

Спин-магнитоплазменные волны в 2D электронной системе

Р. З. Витлина*¹⁾, Л. И. Магарилл *+, А. В. Чаплик*+

* Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

+ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 сентября 2008 г.

Теоретически исследованы колебания 2D электронной плазмы в перпендикулярном магнитном поле с учетом спин-орбитального взаимодействия. Показано, что при малом импульсе плазмона в квазиклассическом пределе (энергия Ферми ε_F много больше кванта Ландау) имеется четыре ветви спин-плазмонных колебаний, отвечающих различным правилам отбора по спиновому и орбитальному квантовым числам. В квантовой ситуации (фактор заполнения ν порядка единицы) число ветвей в зависимости от ν меняется от трех до шести.

PACS: 72.15.Nj, 73.20.Mf

1. Введение. Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в низкоразмерных электронных системах привлекает в последнее время значительное внимание. Главная причина этого в том, что эффекты, существенно связанные с СОВ, составляют физическую основу спинтроники. В литературе имеется огромное число работ, посвященных одноэлектронному аспекту проблемы СОВ в 2D и 1D структурах. В работе двух авторов данной статьи и Энтина [1] рассматривалось влияние СОВ в 2D системе на коллективные возбуждения. На примере СОВ в форме Рашба для 2D электронного газа было показано, что в области частот ω , близких к частоте спин-орбитального расщепления на поверхности Ферми $2\alpha p_F$ (α – константа СО связи, p_F – фермиевский импульс), двумерный плазмон соответствующего импульса резонансно взаимодействует с возбуждениями, отвечающими одноэлектронным переходам между подзонами различной спиральности. В результате возникает новое элементарное возбуждение – спин-плазмонный поляритон. Эти возбуждения исследовались затем в работах [2–4], где приведены дисперсионные кривые спин-плазмонов, полученные численными методами в длинноволновом приближении (импульс плазмона много меньше импульса Ферми). В упомянутых работах предполагалось, что внешнее магнитное поле отсутствует. Между тем, учет его влияния представляет значительный интерес, так как магнитное поле дает экспериментаторам дополнительную возможность “настраивать” систему в резонанс, поскольку плавно менять импульс плазмона в эксперименте довольно затруднительно. В предлагаемой работе мы теоретически исследуем связанные спин-

магнитоплазменные колебания. Будут рассмотрены два противоположных предельных случая: квантовый предел, когда магнитное поле H достаточно сильно, фактор заполнения $\nu = 2\pi n_s l^2$ порядка единицы (n_s – двумерная концентрация электронов, l – магнитная длина) и случай слабых полей $\nu \gg 1$, когда применимо квазиклассическое приближение. Нашей главной целью будет нахождение магнитной дисперсии спин-плазмонов, то есть зависимости $\omega(H)$.

2. Динамическая проводимость и дисперсионное уравнение 2D плазмонов при учете СОВ.

В присутствии нормального к плоскости структуры магнитного поля \mathbf{H} двумерная система с учетом СОВ описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\pi^2}{2m} + \frac{1}{2}\Omega\sigma, \quad (1)$$

Здесь $\pi = \mathbf{p} - e\mathbf{A}/c$, \mathbf{A} – векторный потенциал ($\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$, $\mathbf{H} = (0, 0, H)$), m – эффективная масса. Для линейного по импульсу электрона рашбовского СОВ $\Omega = 2\alpha[\pi\mathbf{n}]$ [5], \mathbf{n} – нормаль к плоскости системы. Мы будем пренебрегать зеемановским вкладом в гамильтониан. Хотя его учет не представляет трудностей, результат количественно изменится слабо, но формулы становятся более громоздкими. СОВ снимает вырождение по спину, и каждый уровень Ландау расщепляется на 2 подуровня $E_{N,\mu}$ ($\mu = \pm 1$). Для СОВ в модели Рашба спектр имеет вид [5, 6] (далее рассматриваются электроны в зоне проводимости, $e = -|e|$)

$$\begin{aligned} E_{N,+} &= \omega_c(N + 1 - \sqrt{1/4 + \gamma^2(N + 1)}); \\ E_{N,-} &= \omega_c(N + \sqrt{1/4 + \gamma^2 N}) \quad (N = 0, 1, 2, \dots), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_c = |e|H/mc$, $\gamma = \sqrt{2}m\alpha l$, $l = 1/\sqrt{m\omega_c}$ – магнитная длина. Здесь и далее $\hbar = 1$. Волновые функции,

¹⁾e-mail: ritita@isp.nsc.ru

соответствующие (2), являются двухкомпонентными спинорами:

$$\Psi_{N,+} = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \begin{pmatrix} \varphi_N(s) \\ -\frac{\gamma\sqrt{N+1}\varphi_{N+1}(s)}{1/2 + \sqrt{1/4 + \gamma^2(N+1)}} \end{pmatrix} B_{N+1},$$

$$\Psi_{N,-} = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \begin{pmatrix} \frac{\gamma\sqrt{N}\varphi_{N-1}(s)}{1/2 + \sqrt{1/4 + \gamma^2 N}} \\ \varphi_N(s) \end{pmatrix} B_N, \quad (3)$$

где $B_N = a_N/\sqrt{a_N^2 + \gamma^2 N}$, $\varphi_N(s)$ – нормированные осцилляторные функции, $s = x/l + k_y l$, $a_N = 1/2 + \sqrt{1/4 + \gamma^2 N}$, L_y – нормировочный размер системы по оси y . При $\gamma \rightarrow 0$ функции (3) переходят в

$$\Psi_{N\sigma}^{(0)} = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \varphi_N(s) \xi_\sigma; \quad \xi_\pm = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$\xi_\pm = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\sigma = \pm 1).$$

Соответственно энергетический спектр (2) переходит при этом в обычные уровни Ландау:

$$E_{N\sigma}^{(0)} = \omega_c(N + 1/2).$$

Определяющее спектр плазмонов дисперсионное уравнение в РПА-приближении следует из уравнения Пуассона и имеет вид

$$q + \frac{2\pi}{\kappa\omega} iq_i \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{q}, \mathbf{H}) q_j = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{q} – импульс плазмона, $\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{q}, \mathbf{H})$ – динамическая проводимость, κ – фоновая диэлектрическая постоянная. Система, описываемая гамильтонианом (1), является изотропной в своей плоскости. Выбирая направление вектора \mathbf{q} за ось x , получаем из (4)

$$1 + \frac{2\pi}{\kappa\omega} iq \sigma_{xx}(\omega, q, \mathbf{H}) = 0. \quad (5)$$

Таким образом, нам необходимо вычислить мнимую часть динамической проводимости. В общем случае проводимость зависит как от ω , так и от q , то есть надо учитывать как временную, так и пространственную дисперсии. Последняя приводит к отклонению закона дисперсии 2D плазмона от $\omega \sim \sqrt{q}$ (см. [7, 8]). Это, как показано в [8], становится существенным при $qa_0 \geq 1$ (a_0 – эффективный борковский

радиус), когда нарушается приближение “холодной” плазмы. Условие $qa_0 \ll 1$ позволяет пренебречь пространственной дисперсией σ в отсутствие СОВ. В рассматриваемом нами случае проводимость содержит вклады как от диагональных, так и не диагональных по μ матричных элементов скорости (см. ниже (6)), из-за чего критерий пренебрежения пространственной дисперсии становится существенно более жестким: $q \ll q_0 = 2m\alpha^2/v_F$. Для параметров GaAs и поверхностной плотности $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ величина q_0 порядка 10^3 см^{-1} .

Итак, в длинноволновом пределе и в бесстолкновительном приближении динамическая проводимость может быть найдена по формуле Кубо:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{e^2}{S} \times \sum_{N, N', \mu, \mu', k_y} \frac{(f_{N'\mu'} - f_{N\mu})}{E_{N\mu; N'\mu'}} \frac{|u_{N\mu; N'\mu'}^x|^2}{\delta - i\omega + iE_{N\mu; N'\mu'}} \quad (6)$$

$(\delta \rightarrow +0).$

Здесь S – площадь системы, $\mathbf{u} = \mathbf{v} + \alpha[\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}]$ – оператор скорости электрона ($\mathbf{v} = \boldsymbol{\pi}/m$ – оператор скорости в отсутствие СОВ), $E_{N\mu; N'\mu'} \equiv E_{N,\mu} - E_{N',\mu'}$, $f_{N,\mu} \equiv f(E_{N,\mu})$ – функция Ферми. Взятый по функциям (3) матричный элемент оператора скорости $\mathbf{u}_{N'\mu'; N\mu}$ диагонален по k_y и определяется выражениями:

$$u_{N+1, N'+}^x = B_{N+1} B_{N'+} \times \left[v_{N, N'}^x + \frac{\gamma^2 \sqrt{(N+1)(N'+)}}{a_{N+1} a_{N'+}} v_{N+1, N'+}^x - i\alpha\gamma \left(\frac{\sqrt{N'+}}{a_{N'+}} \delta_{N, N'+} - \frac{\sqrt{N+1}}{a_{N+1}} \delta_{N', N+1} \right) \right];$$

$$u_{N-, N'-}^x = B_N B_{N'} \left[v_{N, N'}^x + \frac{\gamma^2 \sqrt{N N'}}{a_N a_{N'}} v_{N-1, N'-1}^x + i\alpha\gamma \left(\frac{\sqrt{N}}{a_N} \delta_{N, N'+} - \frac{\sqrt{N'}}{a_{N'}} \delta_{N', N+1} \right) \right]; \quad (7)$$

$$u_{N+, N'-}^x = B_{N+1} B_{N'} \times \left[\frac{\gamma\sqrt{N}}{a'_N} v_{N, N'-1}^x - \frac{\gamma\sqrt{N+1}}{a_{N+1}} v_{N+1, N'}^x + i\alpha \left(\delta_{N', N} + \frac{\gamma^2 \sqrt{N'(N+1)}}{a_{N'} a_{N+1}} \delta_{N+1, N'-1} \right) \right];$$

$$u_{N-, N'+}^x = (u_{N'+, N-}^x)^*.$$

Для $v_{N, N'}^x$ имеем $v_{N, N'}^x = i\sqrt{\omega_c/2m}[\sqrt{N}\delta_{N, N'+} - \sqrt{N+1}\delta_{N', N+1}]$. Подставив (7) в (6) и выполнив суммирование по μ, μ' и N' , получим выражение для проводимости в виде однократной суммы по уровням

Ландау. Проводимость σ_{xx} при этом распадается на две части:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^D + \sigma_{xx}^S, \quad (8)$$

здесь σ_{xx}^D – вклад в проводимость, возникающий от диагональных по μ матричных элементов:

$$\sigma_{xx}^D = \frac{ie^2\omega\omega_c}{mS} \sum_{k_y, N} \left(\frac{(f_{N+1,+} - f_{N,+})}{E_{N,+;N+1,+}} \frac{D_1(N)}{\omega^2 - E_{N,+;N+1,+}^2} + \frac{(f_{N+1,-} - f_{N,-})}{E_{N,-;N+1,-}} \frac{D_2(N)}{\omega^2 - E_{N,-;N+1,-}^2} \right). \quad (9)$$

Величины $D_{1,2}(N)$ определяются как

$$D_1(N) = B_{N+1}^2 B_{N+2}^2 (N+1) \left(1 + \frac{\gamma^2(N+2)}{a_{N+1}a_{N+2}} - \frac{\gamma^2}{a_{N+1}} \right)^2, \\ D_2(N) = B_{N+1}^2 B_N^2 (N+1) \left(1 + \frac{\gamma^2 N}{a_{N+1}a_N} + \frac{\gamma^2}{a_{N+1}} \right)^2. \quad (10)$$

Коэффициенты B_N определены выше. В сильных магнитных полях, когда заполнено малое число уровней Ландау N_{\max} , и при достаточно слабом СОВ выполняется условие $\gamma^2 N_{\max} \ll 1$. Тогда в главном порядке по этому параметру для $D_{1,2}(N)$ имеем приближенное выражение: $D_{1,2}(N) = N+1$. Если теперь в выражениях для уровней энергии $E_{N,\pm}$ положить $\gamma = 0$, то σ_{xx}^D переходит в классическую формулу Друде:

$$\sigma_{xx}^D = \frac{in_s e^2 \omega}{m(\omega^2 - \omega_c^2)}. \quad (11)$$

Второй вклад в проводимость σ_{xx}^S возникает из-за недиагональных по μ матричных элементов и обусловлен СОВ. Для него находим

$$\sigma_{xx}^S = \frac{ie^2\omega\omega_c}{mS} \sum_{k_y, N} \left[\frac{(f_{N,+} - f_{N,-})}{E_{N,-;N,+}} \frac{D_3(N)}{\omega^2 - E_{N,-;N,+}^2} + \frac{(f_{N,+} - f_{N+2,-})}{E_{N+2,-;N,+}} \frac{D_4(N)}{\omega^2 - E_{N+2,-;N,+}^2} \right], \quad (12)$$

где

$$D_3(N) = \gamma^2 B_{N+1}^2 B_N^2 \left(1 + \frac{N}{a_N} - \frac{N+1}{a_{N+1}} \right)^2; \\ D_4(N) = \gamma^2 B_{N+1}^2 B_{N+2}^2 (N+2)(N+1) \times \left(\frac{1}{a_{N+2}} - \frac{1}{a_{N+1}} - \frac{\gamma^2}{a_{N+1}a_{N+2}} \right)^2. \quad (13)$$

При $\gamma^2 N_{\max} \ll 1$ $D_3(N) \simeq \gamma^6 (2N+1)^2$, $D_4(N) \simeq \gamma^6 (N+1)(N+2)$. Число решений

уравнения (5), то есть число различных ветвей спин-магнитоплазменных колебаний, определяется фактором заполнения ν . Для получения результатов в аналитическом виде рассмотрим два предельных случая.

3. Квантовый предел. Из уравнения (5) следует, что при $q \rightarrow 0$ его решения находятся вблизи полюсов $\sigma_{xx}(\omega)$. Положения этих полюсов определяются правилами отбора, следующими из структуры матричных элементов оператора скорости u^x (см. (7)): $\Delta N = N' - N = 1$ при $\Delta\mu \equiv \mu' - \mu = 0$ и $\Delta N = 0, 2$ при $\Delta\mu = -2$. При этом ветви колебаний, соответствующие $\Delta N = 0, 2$ существуют только при наличии СОВ (они связаны с полюсами σ_{xx}^S). Приведем приближенный ($\gamma^2 N \ll 1$) вид частот спин-плазменных колебаний при $q = 0$ для различных значений ν , когда заполнено несколько нижних подзон:

1) при $\nu < 1$

$$\omega_1 = 2\omega_c + 6\varepsilon_R; \quad \omega_2 = 2\varepsilon_R; \quad \omega_3 = \omega_c - 2\varepsilon_R;$$

2) при $1 \leq \nu < 2$

$$\omega_1 = 2\omega_c + 6\varepsilon_R; \quad \omega_2 = 2\varepsilon_R;$$

$$\omega_3 = \omega_c - 2\varepsilon_R; \quad \omega_4 = \omega_c + 2\varepsilon_R;$$

при $\nu = 1$ ветвь ω_4 исчезает;

3) при $2 \leq \nu < 4$

$$\omega_1 = 2\omega_c + 6\varepsilon_R; \quad \omega_2 = \omega_c + 2\varepsilon_R; \quad \omega_3 = \omega_c - 2\varepsilon_R;$$

$$\omega_4 = 6\varepsilon_R; \quad \omega_5 = 2\omega_c + 10\varepsilon_R;$$

при $\nu = 2$ ветви ω_4 и ω_5 исчезают.

4) при $2N \leq \nu < 2N+2$ ($N \geq 2$)

$$\omega_1 = 2\omega_c + 2\varepsilon_R(2N-1);$$

$$\omega_2 = 2\omega_c + 2\varepsilon_R(2N+1);$$

$$\omega_3 = \omega_c + 2\varepsilon_R; \quad \omega_4 = \omega_c - 2\varepsilon_R;$$

$$\omega_5 = 2\varepsilon_R(2N+1); \quad \omega_6 = 2\omega_c + 2\varepsilon_R(2N+3); \quad (14)$$

при $\nu = 2N$ ветви ω_5 и ω_6 отсутствуют. Здесь введено обозначение: $\varepsilon_R = m\alpha^2$. Приведенные выше правила отбора, определяющие число ветвей, строго выполняются лишь при $q \rightarrow 0$. Для конечных q число ветвей, вообще говоря, бесконечно. В работе [9] приведен пример численного расчета нескольких кривых $\omega_i(q)$ для случая ν , близкого к 2.

4. Квазиклассический случай. Для нахождения динамической проводимости в квазиклассической области магнитных полей, то есть при больших факторах заполнения $\nu \gg 1$ ($\varepsilon_F \gg \omega_c$), воспользуемся приведенными выше выражениями (9) и (12).

Заменим в них суммирование по N интегрированием, используя следующую схему: ω_c мало, N велико, $N\omega_c \rightarrow \varepsilon = p^2/2m$ (\mathbf{p} – двумерный импульс), $\omega_c \sum_N \rightarrow \int d\varepsilon$. Будем полагать, что выполняется типичное условие $\alpha/v_F \ll 1$. После некоторых преобразований находим квазиклассические выражения для σ_{xx}^D и σ_{xx}^S :

$$\sigma_{xx}^D = \frac{ie^2\omega n_s}{m} \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2 - 4(\varepsilon_R \omega_c^2/w)^2}, \quad (15)$$

$$\sigma_{xx}^S = \frac{ie^2\omega \varepsilon_R}{2\pi} \left(\frac{\Omega}{w}\right)^4 \frac{\omega^2 - \Omega^2 - 2\omega_c^2}{(\omega^2 - \Omega^2)^2 - 4\omega_c^2 \omega^2}, \quad (16)$$

где $w = \sqrt{\omega_c^2 + \Omega^2}$, $\Omega = 2\alpha p_F$ – рашбовское расщепление спектра в нулевом магнитном поле. Заметим, что величина w совпадает с частотой прецессии в механизме спиновой релаксации Дьяконова – Переля [10]. Полюсы выражений (15), (16) соответствуют расщепленному циклотронному резонансу

$$\omega_{1,2}^2 = \omega_c^2 \left(1 \pm 2\frac{\varepsilon_R}{w}\right) \quad (17)$$

и частотам

$$\omega_{3,4} = \pm\omega_c + w. \quad (18)$$

Нетрудно убедиться, что выражения (17), (18) соответствуют квазиклассическому ($N \gg 1$) пределу расстояний между уровнями в спектре Бычкова – Рашба, а именно: ω_1 соответствует расстоянию между $E_{N+1,+}$ и $E_{N,+}$; ω_2 – между $E_{N+1,-}$ и $E_{N,-}$; ω_3 – между $E_{N,-}$ и $E_{N,+}$; ω_4 – между $E_{N+2,-}$ и $E_{N,+}$. В квазиклассическом приближении из шести частот, даваемых выражениями (14), остаются четыре, так как в этом пределе частоты ω_1 , ω_2 и ω_6 в (14) становятся равными.

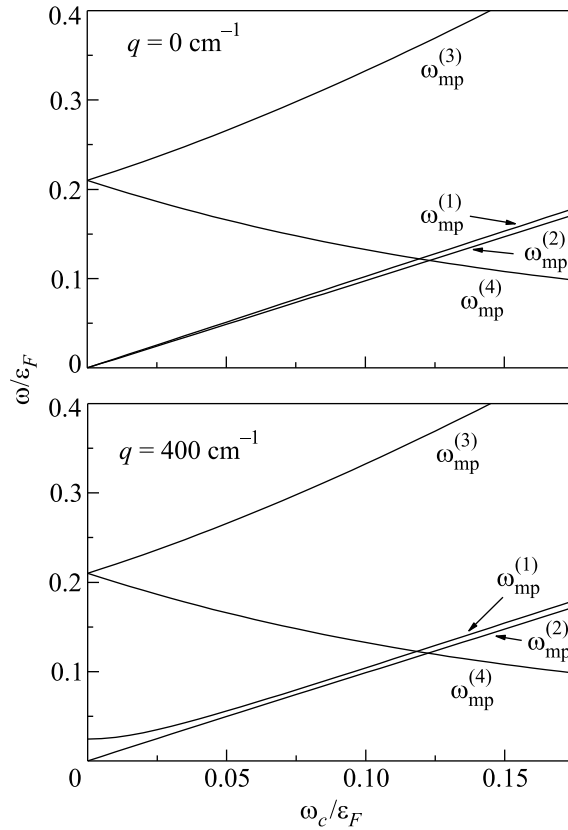
Подставив (15), (16) в дисперсионное уравнение (5), мы найдем в длинноволновом пределе ($\omega_p \ll w$) законы дисперсии четырех ветвей спин-магнитоплазменных волн:

$$(\omega_{mp}^{(1,2)})^2 = \omega_c^2 + \frac{\omega_p^2}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_p^4}{4} + 4\omega_c^4 \left(\frac{\varepsilon_R}{w}\right)^2}, \quad (19)$$

$$(\omega_{mp}^{(3,4)})^2 = 2\omega_c^2 + \Omega^2 \pm 2\omega_c w \pm \frac{\omega_p^2 \varepsilon_R}{2 \varepsilon_F} \left(\frac{\Omega}{w}\right)^4, \quad (20)$$

где $\omega_p = \sqrt{2\pi e^2 q n_s / \kappa m}$ – частота оптического плазмона в отсутствие СОВ и магнитного поля. Магнитная дисперсия этих ветвей при $q = 0$ и $q = 400 \text{ см}^{-1}$ приведена на рисунке. Ветвь $\omega_{mp}^{(4)}$ пересекает ветви $\omega_{mp}^{(1)}$ и $\omega_{mp}^{(2)}$. Точки пересечения приблизительно ($\omega_p \ll \Omega$, $\varepsilon_R \ll \Omega$) даются выражениями

$$\bar{\omega}_c = \omega_{c0} - \frac{\omega_p^2 \pm \sqrt{\omega_p^4 + 4\varepsilon_R^2 \omega_{c0}^2}}{6\omega_{c0}},$$



Магнитная дисперсия спин-плазмона; $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m = 0.055m_0$, $\kappa = 15$, $\alpha = 1.44 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ (параметры гетероструктуры InAs/GaSb [11])

где $\omega_{c0} = \Omega/\sqrt{3}$. Взаимодействия (расталкивания) ветвей в этих точках нет, так как соответствующие переходы отличаются правилами отбора по квантовому числу спиральности ($\Delta\mu = 0$ для $\omega_{mp}^{(1,2)}$ и $\Delta\mu = -2$ для двух других ветвей).

Таким образом, спектр спин-магнитоплазмонов в относительно слабых (квазиклассических) магнитных полях состоит из четырех ветвей. Две из них связаны с полюсами σ_{xx}^D , при “выключении” СОВ одна переходит в обычный магнитоплазмон $\sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$, а другая дает $\omega = \omega_c$ независимо от q . Еще две ветви связаны с полюсами σ_{xx}^S и существуют только при конечном СОВ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-12070) и Программы Сибирского Отделения РАН (интеграционный проект 3.25).

1. Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, ЖЭТФ **119**, 175 (2001).
2. X. F. Wang, Phys. Rev. B **72**, 085317 (2005).
3. G. Gumbs, Phys. Rev. B **72**, 16535 (2005).

4. M. S. Kushwaha and S. E. Ulloa, *Phys. Rev. B* **73**, 205306 (2006).
5. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
6. Ю. А. Бычков, В. И. Мельников, Э. И. Рашба, *ЖЭТФ* **98**, 717 (1990).
7. F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1687 (1967).
8. А. В. Чаплик, *ЖЭТФ*, **60**, 1845 (1971).
9. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
10. M. S. Kushwaha, *Phys. Rev. B* **74**, 045304 (2006).
11. J. Luo, H. Munekata, F. F. Stiles, and P. J. Stiles, *Phys. Rev. B* **41**, 7685 (1990).