

Антисимметричный вклад в магнитосопротивление гетероструктур в параллельном магнитном поле

А.С. Боголюбский¹, С.В. Гудина¹, В.Н. Неверов¹, С.Г. Новокшенов¹, М.В. Якунин^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов
им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, ГСП-170, Россия
E-mail: neverov@imp.uran.ru

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,
ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

Статья поступила в редакцию 17 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

Экспериментально обнаружена анизотропия магнитосопротивления в зависимости от направления тока в случае, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Этот эффект связан с совместным действием силы Лоренца, которая приводит к смещению максимума электронной плотности из центра к разным стенкам квантовой ямы при противоположных направлениях тока, и различием вкладов рассеивателей в сопротивление с разных сторон квантовой ямы. Показано, что разность между сопротивлениями при разных направлениях тока является нечетным эффектом относительно направления магнитного поля и величина эффекта растет с увеличением тока. Обнаружены закономерности поведения разности между сопротивлениями при разных направлениях тока в зависимости от напряженности магнитного поля и величины тока. Показано, что по знаку эффекта можно сделать вывод о соотношении интенсивностей рассеяния со стороны подложки и со стороны поверхности.

Експериментально виявлено анізотропію магнітоопору в залежності від напрямку струму у випадку, коли магнітне поле лежить в площині двовимірної системи і перпендикулярно напрямку струму. Цей ефект пов'язаний зі спільною дією сили Лоренца, яка призводить до зміщення максимуму електронної щільності з центру до різних стінок квантової ями при протилежних напрямках струму, і відмінністю вкладів розсіювачів в опір з різних сторін квантової ями. Показано, що різниця між опорами при різних напрямках струму є непарним ефектом щодо напрямлення магнітного поля і величина ефекту зростає зі збільшенням струму. Виявлено закономірності поведінки різниці між опорами при різних напрямках струму в залежності від напруженості магнітного поля та величини струму. Показано, що за знаком ефекту можна зробити висновок про співвідношення інтенсивностей розсіювання з боку підкладки та з боку поверхні.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в интерфейсных структурах.

Ключевые слова: квантовая яма, двумерный электронный газ, рассеивающий потенциал.

1. Введение

Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на их проводимость. Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении, что приводит к появлению зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это

эффект диамагнитного сдвига [1], подавление туннелирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами [2], наблюдение эффекта слабой локализации от шероховатостей границ гетероперехода [3]. Первые два эффекта связаны с перестройкой энергетического спектра квантовой ямы (КЯ) в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры. Возможность наблюдения эффекта слабой локализации в

продольном магнитном поле обусловлена наличием шероховатостей гетерограниц квантовой ямы.

В данной работе описан новый эффект влияния продольного магнитного поля на сопротивление, состоящий в появлении нечетного вклада в удельное сопротивление в зависимости от направления тока в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры. Рассматриваемый нами эффект обусловлен различием вкладов в удельное сопротивление от рассеивателей, расположенных по разные стороны от центра квантовой ямы.

2. Модель

На электрон, движущийся в плоскости квазидвумерной квантовой ямы (КЯ $\parallel OXY$), помещенной в магнитное поле $\mathbf{B} = (0, B, 0)$, действует сила Лоренца, направление которой зависит от ориентации вектора скорости электрона. Как следствие, электроны, движущиеся вдоль оси OX в положительном (отрицательном) направлении, смещаются в сторону нижней (верхней) гетерограницы КЯ (считая от подложки гетероструктуры), что на языке квантовой механики означает модификацию волновых функций и спектра размерного квантования. Проиллюстрируем это на примере простой модели КЯ в магнитном поле с векторным потенциалом $\mathbf{A} = (0, 0, B_z)$, гамильтониан которой имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + U(z) = \mathcal{H}_0 + \hbar\omega_c k_x z + \frac{m}{2}\omega_c^2 z^2. \quad (1)$$

Здесь $U(z)$ — удерживающий потенциал, \mathcal{H}_0 — гамильтониан рассматриваемой модели в отсутствие магнитного поля, $\omega_c = |e|B/m$ — циклотронная частота.

Возмущение, вносимое включением параллельного магнитного поля (второе и третье слагаемые в правой части уравнения (1)), перемешивает различные собственные состояния $\{\varphi_n(z), \mathcal{E}_n\}$ невозмущенного гамильтониана \mathcal{H}_0 . Это, в свою очередь, ведет к зависящей от величины и знака k_x асимметрии плотности распределения волновых функций размерного квантования $|\Psi_{n,k_x}(z)|^2$ относительно центральной линии ($z = 0$). Действительно, в линейном по B приближении [5]

$$\Psi_{n,k_x}(z) = \varphi_n(z) + \hbar\omega_c k_x \sum_{l \neq n} \frac{z_{ln} \varphi_l(z)}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_l}, \quad (2)$$

где $\langle z_{ln} = \varphi_l | z | \varphi_n \rangle$ — матричный элемент z -координаты электрона. Вычисленное на волновых функциях (2) среднее значение z -координаты

$$\bar{z}_n(k_x) \approx 2\hbar\omega_c k_x \sum_{l \neq n} \frac{|z_{ln}|^2}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_l} \quad (3)$$

отлично от нуля и характеризует величину смещения вдоль оси OZ электронной плотности распределения.

Таким образом, «центры тяжести» волновых функций размерного квантования электронов, движущихся в положительном (отрицательном) направлении оси OX , смещены вниз (вверх) относительно центра КЯ. Как следствие, электроны испытывают преимущественное рассеяние в случайном поле, локализованном вблизи соответствующей гетерограницы. Если эффективный рассеивающий потенциал у разных гетерограниц КЯ отличается, то величина сопротивления (проводимости) при протекании тока в одном и другом направлениях будет различаться.

Влияние параллельного магнитного поля B на волновые функции размерного квантования экспериментально зафиксировано в [4]. В этой работе исследовалась излучательная рекомбинация 2D-электронов из одиночного гетероперехода GaAs–AlGaAs с дырками, фотовозбужденными на акцепторах дельта-слоя, расположенного на некотором расстоянии от гетерограницы. Обнаруженная в [4] полевая зависимость скорости рекомбинации, пропорциональной амплитуде волновой функции 2D-электрона $\psi(z)$ вблизи дельта-слоя, объясняется изменением профиля $\psi(z)$ с ростом продольного магнитного поля, а именно перемещением максимума распределения электронной плотности под действием силы Лоренца и локализацией $\psi(z)$ в пределах магнитной длины $\sim B^{-1/2}$ в области достаточно сильных магнитных полей.

Эффект, рассматриваемый в настоящей работе, в первую очередь определяется смещением волновой функции электрона в сечении КЯ. Экспериментально данный эффект будет проявляться только в случае разного вклада в проводимость от рассеивателей с разных сторон КЯ. Тогда должна наблюдаться разница сопротивлений при пропускании тока в прямом (R_{xx}^+) и обратном (R_{xx}^-) направлениях: $\Delta R_{xx} = R_{xx}^+ - R_{xx}^-$. Очевидно, что свойства эффекта будут определяться действием силы Лоренца, приводящей к смещению электронной плотности вдоль оси OZ , и он, как и эффект Холла, должен быть нечетным по магнитному полю. При увеличении силы тока величина смещения волновой функции от центра КЯ будет возрастать, следовательно, должна возрастать и ΔR_{xx} . В случае $\mathbf{I} \parallel \mathbf{B}$ данный эффект не наблюдается.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы 2D-структуры с двойной и одиночной квантовой ямой n -GaAs/In_xGa_{1-x}As, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Структуры δ -легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Технологические и электрофизические параметры образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Технологические параметры образцов (d_w — ширина ямы, d_b — ширина барьера, L_s — ширина спейсера, n_s, μ — концентрация и подвижность носителей заряда при $T = 4,2$ К)

№	d_w , нм	d_b , нм	L_s , нм	x	$n_s \cdot 10^{15}$, M^{-2}	μ , $M^2/(B \cdot c)$
2981	2×5	7	19	≈ 0,20	3,1	1,1
2984	2×5	3	19	≈ 0,20	4,0	1,5
2985	10	0	19	≈ 0,20	4,3	3

Методом фотолитографии был изготовлен образец в виде двойного креста с расстоянием между потенциальными контактами 1,43 мм и шириной проводящего канала 0,23 мм (рис. 1). В магнитном поле, направленном нормально к плоскости гетероструктуры $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к плоскости гетероструктуры), на всех исследованных образцах наблюдалась четкая картина квантового эффекта Холла (на рис. 2 для примера представлены зависимости магнитосопротивления $R_{xx}(B)$ и $R_{xy}(B)$ для образца 2981).

На рис. 3 приведены результаты измерения магнитосопротивления для разных взаимных направлений магнитного поля и тока для образца 2981. Минимум сопротивления при $B \approx 5,2$ Тл (вставка на рис. 3) связан с перестройкой энергетического спектра двойной КЯ в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры [3].

На рис. 4 представлена зависимость $\Delta R_{xx}(B)$ для образца 2981. Полученные зависимости нечетны по магнитному полю. При исследовании двумерных систем в магнитных полях, направленных вдоль плоскости электронного газа, всегда возникает вопрос о вкладе перпендикулярной составляющей магнитного поля в исследуемый эффект. Видно (закрашенные ромбы на рис. 4), что в перпендикулярном магнитном поле

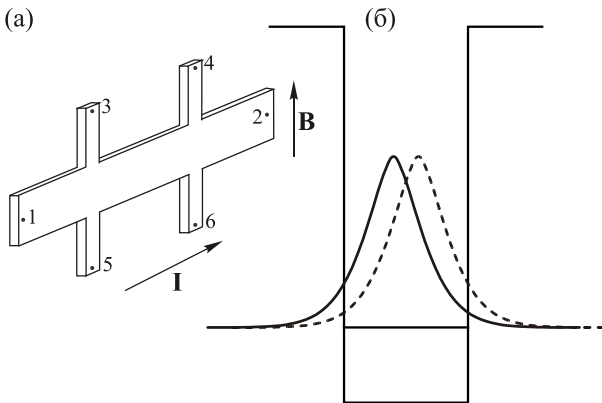


Рис. 1. (а) Направления тока и магнитного поля относительно исследуемого образца. (б) Схематический вид плотности вероятности найти электрон в КЯ для основного состояния для прямого (сплошная линия) и обратного (точечная линия) направлений тока.

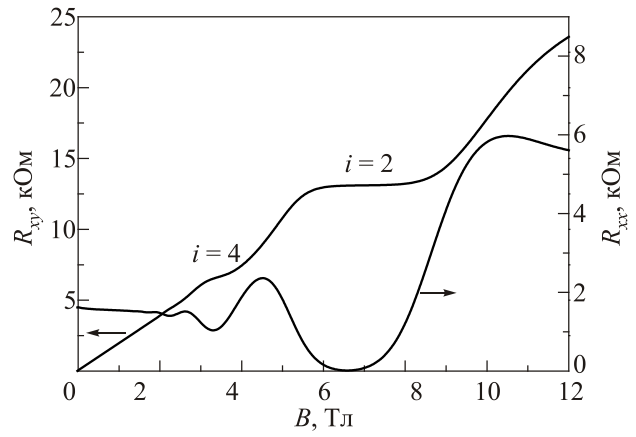


Рис. 2. Зависимости продольной $R_{xx}(B)$ и поперечной $R_{xy}(B)$ компонент тензора магнитосопротивления образца 2981 при $T = 4,2$ К, когда магнитное поле нормально плоскости гетероструктуры.

$\Delta R_{xx}(B)$ также близка к нулю. При угле между полем и плоскостью гетероструктуры $\approx 80^\circ$ наблюдаемый эффект заметно уменьшается (синие круги) по сравнению с углом в 90° . Это указывает на то, что вклад перпендикулярного поля не вносит дополнительных особенностей, а эффект уменьшается вследствие уменьшения магнитного поля, лежащего в плоскости гетероструктуры. Когда же $\mathbf{I} \parallel \mathbf{B}$ (пустые треугольники), $\Delta R_{xx}(B)$ близка к нулю. Величина эффекта невелика, и он тем больше, чем больше эффективная ширина квантовой

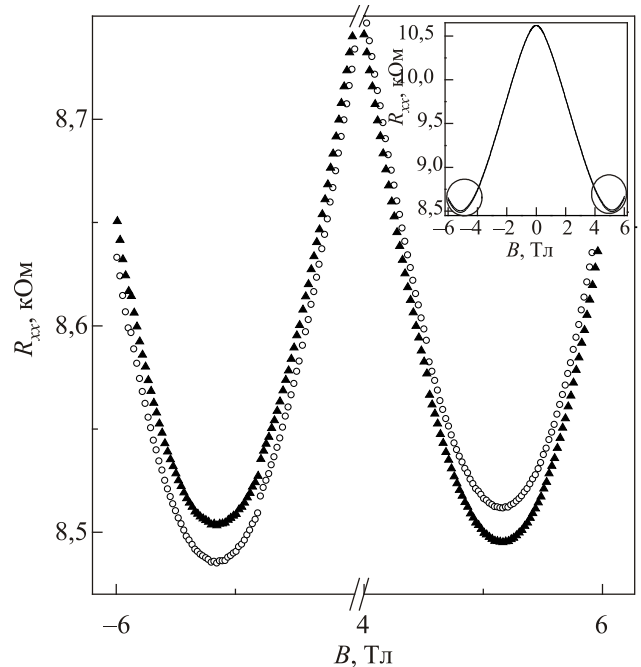


Рис. 3. Полевые зависимости сопротивления образца 2981 в сильных магнитных полях при $T = 4,2$ К. Пустые и закрашенные символы отвечают направлениям тока \mathbf{I} через образец при фиксированном направлении \mathbf{B} : $\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$. На вставке — зависимость сопротивления во всем диапазоне магнитного поля.

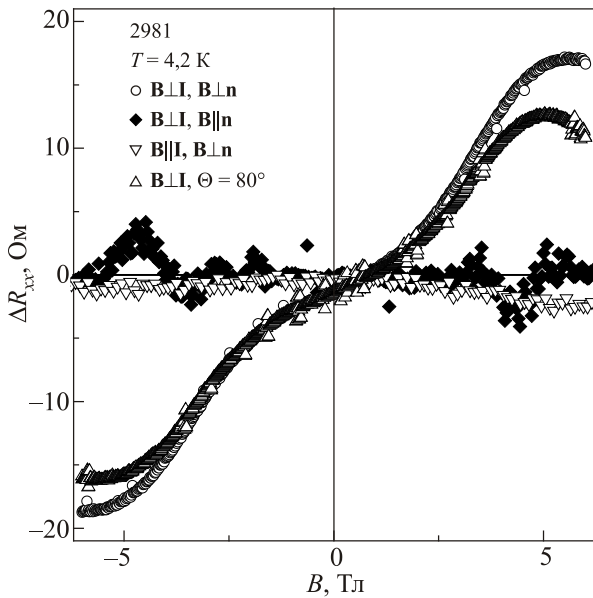


Рис. 4. Полевые зависимости разности сопротивлений образца 2981 при разных направлениях тока \mathbf{I} , \mathbf{n} — нормаль к плоскости гетероструктуры. При $T = 4,2$ К величина тока 15 мкА.

ямы. Так, отношение $|\Delta R_{xx}|/R_0$, где R_0 — сопротивление в нулевом поле, для образцов 2981, 2984 и 2985 составляет соответственно $1,7 \cdot 10^{-3}$, $7,5 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$.

С увеличением силы тока $\Delta R_{xx}(B)$ растет (рис. 5). На всех кривых $\Delta R_{xx}(B)$ при разных значениях тока (рис. 4) наблюдается максимум в магнитных полях $\approx 5,2$ Тл. Можно предположить, что наличие максимума, как и в работе [4], связано с эффектом локализации волновой функции электрона в пределах магнитной длины в границах квантовой ямы в сильных магнитных полях. Температура образца при максимальном значении тока 30 мкА оставалась меньше 5 К.

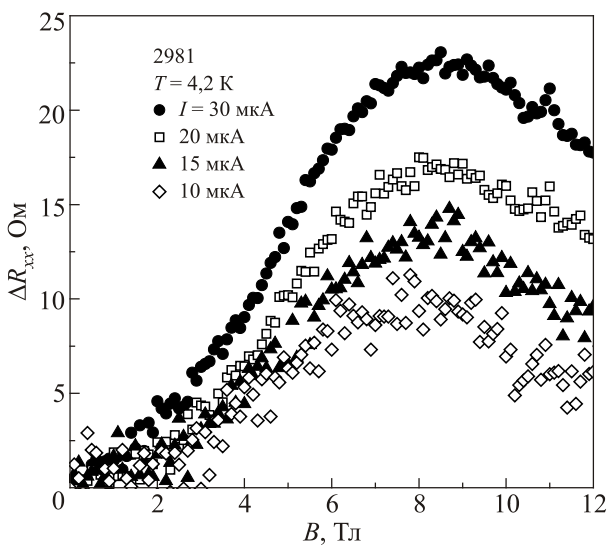


Рис. 5. Полевые зависимости разности сопротивлений образца 2981 при различных значениях тока: $I = 30, 20, 15$ и 10 мкА.

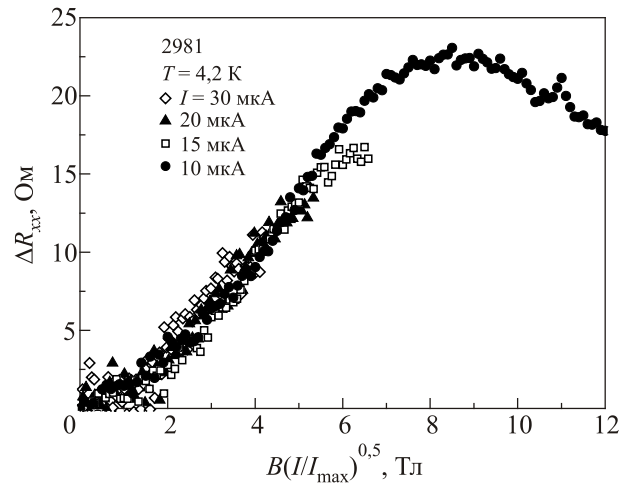


Рис. 6. Зависимости разности сопротивлений образца 2981 при различных значениях тока как функции произведения магнитного поля и квадратного корня нормированной величины тока $B(I/I_{\max})^{0,5}$. Для всех значений тока, кроме максимального, экспериментальные зависимости представлены до 8 Тл.

Зависимости $\Delta R_{xx}(B)$, полученные при разных значениях тока, образуют единую кривую (в магнитных полях меньше 8 Тл), если их построить от магнитного поля, умноженного на квадратный корень нормированной величины силы тока: $B(I/I_{\max})^{0,5}$ (рис. 6). Возможность такого масштабирования указывает на то, что смещение плотности вероятности нахождения электрона в квантовой яме определяется не только величиной силы Лоренца, но и потенциалами гетеропереходов, ограничивающими движение электрона в z -направлении (нормально плоскости квантовой ямы).

По знаку эффекта можно сделать вывод, что рассеяние со стороны подложки меньше, чем со стороны поверхности. Большая величина рассеяния со стороны подложки может быть связана с так называемым всплыванием легирующих атомов [6]. Другим возможным объяснением различия сопротивлений является эффект поверхностной сегрегации атомов In в твердом растворе InGaAs, который образует квантовую яму [7]. С другой стороны, небольшая величина данного эффекта косвенно указывает на симметричность рассеивающих потенциалов исследованных гетероструктур.

4. Заключение

Исследовано магнитосопротивление двумерных структур n -GaAs/In $_x$ Ga $_{1-x}$ As с двойной и одиночной квантовыми ямами при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направлениях тока в ней.

Предложен новый эффект, приводящий к анизотропии магнитосопротивления в зависимости от направления тока, когда магнитное поле лежит в плоскости

двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Этот эффект связан с совместным действием силы Лоренца, которая приводит к смещению максимума электронной плотности из центра КЯ к разным стенкам квантовой ямы при противоположных направлениях тока, и различием вкладов рассеивателей в сопротивление с разных сторон квантовой ямы.

Экспериментально показано, что:

– разность сопротивлений при разных направлениях тока является нечетным эффектом относительно магнитного поля;

– эффект отсутствует, когда ток сонаправлен с направлением магнитного поля;

– величина эффекта растет с увеличением тока, при этом зависимости разности сопротивления от магнитного поля формируют единую кривую при построении их от произведения магнитного поля и квадратного корня величины тока.

По знаку эффекта можно сделать вывод о том, что рассеяние со стороны подложки меньше, чем со стороны поверхности.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (№ 01201463326) и при частичной поддержке фонда ФИ УрО РАН (проект № 15-9-2-12).

Измерения гальваномагнитных эффектов были проведены в ИЦ НПО ИФМ УрО РАН.

1. A. Zrenner, H. Reisinger, F. Koch, K. Ploog, and J.C. Maan, *Phys. Rev. B* **33**, 5607 (1986).
2. A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1929 (1990).
3. M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, O.A. Kuznetsov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, L. Ponomarenko, and A. de Visser, *Physica E* **22**, 68 (2004).
4. А.И. Филин, К. фон Клитцинг, И.В. Кукушкин, А.В. Ларионов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 684 (1995).
5. S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **77**, 085328 (2008).

6. W.X. Ni, J. Knall, M.A. Hasan, G.V. Hansson, J.-E. Sundgren, S.A. Barnett, L.C. Markert, and J.E. Greene, *Phys. Rev. B* **40**, 10449 (1989).
7. J.M. Moison, C. Guille, F. Houzay, F. Barthe, and M. Van Rompay, *Phys. Rev. B* **40**, 6149 (1989).

Antisymmetric contribution to the magnetoresistance of heterostructure in the in-plane magnetic field

A.S. Bogolubskiy, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.G. Novokshonov, and M.V. Yakunin

Anisotropy of magnetoresistance depending on the current direction in the in-plane magnetic field (perpendicular to the current direction) for two-dimensional system is experimentally observed. The effect is caused by the combined action of the Lorentz force, leading to a shift of the electron density maximum from the center to the various walls of the quantum well with the opposite directions of the current, and the difference of the scatterer contributions to resistance from different sides of the quantum well. It is experimentally shown that the difference between the resistances at opposite current directions is: an odd effect with respect to the magnetic field direction; the effect increases with the current raising; the magnetic field dependences of the resistance difference form a single curve in relation to the product of the magnetic field and the square root of the current value. The sign of the effect allows us to conclude that the scattering from the substrate side is less than from the surface side.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
73.40.-c Electronic transport in interface structures.

Keywords: quantum well, low-dimensional electron gas, scattering potential.