Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2016, т. 42, № 4, с. 387–397

Возможность определения константы спин-орбитального взаимодействия методом сканирующей туннельной микроскопии

Н.В. Хоткевич[1], Н.Р. Вовк[2,1], Ю.А. Колесниченко[1]

[1]*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kolesnichenko@ilt.kharkov.ua

[2]*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина*

Статья поступила в редакцию 14 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2016 г.

В рамках модели неоднородного бесконечно тонкого туннельного магнитного барьера между двумя проводниками рассмотрено туннелирование электронов из квазидвумерных (поверхностных) состояний со спин-орбитальным взаимодействием в состояния объемного типа. Проанализировано влияние рассеяния квазидвумерных электронов на единичном магнитном дефекте на туннельный ток в такой системе. Получено аналитическое выражение для кондактанса точечного туннельного контакта, описывающее его осциллирующую зависимость от расстояния до дефекта. Показано, что анализ с помощью спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии осцилляций локальной намагниченности вокруг дефекта позволяет определить константу спин-орбитального взаимодействия.

У рамках моделі неоднорідного нескінченно тонкого тунельного магнітного бар’єра між двома провідниками розглянуто тунелювання електронів із квазідвовимірних (поверхневих) станів зі спін-орбітальною взаємодією в стани об’ємного типу. Проаналізовано вплив розсіювання квазідвовимірних електронів на одиничному магнітному дефекті на тунельний струм у такій системі. Отримано аналітичний вираз для кондактанса точкового тунельного контакту, що описує його осциляційну залежність від відстані до дефекту. Показано, що аналіз за допомогою спін-поляризованої скануючої тунельної мікроскопії осциляцій локальної намагніченості навколо дефекту дозволяє визначити константу спін-орбітальної взаємодії.

PACS: 71.10.Ca Электронный газ, ферми-газ;
71.70.Ej Спин-орбитальное взаимодействие, зеемановское и штарковское расщепление, эффект Яна–Теллера;
72.10.Fk Рассеяние точечными дефектами, дислокациями, поверхностями и другими несовершенствами (в том числе эффект Кондо);
73.20.At Поверхностные состояния, зонная структура, электронная плотность состояний;
74.55.+v Туннельные явления: одночастичное туннелирование и СТМ.

Ключевые слова: СТМ, спин-орбитальное взаимодействие, двумерный электронный газ, магнитный дефект.

Введение

Интерес к исследованию спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в двумерном электронном газе (2DЭГ) обусловлен многообразием его проявлений в различных физических явлениях [1,2] и перспективами практических приложений в новой области квантовой электроники — спинтронике [3]. Двумерные (2D) электронные (и дырочные) системы могут быть созданы искусственно (полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами, дельта-легированные полупроводники, электроны над поверхностью жидкого гелия) либо являются свойством определенной физической системы (графен, тонкие пленки).

Один из примеров 2DЭГ с СОВ — поверхностные электронные состояния в металлах [4]. В отличие от изолированных двумерных проводящих систем в гетероструктурах, поверхностные состояния не могут быть исследованы с помощью гальваномагнитных измерений вследствие высокой объемной проводимости. Однако они могут быть обнаружены и изучены с помощью методов, чувствительных к электронной структуре приповерхностного слоя проводника. Так, в работах [5–7] методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением было обнаружено спин-орбитальное расщепление спектра поверхностных состояний вблизи поверхности (111) благородных металлов.

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) [8] — эффективный метод исследования поверхности проводников. В работе Терзоффа и Хаманна [9] в рамках приближения Бардина [10] было показано, что измеряемый с помощь СТМ кондактанс между атомно-острым контактом и исследуемым образцом пропорционален локальной плотности состояний (ЛПС) в точке, расположенной непосредственно под контактом. Этот результат определил развитие одного из направлений применения СТМ — сканирующей туннельной спектроскопии. Спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия (СП-СТМ) позволяет изучать магнитные структуры на поверхности с атомным разрешением [11,12]. В работе [13] показано, что ток СП-СТМ содержит дополнительное слагаемое, пропорциональное скалярному произведению вектора намагниченности контакта СТМ и вектора локальной плотности намагниченности (ЛПН) образца. Таким образом, спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия служит методом определения локальных магнитных характеристик поверхности.

Дополнительные возможности получения информации об электронном энергетическом спектре содержит изучение осцилляций плотности состояний (осцилляций Фриделя [14]) вблизи точечных дефектов на поверхности [15]. В частности, анализ СТМ изображения вокруг дефекта позволяет восстановить ферми-контур двумерных поверхностных состояний [16–18]. В случае, когда дефект обладает магнитным моментом, наряду с фриделевскими осцилляциями, вокруг дефекта возникают осцилляции локальной намагниченности, обусловленные спиновой поляризацией электронов (RKKY спиновая поляризация) [19]. В работе [20] с помощью СП-СТМ обнаружено влияние магнитного состояния нанометровых островков Co на поверхности Cu (111) на наблюдаемые в СТМ кондактансе осцилляции на самих островках и вокруг них.

Изучению проявления квантовых интерференционных эффектов в рассеянии 2D электронов точечным дефектом при наличии СОВ посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ (см. [21–30] и цитированную в них литературу). Тем не менее несомненный интерес представляет получение аналитических формул для СП-СТМ кондактанса, позволяющих в явной форме проанализировать его зависимость от расстояния СТМ контакта до дефекта, величины и направления магнитного момента на дефекте, константы СОВ и параметров энергетического спектра носителей заряда. Хотя подобные результаты могут быть получены лишь в рамках существенно упрощенных моделей, они часто оказываются принципиально важными для физической интерпретации данных, получаемых в эксперименте.

В настоящей работе рассмотрена задача о кондактансе G точечного туннельного контакта в случае туннелирования электронов между объемными состояниями и локализованными вблизи границы (поверхностными) состояниями с СОВ Рашбы [31]. Изучено проявление в кондактансе контакта квантовых интерференционных эффектов, обусловленных рассеянием электронов точечным магнитным дефектом.

Модель неоднородного δ-барьера [32] обобщена нами на случай магнитной диэлектрической прослойки между проводниками. В приближении малой прозрачности туннельного барьера и в борновском приближении описания рассеяния электронов дефектом получено аналитическое выражение для кондактанса контакта. Установлена связь кондактанса с локальной плотностью состояний и локальной намагниченностью вокруг дефекта. Проанализирована зависимость величины G от параметров, характеризующих 2DЭГ и дефект. Обсуждаются возможности получения информации о СОВ в 2DЭГ в экспериментах с использованием СП-СТМ.

1. Модель неоднородного магнитного туннельного контакта

Одной из моделей для описания СТМ экспериментов является модель неоднородного δ-барьера, описывающего туннельный ток через малую область границы, разделяющей два проводника. Впервые эта модель была рассмотрена в статье [32], в которой показано, что в пределе стремящейся к бесконечности амплитуды $U_0 \to \infty$ барьера произвольной формы между двумя проводящими полупространствами туннельное сопротивление может быть найдено асимптотически точно.

В ряде работ (см. обзор [33]) модель δ-барьера применена для описания влияния единичных точечных дефектов под поверхностью проводника на кондактанс точечного туннельного контакта, измеряемый с помощью СТМ. В частности, была рассмотрена задача о туннелировании между ферромагнитным и немагнитными металлами в присутствии вблизи контакта магнитного кластера [34]. Впоследствии была обоснована применимость этой модели при достаточно малых размерах области прозрачности барьера к описанию туннелирования электронов из (трехмерных) объемных состояний в квазидвумерные поверхностные состояния [35,36].

Модель, используемая при решении задачи, представлена на рис. 1. Два проводящих полупространства

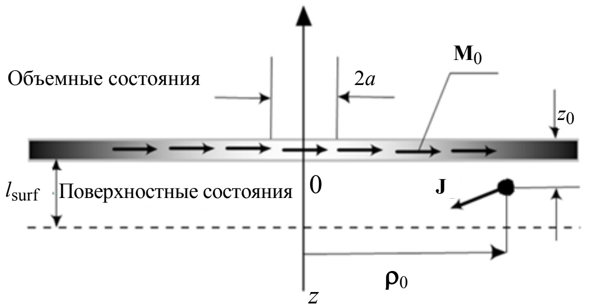

Рис. 1. Модель неоднородного магнитного туннельного барьера. Схематически стрелками показано направление вектора намагниченности барьера $\mathbf{M}_0$ и магнитный момент дефекта $\mathbf{J}$.

разделены непроницаемой для электронов перегородкой магнитного диэлектрика, в которой имеется малая область (с характерным радиусом a) с конечной прозрачностью (контакт). В полупространстве $z<0$ существуют локализованные вблизи границы электронные состояния со спин-орбитальным взаимодействием. На расстоянии $\mathbf{r}_0$ от центра области туннелирования $\mathbf{r}=0$, на расстоянии z_0 от границы, меньшем глубины затухания «поверхностных» состояний $l_{\mathrm{surf}} \gg a$, находится короткодействующий магнитный дефект, имеющий спин $S \geq 1$. Последнее условие обеспечивает отсутствие полной экранировки электронами (эффект Кондо) магнитного момента дефекта даже при $T=0$ [37]. Считаем, что единственной причиной рассеяния электронов является их упругое взаимодействие с дефектом. Температуру полагаем равной нулю. К системе приложено достаточно малое напряжение V. Вычислим ток в линейном по V приближении, для определенности в случае, когда туннелирование происходит из «поверхностных» в объемные состояния.

Магнитный δ-барьер между металлами будем описывать потенциалом

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = (\hat{\sigma}_0 - \mathbf{M}_0\hat{\boldsymbol{\sigma}})U_0 f(\boldsymbol{\rho})\delta(z), \tag{1}$$

где $\mathbf{M}_0$ — безразмерный (нормированный на амплитуду барьера U_0) вектор намагниченности в туннельном барьере, $M_0 \ll 1$, $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ — вектор Паули, $\hat{\sigma}_0$ — единичная матрица 2×2. Функция $f(\boldsymbol{\rho})$ двумерного вектора $\boldsymbol{\rho}=(x,y)$ в плоскости границы барьера $z=0$ удовлетворяет условию

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} \sim 1, & \rho \lesssim a, \\ \to \infty, & \rho \gg a, \end{cases} \tag{2}$$

в котором a — характерный размер области туннелирования (контакта). В дальнейшем будем предполагать, что радиус a достаточно мал и выполнено неравенство [35]

$$\frac{\hbar^2 k_F a^2}{m^* U_0 l_{\mathrm{surf}}^2} \ll 1, \tag{3}$$

где $k_F = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m^*\varepsilon_F}$ — фермиевский волновой вектор, ε_F = энергия Ферми, m^* — эффективная масса электрона. Неравенство (3) обеспечивает применимость теории возмущений к решению данной задачи.

При $z \geq 0$ волновые функции $\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z)$ удовлетворяют уравнению Шредингера для свободных электронов с эффективной массой m^* и энергией ε

$$\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m^*}\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z) = \varepsilon\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z), \tag{4}$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса.

В полупространстве $z<0$ уравнение Шредингера имеет вид

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m^*}\hat{\sigma}_0 + \hat{H}_{SO} + \hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z) + \hat{\sigma}_0 V_{\mathrm{surf}}(z)\right]\hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z) = \\ = \varepsilon\hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z). \tag{5}$$

В уравнении (5) $\hat{H}_{SO}$ — гамильтониан СОВ. Слагаемое $\hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z)$ описывает взаимодействие электронов с магнитным дефектом, которое моделируем точечным потенциалом

$$\hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z) = (g\hat{\sigma}_0 + \mathbf{J}\hat{\boldsymbol{\sigma}})\delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0)\delta(z - z_0), \tag{6}$$

где g — константа потенциального взаимодействия электронов с дефектом, $\mathbf{J}$ — эффективный магнитный момент примеси, спин которой $S \geq 1$, $\mathbf{J} = J_{\mathrm{ex}}\langle\mathbf{S}\rangle$, где J_{ex} — константа обменного взаимодействия электронов с дефектом, $\langle\mathbf{S}\rangle$ — собственный магнитный момент дефекта с учетом частичного экранирования электронами проводимости. Считаем направление вектора $\mathbf{J}$ фиксированным, и не рассматриваем процессы переворота и прецессии спина дефекта. Потенциал $V_{\mathrm{surf}}(z)$ приводит к возникновению связанного (поверхностного) состояния в области $z<0$ вблизи границы раздела. В дальнейшем конкретный вид потенциала $V_{\mathrm{surf}}(z)$ в уравнении (5) не столь существенен.

Волновые функции $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho}, z)$ связаны на δ-барьере стандартными условиями непрерывности и скачка нормальной производной:

$$\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, +0) = \hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, -0), \tag{7}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z=+0) - \frac{\partial}{\partial z}\hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z=-0) = \\ = \frac{2m^*}{\hbar^2}U_0(\hat{\sigma}_0 - \mathbf{M}_0\hat{\boldsymbol{\sigma}})f(\boldsymbol{\rho})\hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho}, 0). \tag{8}$$

2. Вычисление туннельного тока

Дальнейшие аналитические вычисления требуют дополнительных предположений. Следуя процедуре, предложенной в работе [32], волновые функции $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho},z)$ в полупространствах $z>0$ и $z<0$ будем искать в виде разложения по степеням $1/U_0$. Поскольку для вычисления туннельного тока достаточно знать волновую функцию прошедших через барьер электронов $\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$, запишем разложения функций $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho},z)$ в следующем виде:

$$\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\Psi}_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)\equiv\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z), \quad (9)$$

$$\hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)+\hat{\Psi}_1^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z), \quad (10)$$

где $\hat{\Psi}_1^{(\pm)}\sim 1/U_0$. При $U\to\infty$ из граничного условия (7) следует

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},0)=0,\quad \hat{\Psi}_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\Psi}_1^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z). \quad (11)$$

В нулевом приближении по $1/U_0$ граничное условие для $\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$ приобретает вид

$$-\frac{\partial}{\partial z}\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z=-0)=\frac{2m^*}{\hbar^2}U_0\left(\hat{\sigma}_0-\mathbf{M}_0\hat{\boldsymbol{\sigma}}\right)f(\boldsymbol{\rho})\hat{\Psi}_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho},0),$$

$$s=1,2. \quad (12)$$

Таким образом, задача о нахождении $\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$ сводится к решению двух более простых задач: решению уравнения Шредингера (5) с нулевым граничным условием $\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},0)=0$ и решению уравнения Шредингера для свободных электронов (4) для функции $\hat{\Psi}_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$ с заданным условием (12) на границе $\hat{\Psi}_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho},0)$. В результате вычислений, аналогичных проведенным в работах [35,38], с учетом неравенства $M_0\ll 1$ получаем

$$\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)=-\frac{\hbar^2\left(\sigma_0+\mathbf{M}_0\hat{\boldsymbol{\sigma}}\right)}{2(2\pi)^2 m^* U_0}\times$$

$$\times\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\boldsymbol{\kappa}'\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{d\boldsymbol{\rho}'}{f(\boldsymbol{\rho}')}\frac{\partial}{\partial z}\left[\Psi_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho}',z)\right]_{z=-0}\mathrm{e}^{i\boldsymbol{\kappa}'(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')+iz\sqrt{k^2-\kappa'^2}}. \quad (13)$$

Уравнение (5) с граничным условием (11) решаем по теории возмущений по рассеивающему потенциалу $\hat{D}(\boldsymbol{\rho},z)$, который полагаем достаточно малым, и ограничимся линейным (борновским) по $\hat{D}(\boldsymbol{\rho},z)$ приближением

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)+\hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z). \quad (14)$$

При $\hat{D}(\boldsymbol{\rho},z)=0$ переменные в уравнении (5) разделяются и его решение может быть представлено в виде произведения

$$\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\psi}^{(00)}(\boldsymbol{\rho})\chi_0(z),\quad z\le 0, \quad (15)$$

в котором $\hat{\psi}^{(00)}(\boldsymbol{\rho})$ — волновая функция двумерного электронного газа с СОВ. Волновая функция, описывающая движение электрона вдоль нормали к границе $\chi(z,\varepsilon_\perp)$, является решением уравнения

$$\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\chi(z)}{\partial z^2}+\left(\varepsilon_\perp-V_{\rm surf}(z)\right)\chi(z)=0,\quad z\le 0, \quad (16)$$

нормирована и удовлетворяет граничным условиям

$$\chi(0)=0,\quad \chi(z\to\infty)\to 0, \quad (17)$$

а спектр собственных значений уравнения (16) дискретен. Предполагаем, что в интересующей нас области энергий, меньших энергии Ферми ε_F, существует лишь один дискретный уровень $\varepsilon_\perp=\varepsilon_0$. Если $V_{\rm surf}(z)$ — монотонно растущая аналитическая функция, то всегда можно выбрать решение $\chi_0(z)=\chi(z,\varepsilon_0)$ вещественным [39].

Собственные значения энергии $E_{1,2}$, соответствующие волновым функциям (15), равны

$$E_{1,2}(\boldsymbol{\kappa})=\varepsilon_{1,2}(\boldsymbol{\kappa})+\varepsilon_0, \quad (18)$$

где $\varepsilon_{1,2}(\boldsymbol{\kappa})$ — две ветви энергетического спектра двумерного электронного газа с СОВ [1].

Пропорциональная потенциалу взаимодействия с дефектом $\hat{D}(\boldsymbol{\rho},z)$ добавка $\hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)$ к волновой функции $\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)$ (15) может быть записана в следующем виде:

$$\hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)=\frac{2m^*}{\hbar^2}\hat{G}_0^R(\mathbf{r},\mathbf{r}_0;\varepsilon)\left(g\hat{\sigma}_0+\mathbf{J}\hat{\boldsymbol{\sigma}}\right)\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}_0,z_0), \quad (19)$$

где $\hat{G}_0^R(\mathbf{r},\mathbf{r}';\varepsilon)$ — запаздывающая функция Грина полупространства $z\le 0$

$$\hat{G}_0^R(\mathbf{r},\mathbf{r}';\varepsilon)=\chi_0(z)\chi_0(z')\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}';\varepsilon), \quad (20)$$

а $\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}';\varepsilon)$ — функция Грина двумерного электронного газа с СОВ.

После очевидных преобразований волновая функция $\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)$ (14) может быть записана в виде, аналогичном формуле (15):

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\boldsymbol{\rho},z)=\hat{\psi}_s(\boldsymbol{\rho})\chi_0(z), \quad (21)$$

где

$$\hat{\psi}_s(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\kappa};\boldsymbol{\rho}_0)=\hat{\psi}_s^{(00)}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\kappa})+\frac{2m^*}{\hbar^2}\left[\chi_0(z_0)\right]^2(g+\mathbf{J}\hat{\boldsymbol{\sigma}})\times$$

$$\times\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0;\varepsilon)\hat{\psi}_s^{(00)}(\boldsymbol{\rho}_0,\boldsymbol{\kappa}),\quad s=1,2, \quad (22)$$

и $\boldsymbol{\rho}\ne\boldsymbol{\rho}_0$.

Зная волновую функцию прошедших через барьер электронов $\hat{\Psi}_{\rm tr}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$ (13), вычислим ток через барьер. При нуле температуры и $|eV|\ll\varepsilon_F$ выражение для туннельного тока имеет вид

$$I = \frac{e^2 V\hbar}{(2\pi)^2 m^*}\times$$

$$\times \operatorname{Im}\sum_{s=1,2}\int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\rho}\int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa}\left(\left[\Psi_{s,\mathrm{tr}}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},0)\right]^* \frac{\partial}{\partial z}\left[\Psi_{s,\mathrm{tr}}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)\right]_{z=+0}\right)\times$$

$$\times\,\delta(\varepsilon_F - E_s), \tag{23}$$

в котором $\boldsymbol{\kappa}$ — тангенциальная границе компонента волнового вектора, $E_{1,2}$ — энергии двух ветвей энергетического спектра (18).

Подставляя выражение для волновой функции $\hat{\Psi}_{\mathrm{tr}}^{(+)}(\boldsymbol{\rho},z)$ (13) и ее производной в формулу для туннельного тока (23), с учетом вида волновой функции «поверхностных» состояний (21), после интегрирование по $\boldsymbol{\kappa}'$ получаем

$$I = -\frac{e^2 V\hbar k_F^2}{(2\pi)^3 m^*}\left(\frac{\hbar^2\chi'(0)}{2m^* U_0}\right)^2\times$$

$$\times\sum_{s=1,2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\boldsymbol{\rho}}{f(\boldsymbol{\rho})}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\boldsymbol{\rho}'}{f(\boldsymbol{\rho}')}\frac{j_1\left(k_F|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|\right)}{|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|}\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa}\,\delta(\varepsilon_F-\varepsilon_0-\varepsilon_s)\left[\hat{\psi}_s(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\kappa})\right]^*\left(\hat{\sigma}_0+\mathbf{M}_0\hat{\boldsymbol{\sigma}}\right)\hat{\psi}_s(\boldsymbol{\rho}',\boldsymbol{\kappa}), \tag{24}$$

где $j_1(x)$ — сферическая функция Бесселя. Соответственно, туннельный кондактанс в линейном по напряжению приближении равен $G = I/V$.

Для контактов малого размера, $k_F a \ll 1$, выражение (24) существенно упрощается:

$$G = \frac{\pi e^2}{\hbar}T_{\mathrm{eff}}(\varepsilon_F)\rho_{3D}(\varepsilon_F)\left[\rho_{2D}(\boldsymbol{\rho}_0)+\left(\mathbf{M}_0\mathbf{M}_S(\boldsymbol{\rho}_0)\right)\right], \tag{25}$$

где $T_{\mathrm{eff}}(\varepsilon_F)\ll 1$ — эффективный коэффициент туннелирования электронов через барьер,

$$T_{\mathrm{eff}}(\varepsilon_F) = \frac{\pi\varepsilon_F\hbar^6\left(\pi a^2\right)^2}{24m^{*3}U_0^2}\left(\chi_0'(0)\right)^2, \tag{26}$$

$\rho_{3D}^{(0)}$ — плотность объемных состояний в полупространстве $z>0$,

$$\rho_{3D}^{(0)} = \frac{m^* k_F}{\pi^3\hbar^2}, \tag{27}$$

$\rho_{2D}(\boldsymbol{\rho}_0)$ и $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$ — локальная плотность состояний и локальная плотность намагниченности в точке $\boldsymbol{\rho}_0$:

$$\rho_{2D}(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2}\sum_{s=1,2}\int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa}\,\delta(\varepsilon_F-\varepsilon_0-\varepsilon_s)\left|\hat{\psi}_s(0,\boldsymbol{\kappa};\boldsymbol{\rho}_0)\right|^2, \tag{28}$$

$$\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2}\sum_{s=1,2}\int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa}\,\delta(\varepsilon_F-\varepsilon_0-\varepsilon_s)\times$$

$$\times\,\hat{\psi}_s^*(0,\boldsymbol{\kappa};\boldsymbol{\rho}_0)\hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\psi}_s(0,\boldsymbol{\kappa};\boldsymbol{\rho}_0). \tag{29}$$

Подобный результат был ранее получен в модели Терзоффа [13] и Хаманна [9] для контакта между магнитными проводниками. Для контактов диаметром $\kappa_F a \ge 1$, где $\kappa_F = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m^*(\varepsilon_F-\varepsilon_0)}$, следует использовать более общее выражение (24), которое учитывает размытие СТМ изображения вследствие квантовой интерференции электронных волн в пространственно-неоднородном барьере в области контакта [40].

Таким образом, если область, через которую происходит туннелирование, мала, $\kappa_F a \ll 1$, то анализ пространственных осцилляций СТМ кондактанса сводится к анализу локальной плотности состояний и локальной намагниченности в зависимости от расстояния от дефекта $\boldsymbol{\rho}_0$. В последующих разделах ограничимся рассмотрением ЛПС и ЛПН.

3. Волновая функция и функция Грина поверхностных состояний с СОВ

Гамильтониан СОВ $\hat{H}_{SO}$ Бычкова–Рашбы [31] в уравнении (5) имеет вид

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\alpha}{\hbar}\left(\hat{\sigma}_x\hat{p}_y - \hat{\sigma}_y\hat{p}_x\right), \tag{30}$$

в котором α — константа СОВ.

Волновые функции идеального двумерного электронного газа с СОВ Рашбы $\hat{\psi}_s^{(00)}(\boldsymbol{\rho})$ могут быть записаны в следующей форме [1]:

$$\hat{\psi}_{1,2}^{(00)}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}}e^{i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}}\hat{\varphi}_{1,2}(\theta);\quad \hat{\varphi}_{1,2}(\theta) = \begin{pmatrix}1\\ \pm ie^{i\theta}\end{pmatrix}, \tag{31}$$

где θ — угол между направлением вектора $\boldsymbol{\kappa}$ и осью x, т.е. фаза спиновой части волновой функции $\hat{\varphi}_{1,2}(\theta)$ зависит от направления волнового вектора электрона в плоскости xy. Собственные значения энергии $\varepsilon_{1,2}(\boldsymbol{\kappa})$, соответствующие волновым функциям (31), равны

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{\hbar^2\kappa^2}{2m^*}\pm\alpha\hbar\kappa > 0. \tag{32}$$

В последующих вычислениях будем полагать, что постоянная СОВ ограничена условием $\alpha < \hbar\kappa_F/(2m^*)$.

«Поверхность» Ферми вследствие СОВ расщепляется на два контура (рис. 2):

$$\varepsilon_{1,2}(\kappa) = \varepsilon_F - \varepsilon_0 > 0. \tag{33}$$

При этом происходит снятие вырождения по спину без появления щели в спектре. Ориентация спина на каждом из контуров поверхности Ферми (33) определяется средним

$$\mathbf{s}_{1,2} = \hat{\varphi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\boldsymbol{\sigma}\hat{\varphi}_{1,2}(\theta) = \mp(\sin\theta, -\cos\theta, 0). \tag{34}$$

Векторы $\mathbf{s}_{1,2}$ (34) перпендикулярны волновому вектору: $\mathbf{s}_{1,2} \perp \boldsymbol{\kappa} = \kappa(\cos\theta, \sin\theta, 0)$.

Отметим особенность энергетического спектра (33), которая понадобится при обсуждении процесса рассеяния на дефекте. При изменении направления волнового вектора на противоположное существуют два возможных состояния с той же энергией. Одно из них принадлежит тому же ферми-контуру и имеет спин, противоположный спину исходного состояния (например, состояния $a \leftrightarrow d$ и $b \leftrightarrow c$ на рис. 2). Второе принадлежит иному ферми-контуру (т.е. соответствует другой абсолютной величине волнового вектора) и имеет спин, параллельный спину исходного состояния (например, состояния $a \leftrightarrow c$ и $b \leftrightarrow d$ на рис. 2).

Запишем теперь запаздывающую функцию Грина двумерного электронного газа с СОВ $\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}'; \varepsilon)$ [41], которая необходима для учета вклада рассеяния на дефекте в волновой функции (22):

$$\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}'; \varepsilon) = \frac{im^*}{4\tilde{\kappa}\hbar^2} \times$$
$$\times \left\{ \left(\kappa_1 H_0^{(1)}(\kappa_1 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) + \kappa_2 H_0^{(1)}(\kappa_2 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) \right) \hat{\sigma}_0 - \right.$$
$$- i\hbar \frac{\hat{\sigma}_y (x - x') - \hat{\sigma}_x (y - y')}{|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|} \times$$
$$\left. \times \left(\kappa_1 H_1^{(1)}(\kappa_1 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) - \kappa_2 H_1^{(1)}(\kappa_2 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) \right) \right\}, \quad (35)$$

где

$$\tilde{\kappa} = \sqrt{\frac{2m^*\varepsilon}{\hbar^2} + \left(\frac{m^*\alpha}{\hbar^2} \right)^2}, \quad (36)$$

$$\kappa_{1,2} = \tilde{\kappa} \mp \frac{m^*\alpha}{\hbar^2}. \quad (37)$$

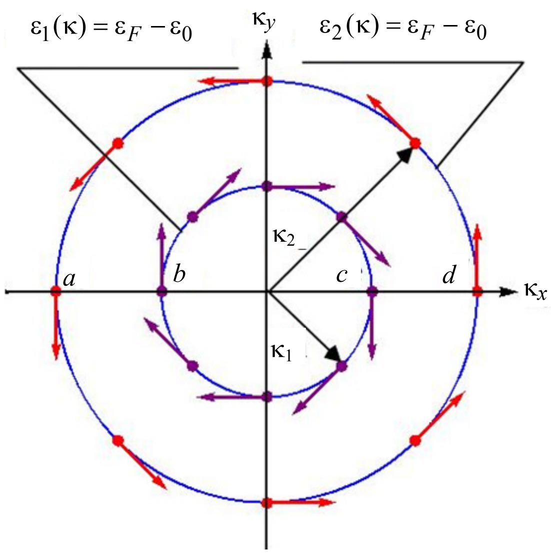

Рис. 2. (Онлайн в цвете) Два ферми-контура 2DЭГ с СОВ Рашбы. Стрелки указывают направление спина.

Функция Грина (35) содержит расходимость при $\boldsymbol{\rho} \to \boldsymbol{\rho}_0$,

$$\hat{G}_0^R(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0; \varepsilon) \sim \left\{ \frac{\kappa_1}{\tilde{\kappa}} \left[1 + \frac{2i}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{\kappa_1 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|}{2} \right) \right] + \right.$$
$$\left. + \frac{\kappa_2}{\tilde{\kappa}} \left[1 + \frac{2i}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{\kappa_2 |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|}{2} \right) \right] \right\}. \quad (38)$$

Эта расходимость приводит к расходимости волновой функции (22), являющейся следствием «нефизического» выбора координатной зависимости рассеивающего потенциала (6) в виде δ-функции, γ — константа Эйлера. Асимптотика (38) позволяет оценить область применимости выражения (22), которая по порядку величины определяется неравенством $\kappa_F |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0| \geq 1$.

Зная волновую функцию (31) и функцию Грина (35) идеального 2DЭГ с СОВ, можно найти волновую функцию (22) в линейном приближении по потенциалу рассеяния на дефекте (6), с помощью которой вычислить ЛПС (28) и ЛПН (29).

4. Локальная плотность состояний

Подставляя волновые функции (22) в выражение (28), находим локальную плотность состояний. В результате достаточно простых, однако весьма громоздких вычислений получаем

$$\rho_{2D}(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \left\{ 1 + \frac{m^* g}{4\hbar^2 \tilde{\kappa}^2} [(\kappa_1 J_0(\kappa_1 \rho_0) + \kappa_2 J_0(\kappa_2 \rho_0)) \times \right.$$
$$\times (\kappa_1 Y_0(\kappa_1 \rho_0) + \kappa_2 Y_0(\kappa_2 \rho_0)) + (\kappa_1 J_1(\kappa_1 \rho_0) - \kappa_2 J_1(\kappa_2 \rho_0)) \times$$
$$\left. \times (\kappa_1 Y_1(\kappa_1 \rho_0) - \kappa_2 Y_1(\kappa_2 \rho_0))] \right\}, \quad \kappa_{1,2} \rho_0 \geq 1. \quad (39)$$

В выражении (39) и ниже величины $\kappa_{1,2}(\varepsilon)$ и $\tilde{\kappa}(\varepsilon)$ взяты при энергии $\varepsilon = \varepsilon_F - \varepsilon_0$. Обратим внимание на то, что выражение (39) не содержит магнитного вклада в ЛПС, как и при отсутствии СОВ [19]. Полученный нами результат находится в согласии с выводами работы [22] и не подтверждает результат работы [26], в которой в линейном по константам СОВ и обменного взаимодействия электронов с магнитным дефектом приближении приведена ненулевая поправка к ЛПС, пропорциональная J.

Формула (39) упрощается на больших расстояниях от дефекта:

$$\rho_{2D}(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \left[1 - \frac{m^* g}{\pi\hbar^2 \tilde{\kappa}^2 \rho_0} \sqrt{\kappa_1 \kappa_2} \cos((\kappa_1 + \kappa_2)\rho_0) \right],$$
$$\kappa_{1,2} \rho_0 \gg 1, \quad (40)$$

где

$$\kappa_1(\varepsilon_F-\varepsilon_0)\kappa_2(\varepsilon_F-\varepsilon_0)=\frac{2m^*(\varepsilon_F-\varepsilon_0)}{\hbar^2},$$

$$\kappa_1(\varepsilon_F-\varepsilon_0)+\kappa_2(\varepsilon_F-\varepsilon_0)=2\tilde{\kappa}(\varepsilon_F-\varepsilon_0)=$$

$$=2\sqrt{\frac{2m^*(\varepsilon_F-\varepsilon_0)}{\hbar^2}+\left(\frac{m^*\alpha}{\hbar^2}\right)^2}. \qquad (41)$$

Таким образом, период осцилляций ЛПС зависит от суммы волновых векторов $\kappa_{1,2}(\varepsilon_F-\varepsilon_0)$ двух фермиевских контуров (33):

$$\Delta\rho_0=\pi/\tilde{\kappa}(\varepsilon_F-\varepsilon_0). \qquad (42)$$

Такой вывод, впрочем, может быть сделан уже из тех соображений, что при потенциальном рассеянии в обратном направлении требование сохранения спина электрона разрешает лишь состояние, принадлежащее иному ферми-контуру [24].

5. Локальная плотность намагниченности

В случае, когда магнитный момент дефекта лежит в плоскости 2DЭГ с СОВ Рашбы, выражение для ЛПН вблизи точечного магнитного дефекта были получены и проанализированы в работе [29]. Ниже рассмотрен более общий случай, когда магнитный момент дефекта направлен под произвольным углом к плоскости поверхности. Компоненты вектора ЛПН, полученные в результате вычислений по формуле (29), имеют вид

$$M_x(\boldsymbol{\rho}_0)=-\frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2}\Big\{\rho_0(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))\times$$
$$\times(J_x\rho_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))+$$
$$+J_zx_0(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0)))+$$
$$+(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))\times$$
$$\times\Big[J_z\rho_0x_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))-$$
$$-(J_x(x_0^2-y_0^2)+2J_yx_0y_0)(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))\Big]\Big\}, \qquad (43)$$

$$M_y(\boldsymbol{\rho}_0)=-\frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2}\Big\{\rho_0(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))\times$$
$$\times(J_y\rho_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))+J_zy_0(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-$$
$$-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0)))+(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))\times$$
$$\times\Big[J_z\rho_0y_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))+$$
$$+(J_y(x_0^2-y_0^2)-2J_xx_0y_0)(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))\Big]\Big\}, \qquad (44)$$

$$M_z(\boldsymbol{\rho}_0)=\frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2}\Big\{(J_xx_0+J_yy_0)\times$$
$$\times\big[(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))+$$
$$+(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))\big]+$$
$$+J_z\rho_0\big[(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0)-\kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))-$$
$$-(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0)+\kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))\big]\Big\}. \qquad (45)$$

Как следует из формул (43)–(45), при отсутствии СОВ $M_i(\boldsymbol{\rho}_0)\sim J_i$, что соответствует хорошо известному результату [19]. Можно убедиться, что

$$M_z(\boldsymbol{\rho}_0,\varepsilon_F)=\rho_\uparrow(\boldsymbol{\rho}_0,\varepsilon_F)-\rho_\downarrow(\boldsymbol{\rho}_0,\varepsilon_F), \qquad (46)$$

где $\rho_{\uparrow(\downarrow)}(\boldsymbol{\rho}_0,\varepsilon_F)$ — ЛПС для электронов со спином «вверх» («вниз»).

Рисунки 3 и 4, построенные с помощью формул (43)–(45), иллюстрируют распределения локальной на-

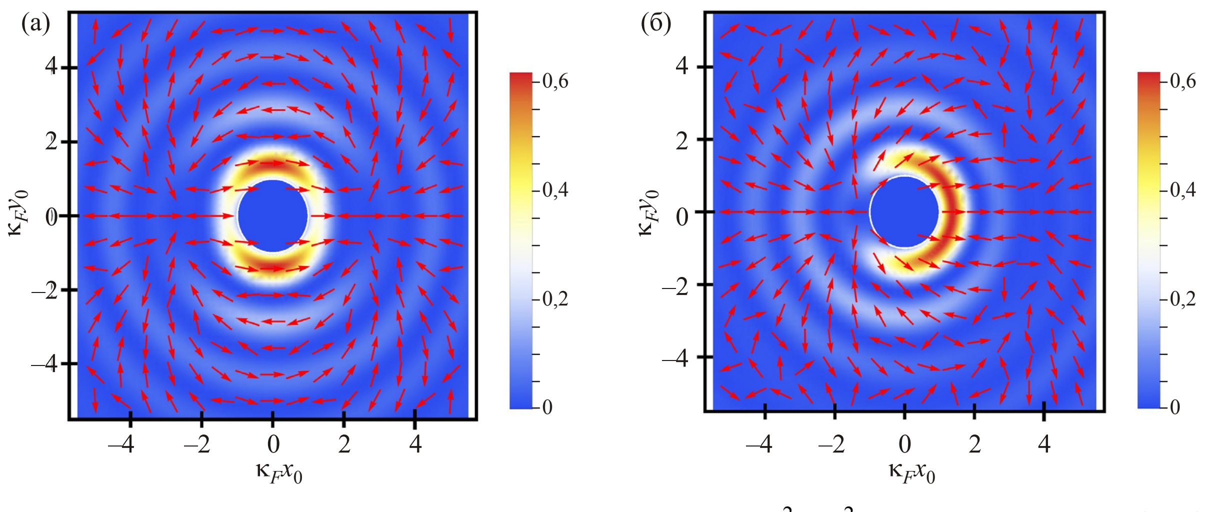

Рис. 3. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2+M_y^2$ в плоскости xy. $\mathbf{J}=J(1,0,0)$ (а); $\mathbf{J}=J(1/\sqrt{2},0,1/\sqrt{2})$ (б), стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{\|}=(M_x,M_y)$; $m^*\alpha/\kappa_F\hbar^2=0{,}3$.

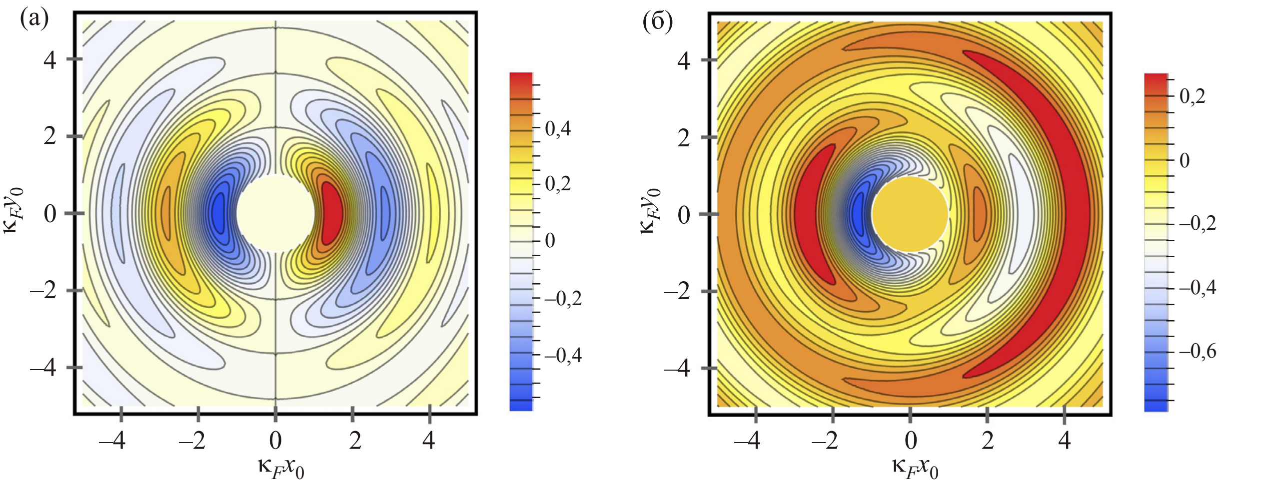

Рис. 4. (Онлайн в цвете) Пространственное распределение компоненты M_z в единицах $m^{*2}J/4\pi\hbar^4$; $m^*\alpha/\kappa_F\hbar^2=0{,}3$: $\mathbf{J}=J(1,0,0)$ (а); $\mathbf{J}=J\left(1/\sqrt{2},0,1/\sqrt{2}\right)$ (б).

магниченности в области дефекта. На графиках исключена область $\kappa_F\rho_0<1$ вблизи точки $\rho_0=0$, в которой наша теория неприменима. Для сравнения на рис. 5 приведено распределение ЛПН в отсутствие СОВ. На основании рис. 3–5 можно сделать следующие выводы: 1. Сильное СОВ взаимодействие существенно влияет на распределение ЛПН $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$ вблизи магнитного дефекта. 2. Наличие перпендикулярной плоскости границы (вблизи которой локализованы поверхностные состояния) J_z компоненты вектора магнитного момента дефекта $\mathbf{J}$ при наличии СОВ влияет на распределение компоненты ЛПН $\mathbf{M}_{||}(\boldsymbol{\rho}_0)$ (ср. рис. 3(а) и 3(б)), параллельной границе. В свою очередь, параллельная границе компонента момента $\mathbf{J}_{||}$ оказывает влияние на распределение величины $M_z(\boldsymbol{\rho}_0)$ (ср. рис. 4(б) и 5(б)). В отсутствие СОВ влияние компонент вектора $\mathbf{J}$ на перпендикулярные им компоненты вектора ЛПН отсутствует (см. рис. 5). 3. Даже в случае, когда вектор $\mathbf{J}$ лежит в плоскости xy, перпендикулярная этой плоскости компонента ЛПН $M_z(\boldsymbol{\rho}_0)$ отлична от нуля (см. рис. 4(а)).

Используя при $\kappa_{1,2}\rho_0\gg 1$ хорошо известные асимптотики для функций Бесселя [42], найдем асимптотические выражения для компонент вектора локальной плотности намагниченности:

$$M_x(\boldsymbol{\rho}_0)=\frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2}\times$$
$$\times\Big[x_0\mathbf{J}\mathbf{n}_{||}^{(0)}(\kappa_1\cos(2\kappa_1\rho_0)+\kappa_2\cos(2\kappa_2\rho_0))+$$
$$+2y_0\sqrt{\kappa_1\kappa_2}\,\mathbf{J}\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}\cos((\kappa_1+\kappa_2)\rho_0)+$$
$$+J_z x_0(\kappa_1\sin(2\kappa_1\rho_0)-\kappa_2\sin(2\kappa_2\rho_0))\Big],\qquad(47)$$

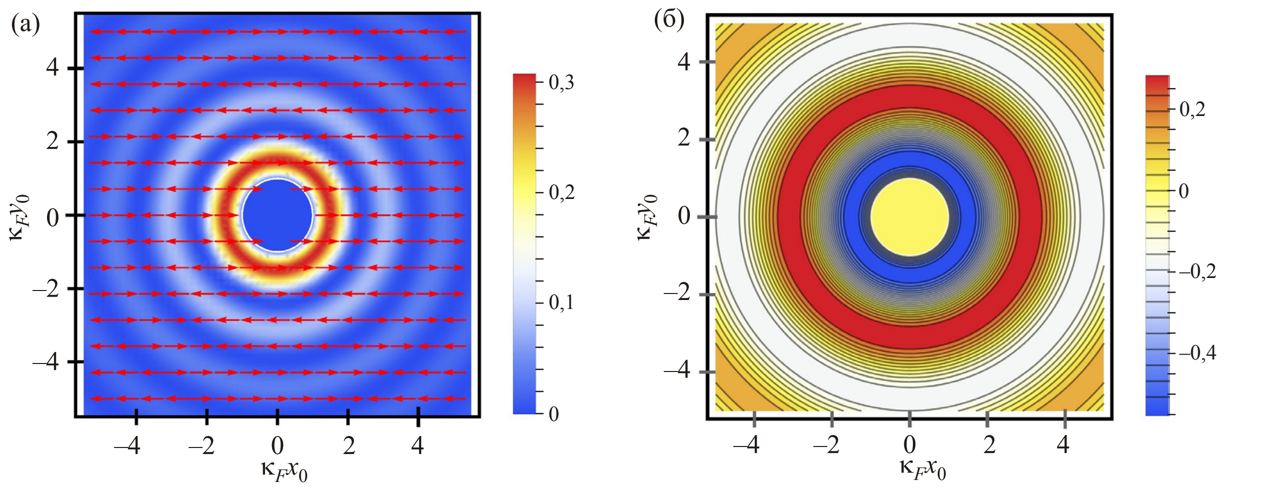

Рис. 5. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2+M_y^2$ в плоскости xy (а) и перпендикулярной границе компоненты M_z (б) в единицах $m^{*2}J/4\pi\hbar^4$ в отсутствие СОВ, $\alpha=0$; $\mathbf{J}=J\left(1/\sqrt{2},0,1/\sqrt{2}\right)$; стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{||}=\left(M_x,M_y\right)$.

$$M_y(\boldsymbol{\rho}_0) = -\frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2}\times$$
$$\times\Big[y_0\mathbf{J}\mathbf{n}_{\|}^{(0)}(\kappa_1\cos(2\kappa_1\rho_0)+\kappa_2\cos(2\kappa_2\rho_0))-$$
$$-2x_0\sqrt{\kappa_1\kappa_2}\mathbf{J}\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}\cos((\kappa_1+\kappa_2)\rho_0)+$$
$$+\ J_z y_0(\kappa_1\sin(2\kappa_1\rho_0)-\kappa_2\sin(2\kappa_2\rho_0))\Big], \quad (48)$$

$$M_z(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0}\times$$
$$\times\Big[\mathbf{J}\mathbf{n}_{\|}^{(0)}(\kappa_1\sin(2\kappa_1\rho_0)-\kappa_2\sin(2\kappa_2\rho_0))-$$
$$-\ J_z(\kappa_1\cos(2\kappa_1\rho_0)+\kappa_2\cos(2\kappa_2\rho_0))\Big]. \quad (49)$$

Введены следующие обозначения для двух взаимно перпендикулярных векторов, один из которых направлен вдоль направления вектора $\boldsymbol{\rho}_0$, $\mathbf{n}_{\|}^{(0)} = \boldsymbol{\rho}_0/\rho_0$, второй $\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}$ — перпендикулярен ему:

$$\mathbf{n}_{\|}^{(0)} = \mathbf{n}_{\|}(\theta_0) = (\cos\theta_0, \sin\theta_0, 0),$$
$$\mathbf{n}_{\perp}^{(0)} = \mathbf{n}_{\perp}(\theta_0) = (\sin\theta_0, -\cos\theta_0, 0), \quad \mathbf{n}_{\|}\mathbf{n}_{\perp} = 0. \quad (50)$$

В случае, когда магнитный момент дефекта перпендикулярен плоскости границы, $J = J_z$, формулы (47)–(49) описывают скирмионоподобную (Skyrmionic-like) спиновую текстуру электронной намагниченности вокруг дефекта, впервые теоретически исследованную в работе [29].

6. Обсуждение результатов

Как показано в работе [35], амплитуда и период осцилляций плотности состояний и СТМ кондактанса на расстоянии $\boldsymbol{\rho}_0$ от дефекта определяется интерференций электронов, волновые векторы которых до и после рассеяния дефектом коллинеарны вектору $\boldsymbol{\rho}_0$. Чтобы пояснить полученные результаты (47)–(49), рассмотрим матричные элементы магнитного взаимодействия электронов с дефектом, определяющие вероятность обратного рассеяния. Электрону, налетающему на дефект под углом θ к оси x с волновым вектором $\boldsymbol{\kappa}$, соответствует электрон, движущийся в обратном направлении с волновым вектором $-\boldsymbol{\kappa}$, составляющим с осью x угол $\theta+\pi$. Матричный элемент $\hat{\varphi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\boldsymbol{\sigma}\hat{\varphi}_{1,2}(\theta+\pi)$ перехода между состояниями, принадлежащими одному и тому же контуру поверхности Ферми, равны [43]

$$\hat{\varphi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\boldsymbol{\sigma}\hat{\varphi}_{1,2}(\theta+\pi) = J_z \mp i\big(J_x\cos\theta + J_y\sin\theta\big) =$$
$$= J_z \mp i\mathbf{J}\mathbf{n}_{\|}(\theta), \quad (51)$$

а матричные элементы $\hat{\varphi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\boldsymbol{\sigma}\hat{\varphi}_{2,1}(\theta+\pi)$ перехода между состояниями, принадлежащими разным контурам поверхности Ферми, имеют вид

$$\hat{\varphi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\boldsymbol{\sigma}\hat{\varphi}_{2,1}(\theta+\pi) = \pm\big(J_y\cos\theta - J_x\sin\theta\big) = \mp\mathbf{J}\mathbf{n}_{\perp}(\theta). \quad (52)$$

Равенства (51), (52) отражают тот факт, что вероятность обратного рассеяния зависит от проекции направления спина электрона $\mathbf{s}_{1,2}(\boldsymbol{\kappa}) \| \mathbf{n}_{\perp}(\theta)$ (34) на направление магнитного момента дефекта $\mathbf{J}$.

Соотношения (51), (52) поясняют зависимость компонент вектора $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$ от направления магнитного момента дефекта $\mathbf{J}$.

Слагаемые, пропорциональные проекции магнитного момента примеси на направление спина $\mathbf{J}\mathbf{n}_{\perp}$, описывают вклад в $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$ процессов рассеяния без переворота спина, которое сопровождается переходами между ветвями энергетического спектра. Соответствующее слагаемое в осциллирующей зависимости ЛПН от расстояния $\boldsymbol{\rho}_0$ зависит от суммы фермиевских волновых векторов для двух энергетических зон (42), как это имеет место для осцилляций ЛПС (40).

Слагаемые, пропорциональные перпендикулярным вектору $\mathbf{s}_{1,2}$ составляющим $\mathbf{J}\mathbf{n}_{\|}$ и J_z магнитного момента дефекта $\mathbf{J}$, учитывают рассеяние с переворотом спина. Периоды этих гармоник в ЛПС зависят от радиусов каждого из контуров поверхности Ферми в отдельности:

$$\Delta\rho_0^{(1,2)} = \pi/\kappa_{1,2}(\varepsilon_F). \quad (53)$$

В соответствии с таким, существенно неизотропным распределением локальной намагниченности $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$ наиболее удобным является анализ осцилляций в направлении $\boldsymbol{\rho}_0$, параллельном проекции $\mathbf{J}_{\|}$ вектора $\mathbf{J}$ на плоскость xy. При такой геометрии $\mathbf{J}\mathbf{n}_{\perp} = 0$ и $\mathbf{J}\mathbf{n}_{\|} = J_{\|} = (J_x^2 + J_y^2)^{1/2}$, а амплитуда осцилляций с периодами (53) максимальна. Зная периоды $\Delta\rho_0^{(1,2)}$ пространственных осцилляций компонент вектора $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0)$, обусловленных процессами рассеяния с переворотом спина, можно определить константу СОВ:

$$\frac{1}{\Delta\rho_0^{(2)}} - \frac{1}{\Delta\rho_0^{(1)}} = \frac{2m^*\alpha}{\pi\hbar^2}. \quad (54)$$

Отметим, что собственные состояния и волновые функции известны и для гамильтониана СОВ Дресселхауса [44] (см., например, [1]):

$$\hat{H}_{SOD} = \frac{\beta}{\hbar}\big(\hat{\sigma}_x\hat{p}_x - \hat{\sigma}_y\hat{p}_y\big), \quad (55)$$

где β — константа СОВ. Они позволяют получить аналитическое выражение для функции Грина 2DЭГ на неограниченной плоскости, аналогичное выражению (35), и вычислить пространственное распределение ЛПС и ЛПН вокруг магнитного дефекта. Несмотря на иную симметрию гамильтониана (55) по сравнению с гамильтонианом Бычкова–Рашбы (30), конечные результаты

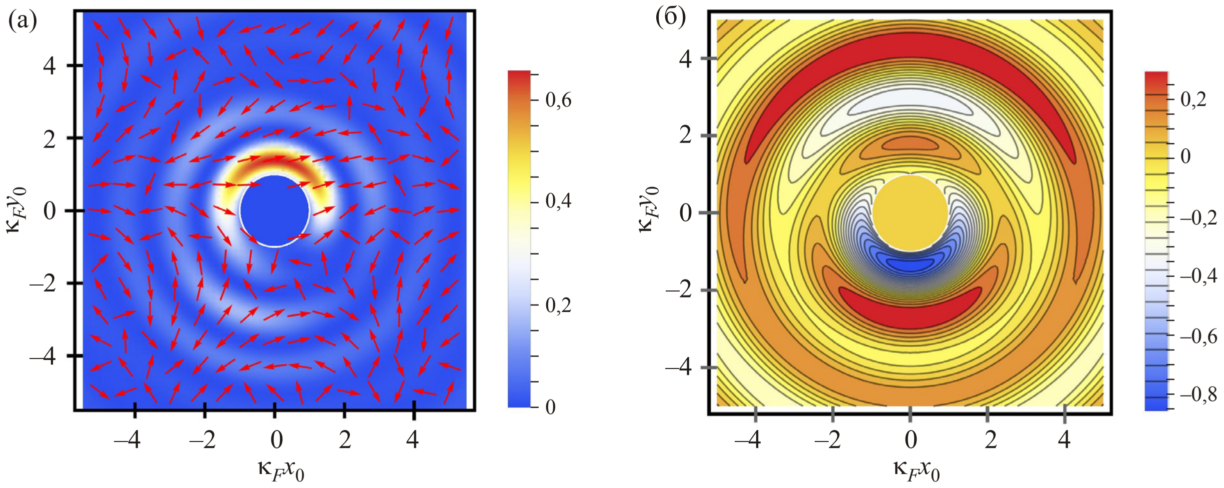

Рис. 6. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2+M_y^2$ в плоскости xy (а) и перпендикулярной границе компоненты M_z (б) в единицах $m^{*2}J/4\pi\hbar^4$ при СОВ Дресселхауса (55) $m^*\beta/\kappa_F\hbar^2=0.3$; $\mathbf{J}=J\left(1/\sqrt{2},0,1/\sqrt{2}\right)$; стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{\|}=\left(M_x,M_y\right)$.

отличаются от полученных выше, в разд. 5, заменами в формулах (43)–(45) $x_0\to y_0$, $y_0\to x_0$, $\alpha\to\beta$, а также заменой

$$\mathbf{n}_{\|}^{(0)}\to\mathbf{n}_{\|}^{(0)}=\left(\sin\theta_0,\cos\theta_0,0\right),$$
$$\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}\to\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}=\left(\cos\theta_0,-\sin\theta_0,0\right),\quad \mathbf{n}_{\|}^{(0)}\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}=0, \tag{56}$$

в формулах (47)–(49).

Все приведенные в этом разделе выводы относительно распределений ЛПС и ЛПН остаются в силе и для случая СОВ Дресселхауса, хотя конкретное распределение абсолютной величины и направления вектора ЛПН существенно меняется, что иллюстрирует рис. 6 (ср. рис. 3(б), 4(б) и рис. 6(а), 6(б)).

Заключение

В данной работе обобщена модель неоднородного δ-барьера [32] на случай потенциального барьера из магнитного диэлектрика (1). Рассмотрено туннелирование между квазидвумерными (поверхностными) состояниями и состояниями объемного типа. Для большой амплитуды барьера получено выражение для туннельного тока через контакт (24), которое может быть использовано для описания экспериментов с СП-СТМ. Показано, что в случае, когда характерный размер области туннелирования существенно меньше дебройлевской длины волны электрона $\lambda_F=1/\kappa_F$, кондактанс контакта пропорционален скалярному произведению удельной намагниченности барьера и локальной намагниченности 2DЭГ (25). Результат (25) аналогичен результату работы [13], в которой в рамках модели Терзоффа и Хаманна [9] вычислен кондактанс СП-СТМ в случае, когда туннелирование происходит между двумя ферромагнитными проводниками. Рассмотрен случай, когда неоднородная намагниченность в 2DЭГ с СОВ связана с наличием единичного магнитного дефекта. В рамках борновского приближения найдены зависимости локальной плотности состояний и локальной намагниченности 2DЭГ от расстояния между контактом и дефектом (39), (43)–(49). При больших расстояниях $\kappa_F\rho_0\gg 1$ получены асимптотические выражения для $\rho_{2D}\left(\boldsymbol{\rho}_0\right)$ и $\mathbf{M}\left(\boldsymbol{\rho}_0\right)$ (40), (47)–(49). Показано, что исследование с помощью СП-СТМ картины пространственных осцилляций кондактанса позволяет определить константу СОВ (54).

В заключение один из авторов (Ю.К.) выражает благодарность А.А. Звягину, Г.П. Микитику и А.Н. Омельянчуку за полезные обсуждения.

1. R. Winkler, *Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2003).
2. D. Bercioux and P. Lucignano, *Rep. Progr. Phys.* **78**, 106001 (2015).
3. D. Awschalom and N. Samarth, *Physics* **2**, 50 (2009).
4. G. Nicolay, F. Reinert, and S. Hufner, *Phys. Rev. B* **65**, 033407 (2001).
5. G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov, and S. Blugel, *Surf. Sci.* **600**, 3888 (2006).
6. A. Tamai, W. Meevasana, P.D.C. King, C.W. Nicholson, A. de la Torre, E. Rozbicki, and F. Baumberger, *Phys. Rev. B* **87**, 075113 (2013).
7. S. LaShell, B.A. McDougall, and E. Jensen, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3419 (1996).
8. C. Bai, *Scanning Tunneling Microscopy and its Applications*, Springer Verlag, New York (2000).
9. J. Tersoff and D.R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1998 (1983).
10. J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 57 (1961).
11. M. Bode, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 523 (2003).
12. R. Wiesendanger, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1495 (2009).

13. D. Wortmann, S. Heinze, Ph. Kurz, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4132 (2001).
14. J. Friedel, *Nuovo Cimento* **7**, 287 (1958).
15. M.F. Crommie, C.P. Lutz, and D.M. Eigler, *Nature* **363**, 524 (1993); *Science* **262**, 218 (1993).
16. L. Petersen, Ph. Hofmann, E.W. Plummer, and F. Besenbacher, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **109**, 97 (2000).
17. L. Simon, C. Bena, F. Vonau, M. Cranney, and D. Aube, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 464010 (2011).
18. N.V. Khotkevych-Sanina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *New J. Phys.* **15**, 123013 (2013).
19. C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1963).
20. O. Pietzsch, S. Okatov, A. Kubetzka, M. Bode, S. Heinze, A. Lichtenstein, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 237203 (2006).
21. R. Chirla, C.P. Moca, and I. Weymann, *Phys. Rev. B* **87**, 245133 (2013).
22. A. Stróżecka, A. Eiguren, and J.I. Pascual, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 186805 (2011).
23. H.-M. Guo and M. Franz, *Phys. Rev. B* **81**, 041102R (2010).
24. L. Petersen and P. Hedegard, *Surf. Sci.* **459**, 49 (2000).
25. J.I. Pascual, G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, H.-P. Rust, G. Ceballos, M. Hansmann, K. Horn, E.V. Chulkov, S. Blügel, P.M. Echenique, and Ph. Hofmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 196802 (2004).
26. A.V. Balatsky and I. Martin, *Quantum Inform. Processing* **1**, 355 (2002).
27. S.M. Badalyan, A. Matos-Abiague, G. Vignale, and J. Fabian, *Phys. Rev. B* **81**, 205314 (2010).
28. J. Fransson, *Phys. Rev. B* **92**, 125405 (2015).
29. S. Lounis, A. Bringer, and S. Blugel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 207202 (2012).
30. N.V. Khotkevych, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *arXiv:1601.03154* (2016).
31. E.I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)], Yu. Bychkov and E.I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
32. I.O. Kulik, Yu .N. Mitsai, A.N. Omel'yanchuk, *Sov. Phys.-JETP* **39**, 514 (1974) [*Zh. Eksp. Theor. Phys.* **66**, 1051 (1974)].
33. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *Fiz. Nizk. Temp.* **36**, 1066 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 849 (2010)].
34. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. B* **80**, 115333 (2009).
35. N.V. Khotkevych-Sanina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *New J. Phys.* **15**, 123013 (2013).
36. N.V. Khotkevych and Yu.A. Kolesnichenko, *Physics J.* **1**, 35 (2015).
37. A.A. Zvyagin and H. Johannesson, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2751 (1998).
38. N.V. Khotkevych, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. Ruitenbeek, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 384 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 299 (2013)].
39. A. Мессия, *Квантовая механика*, т. 1, Наука, Москва (1978).
40. N.V. Khotkevych-Sanina and Yu.A. Kolesnichenko, *Physica E* **59**, 133 (2014).
41. A. Csordras, J. Cserti, A. Pralyi, and U. Zëulicke, *Eur. Phys. J. B* **54**, 189 (2006).
42. G. Korn and T. Korn, *Mathematical Handbook McGraw-Hill*, New York (1968).
43. A.A. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Физматлит, Москва (2009).
44. G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).

The possibility to determine a constant of spin-orbit interaction by scanning tunneling microscopy method

N.V. Khotkevych, N.R. Vovk, and Yu.A. Kolesnichenko

The electron tunneling from the quasi-two-dimensional (surface) states with the spin-orbit interaction into bulk-mode states is studied in the framework of a model of an infinitely thin inhomogeneous tunnel magnetic barrier. The influence of the scattering of quasi-two-dimensional electrons by a single magnetic defect on the tunnel current is analyzed. Analytic formulas for the conductance of a tunnel point-contact as a function of its distance from the defect are obtained. It is shown that the analysis of the local magnetization density around the defect by means of spin-polarized scanning tunneling microscopy allows finding the constant of spin orbit interaction.

PACS: 71.10.Ca Electron gas, Fermi gas;
71.70.Ej Spin-orbit coupling, Zeeman and Stark splitting, Jahn–Teller effect;
72.10.Fk Scattering by point defects, dislocations, surfaces, and other imperfections (including Kondo effect);
73.20.At Surface states, band structure, electron density of states;
74.55.+v Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM.

Keywords: STM, spin-orbit interaction, two-dimensional electron gas, magnetic defect.