

Вертикальный транспорт в разьединенном гетеропереходе II типа GaInAsSb/*p*-InAs

В.А. Березовец^{1,2}, К.Д. Моисеев¹, В.И. Нижанковский², М.П. Михайлова¹,
Р.В. Парфеньев¹, Ю.П. Яковлев¹

¹Физико-технических институт им. А.Ф. Иоффе РАН
ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
E-mail: r.parfeniev@mail.ioffe.ru

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
Вроцлав, 50-204, Польша

Статья поступила в редакцию 14 августа 2006 г.

В разьединенном гетеропереходе II типа $P(N)$ -GaInAsSb/*p*-InAs с резкой планарной границей раздела (переходной слой порядка 1,2 нм) формирование самосогласованных квантовых ям для электронов и дырок контролируется перекрытием энергетических зон на гетерогранице при изменении типа и уровня легирования контактирующих полупроводников. При исследовании вертикального магнитотранспорта через разьединенную гетерограницу II типа GaInAsSb/*p*-InAs показано, что увеличение локализации двумерных электронов в электронном канале на границе раздела приводит к образованию «мягкой» кулоновской щели в туннельной плотности состояний. В магнитных полях до 15 Тл при гелиевых температурах обнаружен переход от состояния с «мягкой» кулоновской щелью в диэлектрическое состояние (жесткая энергетическая щель при величине проводимости $\sigma_{\text{tun}} \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$) при условии расположения уровня Ферми для двумерных электронов в интервале между наименьшими уровнями Ландау для плато $\nu = 2$ на зависимости ρ_{xy} . При увеличении внешнего смещения на гетеропереходе пороговый выход из диэлектрического состояния связан с одноэлектронным туннелированием между отдельными замкнутыми областями из делокализованных электронных состояний уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми.

У роз'єднаному гетеропереході II типу $P(N)$ -GaInAsSb/*p*-InAs з різкою планарною границею розподілу (перехідний шар порядку 1,2 нм) формування самоузгоджених квантових ям для електронів і дірок контролюється перекриттям енергетичних зон на гетерограниці при зміні типу й рівня легування контактуючих напівпровідників. При дослідженні вертикального магнитотранспорту через роз'єднану гетерограницу II типу GaInAsSb/*p*-InAs показано, що збільшення локалізації двовимірних електронів в електронному каналі на границі розподілу призводить до утворення «м'якої» кулонівської щілини в тунельній щільності станів. У магнітних полях до 15 Тл при гелієвих температурах виявлено перехід від стану з «м'якою» кулонівською щілиною в діелектричний стан (тверда енергетична щілина при величині провідності $\sigma_{\text{tun}} \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$) за умови розташування рівня Фермі для двовимірних електронів в інтервалі між найнижчими рівнями Ландау для плато $\nu = 2$ на залежності ρ_{xy} . При збільшенні зовнішнього зсуву на гетеропереході граничний вихід з діелектричного стану пов'язано з одноелектронним тунелюванням між окремими замкнутими областями з делокалізованих електронних станів рівня Ландау, найближчого до рівня Фермі.

PACS: 73.43.-f Квантовые эффекты Холла;
 73.20.-r Электронные состояния на поверхностях и границах раздела;
 73.20.At Поверхностные состояния, зонная структура, электронная плотность состояний;
 73.20.Jc Процессы делокализации.

Ключевые слова: гетеропереход II типа, кулоновская щель, самосогласованные квантовые ямы.

Введение

Разъединенные гетеропереходы II типа на основе системы GaSb–InAs представляют интерес как альтернативный материал для создания туннельно-инжекционных лазеров для среднего ИК диапазона [1–3]. В работе [4] была разработана технология выращивания изопериодных слоев методом жидкофазной эпитаксии твердых растворов GaInAsSb на подложках *p*-GaSb и *p*-InAs. В разъединенном гетеропереходе II типа GaIn_{0,16}As_{0,22}Sb/InAs на гетерогранице с самосогласованными потенциальными ямами был обнаружен электронный канал с высокой подвижностью двумерных электронов (до $7 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) в слабых магнитных полях $B < 2 \text{ Тл}$ в интервале температур $T = 4\text{--}200 \text{ К}$ [5]. Электрические характеристики такого канала, а также его истощение при легировании твердого раствора акцепторной примесью Zn были изучены при температурах $T = 77\text{--}300 \text{ К}$ [6,7]. Планарный магнитотранспорт в одиночных гетероструктурах *p*-GaIn_{0,16}As_{0,22}Sb/*p*-InAs на основе нелегированных и легированных акцепторной примесью эпитаксиальных слоев твердого раствора был исследован в условиях квантового эффекта Холла в магнитных полях до 14 Тл в интервале температур $T = 1,3\text{--}4,2 \text{ К}$ [8,9].

Ряд особенностей квантовых осцилляций проводимости двумерных носителей ранее были изучены в сверхрешетках GaSb/InSb [10] и двойных гетеропереходах GaSb/InAs/GaSb [11], включая влияние сильного спинового расщепления уровней Ландау для электронов в InAs. Представляло интерес исследовать квантовые явления переноса в высокопроводящем канале при низких температурах в сильных магнитных полях, связанные с двумерным характером перекрывающихся энергетических спектров электронов в инверсном канале со стороны *p*-InAs и дырок в обогащенном слое *p*-Ga_{1-*x*}In_{*x*}As_{*y*}Sb_{1-*y*}, пространственно разделенных гетерограницей, а также установить особенности магнитотранспорта в этих самосогласованных квантовых ямах при разных уровнях легирования и состава четвертого твердого раствора. Кроме того, исследование электролюминесценции одиночных гетероструктур II типа *p*-InAs/*p*-GaIn_{0,16}As_{0,22}Sb показали, что в данной системе возможна интенсивная интерфейсная излучательная рекомбинация, обусловленная непрямыми (туннельными) переходами электронов и дырок из полуметаллического канала через гетерограницу [12].

Особенности вертикального тока, протекающего через разъединенную гетерограницу II типа, были рассмотрены на примере одиночных гетеропереходов на основе бинарных соединений GaSb/InAs [13]. Однако из-за высокой неоднородности гетерограницы вольт-амперные характеристики таких гетероструктур были исследованы при достаточно больших величинах плотностей тока и температурах выше 77 К. В свою очередь, одиночная ненапряженная гетероструктура на основе изопериодных полупроводников позволяет выявить роль полуметаллического состояния разъединенной гетерограницы II типа в квантовой проводимости при низких температурах в интервале токов на уровне нескольких десятков микроампер.

Описание эксперимента

Эпитаксиальные слои GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb толщиной 1 мкм были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках *p*-InAs(100), легированных Mn, с концентрацией дырок $p_{300 \text{ К}} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Одиночные изопериодные гетероструктуры GaInAsSb/InAs с рассогласованием постоянных решетки $\Delta a/a = 2 \cdot 10^{-4}$ и резкой планарной границей раздела, обогащенной химическими связями подобными In–Sb, имели переходную область на гетерогранице порядка 4 атомных монослоев [14]. Концентрация остаточных примесей в нелегированном слое твердого раствора не превышала $p_{77 \text{ К}} \sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Легирование донорной примесью (Te) осуществлялось в процессе эпитаксиального наращивания из раствора – расплава до концентрации электронов $n_{77 \text{ К}} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Измерения планарного (вектор тока в плоскости гетероперехода перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля) и вертикального (вектор тока направлен параллельно вектору напряженности магнитного поля, перпендикулярному плоскости гетероперехода) магнитотранSPORTов проводились в магнитных полях до 15 Тл при $T = 1,4\text{--}4,2 \text{ К}$.

В слабом магнитном поле все образцы демонстрировали электронный характер проводимости ($\rho_{xy} < 0$) с высокой подвижностью носителей заряда, соответствующей электронам в канале со стороны *p*-InAs. Высокое значение холловской подвижности указывало также на хорошее качество границы раздела [15,16]. Параметры образцов приведены в табл. 1. В сильных магнитных полях ($B > 10 \text{ Тл}$) в планарной

проводимости наблюдались плато целочисленного квантового эффекта Холла для двумерных электронов в канале на гетерогранице.

Таблица 1. Характеристики образцов — одиночных разьединенных гетероструктур II типа $P(N)$ -GaIn_{0,06}As_{0,22}Sb/ p -InAs.

Номер образца	Уровень легирования примесью Те n , см ⁻³	ρ_0 , Ом ($T = 1,5$ К)	R_H , см ² ·А ⁻¹ ·с ⁻¹ ($T = 1,5$ К)	$R_H\sigma$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹ ($T = 1,5$ К)
МК-739/1	нелегированный	194	$2,31 \cdot 10^6$	$1,19 \cdot 10^{16}$
МК-740/1-Н	$1,0 \cdot 10^{16}$	86	$1,96 \cdot 10^6$	$2,28 \cdot 10^{16}$
МК-740/1	$1,3 \cdot 10^{16}$	59,6	$1,79 \cdot 10^6$	$3,01 \cdot 10^{16}$

Зонные энергетические диаграммы разьединенных гетеропереходов II типа $N(P)$ -GaInAsSb/ p -InAs

В разьединенном гетеропереходе II типа GaInAsSb/InAs в результате перекрытия краев энергетических зон на гетерогранице (E_V в GaInAsSb и E_C в InAs) происходит перетекание электронов из валентной зоны твердого раствора в зону проводимости InAs. В зависимости от легирования соединений, образующих гетеропереход, вблизи интерфейса устанавливается тот или иной изгиб зон и возникающее в результате этого «встроенное» электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов, убывает вглубь полупроводников, образующих гетеропереход (рис. 1).

Если уровень Ферми гетероструктуры P -GaInAsSb/ p -InAs (заглавные буквы относятся к твердому раствору, строчные — к подложке) в термодинамическом равновесии расположен в области перекрытия краев энергетических зон на гетерогранице, тогда на границе раздела образуется полуметаллический канал из двумерных слоев электронов и дырок. При этом двумерные слои представляют собой квантовые ямы для электронов со стороны InAs и дырок со стороны твердого раствора соответственно (рис. 1,а). В случае, когда уровень Ферми располагается по энергии выше области перекрытия энергетических зон на гетерогранице, тогда существует только высокопроводящий слой двумерных электронов (рис. 1,б). Энергия и двумерная концентрация электронов для каждого уровня размерного квантования были получены из самосогласованного решения уравнения Шредингера–Пуассона в приближении для треугольной потенциальной

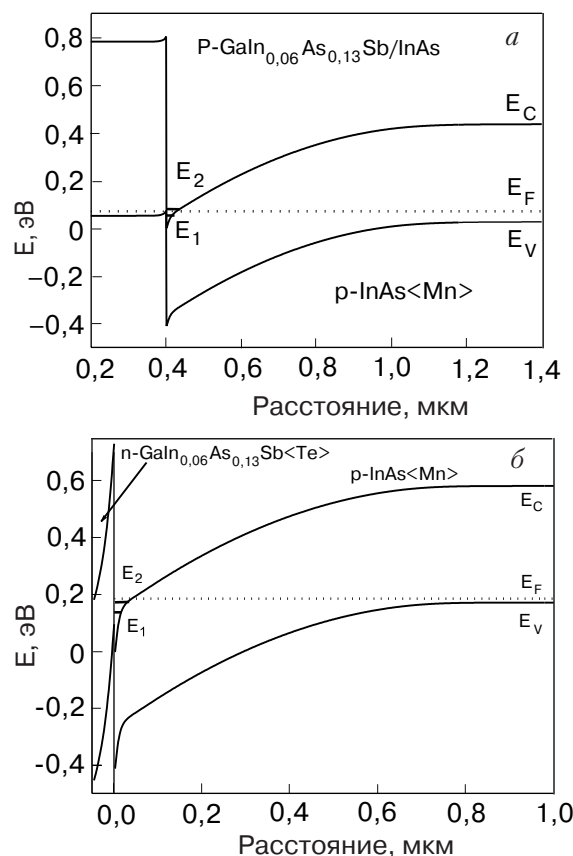


Рис. 1. Схематическая энергетическая диаграмма при $T = 30$ К разьединенного гетероперехода II типа $P(N)$ -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs в зависимости от легирования твердого раствора. E_1 и E_2 — энергетические подзоны размерного квантования электронов. E_F — положение уровня Ферми. Энергетическое положение уровня Ферми и электронных подзон отсчитаны от дна зоны проводимости InAs на гетерогранице; n_S — двумерные концентрации для каждой электронной подзоны. Образец МК-739/1, нелегированный, $E_1 = 0,054$ эВ, $E_2 = 0,08$ эВ, $E_F = 0,072$ эВ, $m_e = 0,027m_0$, $n_{s1} = 3,2 \cdot 10^{11}$ см⁻², $n_{s2} = 2,8 \cdot 10^{10}$ см⁻² (а). Образец МК-740/1Н, легированный донорный, $E_1 = 136$ мэВ, $E_2 = 177$ мэВ, $E_F = 185$ мэВ, $m_e = 0,037m_0$, $p = 10^{13}$ см⁻², $n_{s1} = 7,5 \cdot 10^{11}$ см⁻², $n_{s2} = 1,2 \cdot 10^{11}$ см⁻² (б).

квантовой ямы [17]. Из расчета было получено, что в P - p гетероструктуре (образец МК-739/1Н) в электронном канале на гетерогранице существует один заполненный уровень размерного квантования, а в N - p гетероструктуре (образец МК-740/1) может быть заполнено два уровня.

Туннельный транспорт через полуметаллический канал в P - p гетероструктуре

В планарном магнитотранспорте для разьединенной гетероструктуры II типа P -GaInAsSb/ p -InAs на

кривой компоненты магнитосопротивления ρ_{xy} наблюдаются плато квантового эффекта Холла для двумерных электронов из полуметаллического канала на гетерогранице в присутствии дырочной подсистемы (рис. 2,а). Вклад в планарную проводимость дырок, локализованных в самосогласованной потенциальной яме на стороне твердого раствора, может быть приписан наличию конечного ненулевого значения компоненты ρ_{xx} в области плато для ρ_{xy} при условии квантования электронной подзоны в магнитных полях свыше 10 Тл.

В вертикальном транспорте при малых напряжениях смещения ($\Delta U = 46$ мВ) плотность тока экспоненциально спадает с ростом напряженности магнитного поля, осциллируя с периодичностью, совпадающей с осцилляциями в планарной проводимости σ_{xx} (рис. 2,б). При этом в сильных магнитных полях ($B > 10$ Тл) кондактанс достигает определенного, фиксированного значения, что видно на зависимости второй производной тока по магнитному полю от приложенного магнитного поля (рис. 3,а).

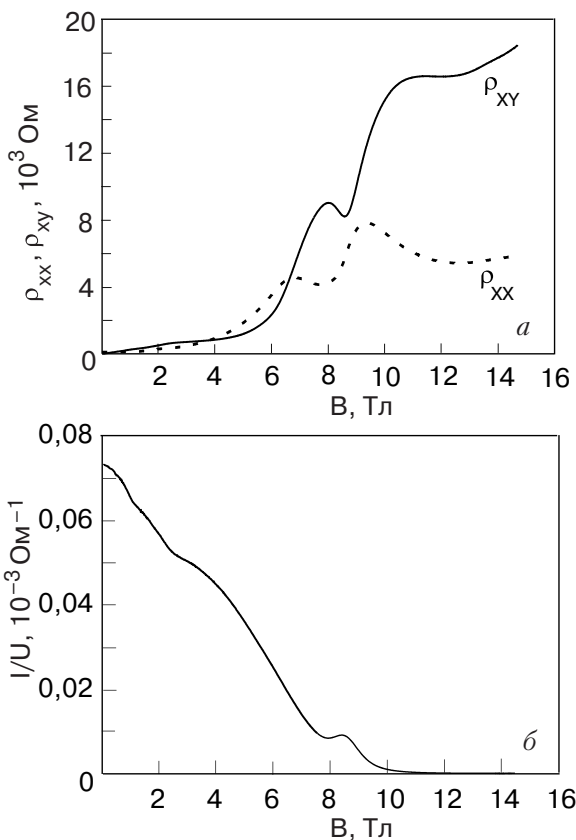


Рис. 2. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при T , К: 1,4 (сплошная линия) и 4,2 (пунктирная линия) (а), экспериментальная зависимость проводимости I/U вдоль направления роста гетероструктуры при $T = 1,4$ К для разьединенного гетероперехода II типа $P\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ на основе нелегированного твердого раствора (б). Образец МК-739.1

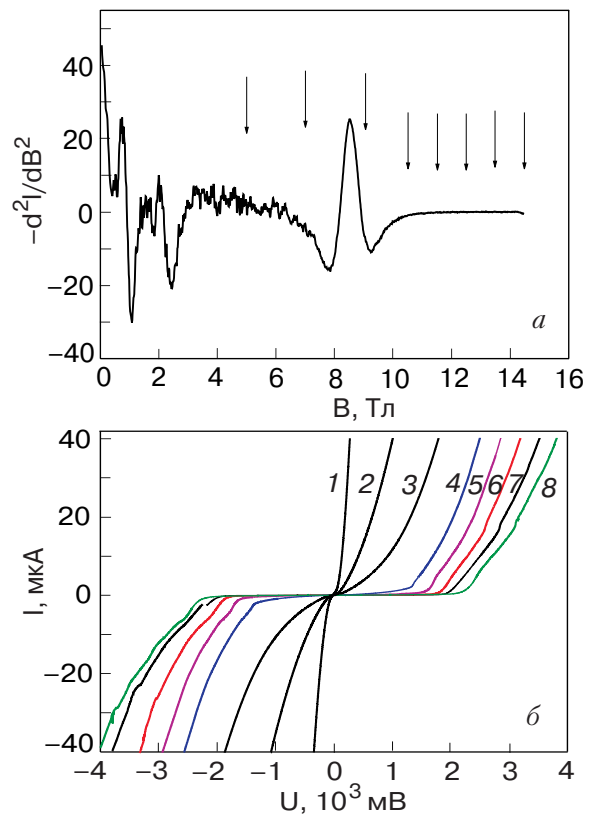


Рис. 3. Зависимость второй производной туннельного тока от магнитного поля (а); вольт-амперные характеристики при $T = 1,4$ К для разьединенного гетероперехода II типа $p\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при различных значениях напряженности магнитного поля, Тл: 0 (1), 7 (2), 9,5 (3), 10,5 (4), 11,5 (5), 12,5 (6), 13,5 (7), 14,5 (8) (б). Образец МК-739.1.

Стрелками отмечены значения напряженности магнитного поля, при которых снимались вольт-амперные характеристики. Следует отметить, что вид вольт-амперной характеристики существенно зави-

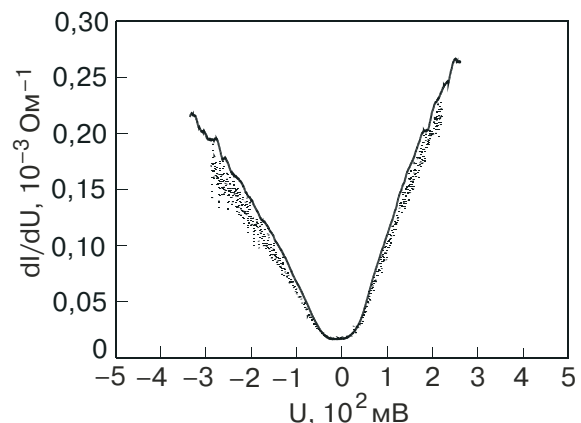


Рис. 4. Зависимость дифференциального кондактанса от напряжения внешнего смещения при $B = 0$ Тл при температурах 1,4 (—) и 4,2 (---) К для разьединенного гетероперехода II типа $P\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$. Образец МК-739.1.

сит от величины магнитного поля (рис. 3,б). В сильных магнитных полях ($B > 10$ Тл) видны участки немонотонного, ступенчатого изменения тока от приложенного внешнего смещения.

В нулевом магнитном поле ($B = 0$ Тл) зависимости дифференциального кондактанса (dI/dU) от величины приложенного напряжения не симметричны относительно точки $U = 0$ В (рис. 4). Видно, что величина дифференциального кондактанса при малых смещениях больше для прямой, чем для обратной ветви вольт-амперной характеристики. Мы полагаем, что в первом случае к туннельному току неосновных носителей добавляется туннельный ток

двумерных электронов из полуметаллического канала на гетерогранице.

В гетероструктуре $P\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при прямом смещении (положительный потенциал приложен со стороны $p\text{-InAs}$) изгиб зон по обе стороны гетерограницы уменьшается за счет уменьшения эффективной разности потенциалов, так как с ростом напряжения смещения потолок валентной зоны твердого раствора $p\text{-GaInAsSb}$ смещается по энергии вверх, сближаясь с дном пустой зоны проводимости $p\text{-InAs}$, смещающимся навстречу. Это приводит к дополнительному перетеканию электронов из заполненной валентной зоны твердого раствора вблизи гетерограницы в электронный канал на стороне $p\text{-InAs}$,

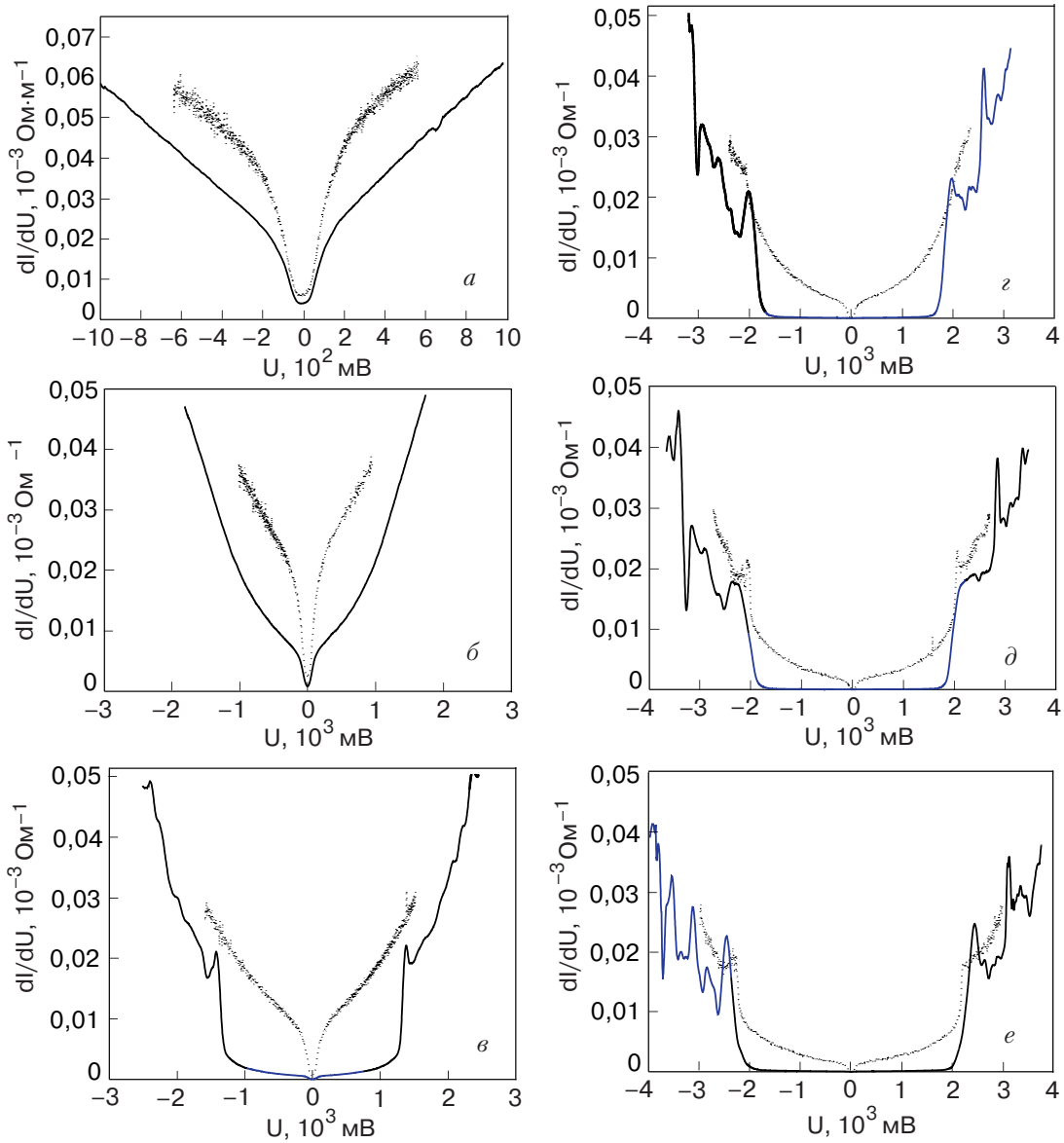


Рис. 5. Зависимость дифференциального кондактанса от напряжения внешнего смещения при температурах 1,4 (—) и 4,2 (---) К для разьединенного гетероперехода II типа $P\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при различных значениях напряженности магнитного поля B , Тл: 7 (а), 9,5 (б), 10,5 (в), 12,5 (г), 13,5 (д), 14,5 (е). Образец МК-739/1.

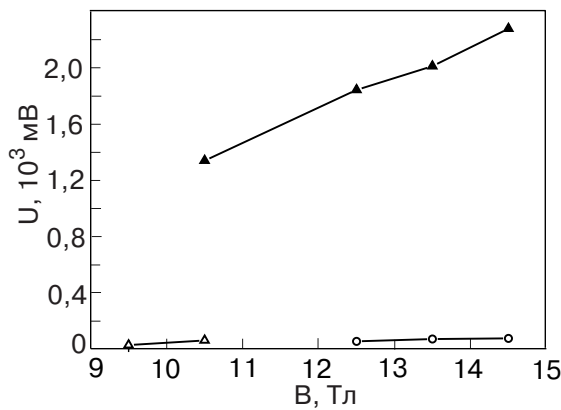


Рис. 6. Зависимость величины внешнего смещения U от магнитного поля при T , К: 1,4 (\blacktriangle , \blacktriangle), и 4,2 (\circ), измеренные при различных значениях дифференциального кондактанса: 0,01 (\blacktriangle), 0,0002 (\triangle), 0,0005 (\circ), для разьединенного гетероперехода II типа p -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs. Образец МК-739/1.

увеличивая, тем самым, вклад двумерных электронов в туннельный ток при переходе их на состояния вблизи потолка валентной зоны InAs. Туннельный ток электронов из твердого раствора через свободные состояния двумерного канала в зону проводимости InAs увеличивается с ростом плотности состояний в зоне так же, как и диффузионный ток неосновных носителей, вклад которых становится существен с ростом температуры. Типичная для туннельного диода N -образность в прямой ветви вольт-амперной характеристики в данном случае отсутствует из-за слабого легирования InAs (дырочный газ в валентной зоне p -InAs не вырожден).

При приложении обратного смещения, когда отрицательный потенциал находится со стороны p -InAs, а положительный — со стороны твердого раствора, из-за сильного искривления зон со стороны p -InAs вблизи гетерограницы потенциальный барьер для дырок настолько велик, что нет свободных дырочных состояний, на которые могли бы рекомбинировать электроны из двумерного канала. При совпадении квазиуровня Ферми для объемных дырок в p -InAs с электронными состояниями в двумерном канале электроны с акцепторных состояний в p -InAs могут резонансно туннелировать в двумерный электронный слой и дальше через гетерограницу в трехмерные состояния валентной зоны твердого раствора.

Отличие величин плотностей туннельного тока для одного и того же значения напряжения смещения, но разной полярности, можно ожидать в любой несимметричной системе с потенциальными барьерами одновременно для электронов и дырок, поскольку напряжение смещения в одном направлении стремится увеличить асимметрию барьеров, тогда как внешнее смещение противоположного на-

правления делает систему более симметричной. При включении магнитного поля вольт-амперные зависимости при обоих направлениях внешнего смещения становятся симметричными (рис. 5).

Увеличение напряженности магнитного поля вплоть до 15 Тл уменьшает величину дифференциального кондактанса на порядок в обеих ветвях вольт-амперных характеристик, что указывает на локализацию двумерных электронов канала, участвующих в туннельном токе. Причем величина дифференциального кондактанса вблизи нулевого значения внешнего смещения минимальна для всех вольт-амперных характеристик, что характерно для появления энергетической щели в туннельной плотности состояний [18]. Острый минимум при $U = 0$ В связан с минимумом в плотности состояний на уровне Ферми в электронном канале. Наличие такой «мягкой» щели обусловлено, по-видимому, кулоновским взаимодействием двумерных электронов в канале на гетерогранице за счет их локализации. В сильных магнитных полях ($B > 12$ Тл) становится

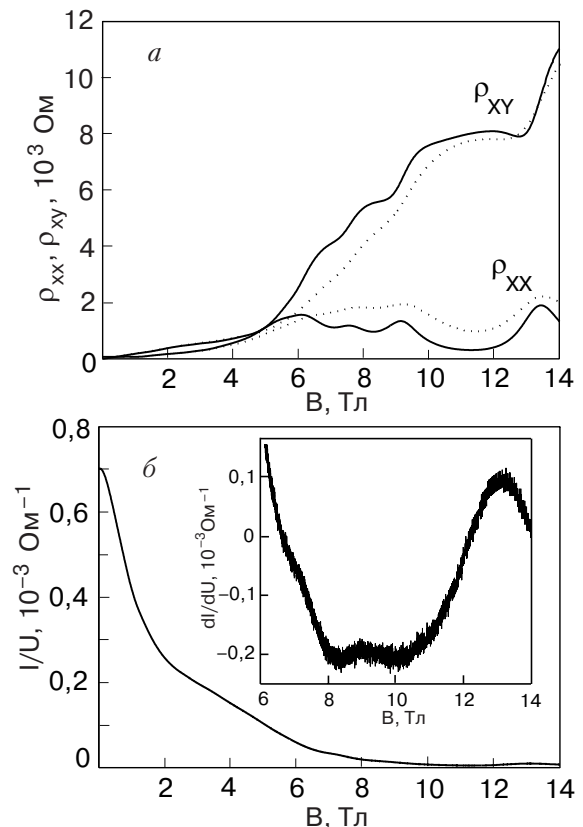


Рис. 7. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при T , К: 1,4 (сплошная линия) и 4,2 (пунктирная линия) (а); экспериментальная зависимость проводимости I/U вдоль направления роста гетероструктуры при $T = 1,5$ К для разьединенного гетероперехода II типа N -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs на основе твердого раствора, сильнолегированного донорной примесью (Te) (б). Образец МК-740/1.

значительным проявление энергетической щели между уровнями Ландау, когда плотность состояний на уровне Ферми для двумерных электронов близка к нулю. Как видно на рис. 6, наблюдается практически линейная зависимость ширины энергетической щели от магнитного поля. Проявление кулоновской щели на кривых дифференциального кондактанса от напряжения смещения почти незаметно из-за сильной локализации состояний между уровнями Ландау при $\nu = 2$.

Туннельный транспорт через состояния двумерного электронного канала

Зонная энергетическая диаграмма двумерного канала на гетерогранице II типа, принципиально отличающаяся от рассмотренной выше, представлена на примере гетероструктуры $N\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ (см. рис.1,б). В данном случае на границе раздела существует только двумерный электронный канал на стороне $p\text{-InAs}$ и нет заполненных дырочных состояний со стороны твердого раствора. Уровень химпотенциала гетероструктуры располагается вне перекрытия энергетических зон на гетерогранице. При увеличении уровня легирования твердого раствора общая концентрация электронов растет, следовательно, увеличивается концентрация электронов, локализованных в проводящем канале на гетерогранице, что приводит к смещению уровня Ферми вверх из области перекрытия зон на гетерогранице. В конечном результате величина приложенного поля вплоть до 14 Тл недостаточна для достижения локализованных состояний, отвечающих значению фактора заполнения $\nu = 2$.

В планарном магнитотранспорте для $N-p$ гетероструктуры (образец МК-740/1) на кривой компоненты магнитосопротивления ρ_{xy} наблюдаются плато квантового эффекта Холла для двумерных электронов из канала (рис. 7,а). В магнитных полях свыше 10 Тл компонента магнитосопротивления ρ_{xx} стремится к нулю в условиях квантования нижней электронной подзоны, когда верхняя электронная подзона выходит из-под уровня Ферми. Наличие конечного ненулевого значения может быть связано с остаточной проводимостью через верхнюю электронную подзону.

С ростом напряженности магнитного поля плотность тока в вертикальном магнитотранспорте при малых напряжениях смещения ($\Delta U = 46$ мВ) также спадает экспоненциально, при этом величина кондактанса в нулевом магнитном поле на порядок больше, чем для $P-p$ гетероструктуры (рис. 7,б). При увеличении напряжения смещения (до $\Delta U = 90$ мВ) осцилляции в туннельной проводимости сдвигаются к меньшим значениям напряженности магнитного поля (см. вставку на рис. 7,б). Вольтамперные характери-

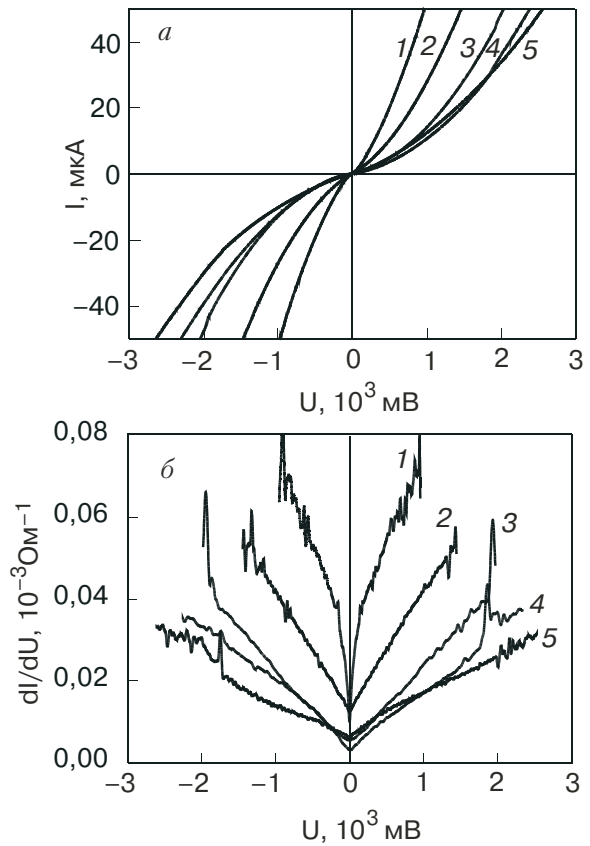


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики (а) и зависимости дифференциального кондактанса от напряжения смещения (б) при $T = 1,5$ К для разьединенного гетероперехода II типа $N\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при различных значениях напряженности магнитного поля В, Тл: 6 (1), 8 (2), 10 (3), 12 (4), 14 (5). Образец МК-740/1.

стики и общий вид зависимостей дифференциального кондактанса при $T = 1,4$ К от напряжения смещения представлены на рис. 8. Как видно на рисунках, величина приложенного магнитного поля недостаточна для достижения строго локализованных состояний между уровнями Ландау. Наблюдалась только энергетическая щель вблизи нулевого смещения, обусловленная кулоновским взаимодействием электронов, локализованных в двумерном канале на гетерогранице. Проявление кулоновской щели наблюдается только при низких температурах ($T \approx 1,5$ К). Динамика этого процесса хорошо видна на рис. 9. Для данного образца выход в ультраквантовый предел для объемных электронов твердого раствора реализуется только в сильных магнитных полях свыше 14 Тл (рис. 9,з).

В данном случае, когда эпитаксиальный слой твердого раствора GaInAsSb легирован донорной примесью до $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а InAs — акцепторной до $p = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, по обе стороны от гетерограницы образуются обедненные основными носителями слои: для электронов — со стороны твердого раствора и для дырок со стороны InAs. Высота барье-

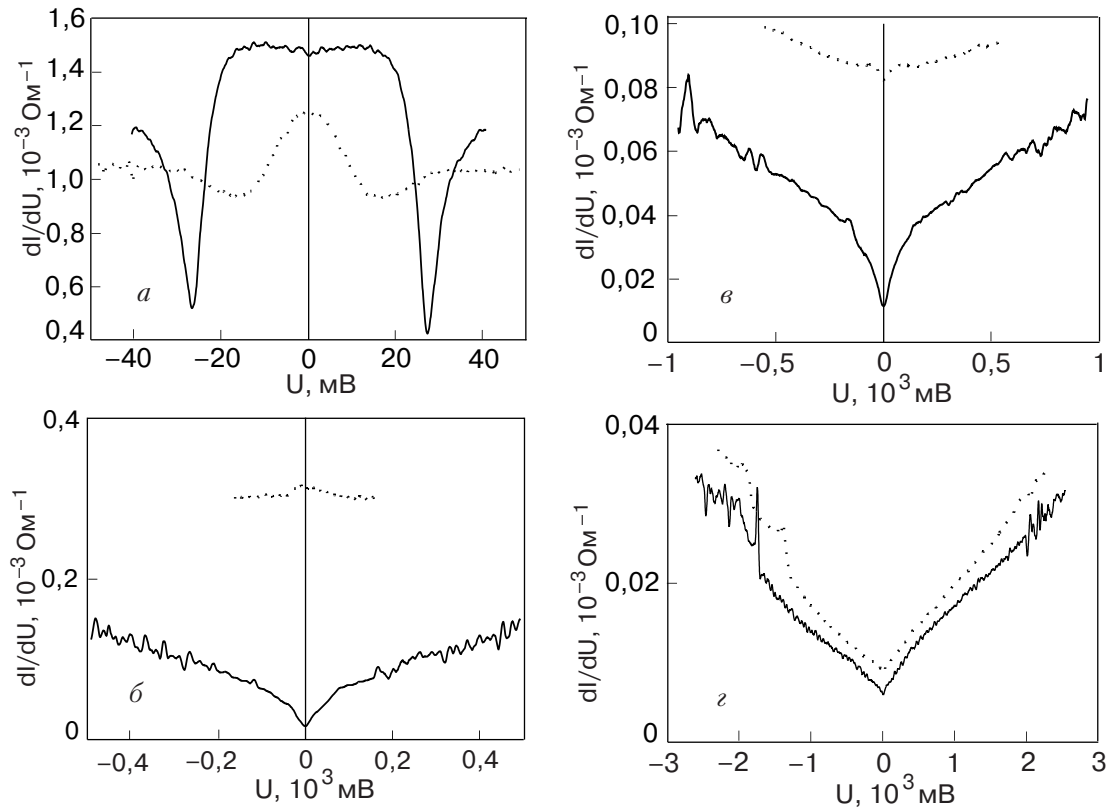


Рис. 9. Зависимость дифференциального кондактанса от напряжения внешнего смещения при температурах 1,5 (—) и 4,2 (...) К для разьединенного гетероперехода II типа $N\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при различных значениях напряженности магнитного поля B , Тл: 0 (а), 2 (б), 6 (в), 14 (г). Образец МК-740/1.

ров для $N-p$ объемного перехода близка к сумме ширины запрещенных зон контактирующих материалов и является максимальной среди возможных комбинаций гетероструктур $P-n$, $N-n$ и $P-p$, в зависимости от легирования полупроводника [19].

На рис. 1,б приведена зонная энергетическая диаграмма разьединенного гетероперехода II типа $N\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$. При малой толщине обедненного слоя и резкой гетерогранице энергетический барьер между N - и p -областями оказывается туннельно-прозрачным (межзонное туннелирование) и наличие размерно-квантованных состояний на интерфейсе приводит к резонансному туннелированию основных носителей при низких температурах, когда скорость термической генерации неосновных носителей мала. Поскольку ширина гетероперехода мала, то электроны могут туннелировать из зоны проводимости твердого раствора на свободные состояния уровней размерного квантования в двумерном электронном канале и дальше на свободные состояния в валентной зоне $p\text{-InAs}$ и наоборот. В отсутствие внешнего электрического поля эти встречные потоки равны и результирующий ток равен нулю.

При положительном смещении («+» на $p\text{-InAs}$) напротив занятых состояний зоны проводимости твердо-

го раствора располагаются свободные состояния двумерного электронного канала, которые находятся выше уровня Ферми. Вероятность туннелирования электронов из N - в p -область увеличивается, а вероятность обратных переходов уменьшается.

При обратном смещении («-» на подложке $p\text{-InAs}$) высота барьеров для основных носителей по обе стороны гетерограницы возрастает, а их ширина в области разрыва зон на интерфейсе уменьшается. В результате ток через переход оказывается только туннельным, а именно: электроны из состояний валентной зоны ниже у квазиуровня Ферми в $p\text{-InAs}$ туннелируют через свободные состояния электронного канала на интерфейсе в свободные состояния зоны проводимости твердого раствора. При этом число таких переходов возрастает из-за увеличения перекрытия зон и результирующий поток электронов направлен из p - в N -область.

Как известно, вольт-амперная характеристика классического туннельного диода определяется туннелированием основных носителей [20]. При положительном смещении электроны из n -области туннельным образом переходят в дырочные состояния p -области, приводя к N -образной характеристике при увеличении напряжения смещения при наличии вырождения в контактирующих полупроводниках.

В нашем случае на пути туннелирования электронов из зоны проводимости N -GaInAsSb к потолку валентной зоны p -InAs на гетерогранице II типа GaInAsSb/InAs расположены квантово-размерные состояния полуметаллического канала, определяющие характер резонансного межзонного туннелирования.

Образец МК-740/1Н является промежуточным случаем между рассмотренными выше гетероструктурами МК-739/1 и МК-740/1. Степень легирования твердого раствора N -GaInAsSb в образце МК-740/1Н меньше, чем в образце МК-740/1, но достаточна, чтобы уровень Ферми по энергии располагался вблизи верхнего края перекрытия зон на гетерогранице. Поведение планарного магнитотранспорта подобно наблюдаемому для образца МК-740/1, однако в этом случае ультраквантовый предел для объемных электронов твердого раствора реализуется уже в магнитных полях $B > 8$ Тл, а на кривой компоненты магнитосопротивления ρ_{xy} наблюдаются плато квантового

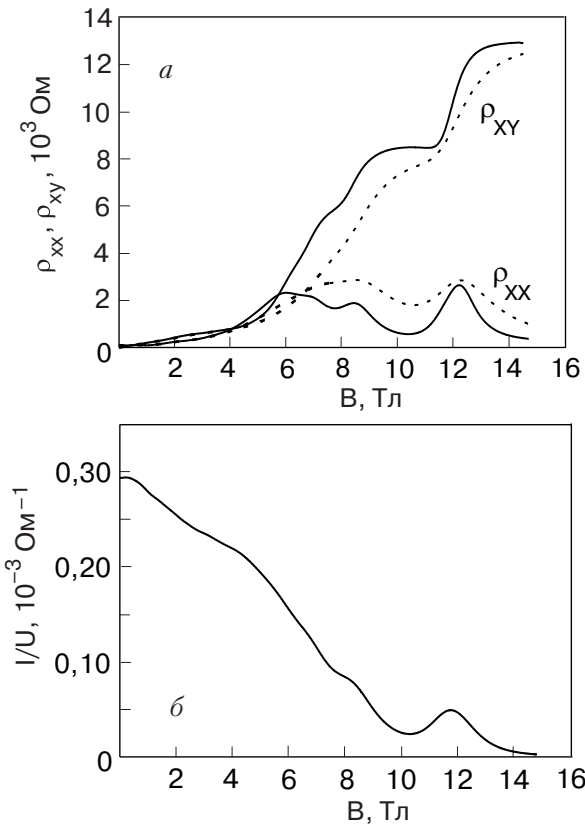


Рис. 10. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при T , К: 1,5 (сплошная линия) и 4,2 (пунктирная линия) (а); экспериментальная зависимость проводимости I/U вдоль направления роста гетероструктуры при $T = 1,4$ К (б) для разьединенного гетероперехода II типа N -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs на основе твердого раствора, среднелегированного донорной примесью (Te). Образец МК-740/1-Н.

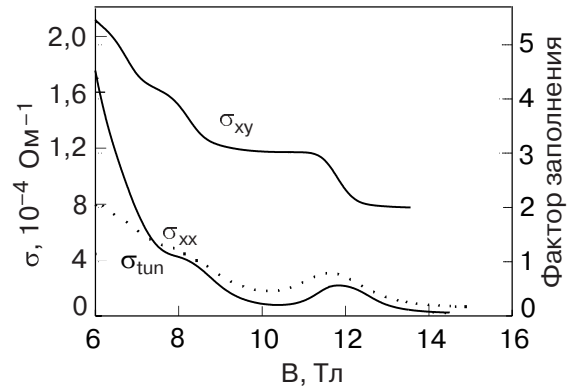


Рис. 11. Зависимости компонент планарной магнитопродовимости σ_{xy} и σ_{xx} и туннельной проводимости σ_{tun} от магнитного поля при $T = 1,5$ К для разьединенного гетероперехода II типа N -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs на основе твердого раствора, среднелегированного донорной примесью (Te).

эффекта Холла для двумерных электронов из канала для величин фактора заполнения $\nu = 3$ и $\nu = 2$ (рис. 10,а).

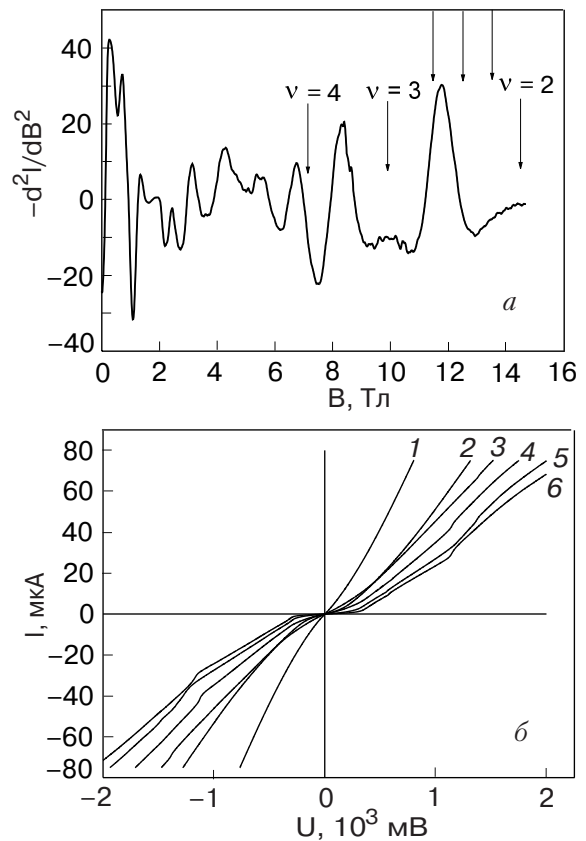


Рис. 12. Зависимость второй производной туннельного тока от магнитного поля (а); вольт-амперные характеристики при $T = 1,4$ К для разьединенного гетероперехода II типа N -GaIn_{0,06}As_{0,13}Sb/ p -InAs на основе твердого раствора, среднелегированного донорной примесью (Te), при различных значениях напряженности магнитного поля B , Тл: 7 (1), 10 (2), 11,5 (3), 12,5 (4), 13,5 (5), 14,5 (6) (б). Образец МК-740/1-Н.

В вертикальном магнитотранспорте при малых напряжениях смещения ($\Delta U = 46$ мВ) с ростом напряженности магнитного на экспоненциально спадающей кривой туннельной проводимости появляются осцилляции, совпадающие с осцилляциями в планарной проводимости σ_{xx} (рис. 10,б), что уже наблюдалось выше для образца МК-739/1. При совпадении уровней Ландау основной электронной подзоны в двумерном канале с уровнем Ферми компонента магнитопроводимости σ_{xx} имеет максимумы, и туннельный ток также максимален вследствие пика плотности состояний на уровне Ландау (рис.11).

Стрелками на зависимости второй производной от туннельного тока по магнитному полю отмечены

значения напряженности магнитного поля, при которых снимались вольт-амперные характеристики (рис. 12,а). Пологие участки соответствуют плато в планарной холловской проводимости σ_{xy} . Вольт-амперные характеристики при $T = 1,4$ К от напряжения смещения представлены на рис. 12,б. В сильных магнитных полях ($B > 12$ Тл) видны участки немонотонного, ступенчатого изменения тока от приложенного внешнего смещения.

Энергетическая щель, обусловленная кулоновским взаимодействием электронов, локализованных в двумерном канале на гетерогранице, появляется уже в полях свыше 8 Тл (рис. 13). По сравнению с образцом МК-740/1 кулоновская щель на уровне Ферми прояв-

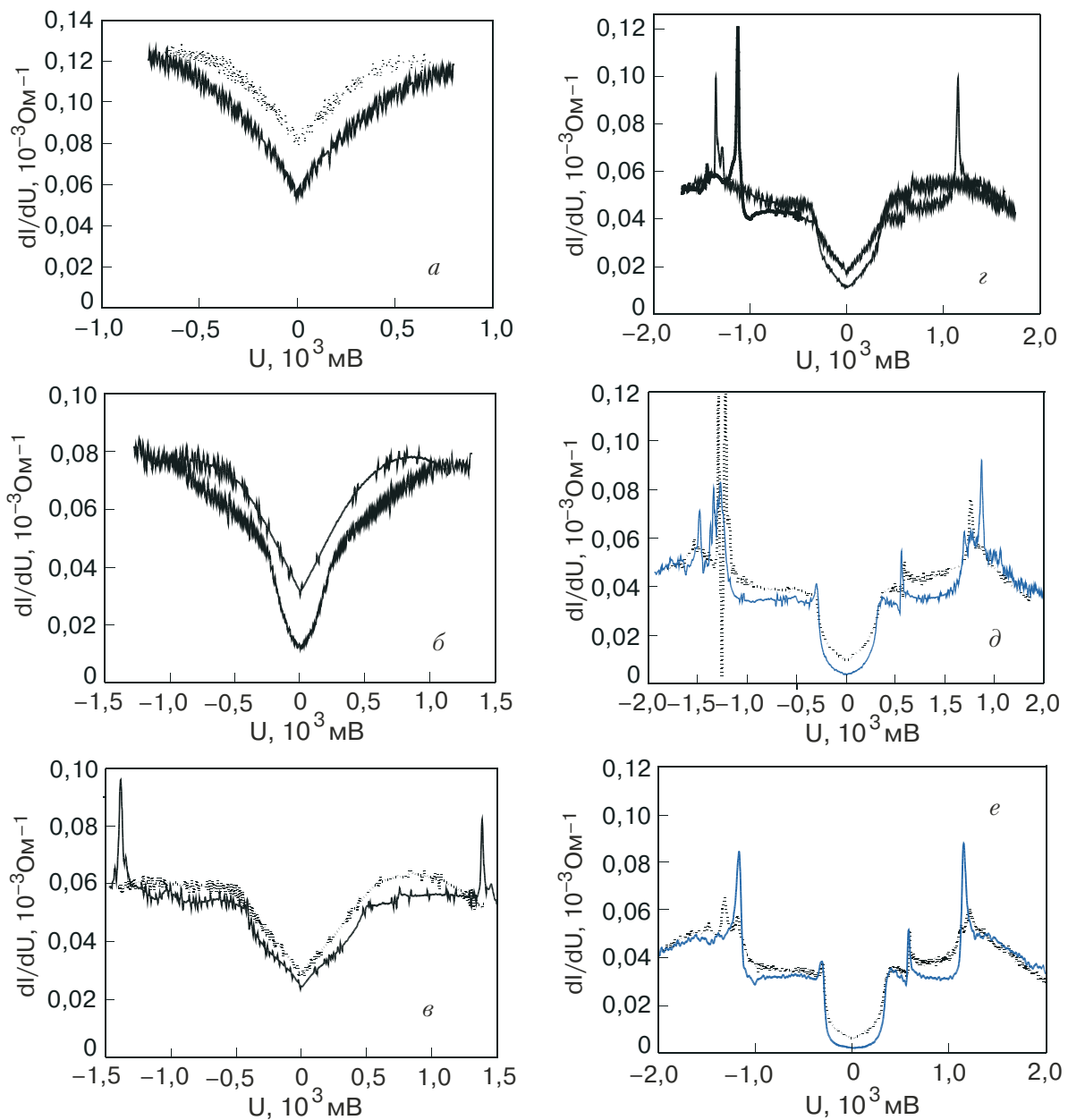


Рис. 13. Зависимость дифференциального кондактанса от напряжения внешнего смещения при температурах 1,5 (—) и 4,2 (- -) К для разъединенного гетероперехода II типа $N\text{-GaIn}_{0,06}\text{As}_{0,13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ на основе твердого раствора, среднелегированного донорной примесью (Te), при различных значениях напряженности магнитного поля B , Тл: 7 (а), 10 (б), 11,5 (в), 12,5 (z), 13,5 (д), 14,5 (е). Образец МК-740/1-Н.

ляется только для локализованных состояний (рис. 13,е). Наличие делокализованных состояний подтверждается тем, что максимумы на зависимостях для σ_{xx} и σ_{tun} совпадают и расположены в поле $B = 12$ Тл (рис. 11). Для локализованных состояний σ_{xx} и σ_{tun} стремятся к нулю при увеличении напряженности магнитного поля $B > 12$ Тл, поэтому вклад планарной составляющей в вертикальный магнитотранспорт незначителен. Кулоновская щель видна в полях до 11,5 Тл как возрастание дифференциального кондактанса при нулевом смещении и пропадает при $B > 12$ Тл для образца МК-740/1Н (рис. 13, $T = 1,3$ К) и при $B > 8$ Тл для $P-p$ гетероструктуры (образец МК-739/1 при $T = 1,4$ К, см. рис. 5), тогда как для образца МК-740/1 она еще наблюдается на кривых дифференциального кондактанса при $B = 14$ Тл.

Благодаря разной концентрации двумерных электронов на гетерогранице для трех образцов максимум туннельной проводимости σ_{tun} , соответствующий одному и тому же уровню Ландау (например, $N = 1$), смещается в зависимости от величины магнитного поля $B = 8,2$ Тл (образец МК-739/1) до $B = 13,2$ Тл (образец МК-740/1Н) (см. рис. 14). В результате на вольт-амперных характеристиках, снятых в магнитных полях, отвечающих расположению уровня Ферми между уровнями Ландау $N = 0$ и $N = 1$, для образца МК-739/1 наблюдается ступенчатое изменение туннельного тока и величина кондактанса достигает значений $G = 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ в интервале полей $B = 10-14,5$ Тл. Подобного «зануления» туннельной проводимости не наблюдается для образца МК-740/1Н в полях $B < 14$ Тл из-за перекрывающихся хвостов в распределении плотности состояний между уровнями Ландау $N = 1$ и $N = 2$.

При $B = 0$ Тл и малой величине смещения на гетеропереходе вольт-амперные характеристики для образца МК-740/1 (см. рис. 9,а) имеют вид, характер-

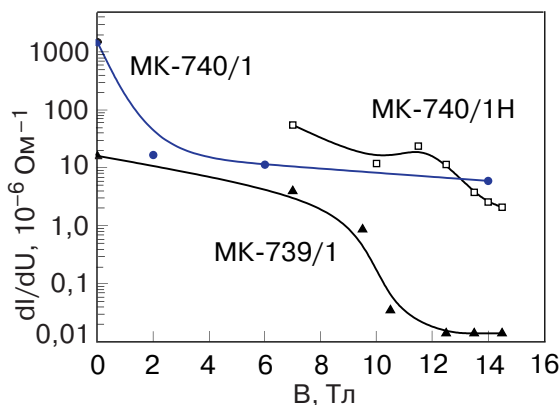


Рис. 14. Зависимость величины дифференциального кондактанса при нулевом смещении от магнитного поля для трех образцов: МК-739/1 (\blacktriangle), МК-740/1Н (\square) и МК740/1 (\bullet) при $T = 1,4$ К.

ный для туннельного диода, с резким уменьшением дифференциального кондактанса (dI/dU), что соответствует уменьшению перекрытия занятых зонных состояний в N -GaInAsSb и свободных состояний в двумерном электронном канале на стороне p InAs. Величина дифференциального кондактанса в слабых магнитных полях для образца МК-740/1 меньше, чем для образца МК-740/1Н из-за вымерзания объемных электронов в твердом растворе.

Как и в образце МК-739/1 пороговый выход из диэлектрического состояния связан с делокализацией электронных состояний ближайшего уровня Ландау электрическим полем. Туннелирование тока через гетерограницу осуществляется через верхний из расщепленных уровней Ландау. Это условие выполняется для обоих направлений внешнего смещения.

Для объяснения этого эффекта необходимо обратиться к энергетической диаграмме, из которой следует, что при обратном смещении приложенное электрическое поле вытягивает электроны и дырки от гетерограницы, создавая обедненную область между объемными N - и p -областями (экстракция). Область экстракции простирается от гетерограницы вглубь каждого полупроводника на расстояние, определяемое дрейфовой длиной основных носителей заряда в электрическом поле (в то же время неосновные носители втягиваются (ретракция) в область контакта с расстояний порядка диффузионной длины). Таким образом, область объемного заряда слева и справа вблизи гетерограницы увеличивается и величина туннельного тока через эти области будет меньше, чем в прямом направлении, что видно при сравнении кондактанса для прямой и обратной ветвей вольт-амперной характеристики (см. рис. 4).

Наличие двумерных электронов полуметаллического канала, прижатых электрическим полем к гетерогранице, инициирует туннельную эмиссию электронов в зону проводимости твердого раствора. К этому току добавляется туннельный ток электронов из валентной зоны p -InAs в зону проводимости твердого раствора через свободные резонансные состояния в двумерном электронном канале на гетерогранице. Обеспечение таких условий протекания тока через разъединенную гетерограницу II типа оказывается основным фактором существования вертикального транспорта при выходе из диэлектрического состояния в условиях квантового эффекта Холла при $B > 10$ Тл.

Заключение

Исследованы одиночные разъединенные гетероструктуры II типа $P(N)$ -GaInAsSb/ p -InAs с резкой планарной границей раздела (переходной слой порядка 1,2 нм), полученные методом жидкофазной

эпитаксии. Показано, что заполнение самосогласованных квантовых ям для электронов и дырок контролируется перекрытием энергетических зон на одиночной разьединенной гетерогранице II типа GaInAsSb/*p*-InAs и изменением типа и уровня легирования контактирующих полупроводников.

Сравнение кривых туннельного тока перпендикулярно гетерогранице с кривыми для магнитосопротивления $\rho_{XX}(B)$ в планарной геометрии, измеренными в условиях квантового эффекта Холла, показало, что максимумы туннельного тока, как и максимумы компоненты планарной магнитопроводимости $\sigma_{XX}(B)$, соответствуют совпадению по энергии уровней Ландау с уровнем Ферми для двумерных электронов в канале на гетерогранице.

Установлено, что дифференциальный кондактанс $G = dI/dU$ имеет минимум при нулевом смещении, величина которого увеличивается с ростом магнитного поля, что отражает возрастающую локализацию двумерных электронов, приводящую к образованию «мягкой» кулоновской щели в туннельной плотности состояний вследствие кулоновского взаимодействия между локализованными электронными состояниями в двумерном электронном канале на гетерогранице. Переход от состояния с «мягкой» кулоновской щелью в диэлектрическое состояние (жесткая энергетическая щель при величине $\sigma_{\text{tun}} \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$) наблюдался в дифференциальном кондактансе при напряжении смещения, когда плотность состояний на уровне Ферми пренебрежимо мала в интервале энергий между наименьшими уровнями Ландау в магнитном поле.

Пороговый выход из диэлектрического состояния связан с делокализацией электрическим полем электронных состояний уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми. В перколяционной системе сильный флуктуирующий потенциал разьединенной гетерограницы II типа GaInAsSb/*p*-InAs приводит к замкнутым двумерным областям делокализованных состояний ближайшего уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми, в двумерном электронном канале на гетерогранице, через которые происходит одноэлектронное туннелирование при увеличении напряжения смещения. Это проявляется в виде ступенек на кривой туннельной проводимости при значениях, кратных величине кванта кондактанса e^2/h .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16470, грантов Президиума РАН и отделения физических наук РАН, грантов ведущих научных школ НШ-5180.2006.2 и НШ-5596.2206.2.

1. D.W. Stokes, L.J. Olafsen, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, C.L. Felix, E.H. Aifer, J.R. Meyer, and M.J. Yang, *J. Appl. Phys.* **86**, 4729 (1999).

2. R.Q. Yang, J.L. Bradshaw, J.D. Bruno, J.T. Pham, and D.E. Wortman, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 397 (2002).
3. K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, and Yu.P. Yakovlev, *Physica* **E20**, 491 (2003).
4. А.Н. Баранов, А.М. Литвак, К.Д. Моисеев, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, *ЖПХ* **67**, 1951 (1994).
5. Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **30**, 985 (1996).
6. Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **32**, 212 (1998).
7. V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev, and V.I. Nizhankovski, *Phys. Status Solidi* **A195**, 194 (2003).
8. K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, R.V. Parfeniev, and Yu.P. Yakovlev, *Surf. Science* **482–485**, 1083 (2001).
9. M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, and Yu.P. Yakovlev, *Semicond. Science Technol.* **19**, R09 (2004).
10. M.S. Daly, K.S.H. Dalton, M. Lakrimi, N.J. Mason, R.J. Nicholas, M. van der Burgt, P.J. Walker, D.K. Maude, and J.C. Portal, *Phys. Rev.* **B53**, R10524 (1996).
11. E.E. Mendez, L. Esaki, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2216 (1985).
12. M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, G.G. Zegrya, and Yu.P. Yakovlev, *Solid States Electron.* **40**, 673 (1996).
13. D.A. Collins, E.T. Yu, Y. Rajakarunanayake, J.R. Soderstrom, D.Z.-Y. Ting, D.H. Chow, and T.C. McGill, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 683 (1990).
14. К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **34**, 1438 (2000).
15. J.R. Meyer, D.J. Arnold, C.A. Hoffman, and F.J. Bartoli, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2523 (1991).
16. J.M. Kuo, B. Lalevic, and T.Y. Chang, *J. Vac. Science Technol.* **B5**, 782 (1987).
17. K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, R.V. Parfeniev, K. Korolev, S. Meining, B. McCombe, *Proc. 13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Tecnology*, 240 (2005).
18. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, J.A. Jones, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev.* **B54**, 10614 (1996).
19. М.П. Михайлова, И.А. Андреев, К.Д. Моисеев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **29**, 678 (1995).
20. L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).

Vertical transport in a type II broken-gap heterojunction GaInAsSb/*p*-InAs

V.A. Berezovets, K.D. Moiseev, V.I. Nizhankovski, M.P. Mikhailova, R.V. Parfeniev, and Yu.P. Yakovlev

In a type II broken-gap heterojunction *P(N)*-GaInAsSb/*p*-InAs with a sharp planar heteroboundary (a transition layer is about 1.2 nm) the formation of self-consistent quantum

wells for electrons and holes is controlled by energy bands overlapping at the heterointerface with varying type and level of the doping of the contacting semiconductors. The study into vertical magnetotransport across the type II broken-gap heterointerface demonstrates that an enhance of 2D-electron localization in the electron channel at the heteroboundary gives rise to a «soft» Coulomb gap in the tunnel density of states. A transition from the state with a «soft» Coulomb gap to the insulator state (a hard energy gap at conductivity $\sigma_{\text{tun}} \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$) was observed when the density of states at the Fermi level was negligible as compared with the energy

gap between the nearest Landau levels at magnetic field. The threshold yield of the insulator state is due to the delocalisation of electron states at the Landau level nearest to the Fermi level.

PASC: **73.43.-f** Quantum Hall effects;
73.20.-r Electron states at surfaces and interfaces;
73.20.At Surface states, band structure, electron density of states;
73.20.Jc Delocalization processes.

Keywords: type II heterojunction, Coulomb gap, soft-consistent quantum wells.