delta_{\mathrm{SO}}}}\right|, \quad i = 1, 2. \qquad (6)$$

Известно, что в длинноволновом приближении закон дисперсии плазмонов в 2D-структурах имеет вид $\omega \propto \sqrt{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор плазмона. Коэффициент пропорциональности определяет групповую скорость плазменных волн и зависит от электронных свойств материала. Данный коэффициент пропорционален кривизне дисперсионной линии для плазмонов в точке $k = 0$.

В длинноволновом приближении ($\hbar k \ll m v_{\mathrm{SO}}$) вместо (5) приходим к следующему выражению

$$\Pi(\omega, \vec{k}) = \frac{k^2}{4\pi\hbar^2\omega^2} \times$$
$$\times \left[p_1\left(|v_{1,1}|\theta(-\varepsilon_{\mathrm{F}}) + v_{2,1}\theta(\varepsilon_{\mathrm{F}})\right) + p_2 v_{1,2}\right]. \qquad (7)$$

С помощью соотношения (3) находим энергию плазмона:

$$\hbar\omega = e\sqrt{2\Delta_{\mathrm{SO}} k} \times \begin{cases} \left(1 + \dfrac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{\Delta_{\mathrm{SO}}}\right)^{1/4}, & -\Delta_{\mathrm{SO}} < \varepsilon_{\mathrm{F}} < 0, \\ \left(1 + \dfrac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{\Delta_{\mathrm{SO}}}\right)^{1/2}, & \varepsilon_{\mathrm{F}} > 0. \end{cases} \qquad (8)$$

Зависимость энергии плазмона от энергии Ферми показана на рис. 2 (пунктирная линия, $\hbar k = 0.1 m v_{\mathrm{SO}}$). На графике видна точка излома A, которая, согласно (8), достигается, когда уровень Ферми пересекает значение $\varepsilon = 0$.

## ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИСПЕРСИОННУЮ ЛИНИЮ ПЛАЗМОНОВ

Известно, что внешние возмущения могут приводить к снятию вырождения. Здесь в качестве внешнего воздействия на 2D-материал рассматривается высокочастотное (ВЧ) ЭМ-излучение, которое приводит к расщеплению состояний

с квазиимпульсом $p = 0$, отвечающим пересечению ветвей закона дисперсии (1). Предполагается, что ЭМ-излучение с частотой $\Omega$ и с амплитудой напряженности электрического поля $E_0$ распространяется вдоль оси $Oz$ так, что в плоскости $xy$ векторный потенциал этого поля имеет вид:

$$\vec{A}(t) = -\frac{cE_0}{\Omega}\{\sin\Omega t,\ \ \sin(\Omega t + \varphi)\}. \qquad (9)$$

Спинор $\psi$, описывающий движение 2D-электрона в поле ЭМ-волны удовлетворяет следующему уравнению:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{\hat{\pi}^2\psi}{2m} + v_{\text{so}}(\hat{\pi}_y\hat{\sigma}_x - \hat{\pi}_x\hat{\sigma}_y)\psi. \qquad (10)$$

Здесь $\hat{\pi} = \hat{\vec{p}} + e\vec{A}/c$. Решение уравнения (10) подчиняется теореме Флоке:

$$\psi(t) = u(t)e^{-\frac{i\tilde{\varepsilon}t}{\hbar}}, \qquad (11)$$

где $u(t)$ – спинор, компоненты которого $u_\uparrow(t)$ и $u_\downarrow(t)$ являются периодическими функциями времени с периодом $2\pi/\Omega$, $\tilde{\varepsilon}$ – квазиэнергия, которая может трактоваться как спектр связанного электрон-фотонного состояния [10]. Предполагаем далее, что выполняется условие $\hbar\Omega \gg \Delta_{\text{SO}}$. В результате стандартной процедуры усреднения по ВЧ-полю (например, [10–14]), поиск квазиэнергии сведется к стационарной задаче на собственные значения $\hat{H}_{eff}u_0 = \tilde{\varepsilon}u_0$. Здесь $u_0$ – постоянная составляющая спинора $u(t)$, $\hat{H}_{eff}$ – эффективный гамильтониан, равный

$$\hat{H}_{eff} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + v_{\text{SO}}(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y) + \Delta_{\text{EM}}\hat{\sigma}_z + \Delta_0, \qquad (12)$$

$\Delta_0 = p_{\text{EM}}^2/2m$, $p_{\text{EM}} = eE_0/\Omega$, $\Delta_{\text{EM}} = p_{\text{EM}}^2 v_{\text{SO}}^2 \sin\varphi/\hbar\Omega$. Собственные значения (12) имеют вид:

$$\tilde{\varepsilon}_n(p) = \frac{p^2}{2m} + (-1)^n\sqrt{\Delta_{\text{EM}}^2 + v_{\text{SO}}^2 p^2} + \Delta_0, \quad n = 1, 2. \qquad (13)$$

В отсутствие ВЧ-поля $(E_0 = 0)$ формула (13) дает закон дисперсии (2), состоящий из двух ветвей, пересекающихся в точке $\vec{p} = 0$ [4, 23], что соответствует вырождению состояния по спину. В присутствии ВЧ-поля $(E_0 \neq 0)$ происходит разделение этих ветвей в указанной точке, что связано со снятием вырождения (рис. 1), а также смещение спектра вверх по энергии на величину $\Delta_0$. Величина расщепления в окрестности точки $\vec{p} = 0$ равна $2\Delta_{\text{EM}}$. При фиксированной интенсивности волны максимальное расщепление возникает в случае круговой поляризации $(\varphi = \pi/2)$. Для линейно поляризованной волны $(\varphi = 0)$ $\Delta_{\text{EM}} = 0$.

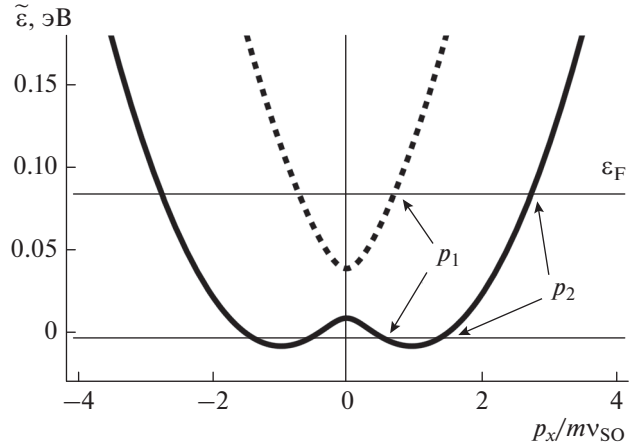


**Рис. 1.** Зависимость квазиэнергии от квазиимпульса, $\Delta_{\text{EM}} = 15$ мэВ.

Поляризационный оператор с учетом (13) равен

$$\Pi(\omega, \vec{k}) = \frac{k^2}{4\pi\hbar^2\omega^2}\times$$
$$\times\left[p_1\left(|v_{1,1}|\theta(-\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} - \Delta_{\text{EM}}) + v_{2,1}\theta(\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} - \Delta_{\text{EM}})\right) + p_2\tilde{v}_{1,2}\right], \qquad (14)$$

где $\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} = \varepsilon_{\text{F}} - \Delta_0$, $\tilde{v}_{n,i} = \tilde{v}_n(p_i)$, $\tilde{v}_n = \partial_p\tilde{\varepsilon}_n$, $p_i$ – корни уравнения $\tilde{\varepsilon}(p) = \varepsilon_{\text{F}}$, равные

$$p_i = \sqrt{2}mv_{\text{SO}}\times$$
$$\times\sqrt{1 + \frac{\tilde{\varepsilon}_{\text{F}}}{2\Delta_{\text{SO}}} + (-1)^i\sqrt{\left(1 + \frac{\tilde{\varepsilon}_{\text{F}}}{2\Delta_{\text{SO}}}\right)^2 - \frac{\tilde{\varepsilon}_{\text{F}}^2 - \Delta_{\text{EM}}^2}{4\Delta_{\text{SO}}^2}}}, \qquad (15)$$
$$i = 1, 2.$$

С помощью соотношения (3) находим энергию плазмона:

$$\hbar\omega = e\sqrt{\frac{k}{2}\left[p_1\left(|\tilde{v}_{1,1}|\theta(-\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} - \Delta_{\text{EM}}) + \tilde{v}_{2,1}\theta(\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} - \Delta_{\text{EM}})\right) + p_2\tilde{v}_{1,2}\right]}. \qquad (16)$$

Зависимость энергии плазмона от энергии Ферми, построенная по формуле (16), показана на рис. 2 (сплошная линия, $\hbar k = 0.1mv_{\text{SO}}$). На графике видно, что действие ВЧ-поля приводит к возникновению двух точек излома вместо одной, как это было в отсутствие излучения. Разница энергий, отвечающих этим точкам, равна $2\Delta_{\text{EM}}$. Причиной этого эффекта является, во-первых, снятие вырождения по спину в точке $p = 0$ и, во-вторых, образование в окрестности этой точки области с отрицательными

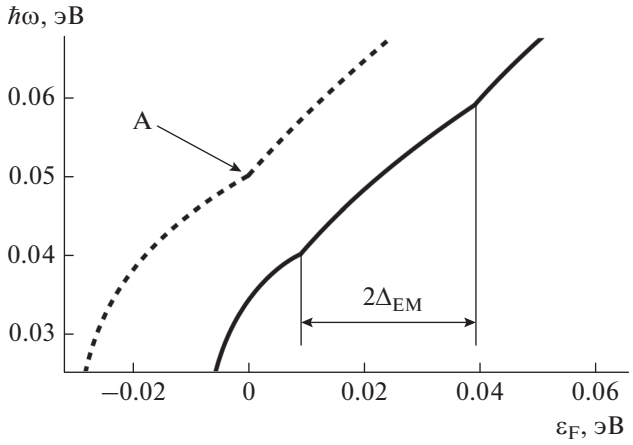


**Рис. 2.** Зависимость энергии плазмона от энергии Ферми при $\hbar k = 0.1mv_{SO}$. Сплошная линия – наличие ВЧ-излучения ($\Delta_{EM}$ = 15 мэВ), пунктирная линия – отсутствие ВЧ-излучения.

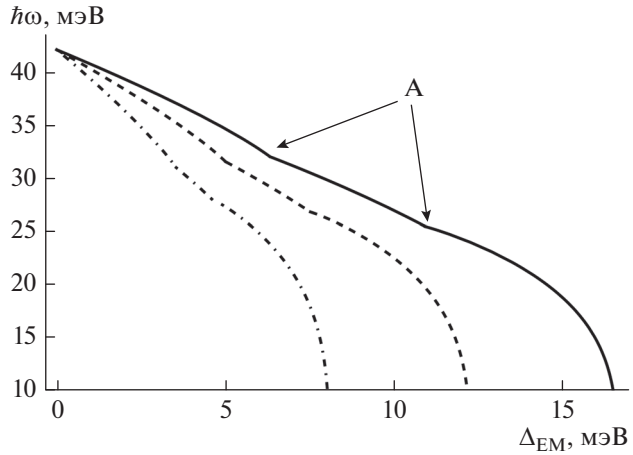


**Рис. 3.** Зависимость энергии плазмона от параметра $\Delta_{EM}$ при $\hbar k = 0.1mv_{SO}$. Сплошная линия – $\hbar\Omega = 15\Delta_{SO}$, пунктирная линия – $\hbar\Omega = 20\Delta_{SO}$, штрих-пунктирная линия – $\hbar\Omega = 30\Delta_{SO}$.

эффективными массами. Действительно, если $\varepsilon_F < \Delta_0 - \Delta_{EM}$, уровень Ферми пересекает нижнюю дисперсионную ветвь (сплошная линия на рис. 3) в двух точках $p_1$ и $p_2$, одна из которых $(p_1)$ приходится на область отрицательных эффективных масс. По мере увеличения энергии Ферми точка пересечения, отвечающая квазиимпульсу $p_1$, смещается вверх, пока не наступит условие $\varepsilon_F = \Delta_0 - \Delta_{EM}$. В этом случае вклад электронов из области отрицательных эффективных масс прекратится. Последнее равенство, таким образом, определяет первую точку излома в функциональной зависимости энергии плазмона от энергии Ферми. В ситуации, когда уровень Ферми оказывается внутри области расщепления между верхней и нижней дисперсионными линиями $(\Delta_0 - \Delta_{EM} < \varepsilon_F < \Delta_0 + \Delta_{EM})$, вклад в плазменные колебания вносят только электроны с импульсом $p_2$. Равенство $\varepsilon_F = \Delta_0 + \Delta_{EM}$ определяет вторую точку излома. Начиная с момента, когда уровень Ферми становится по энергии выше значения $\Delta_0 + \Delta_{EM}$, вклад в плазменные колебания начинают давать электроны, дисперсия которых определяется верхней дисперсионной линией (пунктирная линия на рис. 1).

Отметим, что, согласно (16), кривизной дисперсионной линии плазмонов, а также их групповой скоростью можно управлять, меняя интенсивность ВЧ-излучения. Последнее может представлять интерес для приложений, использующих устройства с перестраиваемыми характеристиками, работу которых определяет динамика плазмонов. Графики зависимости энергии плазмона от интенсивности ВЧ-излучения, построенные для различных значений частоты $\Omega$, показаны на рис. 3, где также видны точки излома, обозначенные буквой А. В частности, если амплитуда ВЧ-излучения удовлетворяет неравенству $p_{EM}^2 > 2m(\Delta_{SO} + \varepsilon_F)$, то плазменные колебания подавляются (здесь предполагается, что $\hbar\Omega \gg \Delta_{SO}$).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами было исследовано влияние спин-орбитального взаимодействия и ВЧ-излучения на дисперсионную линию для плазмонов в 2D-кристаллах с расщеплением Рашбы. Показана возможность изменения характера зависимости от энергии Ферми энергии плазмонов в том случае, когда уровень Ферми проходит через состояние, вырожденное по спину. Кроме того, продемонстрировано изменение энергии плазмонов с фиксированным значением волнового числа путем изменения интенсивности ВЧ-излучения, которому подвергается образец. Для этой функциональной зависимости характерно наличие двух точек излома (рис. 3). Наличие ЭМ-излучения приводит к расщеплению по энергии двух дисперсионных ветвей, отвечающих различным проекциям спина в точке $p = 0$. Величина расщепления равна $2\Delta_{EM}$ (рис. 1). Если интенсивность ВЧ-поля и концентрация носителей заряда таковы, что выполняется неравенство $\varepsilon_F > \Delta_0 + \Delta_{EM}$, то уровень Ферми пересекает обе дисперсионные ветви, описываемые формулой (13). На рис. 1 точкам пересечения соответствуют состояния с квазиимпульсами $p_1$ и $p_2$. По мере увеличения интенсивности волны дисперсионные ветви смещаются вверх по энергии, а величина расщепления $\Delta_{EM}$ растет так, что импульс $p_1$ стремится к нулю, и при $p_1 = 0$ $(\varepsilon_F = \Delta_0 + \Delta_{EM})$ вклад электронов, состояния кото-

рых отвечают верхней дисперсионной ветви (пунктирная линия на рис. 1), прекращается. Этот факт определяет первую точку излома в функциональной зависимости энергии плазмона от интенсивности волны. В ситуации, когда уровень Ферми лежит между верхней и нижней дисперсионными линиями $(\Delta_0 - \Delta_{EM} < \varepsilon_F < \Delta_0 + \Delta_{EM})$, вклад в плазменные колебания вносят только электроны с импульсом $p_2$. Условие, при котором уровень Ферми начинает пересекать нижнюю дисперсионную линию (сплошная линия на рис. 1) в двух точках, одна из которых приходится на область отрицательных эффективных масс, определяет вторую точку излома $(\varepsilon_F = \Delta_0 - \Delta_{EM})$.

Описанная выше зависимость энергии плазмонов от интенсивности падающего излучения дает возможность для управления кривизной дисперсионной линии плазмонов, а также их групповой скоростью путем изменения амплитуды ВЧ-поля. Последнее может представлять интерес для приложений, использующих устройства с перестраиваемыми характеристиками, работу которых определяет динамика плазмонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hirahara T., Miyamoto K., Matsuda I. et al.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. Art. № 153305.
2. *Shikin A.M., Varykhalov A., Prudnikova G.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. № 057601.
3. *Miyamoto K., Kimura A., Kuroda K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Art. № 066808.
4. *Tang C.S., Mal'shukov A.G., Chao K.A.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. № 195314.
5. *Appelbaum I., Huang B., Monsma D.J.* // Nature. 2007. V. 447. P. 295.
6. *Joshi V.K.* // Eng. Sci. Technol. 2016. V. 19. P. 1503.
7. *Mohammadpour H.* // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 385. P. 129.
8. *Hofmann M., Chiang W.-Y., Nguyen T.D. et al.* // Nanotechnology. 2015. V. 26. Art. № 335607.
9. *Guo X., Wang W., Nan H. et al.* // Optica. 2016. V. 3. P. 1066.
10. *Sheremet A.S., Kibis O.V., Kavokin A.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. № 165307.
11. *Iurov A., Gumbs G., Roslyak O. et al.* // J. Phys. Cond. Matt. 2013. V. 25. Art. № 135502.
12. *Rodriguez-Lopez P., Betouras J.J., Savel'ev S.E.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. № 155132.
13. *Usaj G., Perez-Piskunow P.M., Foa Torres L.E.F. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. № 115423.
14. *Kryuchkov S.V., Kukhar E.I., Konchenkov V.I.* // Adv. Stud. Theor. Phys. 2014. V. 8. P. 731.
15. *Cea P.* // Eur. Phys. J. B. 2016. V. 89. Art. № 104.
16. *Yuan X.-X., He L., Wang S.-T. et al.* // Chin. Phys. Lett. 2017. V. 34. Art. № 060302.
17. *Wu L., Patankar S., Morimoto T. et al.* // Nat. Phys. 2017. V. 13. P. 350.
18. *Champo A.E., Naumis G.G.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. Art. № 035415.
19. *Datta S., Das B.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. P. 665.
20. *Tavares M.R.S.* // Sol. State Commun. 2009. V. 149. P. 923.
21. *O'Connor D., Ginzburg P., Rodríguez-Fortuño F.J. et al.* // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 5327.
22. *Berezovsky J., Mikkelsen M.H., Stoltz N.G. et al.* // Science. 2008. V. 320. P. 349.
23. *Wang X.F.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. № 085317.
24. *Scholz A., Stauber T., Schliemann J.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. № 195424.
25. *Pyatkovskiy P.K., Chakraborty T.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. № 085145.
26. *Lozovik Y.E., Sokolik A.A.* // Nanoscale Res. Lett. 2012. V. 7. P. 134.
27. *Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S.* // Nat. Photon. 2012. V. 6. P. 749.
28. *Peragut F., Cerutti L., Baranov A. et al.* // Optica. 2017. V. 4. P. 1409.