

Туннелирование электронов между двумерными электронными системами в гетероструктуре с одиночным легированным барьером

© В.Г. Попов, Ю.В. Дубровский, Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Д.К. Мауд*, Ж.-К. Портал*,
Т.Г. Андерссон†, Ж. Тордсон†

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

* Лаборатория сильных магнитных полей Национального центра научных исследований,
Гренобль, Франция

† Физический факультет Чалмерского технологического университета,
Гетеборг, Швеция

(Получена 6 августа 1997 г. Принята к печати 11 ноября 1997 г.)

Исследовано туннелирование электронов в гетероструктуре с одиночным легированным барьером. Анализ экспериментальных данных показал, что все особенности в туннельной проводимости связаны с туннелированием электронов между двумерными электронными слоями, которые возникают по разные стороны барьера вследствие ионизации примесей в барьере. При этом транспорт электронов между двумерными электронными слоями и трехмерными контактными областями не вносит существенных искажений в измеряемые туннельные характеристики. В таких структурах отсутствует ток вдоль двумерного электронного газа, который обычно затрудняет исследования туннелирования между двумерными электронными системами в магнитных полях.

Введение

Туннельная спектроскопия является одним из эффективных методов исследования низкоразмерных электронных систем. Уменьшение размерности электронных систем приводит к появлению новых физических явлений, проявляющихся в особенностях туннелирования электронов между такими системами, что, в частности, позволило использовать структуры с низкоразмерными электронными системами для практических применений. Так, например, хорошо известно использование резонансно-туннельных диодов (РТД) в СВЧ электронике, принцип действия которых основан на резонансном туннелировании между трехмерным электронным газом и двумерным электронным состоянием в двухбарьерных гетероструктурах [1]. Оказалось, что уменьшение размерности эмиттера в РТД приводит к увеличению отношения пикового резонансного тока к фононовому нерезонансному току, что существенно улучшает характеристики РТД [2]. Кроме того, при исследовании процессов туннелирования электронов между двумерными системами (2D–2D туннелирование) удалось обнаружить ряд новых физических явлений: туннелирование между уровнями Ландау с разными индексами [3,4], туннелирование между долинами Γ и X [5], возникновение туннельной псевдощели в плотности состояний на уровнях Ферми двумерных систем в квантующем магнитном поле [6,7]. Туннелирование типа 2D–2D позволило более подробно исследовать процессы туннелирования электронов с испусканием оптических фононов [8], плазмонов [9], а также эффекты непараболичности в двумерных системах [10].

Исследования туннелирования между двумерными электронными системами ранее проводились на структурах 2 типов: 1-й — две квантовые ямы, разде-

ленные туннельным нелегированным барьером [6,7]; 2-й — гетероструктура с одиночным легированным барьером, в который 2 двумерных электронного газа возникали по обе стороны барьера из-за ионизации примесей в барьере [4,10]. В экспериментах использовались структуры с омическими контактами к отдельным двумерным (2D) слоям, что позволяло непосредственно исследовать процессы туннелирования между 2D электронными системами. Однако измерение туннельного тока в сильных магнитных полях в подобных структурах представляет определенные сложности. Действительно, в этих образцах контактные области пространственно отделены от области туннелирования. При этом двумерный электронный газ (2DEG) играет роль последовательного сопротивления при измерении туннельного тока. В сильном магнитном поле, в режиме квантового эффекта Холла ток через 2DEG протекает по краевым состояниям и туннелирование осуществляется между этими состояниями. Таким образом, при проведении туннельных экспериментов в сильном магнитном поле площадь туннельной области существенно зависит от заполнения уровней Ландау в параллельных 2D слоях.

В данной работе исследовалось туннелирование между 2D электронными системами в образцах, в которых исключен ток вдоль 2D слоя. Образцы были созданы на основе гетероструктуры с легированным $Al_xGa_{1-x}As$ -барьером и слабо легированными слоями GaAs (спейсерами) по обе стороны барьера, отделяющими барьерный слой от сильно легированных контактных областей n^+ -GaAs. При этом по обе стороны барьера возникли 2D обогащенные слои из-за ионизации примесей в барьере. На таких образцах были проведены измерения дифференциальной туннельной проводимости при разных ориентациях магнитного поля. Анализ полученных данных показал, что все особенности туннельной

проводимости связаны с туннелированием между 2D системами, а электронный транспорт в областях между 2DEG и трехмерными контактными областями вносит малые возмущения в измеряемые туннельные характеристики.

Эксперименты и их обсуждение

Исследовавшиеся образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сильно легированной подложке n^+ -GaAs и имели следующую последовательность слоев:

- слой GaAs толщиной 200 нм, $n^+ = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- слой GaAs толщиной 200 нм (спейсер), $n^- = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
- нелегированный слой GaAs толщиной 10 нм;
- нелегированный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 2 нм;
- слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 10 нм, $n^+ = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- нелегированный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 2 нм;
- нелегированный слой GaAs, толщиной 10 нм;
- слой GaAs толщиной 200 нм (спейсер), $n^- = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
- слой GaAs толщиной 200 нм, $n^+ = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- контактный слой GaAs толщиной 200 нм, $n^+ = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Омические контакты изготавливались напылением системы Ni-Ge-Au с последующим термическим отжигом. Для создания меза-структуры диаметром 50 мкм использовалась стандартная технология химического травления. Схематическая зонная структура обогащенных слоев представлена на рис. 1.

На зависимости туннельной дифференциальной проводимости от напряжения смещения (рис. 2, кривая 1) были обнаружены пики и область отрицательной дифференциальной проводимости. Данные особенности мы связываем с возникновением резонансного туннелирова-

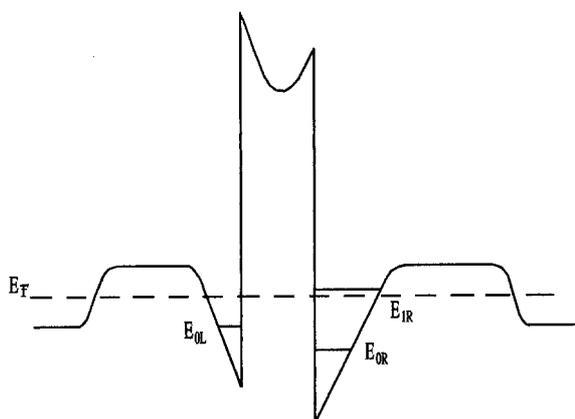


Рис. 1. Схематическое изображение рельефа дна зоны проводимости исследуемой гетероструктуры и системы квантовых уровней размерного квантования E_{OL} , E_{OR} и E_{1R} в обогащенных слоях, E_F — уровень Ферми.

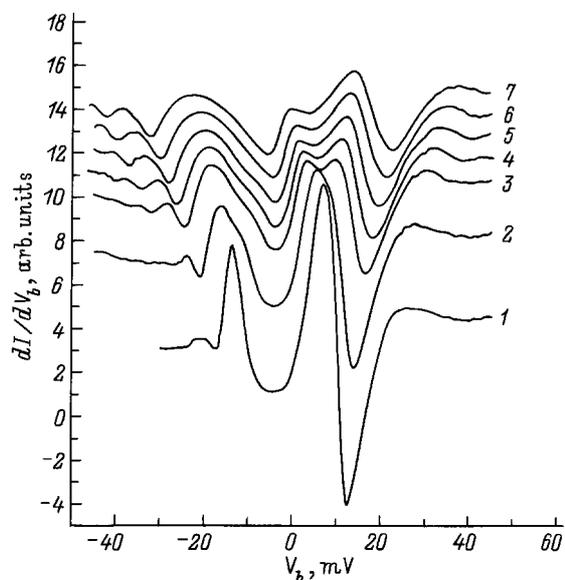


Рис. 2. Зависимости дифференциальной туннельной проводимости dI/dV_b от напряжения смещения V_b в магнитном поле, перпендикулярном туннельному току B , Тл: 1 — 0, 2 — 0.22, 3 — 0.44, 4 — 0.55, 5 — 0.66, 6 — 0.77, 7 — 0.88. Кривые 2–7 сдвинуты произвольно в вертикальном направлении.

ния (РТ), когда приложенное напряжение выравняет энергетическое положение квантовых уровней в обогащенных слоях по разные стороны барьера. При этом пик дифференциальной проводимости при $V_b = 6$ мВ связан с РТ, когда уровень E_{OL} совпадает с E_{OR} (переход "0–0"), а пик при $V_b = -14$ мВ появляется при совпадении E_{OL} с E_{1R} (переход "0–1") (рис. 1). Предполагается, что падение напряженности на спейсерах мало. Измерения туннельной проводимости в магнитных полях разных ориентаций подтвердили корректность предлагаемого объяснения.

В магнитном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ (\mathbf{J} — плотность туннельного тока) были обнаружены: расщепление пика при переходе "0–0" и смещение пика при переходе "0–1" (рис. 2). Поведение резонансных пиков в магнитном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ достаточно хорошо изучено ранее [4,10]. Так, в работе [10] показано, что пики, связанные с резонансами между заполненными 2D подзонами, расщепляются, а пики, связанные с РТ через пустые подзоны, уширяются и смещаются в сторону больших напряжений смещения. Для того чтобы сравнить наши экспериментальные данные для перехода "0–0" с предложенной в работе [4] теорией, на рис. 3 мы представили экспериментальные и расчетные (полученные из выражения (8) в работе [4]) значения внешнего напряжения смещения, соответствующего "входу" или "выходу" в резонанс или из резонанса в зависимости от магнитного поля. Экспериментальные значения были получены следующим образом: опытные зависимости $dI/dV_b = f(V_b)$ интегрировались, фоновый, нерезонансный ток вычитался и интересующие нас значения напряжения определялись для величины

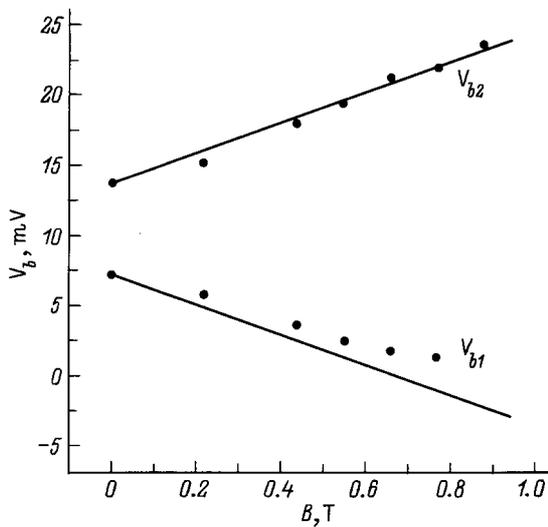


Рис. 3. Зависимость уширения резонансного пика, связанного с переходом "0-0", от магнитного поля B . При этом значения V_{b1} соответствуют началу резонансного туннелирования, а V_{b2} — его завершению. Подробности в тексте.

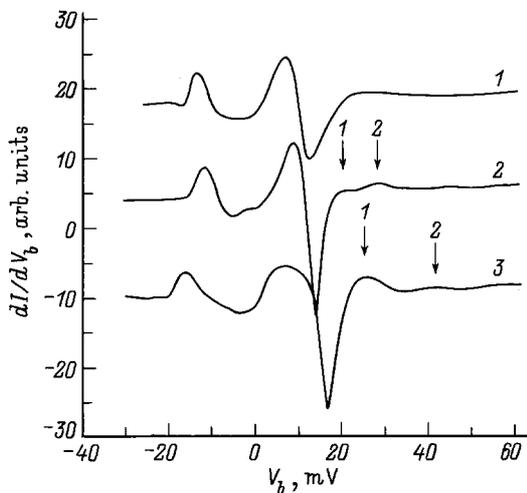


Рис. 4. Зависимости дифференциальной туннельной проводимости dI/dV_b от напряжения смещения V_b в магнитном поле, параллельном туннельному току B , Тл: 1 — 0, 2 — 4.8, 3 — 7.5. Стрелками указаны дополнительные максимумы. Кривые сдвинуты произвольно в вертикальном направлении.

тока, составляющей 10% от пиковой величины в резонансе. При сравнении расчетных значений и экспериментальных данных мы варьировали разность средних положений 2D электронов вдоль оси z , совпадающей с направлением тока. Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных значений было получено для $\langle z_R \rangle - \langle z_L \rangle = 35$ нм, здесь $\langle z_R \rangle$ — среднее положение 2D электронов на уровне E_{0R} , $\langle z_L \rangle$ — среднее положение 2D электронов на уровне E_{0L} (см. рис. 1). Расчетная величина составляет 29 нм и довольно хорошо согласуется с экспериментальной.

В магнитном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$ на зависимости $dI/dV_b = f(V_b)$ обнаружены дополнительные максимумы (показаны стрелками на рис. 4), положение которых зависит от магнитного поля. Появление этих особенностей может быть вызвано двумя причинами.

Во-первых, — туннелированием электронов между уровнями Ландау с разными индексами. Действительно, наличие примесей в барьере приводит к увеличению роли туннелирования с упругим рассеянием. В этом процессе компоненты импульса, параллельные интерфейсу, не сохраняются, а сохраняется лишь энергия электронов, а в квантующем магнитном поле возможно туннелирование с упругим рассеянием между уровнями Ландау с разными индексами [4], т. е. при определенных, дискретных значениях напряжения смещения в фиксированном магнитном поле:

$$V_n = \Delta E \pm n\hbar\omega_c, \tag{1}$$

где n — целое число, ΔE — разница энергий состояний 2D подзон при нулевом напряжении смещения, \hbar — постоянная Планка, ω_c — циклотронная частота.

Во-вторых, — наличием осцилляций типа Шубникова-де-Гааза (периодических по обратному магнитному полю) в туннельной проводимости с периодом, зависящим от напряжения смещения. Это также может привести к появлению дополнительных особенностей на зависимости $dI/dV_b = f(V_b)$ [11]. В этом случае положение по напряжению дополнительных пиков линейно зависит от магнитного поля. На рис. 5 показаны зависимости положения 2 пиков от магнитного поля. Отметим, что зависимости эти линейны и положение ближайшего к резонансному пика хорошо описывается формулой (1) при $n = 2$ и $\Delta E = 6$ мВ, остальные же особенности ведут себя иначе. Поэтому 1-й пик мы связываем с туннелированием между уровнями Ландау с разными индексами.

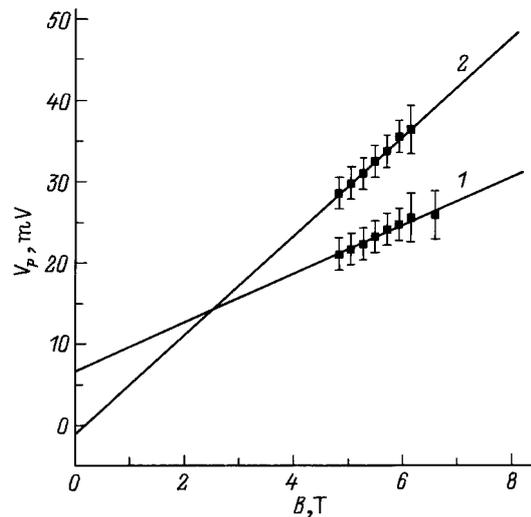


Рис. 5. Положение V_p дополнительных пиков, указанных на рис. 4, в зависимости от магнитного поля B . Номера кривых соответствуют номерам пиков на рис. 4.

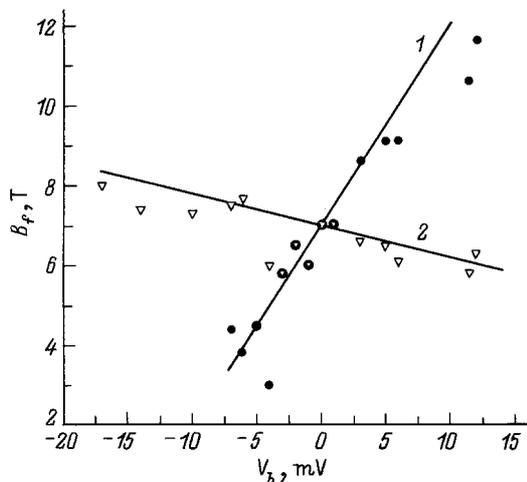


Рис. 6. Величина фундаментального поля B_f для осцилляций типа Шубникова-де-Гааза в туннельной дифференциальной проводимости в зависимости от напряжения смещения V_b . Погрешность определения B_f составляет 2 Тл.

Как упоминалось в работе [4], вероятность туннелирования с упругим рассеянием на примесях уменьшается с увеличением энергии электрона, т.е. с увеличением напряжения смещения величина таких пиков должна уменьшаться. Вероятно, поэтому не проявляются особенности с большими n . Особенность с $n = 1$ не видна, так как она должна появиться в области нелинейности туннельной проводимости, что существенно затрудняет ее обнаружение.

Для выяснения природы остальных особенностей удобно рассмотреть зависимость $dI/dV_b = f(B)$ при различных фиксированных напряжениях смещения. На таких зависимостях при разных напряжениях смещения V_b ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$) были обнаружены осцилляции дифференциальной проводимости, периодичные по обратному полю. Наблюдались осцилляции 2 периодов. Зависимость величин B_f — фундаментальных полей, определяющих период наблюдаемых осцилляций от V_b , представлена на рис. 6. Заметим, что один период (кривая 1) сильно зависит от напряжения смещения, зависимость другого (кривая 2) от напряжения существенно меньше. Сильная зависимость может возникнуть благодаря модуляции плотности пустых состояний в коллекторном 2DEG в которые туннелируют электроны, из-за квантования Ландау [12]. Количество этих состояний определяется напряжением смещения, поэтому период таких осцилляций сильно зависит от V_b . Слабая зависимость может быть связана с изменением концентрации 2DEG при приложении напряжения, поскольку это изменение определяется достаточно малой емкостью барьера [13]. Однако существует ряд моментов, на которые необходимо обратить внимание. Во-первых, в исследуемой системе существуют два 2DEG и каждый из них должен давать вклад в осцилляции туннельной проводимости. Во-вторых, при изменении знака приложенного напря-

жения ($V_b < 0$, рис. 6) должны наблюдаться осцилляции, связанные с пустыми состояниями коллекторного 2DEG, сопровождающиеся увеличением B_f , а не уменьшением, как в наших экспериментах (кривая 2). Подобное поведение можно объяснить, учитывая уширения квантовых уровней в 2D обогащенных слоях. Так как осцилляции дифференциальной туннельной проводимости исследуются в областях резонанса, можно считать, что туннелирование происходит между 2D системами и плотность туннельного тока в магнитном поле имеет вид

$$J = \frac{2e}{h} \int_{\mu_C}^{\mu_E} G_L(\varepsilon, B) T(\varepsilon) G_R(\varepsilon, B) d\varepsilon, \quad (2)$$

где μ_E , μ_C — химические потенциалы эмиттера и коллектора соответственно, при этом предполагается, что

$$\mu_E - \mu_C = eV; \quad (3)$$

$G_L(\varepsilon, B)$, $G_R(\varepsilon, B)$ — плотности состояний в 2D обогащенных слоях по разные стороны барьера; $T(\varepsilon)$ — квадрат модуля матричного элемента туннельного перехода. Заметим, что в магнитном поле плотность состояний электронов в 2DEG промодулирована системой уровней Ландау и величина модуляции определяется уширением этих уровней. При этом, если в одном из 2DEG (например, в левом, см. рис. 1) величина модуляции мала по сравнению с модуляцией в другом 2DEG из-за сильного уширения уровней, то в выражении (2) функции $T(\varepsilon)$ и $G_R(\varepsilon, B)$ можно считать константами при малых напряжениях смещения. Тогда

$$J = \frac{2e}{h} T G_R \int_{\mu_C - E_{0L}}^{\mu_E - E_{0L}} G_L(\varepsilon_k, B) d\varepsilon_k, \quad (4)$$

где ε_k — кинетическая энергия движения электрона вдоль 2D слоя. Из выражения (4) с учетом (3) легко определяется выражение для дифференциальной туннельной проводимости, измеряемой в эксперименте:

$$\frac{dJ}{dV} = \frac{2e}{h} T G_R \left[G_L(\mu_C - E_{0L}) \left(\frac{dE_{0L}}{dV} + e \right) - G_L(\mu_E - E_{0L}) \frac{dE_{0L}}{dV} \right].$$

Как известно из теории эффекта Шубникова-де-Гааза, в этом случае с изменением магнитного поля резонансный ток будет осциллировать с двумя частотами, которые с учетом (3) определяются следующими выражениями:

$$B_{f1} = \frac{m^*}{\hbar e} (\mu_E - E_{0L}), \quad B_{f2} = \frac{m^*}{\hbar e} (\mu_E - eV - E_{0L}), \quad (5)$$

где m^* — эффективная масса электрона в GaAs. Из выражений (5) видно, что B_{f2} сильно зависит от напряжения смещения, а B_{f1} слабо изменяется, так как определяется

концентрацией электронов в 2DEG эмиттера. Концентрации электронов в 2D обогащенных слоях изменяются с приложенным напряжением в соответствии с емкостью барьера, поэтому

$$\mu_E - E_{0L}(V) = \mu_E - E_{0L}(0) + CV/eG_{2D},$$

где C — удельная емкость барьера, G_{2D} — плотность состояний 2DEG. Расчетные прямые, приведенные на рис. 6, получены из выражений (5).

Таким образом, наблюдение в наших экспериментах только 2 периодов осцилляций мы связываем с существенно различным уширением уровней размерного квантования в приборьерных, обогащенных слоях. В нашем случае осцилляции туннельной проводимости в магнитном поле определяется уровнем E_{0L} в обогащенном слое на "нижней" стороне барьера (направление роста структуры "вверх"), что совпадает с хорошо известным фактом более высокого качества 2DEG вблизи интерфейса, когда слои AlGaAs наращиваются на поверхность GaAs.

Заключение

Проведенный анализ экспериментальных данных позволяет утверждать, что все особенности электронного транспорта в гетероструктурах с одиночным, легированным барьером связаны с процессами туннелирования между двумерными электронными системами, а транспорт электронов между двумерными слоями и трехмерными контактными областями вносит малое возмущение в наблюдаемые особенности. Таким образом, были проведены исследования 2D–2D туннелирования в структурах, в которых исключен транспорт электронов вдоль двумерных слоев.

Работа выполнена при частичной поддержке Государственных научно-технических программ "Физика твердотельных наноструктур" (97-1057) и "Физика квантовых и волновых процессов", направление "Статистическая физика" (V.3), а также фондов: РФФИ (95-02-06310), ИНТАС–РФФИ (95-0849), CRDF (RC1-220).

Список литературы

- [1] H. Mizuta, T. Tanoue. *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes* (Cambridge University Press, 1995).
- [2] P. Cheng, J.S. Harris, Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 572 (1989).
- [3] M.L. Leadbeater, F.W. Sheard, L. Eaves. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 1021 (1991).
- [4] W. Demmerle, J. Smoliner, G. Berthold, E. Gornik, G. Weimenn, W. Schlapp. *Phys. Rev. B*, **44**, 3090 (1991).
- [5] E.E. Mendez, L.L. Chang. *Surf. Sci.*, **229**, 173 (1990).
- [6] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeifer, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3804 (1992).
- [7] K.M. Brown, N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, M. Pepper, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *Phys. Rev. B*, **50**, 15 465 (1994).
- [8] B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot, P. Auvray, R. Regreny, R. Ferreira, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **42**, 7021 (1990).
- [9] T. Suski, J. Smoliner, C. Gschlobl, W. Demmerle, G. Bohm, G. Weimenn. *Proc. 5th Int. Conf. High. Pressure in Semiconductor Physics*. (Kyoto, 1992) [*Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, Suppl. 32–1, 138 (1993)].
- [10] G. Rainer, J. Smoliner, E. Gornik, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. B*, **51**, 17 642 (1995).
- [11] A. Nogaret, L.A. Cury, D.K. Maude, J.C. Portal, D.L. Sivco, A.Y. Cho, G. Hill. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1810 (1993).
- [12] Yu.V. Dubrovskii, Yu.N. Khanin, I.A. Larkin, S.V. Morozov. *Phys. Rev. B*, **50**, 4897 (1994).
- [13] L. Eaves, B.R. Snel, D.K. Maude, P.S.S. Guimares, D.C. Taylor, F.W. Troomb. *Proc. Int. Conf. on Physics of Semiconductors* (Stockholm, World Scientific, 1986) p. 1615.

Редактор Т.А. Полянская

Electron tunneling between two-dimensional systems in heterostructure with single doped barrier

V.G. Popov, Yu.V. Dubrovskii, V.V. Vdovin, Yu.N. Khanin, D.K. Maude*, J.-C. Portal*, T.G. Andersson†, J. Thordson†

Institute of Microelectronics Technology RAS, Chernogolovka, Moscow District, 142432, Russia
* HMFL-CNRS, 38042 Grenoble Cedex, France
† Department of Physics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden

Abstract Electron tunneling in heterostructure with single doped barrier was investigated. Analysis of experimental data has shown that all features in tunneling conductance are related to the tunneling between two-dimensional electron layers existed on both side of the barrier due to the barrier donors ionisation. Electron transport between two-dimensional layers and three-dimensional contacts regions do not distort the measured tunnel properties. In these kind of structures a serial conductance along the 2DEGs is excluded from the measured signal.