

Резонансное туннелирование дырок в дубарьерных структурах с квантовыми точками InAs в центре квантовой ямы GaAs

© Е.Н. Морозова[¶], О.Н. Макаровский*, В.А. Волков⁺, Ю.В. Дубровский[¶], L. Turyanska*, Е.Е. Вдовин, А. Patané*, L. Eaves*, M. Henini*

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

* The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

⁺ Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 125009 Москва, Россия

(Получена 11 августа 2004 г. Принята к печати 9 сентября 2004 г.)

Исследовано влияние квантовых точек InAs, выращенных в центре квантовой ямы GaAs, на туннельные характеристики резонансно-туннельных диодов на основе гетероструктур AlAs/GaAs/AlAs *p*-типа. Введение квантовых точек приводит к сдвигу и размытию резонансных пиков на вольт-амперных характеристиках диодов, однако этот эффект существенно зависит от номера 2D подзоны, через которую идет туннелирование. Причины такой зависимости качественно объяснены возникновением флуктуационного потенциала в окрестности слоя квантовых точек.

1. Введение

Свойства самоорганизованных квантовых точек (КТ), полученных в процессе эпитаксиального роста по методу Странского–Крастанова, привлекают внимание исследователей прежде всего в связи с потенциальной возможностью их использования в лазерах [1], одноэлектронных транзисторах [2], устройствах оптической памяти [3].

Основой этих приборов, как правило, являются многослойные гетероструктуры, в которых слои квантовых точек могут располагаться как внутри квантовых ям, так и в их окрестности. Вблизи КТ создается сложный потенциальный рельеф, связанный с локальными механическими напряжениями и зарядами в точках. Такой флуктуационный потенциал может заметно влиять на двумерные (2D) электронные состояния в квантовых ямах. Уже проведенные исследования [4] показали, что при введении КТ InAs в область 2D электронного газа в гетероструктурах GaAlAs/GaAs существенно уменьшается подвижность электронов. В работе [5] было исследовано влияние КТ InAs, помещенных в центр квантовой ямы, на туннельные характеристики дубарьерных резонансно-туннельных диодов GaAlAs/GaAs/GaAlAs *n*-типа. Оказалось, что в этом случае исчезают пики на вольт-амперных характеристиках, соответствующие резонансному туннелированию электронов через состояния основной 2D подзоны E_0 в квантовой яме. В то же время пики, соответствующие резонансному туннелированию через более высокие по энергии подзоны E_1 и E_2 , не претерпевают кардинальных изменений. В данной работе представлены результаты исследования туннельных спектров дубарьерных резонансно-туннельных структур AlAs/GaAs/AlAs *p*-типа с КТ InAs в центре квантовой ямы.

2. Изготовление образцов

Структуры AlAs/GaAs/AlAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сильно легированной подложке *p*-GaAs с ориентацией (311). Они отличаются от стандартных резонансно-туннельных структур наличием КТ InAs в центре квантовой ямы GaAs. Важно, что наряду с квантовыми точками присутствует монослой InAs — так называемый смачивающий слой.

Структура, обозначаемая индексом QD, содержит следующие слои:

GaAs ($p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина 2 мкм);
 GaAs ($p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 100 нм);
 GaAs ($p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 100 нм);
 нелегированный GaAs (5.1 нм);
 нелегированный барьер AlAs (5.1 нм);
 нелегированный GaAs (2.1 нм);
 слой InAs (1.8 монослоя) с квантовыми точками;
 нелегированный GaAs (2.1 нм);
 нелегированный барьер AlAs (5.1 нм);
 нелегированный GaAs (5.1 нм);
 GaAs ($p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 100 нм);
 GaAs ($p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 100 нм);
 верхний контактный слой GaAs ($p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 1 мкм).

Кроме того, для сравнения использовались контрольные структуры (индекс „control“), в которых отсутствовал слой InAs, а также структуры с более тонким слоем InAs (1 монослой). В последних возникал только смачивающий слой (индекс WL), но без КТ.

Образцы представляли собой меза-структуры диаметром 50 и 100 мкм со стандартными омическими контактами к верхнему контактному слою и подложке GaAs *p*-типа. Наличие КТ и смачивающего слоя контролировалось по спектрам фотолюминесценции.

[¶] E-mail: morel@ipmt-hpm.ac.ru

3. Результаты исследований и их обсуждение

В качестве иллюстрации сложного спектра дырочных 2D подзон в квантовой яме на рис. 1 представлена схематическая зонная диаграмма резонансно-туннельного диода со смачивающим слоем InAs при напряжении смещения 0.5 В (образец WL). Здесь принято, что энергия дырки возрастает вверх. Зонная диаграмма рассчитана с помощью самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера в приближении эффективной массы. Эффектами накопления заряда в квантовой яме пренебрегалось. Показаны энергии доньев дырочных 2D подзон в яме и соответствующие волновые функции поперечного движения. Используются следующие обозначения: *HH* — подзоны тяжелых дырок, *LH* — легких дырок. Псевдоморфный (смачивающий) слой InAs, выращенный в центре квантовой ямы GaAs, приводит, как известно [6], к существенному уменьшению энергии основной 2D подзоны. КТ образуются, когда толщина смачивающего слоя превышает критическую. Это приводит, с одной стороны, к отщеплению от 2D подзоны локализованных состояний, а с другой — к появлению хаотического потенциала, существенно влияющего на свойства 2D состояний.

Зависимости туннельного тока I от напряжения смещения V для всех типов образцов при температуре $T = 4.2$ К представлены на рис. 2, причем рис. *a-c* от-

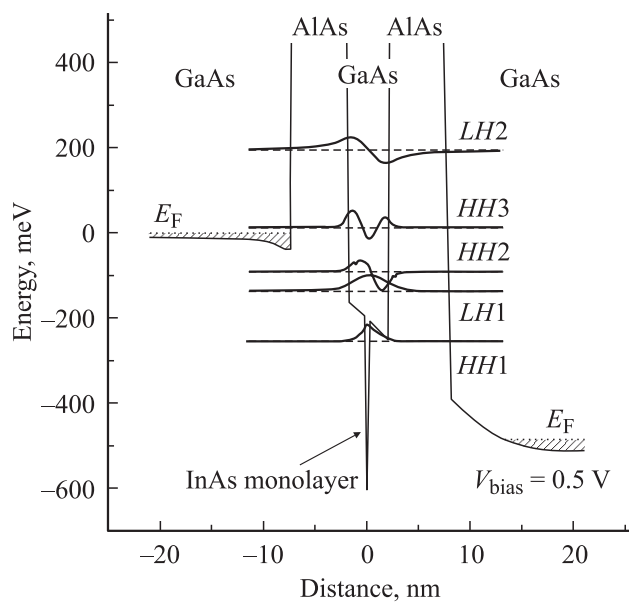


Рис. 1. Схематическая диаграмма валентной зоны резонансно-туннельного диода со смачивающим слоем InAs при напряжении смещения 0.5 В (образец WL). Показаны энергии доньев дырочных 2D подзон в яме (горизонтальные штриховые линии) и соответствующие им волновые функции поперечного движения. Масштаб для волновых функций по оси ординат произвольный. Обозначения: *HH* — подзоны тяжелых дырок, *LH* — подзоны легких дырок. Энергия отсчитывается от энергии Ферми эмиттера.

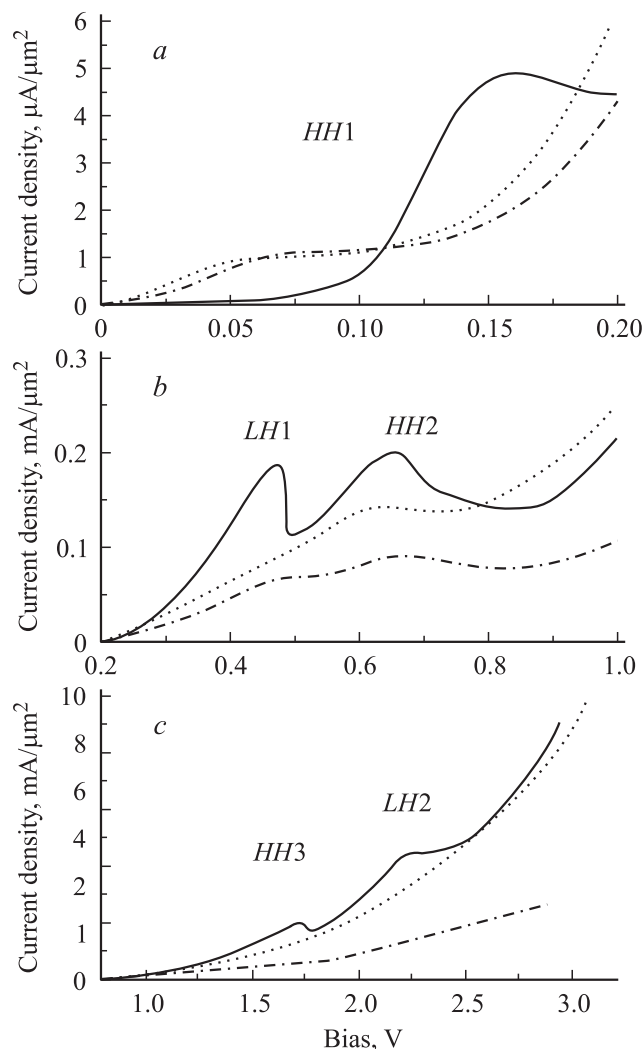


Рис. 2. Зависимости туннельного тока I от напряжения смещения V . Сплошные линии — контрольный образец (control), штрихпунктирные линии — образец только со смачивающим слоем (WL), пунктирные линии — образец с квантовыми точками (QD). На разных графиках, отличающихся масштабами тока и напряжения, приведены характеристики в области различных резонансов: *a* — в области резонансного туннелирования через основную подзону размерного квантования в квантовой яме — подзону тяжелых дырок *HH1*, *b* — в области резонансов *LH1* и *HH2*, *c* — в области резонансов *HH3* и *LH2*.

личаются только масштабом. Для контрольных образцов видны четкие резонансы, отвечающие туннелированию из эмиттера в коллектор через подзоны *HH1*, *LH1*, *HH2*, *HH3* и *LH2*. Подзоны были идентифицированы с помощью сравнения измеренных нами зависимостей $I(V)$ в магнитном поле, параллельном границе раздела (этот метод позволяет, согласно [7], восстановить 2D дисперсию энергии дырок), с рассчитанным для идентичной структуры спектром дырок. Несколько слов об этом методе. В магнитном поле B , параллельном границе раздела, дырка, протуннелировавшая на расстояние d , приобретает дополнительный 2D импульс $\hbar k_{\parallel} = eBd$.

В этом смысле изменение B эквивалентно изменению 2D импульса дырки. Измерив $I(V)$ для различных значений параллельного магнитного поля, построим зависимости положения резонансов от магнитного поля $V_{\text{peak}} = f(B)$ (рис. 3). Эти зависимости можно интерпретировать как зависимости энергии дырок от 2D импульса в квантовой яме $E_{\text{hole}} = f(k_{\parallel})$. Воспользуемся теперь расчетами $E_{\text{hole}} = f(k_{\parallel})$ для структуры, совпадающей с нашей по толщине и составу гетерослоев [7] (рис. 4). Сравнивая экспериментальные данные с расчетными, можно идентифицировать различные пики с резонансным туннелированием через соответствующие подзоны дырок в квантовой яме для наших структур.

Вернемся к рис. 2. В структурах WL и QD резонансы расплываются; при этом резонанс $HH1$ наиболее сильно смещается в область низких напряжений, что качественно согласуется с результатами простых расчетов спектров дырок в квантовой яме в присутствии смачивающего слоя. Отметим, что в случае аналогичных образцов n -типа со смачивающим слоем резонанс через основной электронный уровень размерного квантования в яме смещается к $V = 0$ [5]. В нашем случае дырочных резонансно-туннельных структур смещение положения резонанса к $V = 0$ не происходит. Мы также не обнаружили заметного смещения резонанса $LH1$. В структуре QD резонансные пики уширены существенно, чем в структуре WL. Это следовало ожидать из-за наличия флуктуационного потенциала в окрестности слоя квантовых точек. Несколько неожиданным является сильное уширение резонансных пиков в структурах WL по сравнению с контрольными образцами. Такое сильное уширение в образцах n -типа только со смачивающим

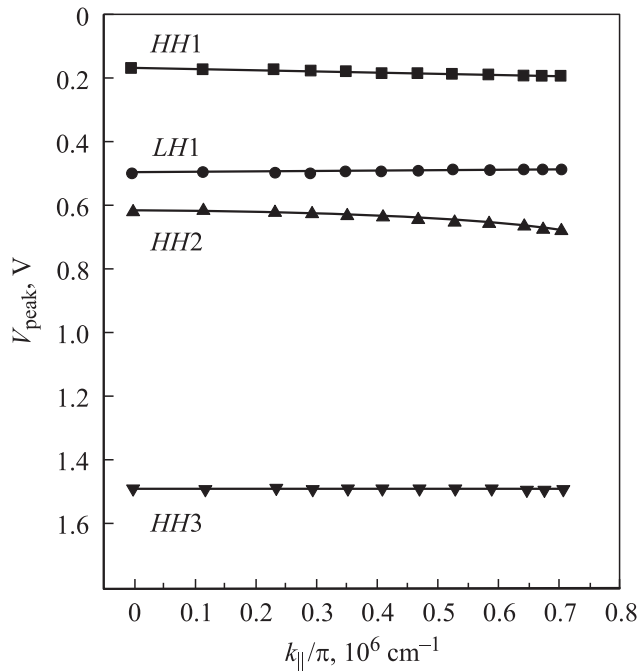


Рис. 3. Зависимости положения резонансов по напряжению на вольт-амперных характеристиках от величины $k_{\parallel} = eBd/\hbar$ в различных магнитных полях, параллельных гетерослоям.

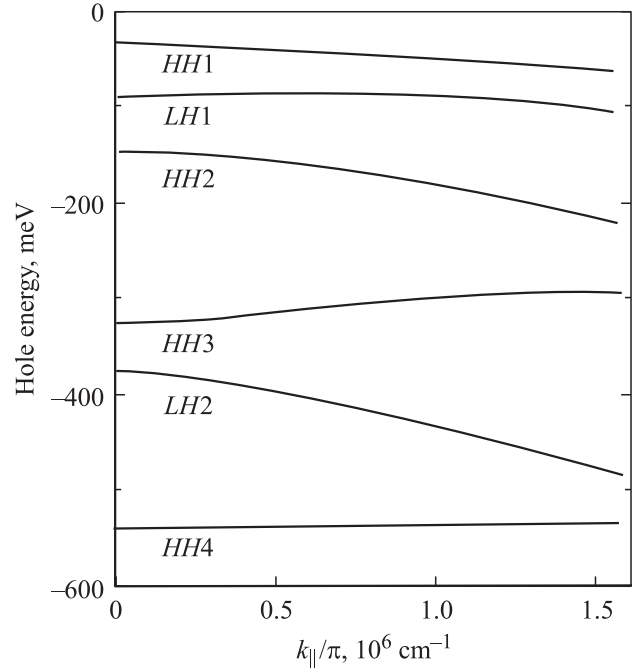


Рис. 4. Расчет дисперсии двумерных дырочных состояний в квантовой яме $E_{\text{hole}} = f(k_{\parallel})$ для структуры, по параметрам совпадающей с нашей, из работы [7].

слоем не наблюдалось. Возможная причина состоит в том, что в процессе роста псевдоморфного слоя на поверхности [311] в образцах WL не сформировался сплошной смачивающий слой, и он имеет островковый характер. В результате возникает сильное неоднородное уширение уровней.

Кроме того, видно, что в структурах с КТ отрицательная дифференциальная проводимость наблюдается только в области резонанса $HH2$. Более наглядно меньшее влияние КТ на резонанс $HH2$ по сравнению с соседним резонансом $LH1$ показано на рис. 5, где представлена вторая производная тока по напряжению в зависимости от напряжения смещения. На этом графике пикам тока соответствуют минимумы второй производной.

Действительно, как видно из рис. 1, волновая функция подзоны $HH2$ имеет узел в центре квантовой ямы и поэтому меньше всего возмущается в присутствии КТ, также расположенных в центре ямы [6]. Однако следовало бы ожидать, что в присутствии точек будут также более ярко проявляться и резонансные особенности, соответствующие туннелированию через подзону $LH2$, что на опыте не наблюдается.

КТ можно трактовать как флуктуацию локальной толщины квантовой ямы. Рассмотрим влияние такой флуктуации на энергию дна 2D подзоны, которая в модели бесконечно глубокой квантовой ямы имеет вид

$$E_{n,l,h} = \frac{\hbar^2 n_{l,h}^2}{2m_{l,h} d^2}.$$

Здесь n — номер подзоны; m — поперечная эффективная масса дырок; индексы l, h относятся к легким и тяжелым

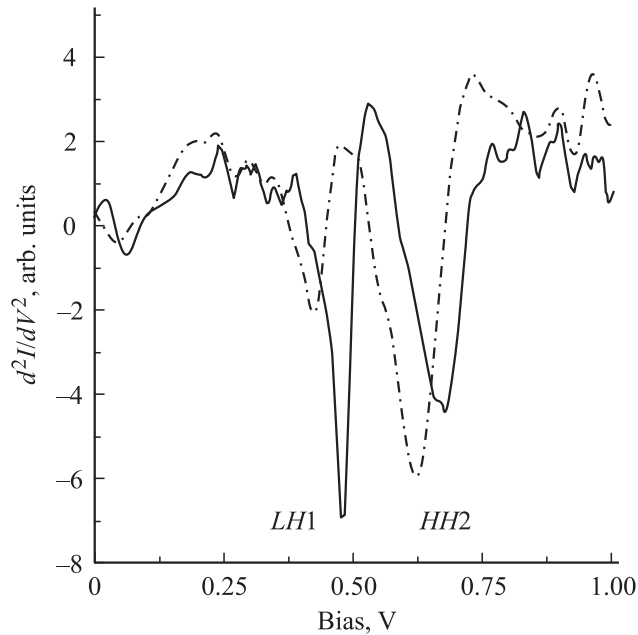


Рис. 5. Вторая производная туннельных вольт-амперных характеристик в области резонансов *LH1* и *HH2*. Сплошная линия — образец WL, штрихпунктирная — образец QD.

дыркам соответственно. Пусть толщина ямы флуктуирует: $d \rightarrow d + \Delta d$, где Δd — случайная функция. В нижнем порядке по малой величине $\Delta d/d$ имеем

$$E_{n,h} \approx \frac{\hbar^2 n_{l,h}^2}{2m_{l,h} d^2} - \frac{\hbar^2 n_{l,h}^2}{2m_{l,h} d^2} \frac{2\Delta d}{d} = E_{n,h}^0 - \Delta E.$$

Видно, что из-за флуктуаций толщины ямы уровни энергий подзон неоднократно уширяются и это уширение тем больше, чем больше номер подзоны и чем меньше эффективная масса дырок:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 n_{l,h}^2}{2m_{l,h} d^2} \frac{2\Delta d}{d}.$$

Поэтому менее яркое проявление резонансных особенностей в области пика *LH2* по сравнению с областью пика *HH2* в присутствии КТ разумно объясняется этим модельным расчетом.

4. Заключение

Исследовано влияние КТ InAs, помещенных в центр квантовой ямы, на туннельные характеристики двубарьерных резонансно-туннельных диодов AlAs/GaAs/AlAs с дырочной проводимостью, выращенных методом МЛЭ на подложках с ориентацией (311). Наличие КТ приводит к существенному размыванию резонансных пиков на вольт-амперных характеристиках диодов. Как и ожидалось, КТ, расположенные в центре ямы, оказывают меньшее влияние на резонансное туннелирование через те подзоны, волновые функции которых имеют узлы в центре ямы.

Авторы благодарны Ю.Н. Ханину за полезные замечания, В.В. Сироткину за разработку программы самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, INTAS (01-2362), целевых программ президиума РАН и EPSRC (Великобритания).

Список литературы

- [1] D. Bimberg, N. Ledentsov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, R1063 (2003).
- [2] M.H. Devoret, R.J. Schoelkopf. *Nature*, **406**, 1039 (2000).
- [3] Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, Y. Awano, N. Yokoyama. *Physica E*, **7**, 503 (2000).
- [4] H. Sakaki, G. Yusa, T. Someya, Y. Ohno, T. Noda, H. Akiyama, Y. Kakoya, H. Hoge. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3444 (1995).
- [5] Yu.V. Dubrovskii, E.E. Vdovin, A. Patané, P.N. Brounkov, I.A. Larkin, L. Eaves, P.C. Main, D.K. Maude, J.-C. Portal, D.Yu. Ivanov, Yu.N. Khanin, V.V. Sirotkin, A. Levin, M. Henini, G. Hill. *Nanotechnology*, **12**, 441 (2001).
- [6] A. Patané, A. Polimeni, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, Yu.V. Dubrovskii, A.E. Belyaev, P.N. Brounkov, E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin, G. Hill. *J. Appl. Phys.*, **88**, 2005 (2000).
- [7] R.K. Hayden, D.K. Maude, L. Eaves, E.C. Valaderes, M. Henini, F.W. Sheard, O.H. Hughes, J.-C. Portal, L. Cury. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1749 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

Holes resonant tunneling through double-barrier structure with InAs quantum dots in the center of the GaAs quantum well

E.N. Morozova, O.N. Makarovskiy, V.A. Volkov+, Yu.V. Dubrovskii, L. Turyanska*, E.E. Vdovin, A. Patané*, L. Eaves*, M. Henini**

Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

* The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

+ Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 125009 Moscow, Russia

Abstract The influence of the InAs self-assembled quantum dots layer incorporated in the center of the quantum well on resonant tunnelling through double barrier *p*-type AlGaAs/GaAs/AlGaAs structures has been studied. The resonant features in the current-voltage characteristics of the resonant-tunneling diodes were shifted and smeared out with quantum dots incorporation, but the details depend on the 2D subband in the quantum well involved into resonant tunneling. We attribute the found influence to the generation of the fluctuation potential in the vicinity of the quantum dots.