

Аналог эффекта Ганна при туннельном переносе между квантовыми ямами с разной подвижностью

© П.И. Бирюлин[¶], А.А. Горбачевич, В.В. Капаев*, Ю.В. Копаев*, В.Т. Трофимов*

Московский государственный институт электронной техники,
103498 Москва, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Получена 26 февраля 2001 г. Принята к печати 10 марта 2001 г.)

Численно исследован электронный транспорт в гетероструктуре с туннельно-связанными квантовыми ямами в условиях сильной неоднородности потенциала в структуре. Рассчитаны вольт-амперные характеристики, распределение потенциала, подвижность и концентрация электронов в квантовых ямах. Численный метод основан на двумерном согласованном расчете квантовых и классических областей гетероструктуры. Впервые показано, что в таких гетероструктурах возможен эффект, аналогичный эффекту Ганна в однородном полупроводнике. Эффект обусловлен туннельным переходом электронов между квантовыми ямами с разной подвижностью и характеризуется образованием домена сильного поля и участком с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольт-амперной характеристике.

Введение

Гетероструктуры с туннельно-связанными квантовыми ямами (ГС с ТС КЯ) уже долгое время привлекают внимание как альтернатива традиционным полупроводниковым приборам. Изменение проводимости в таких структурах происходит при туннельном взаимодействии квантовых состояний на расстояниях порядка 10 нм, что на порядок лучше достигнутого в планарной технологии. Кроме того, ГС с ТС КЯ представляют удобный объект для изучения квантовых эффектов в макроскопической системе, которые можно зарегистрировать просто по изменению проводимости системы.

В [1–5] были предложены различные приборы на основе таких структур — полевые транзисторы, генераторы сверхвысокочастотных колебаний, логические элементы. Принцип действия всех этих приборов основан на туннельном взаимодействии состояний в ямах, обладающих разной проводимостью (подвижностью). В [6–8] эффекты в ТС КЯ изучались экспериментально, в частности, было подтверждено уменьшение проводимости при антикроссинге уровней пространственного квантования в ТС КЯ с разной подвижностью.

В теоретических работах [9–14] было разработано несколько моделей проводимости системы ТС КЯ, находящейся во внешнем электрическом и магнитном поле, и выполнены численные расчеты. Одномерность этих расчетов и моделей ограничивает их применимость для расчета реальных ГС со сложной геометрией. Двух- или трехмерных расчетов реальных ГС с ТС КЯ до сих пор сделано не было, что и обусловило постановку задачи. Так как свойства ГС с ТС КЯ однородны в плоскости КЯ, можно ограничиться двумерным расчетом.

Схема исследуемой гетероструктуры

Схема исследуемой гетероструктуры и ее зонная диаграмма под затвором при нулевом напряжении исток-сток приведены на рис. 1, а. Эта структура была ранее предложена и исследована в одномерном приближении в [14]. Проводящий канал состоит из двух туннельно-связанных нелегированных квантовых ям из GaAs, ограниченных барьерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Основной функцией заряда примеси в нижнем барьере является фиксация потенциала квантовой ямы QW1 и концентрации в ней при изменении напряжения на затворе. Уровень легирования выбран таким образом, чтобы в широком диапазоне напряжений на затворе в ямах были заполнены только два нижних уровня размерного квантования. Топология контактов, аналогичная топологии полевого транзистора, позволяет эффективно управлять электрическим полем в структуре.

Подвижность μ_2 в узкой КЯ много меньше подвижности в широкой из-за рассеяния на шероховатостях. Как показано в [15], μ_2 не зависит от температуры и пропорциональна шестой степени ширины ямы, регулировать размер шероховатостей при изготовлении ГС можно изменением температуры роста [8]. При напряжении на затворе V_{gs} , далеком от напряжения антикроссинга, огибающие волновых функций разных подзон локализованы каждая в своей КЯ (рис. 1, б, случаи 1 и 3). При этом интенсивное рассеяние на шероховатостях узкой ямы QW2 испытывают только электроны первой подзоны, а проводимость осуществляется в основном высокоподвижными носителями в широкой квантовой яме QW1. При $V_{gs} = -0.7$ В происходит антикроссинг первого и второго квантовых уровней, волновые функции этих состояний присутствуют сразу в обеих КЯ, и рассеяние на шероховатостях ямы QW2 испытывают

[¶] E-mail: pol@qdn.miee.ru

Модель проводимости и метод расчета

Туннельная связь между КЯ может быть сильно ослаблена рассеянием двумерного импульса в КЯ. При характерных значениях подвижности в КЯ $\mu_{1,2} \approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, максимальное уширение уровней из-за рассеяния $\hbar/\tau_{1,2} \approx 10 - 1 \text{ мэВ}$ (считаем $\mu_{1,2} = e\tau_{1,2}/m^*$, здесь e , m^* и \hbar — заряд, эффективная масса электрона и постоянная Планка соответственно). Это уширение сравнимо со значением межъямного туннельного матричного элемента T в ТС КЯ для системы GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As при толщине барьера 5–10 нм (0.5–5 мэВ).

Выражение для продольной проводимости двух ТС КЯ с двумя заполненными подзонами размерного квантования при учете подавления туннелирования рассеянием было получено в работе [11] методом функций Грина для неравновесных систем:

$$\sigma = en\mu_{\text{eff}},$$

где

$$\mu_{\text{eff}} = 2\mu \frac{1 + \alpha^2 4\mu^2 (\Delta\varepsilon^2 + 4T^2)}{(1 - \mu_s^2) + \alpha^2 4\mu^2 (\Delta\varepsilon^2 (1 - \mu_s^2) + 4T^2)}. \quad (1)$$

Здесь

$$1/\mu = 1/\mu_1 + 1/\mu_2, \quad \mu_s = (\mu_1 - \mu_2)/(\mu_1 + \mu_2),$$

μ_1 и μ_2 — подвижности в отдельно взятых и связанных КЯ, $\alpha = m^*/e\hbar$, n — полная концентрация в ТС КЯ, $\Delta\varepsilon$ — расстояние между уровнями энергии 1-й и 2-й подзона без учета туннельного расщепления, $\Delta\varepsilon$ управляется внешним полем и равно нулю при антикроссинге. При конечной асимметрии рассеяния ($\mu_s \neq 0$) проводимость минимальна при $\Delta\varepsilon = 0$. "Классический" случай, когда процессы рассеяния не подавляют туннельную суперпозицию состояний в КЯ, получается из (1) предельным переходом $2T\alpha\mu \gg 1$.

Относительное изменение проводимости системы ТС КЯ

$$\frac{\sigma(\Delta\varepsilon = \infty) - \sigma(\Delta\varepsilon = 0)}{\sigma(\Delta\varepsilon = 0)} = \frac{\mu_s^2 4T^2 \alpha^2 \mu^2}{(1 - \mu_s^2)(1 + 4T^2 \alpha^2 \mu^2)} \quad (2)$$

именно в этом случае является максимальным ($\mu_s^2/(1 - \mu_s^2)$) и заметно уменьшается при подавлении туннелирования рассеянием ($2T\alpha\mu \ll 1$).

Уширением уровней размерного квантования, связанным с флуктуациями ширины КЯ, как показано в [11], можно пренебречь в условиях $2\pi\varepsilon_F \Lambda^4/d^4 \gg \hbar/\tau$, где ε_F — уровень Ферми, Λ — продольный размер флуктуаций, d — ширина КЯ. При ширине КЯ 50–200 Å и подвижности $\sim 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ это соотношение хорошо выполняется в широком диапазоне концентраций.

В исследуемой ГС потенциал вдоль КЯ изменяется слабо на длине волны электрона. Поэтому для нахождения $\Delta\varepsilon$ и T в ТС КЯ численно решалось одномерное

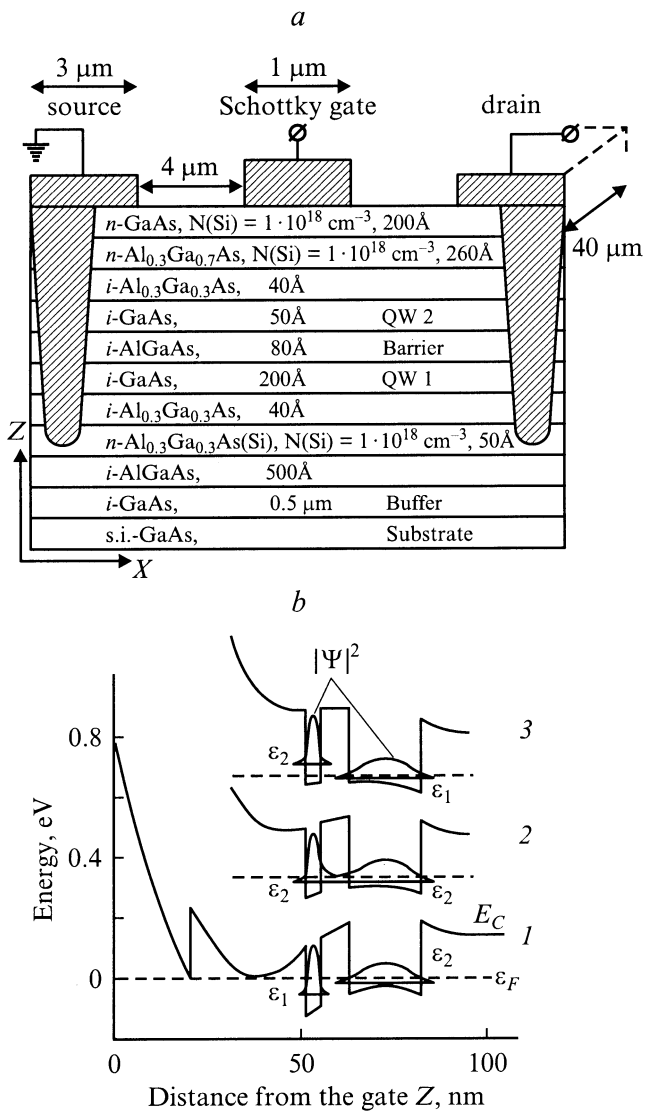


Рис. 1. Структура, топология и зонная диаграмма исследуемой гетероструктуры под затвором при различных напряжениях на затворе V_{gs} , В: 1 — 0, 2 — (-0.7), 3 — (-0.9); $V_{ds} = 0$.

электроны обеих подзон из обеих КЯ (рис. 1, b, случай 2). В результате эффективная подвижность носителей в ТС КЯ падает, и проводимость ГС уменьшается.

Для выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии квантовой ямы из GaAs шириной 35–50 Å, с характерным размером шероховатостей 100 Å и высотой шероховатости 3–5 Å подвижность изменяется в пределах $\mu_2 = 100 - 1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, и в этих пределах она варьировалась при расчете. Для широкой КЯ QW1 подвижность μ_1 определяется только рассеянием на фонах и удаленной примеси. При расчетах μ_1 полагалась равной характерному значению $7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при температуре 77 К для которой проводились все расчеты. При заданной конфигурации структуры подвижности μ_1 и μ_2 в отдельно взятых КЯ являются единственными свободными параметрами задачи.

уравнение Шредингера для огибающей волновой функции в различных сечениях ТС КЯ вдоль всей ГС. Концентрация электронов в КЯ рассчитывалась в приближении Хартри. Во всей ГС численно решались двумерные уравнения Пуассона и непрерывности. Выражение (1) использовалось в качестве модели подвижности в ТС КЯ, при этом рассчитанная подвижность полагалась одинаковой во всех точках данного сечения ТС КЯ. Вне ТС КЯ использовались модели подвижности электронов для фоннного и примесного рассеяния. Для учета насыщения скорости использовались для сравнения две модели подвижности в сильном поле — монотонная

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + (\mu_0 |E_{\parallel}| / v_{\text{sat}})} \quad (3)$$

и немонотонная (описывающая междолинный перенос в $A^{III}B^V$)

$$\mu = \frac{\mu_0 + v_{\text{sat}} |E_{\parallel}|^{\beta-1} / E_0^{\beta}}{1 + |E_{\parallel}|^{\beta} / E_0^{\beta}}. \quad (4)$$

Здесь μ_0 — подвижность в слабом поле, $v_{\text{sat}} = 10^7$ см/с — скорость насыщения, E_{\parallel} — компонента напряженности поля, параллельная вектору плотности тока, $E_0 = 2.691 \cdot 10^3$ В/см — пороговое поле, $\beta = 4$. В ТС КЯ в качестве μ_0 бралась подвижность, рассчитанная из (1). Коэффициент диффузии рассчитывался из подвижности через соотношение Эйнштейна. Для согласованного решения уравнений Пуассона, непрерывности и уравнения Шредингера использовалась итерационная схема расчета. Критерием окончания итераций служила малость разницы значений полного тока на соседних шагах итерации.

Результаты расчетов

Рассчитанная зависимость энергии первых двух уровней размерного квантования в ТС КЯ от напряжения на затворе при нулевом напряжении исток-сток показана на рис. 2. Энергии уровней одинаковы под всем затвором, так как при нулевом или малом напряжении исток-сток V_{ds} распределение потенциала под затвором практически одномерное. Антикроссинг уровней пространственного квантования имеет место при напряжении на затворе $V_{\text{gs}} = -0.7$ В.

На рис. 3 показаны зависимости эффективной подвижности μ_{eff} и суммарной концентрации носителей в канале ГС от напряжения на затворе, рассчитанные для разных значений μ_2 . Максимальная величина изменения подвижности носителей в канале реализуется не при нулевой подвижности в узкой квантовой яме $\mu_2 = 0$ (что соответствует бесконечному уширению квантового уровня в ней), а при некотором оптимальном значении, которое для данной структуры составляет ~ 700 см²/(В·с).

На рис. 4 показаны зависимости латерального тока через ГС от напряжения на затворе, рассчитанные для

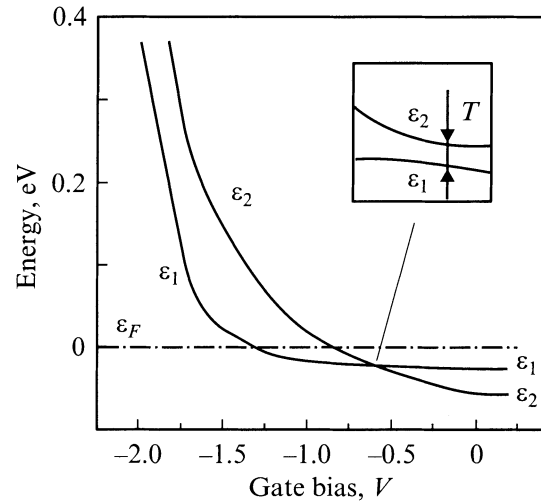


Рис. 2. Зависимость энергии первых двух состояний в ТС КЯ от напряжения на затворе, $V_{\text{ds}} = 0$.

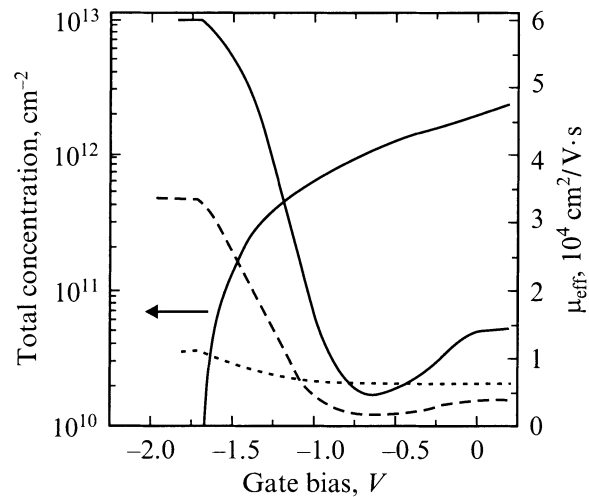


Рис. 3. Зависимость подвижности μ_{eff} и суммарной концентрации в ТС КЯ от напряжения на затворе и подвижности μ_2 в узкой КЯ. Сплошная линия — подвижность $\mu_2 = 700$ см²/(В·с), штриховая — 500 см²/(В·с), точки — 100 см²/(В·с), $V_{\text{ds}} = 0$.

разных значений μ_2 при малом напряжении исток-сток, т. е. когда распределение потенциала под затвором почти одномерное.

Первоначальное (от $V_{\text{gs}} = 0$) уменьшение тока стока происходит из-за сближения уровней в ТС КЯ и падения эффективной подвижности в ТС КЯ, на фоне слабо меняющейся концентрации носителей в канале (ср. рис. 2). Первый минимум имеет место при антикроссинге уровней размерного квантования в ТС КЯ (ср. рис. 2). При дальнейшем изменении напряжения на затворе ТС КЯ выходят из режима антикроссинга, подвижность в ТС КЯ и ток через ГС возрастают. Одновременно происходит падение концентрации в ТС КЯ из-за эффекта поля. При некотором напряжении уменьшение концентрации урав-

новешивает увеличение подвижности, и характеристика проходит через максимум. После максимума уменьшение тока происходит из-за падения концентрации электронов, как в обычном полевом транзисторе (ср. рис. 3).

Распределение потенциала под затвором становится существенно двумерным при напряжении исток-сток порядка величины барьера Шоттки, когда продольное электрическое поле сравнимо с поперечным. На рис. 5 приведены зависимости латерального тока от V_{gs} , рассчитанные для разных напряжений на затворе при $\mu_2 = 700 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Характерной их особенностью является участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС), механизм возникновения которого следующий.

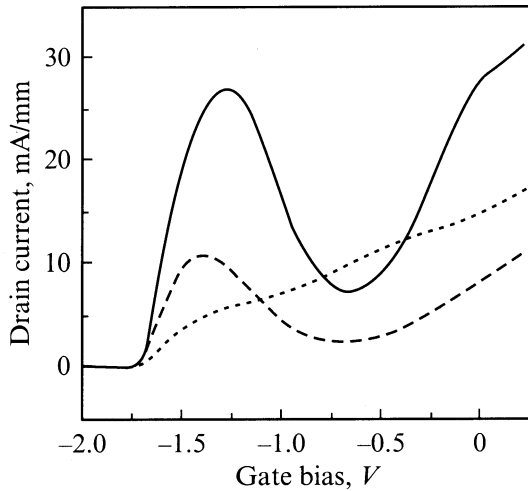


Рис. 4. Зависимость тока стока от напряжения на затворе и подвижности μ_2 в узкой КЯ. Сплошная линия — подвижность $\mu_2 = 700 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, штриховая — $500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, точки — $100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $V_{ds} = 0.001 \text{ В}$.

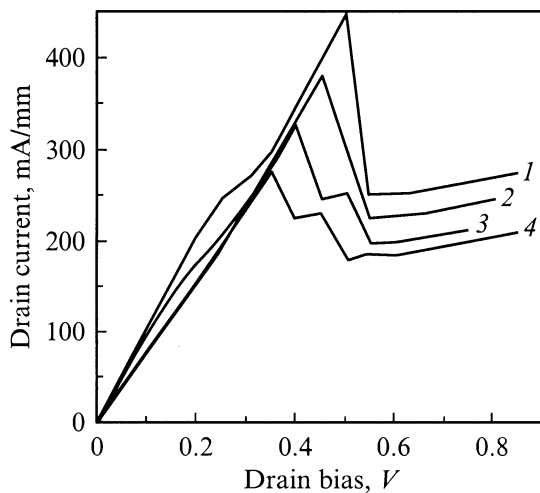


Рис. 5. Зависимость тока стока от напряжения на стоке при разных напряжениях на затворе V_{gs} , В: 1 — 0, 2 — (-0.1), 3 — (-0.3), 4 — (-0.4).

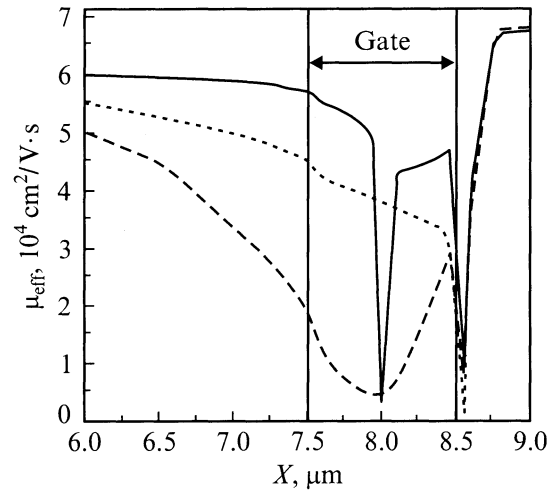


Рис. 6. Зависимость подвижности в ТС КЯ от продольной координаты при различных напряжениях исток-сток V_{ds} . Сплошная линия — $V_{ds} = 0.56 \text{ В}$, штриховая — 0.55 В , точки — 0.5 В , $V_{gs} = 0$.

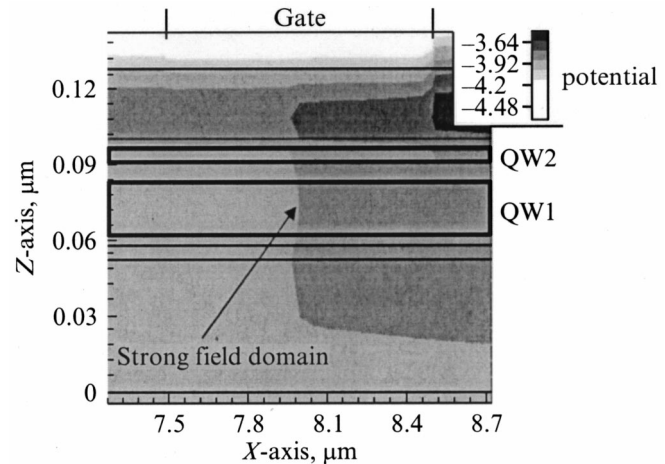


Рис. 7. Двумерное распределение потенциала в гетероструктуре. Напряжение исток-сток $V_{ds} = 0.56 \text{ В}$, $V_{gs} = 0$.

Напряжение исток-сток падает сильнее вдоль широкой КЯ, так как ее потенциал слабее фиксируется потенциалом затвора. Вследствие этого разница потенциалов КЯ (определяющая $\Delta\epsilon$) изменяется вдоль затвора, и антикроссинг состояний при $\Delta\epsilon = 0$ происходит не под всем затвором, а только в одной точке. Это приводит к резкому падению подвижности (рис. 6) и накоплению заряда в окрестности этой точки. Накопление заряда приводит к локальному усилению продольного электрического поля и насыщению дрейфовой скорости носителей на этом участке. Подвижность падает еще больше, что приводит к еще большему накоплению заряда и насыщению скорости. Появляется обратная связь по потенциалу, и состояние прибора становится неустойчивым.

В результате под затвором образуется домен сильного поля (рис. 7), и латеральный ток уменьшается. Так как подвижность минимальна в области антикроссинга, домен является статическим и самолокализуется посередине затвора. На краю затвора, как обычно, тоже образуется область с низкой подвижностью, но она не приводит к ОДС. Условием образования домена и участка с ОДС является достаточно большое падение подвижности при антикроссинге состояний в КЯ. Характеристики, рассчитанные при $\mu_1 = 8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, когда падение подвижности при антикроссинге составляет меньше 4 раз, не имеют участка с ОДС. Результаты расчетов практически не отличаются для обеих моделей подвижности (3), (4), что говорит о преобладании межъямного перехода над междолинным. Эффект устойчив к варьированию геометрии, подвижности, концентрации легирующей примеси и других параметров структуры.

Фактически этот эффект является аналогом эффекта Ганна. В отличие от междолинного переноса в объемном полупроводнике, в гетероструктурах с туннельно-связанными квантовыми ямами эффект обусловлен межъямным переносом носителей.

Заключение

В работе численно исследован транспорт электронов в гетероструктуре с туннельно-связанными ямами с разной подвижностью в условиях, когда распределение потенциала в структуре носит существенно двумерный характер. Используемый численный метод согласованного решения двумерных уравнений Пуассона и непрерывности во всей гетероструктуре и одномерного уравнения Шредингера в ТС КЯ позволил смоделировать характеристики электронного транспорта в гетероструктуре ТС КЯ с учетом взаимодействия квантовых и классических областей гетероструктуры.

Были рассчитаны энергия квантово-размерных состояний, концентрация и подвижность электронов в ТС КЯ, вольт-амперные характеристики. Туннельное взаимодействие состояний в квантовых ямах приводит к немонотонности вольт-амперных характеристик и появлению участков с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Впервые показано, что в гетероструктурах с ТС КЯ возможен эффект, аналогичный эффекту Ганна в однородном полупроводнике. Эффект обусловлен туннельным переходом электронов между квантовыми ямами с разной подвижностью аналогично переходу между долинами в эффекте Ганна и характеризуется образованием домена сильного поля и участком с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольт-амперной характеристике гетероструктуры.

Авторы благодарят И.В. Токач за плодотворное сотрудничество и полезные дискуссии.

Работа была поддержана российскими федеральными программами "Интеграция" и "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] H. Sakaki. Japan J. Appl. Phys., **21**(6), L381 (1982).
- [2] S. Kirchoefer, R. Magno, J. Comas. Appl. Phys. Lett., **44**, 1054 (1984).
- [3] J.M. Pond, S. Kirchoefer, E.J. Gukauskas. Appl. Phys. Lett., **47**, 1175 (1985).
- [4] B. Vinter, A.Tardela. Appl. Phys. Lett., **50**, 410 (1987).
- [5] A.A. Gorbatsevich, V.V. Капаев, Yu.V. Копаев, V.Ya. Kremlev. Phys. Low-Dim. Structur., **4/5**, 57 (1994).
- [6] A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, K. West. Phys. Rev. Lett., **65**, 1929 (1990).
- [7] Y. Ohno, M. Tsuchiya, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **62**, 1952 (1993).
- [8] P. I. Biryulin, S.P. Grischechkina, A.S. Ignatiev, Yu.V. Капаев, S.S. Shmelev, V.T. Trofimov, N.A. Volchkov. Semicond. Sci. Technol., **12** (4), 427 (1997).
- [9] В.Л. Борблик, З.С. Грибников, Б.П. Маркевич. ФТП, **25**, 1302 (1991).
- [10] V.I. Belyavsky, Yu.V. Капаев, Yu.A. Pomerantsev, Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 1 (1997).
- [11] Ф.Т. Васьюк, О.Э. Райчев. ЖЭТФ, **107**, 951 (1995).
- [12] P. Owen, M. Pepper. Semicond. Sci. Technol., **8** (10), 123 (1993).
- [13] P. Owen, M. Pepper. Appl. Phys. Lett., **62**, 1274 (1993).
- [14] P.I. Biryulin, Yu.V. Капаев, V.T. Trofimov, N.A. Volchkov. Semicond. Sci. Technol., **14** (8), 699 (1999).
- [15] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).

Редактор Л.В. Беляков

An analog of the Gunn effect at the tunnel transfer between quantum wells with different mobility

P. I. Biryulin, A.A. Gorbatsevich, V.V. Капаев*, Yu.V. Капаев*, V.T. Trofimov*

Moscow State Institute of Electronic Technology,
103498, Moscow, Russia

*P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

Abstract Electron transport in a gheterostructure with two tunnel-coupled quantum wells has been numerically investigated under conditions of strong non-one-dimensionality of the structure potential. The I–V characteristics, the distribution of potential as well as the electron mobility and density in quantum wells have been calculated. The numerical method is based on the two-dimensional consistent calculation of both quantum and classical regions of the heterostructure. For the first time is shown possibility of the effect occurrence in these heterostructures, which is similar to the Gunn effect in homogeneous semiconductors. The effect is conditiones by electron tunneling transitions between quantum wells with different mobility and is characterized by formation of the strong field domain and by a region with negative differential resistance on I–V characteristic.