

Спиновое расщепление примесных состояний доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере

Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин¹⁾

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2004 г.

После переработки 8 июня 2004 г.

Используя магнитотуннельную спектроскопию, мы обнаружили спиновое расщепление основного состояния Si доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере. Определены абсолютные значения эффективных величин продольного и поперечного g -факторов в AlAs-барьере, равные 1.82 ± 0.15 и 1.11 ± 0.12 , соответственно.

PACS: 71.55.Eq, 71.70.Ej, 73.20.Nb, 73.40.Gk

Влияние спина на электронный транспорт в последнее время вызывает огромный интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения. Резонансное туннелирование через самоорганизующиеся квантовые точки (и физически подобные им локализованные примесные состояния) в полупроводниковых структурах является удобным инструментом для изучения спин-зависимого электронного транспорта. Такие туннельные эксперименты не только позволили непосредственно наблюдать спиновое расщепление нуль-мерных примесных состояний в GaAs квантовых ямах [1–3] или одиночных InAs квантовых точках [4–6] и измерять напрямую абсолютные значения g -фактора нуль-мерных состояний, но также дали возможность наблюдать мезоскопические флуктуации спинового расщепления в таких системах [7].

В данной работе мы представляем первое наблюдение спинового расщепления примесных состояний доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере (X -доноров), с помощью магнитотуннельной спектроскопии. Такие донорные X -состояния образуются в AlAs вследствие проникновения примесных атомов кремния из прилежащих легированных δ -слоев. Нами получены абсолютные значения g -фактора различных нуль-мерных донорных X -состояний при приложении поперечного и продольного току магнитного поля, $g_{\perp} = 1.11 \pm 0.12$ и $g_{\parallel} = 1.82 \pm 0.15$.

Изолированная донорная примесь в области квантовой ямы резонансно-туннельного диода большой площади образует локализованное (~ 10 нм) водородоподобное состояние, относящееся к двумерным состояниям в квантовой яме. Резкие резонансные осо-

бенности на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) туннельных структур могут наблюдаться при приложении напряжения смещения, в моменты, когда энергия каждого отдельного примесного состояния совпадает с энергией Ферми эмиттера. Наличие множественных близлежащих примесных уровней приводит к многочисленным перекрывающимся особенностям на ВАХ. В нашей предыдущей работе резонансное туннелирование через отдельные X -доноры в относительно тонком, 5 нм, AlAs-барьере (то есть квантовой яме для электронов X -долины) проявлялась как тонкая структура основного примесного резонанса [8]. Эта тонкая структура представляла собой серию слабых и относительно размытых резонансных особенностей, связанных с туннелированием через доноры, локализованные в различных позициях внутри AlAs слоя. Влияние случайных флуктуаций электростатического потенциала на энергии донорных примесей в этом случае оказалось незначительным. В ситуации же, описываемой в данной работе, когда доноры располагаются в относительно толстом, 11.2 нм, барьере и влияние случайных флуктуаций электростатического потенциала велико, туннелирование через доноры проявляется как резкие, хорошо разделенные пики на ВАХ, что позволяет измерять вид каждого пика в отдельности. Это и дало нам возможность наблюдать спиновое расщепление донорных резонансов и напрямую определить величину g -фактора. Важная роль случайных флуктуаций электростатического потенциала в данном случае связана с наличием легированных δ -слоев вблизи барьера и слабой зависимостью энергии связи доноров от их положения в толстом барьере [9].

Активная часть экспериментальных образцов представляла собой одиночный AlAs-барьер толщи-

¹⁾e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

ной 11.2 нм, заключенный между слоями двумерного электронного газа (ДЭГ). Для формирования ДЭГ мы использовали δ -слои с концентрацией $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, расположенные на расстоянии 2.8 нм с каждой стороны барьера. AlAs-барьер не был легирован в процессе роста, но донорные X -состояния образуются в AlAs вследствие диффузии атомов Si из прилежащих легированных δ -слоев. Расчетные профили Γ и X зон активной части прибора при нулевом напряжении смещения показаны на рис.1. Измерения осцилляций Шубникова – де Гааза в данных структурах показан-

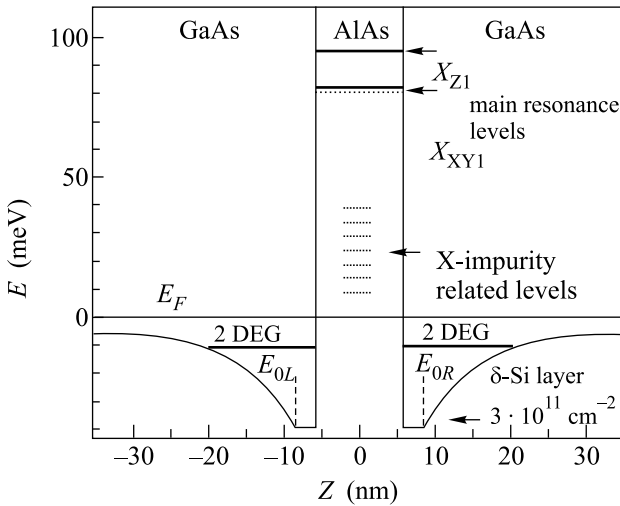


Рис.1. Расчетный потенциальный профиль активной части экспериментальной структуры при нулевом напряжении смещения. Показаны положения уровня Ферми E_F и уровней размерного квантования E_{0L} и E_{0R} в GaAs, уровней размерного квантования X_Z и X_{XY} подзон и X -доноров в AlAs

ли, что концентрация электронов в ДЭГ совпадает с предполагавшейся технологически концентрацией Si в δ -слоях.

Исследовавшиеся нами образцы представляли собой однобарьерные гетеродиоды, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных N^+ -GaAs подложках с ориентацией (100) при температуре 570 °С. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Симметричные гетероструктуры состояли из следующей последовательности слоев: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} N^+$ -GaAs буфер толщиной 0.5 мкм; $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} N^-$ -GaAs толщиной 60 нм; нелегированный GaAs толщиной 21.6 нм; нелегированный $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ толщиной 5.6 нм; нелегированный GaAs толщиной 28 нм; легированный δ -слой с концентрацией Si $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; нелегированный GaAs толщиной 2.8 нм; нелегирован-

ный AlAs-барьер толщиной 11.2 нм; нелегированный GaAs толщиной 2.8 нм; легированный δ -слой с концентрацией Si $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; нелегированный GaAs толщиной 28 нм; нелегированный $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ толщиной 5.6 нм; нелегированный GaAs толщиной 21.6 нм; $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} N^-$ -GaAs толщиной 60 нм; $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} N^+$ -GaAs контактный слой толщиной 0.5 мкм.

Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400^\circ\text{C}$. Для создания мезоструктуры диаметром 50–200 мкм была использована стандартная технология химического травления. Вольт-амперные характеристики были измерены с помощью стандартной методики постоянного тока при шумовом токе менее 50 фА. Измерения проводились при температуре 4.2 К в магнитном поле до 8 Тл.

На рис.2 показаны вольт-амперные характеристики двух типичных экспериментальных образцов А и В при двух ориентациях магнитного поля величиной

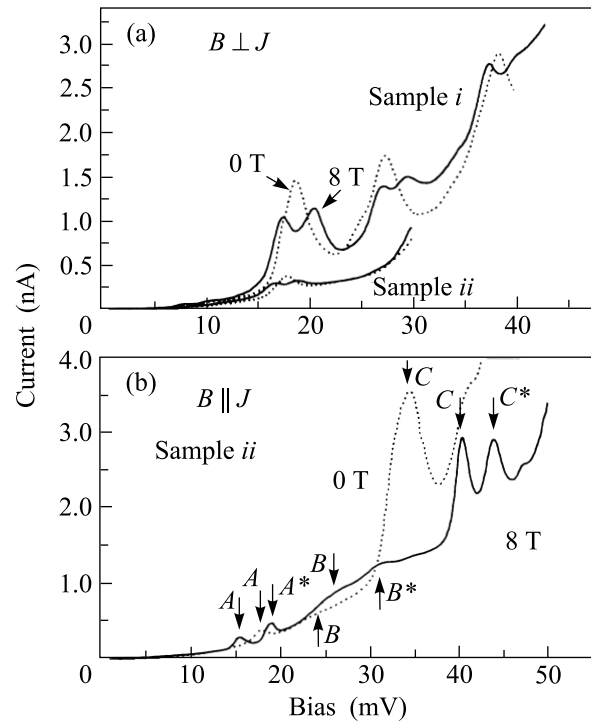


Рис.2. (а) Вольт-амперные характеристики двух типичных образцов А и В при 0 Тл (пунктирная линия) и 8 Тл (сплошная линия) в магнитном поле, перпендикулярном туннельному току. Измерения проводились при температуре 4.2 К. (б) Вольт-амперные характеристики образца В при 4.2 К при 0 Тл (пунктирная линия) и 8 Тл (сплошная линия) в магнитном поле, параллельном туннельному току

8 Тл (перпендикулярно и параллельно направлению тока) и в его отсутствие при температуре 4.2 К. Пунктиром на рисунке показаны ВАХ в отсутствие

магнитного поля, которые демонстрируют серии резких пиков в интервале напряжений от 10 до 60 мВ. Положения и амплитуды таких пиков различны для разных образцов, однако полностью воспроизводимы для каждого в отдельности даже после термоциклирования. Мы полагаем, что эти пики на ВАХ являются проявлением резонансного туннелирования электронов через индивидуальные примесные состояния в AlAs-барьере. О наблюдении подобных резонансных особенностей ВАХ двухбарьерных гетероструктур с GaAs квантовыми ямами, связанных с туннелированием через отдельные нуль-мерные состояния, сообщалось ранее [1, 2, 10]. При обоих направлениях магнитного поля пики, соответствующие туннелированию электронов через примесные состояния, расщепляются. Наблюдаемое расщепление пиков, по нашему мнению, обусловлено снятием спинового вырождения примесных состояний с приложением магнитного поля. При этом положения и амплитуды пиков при увеличении $B \parallel J$ изменяются вследствие модуляции параметров 2ДЭГ (энергии Ферми E_f и дна двумерной подзоны E_0) из-за квантования Ландау. Отметим, однако, что квантование Ландау не влияет на величину измеряемого расщепления пиков.

Рисунок 3а представляет подробную эволюцию одного из резонансных пиков с ростом перпендикулярного тока магнитного поля вплоть до 8 Тл при температуре 4.2 К. Расщепление экспериментальных пиков на рисунке наблюдается, начиная с величины магнитного поля порядка 5 Тл, вследствие конечной ширины пиков, обусловленных температурным уширением. На рис.3б показана зависимость разности напряжений, соответствующих расщепленным максимумам ВАХ, от величины магнитного поля. Как видно из последнего рисунка, эта зависимость имеет линейный характер, соответствующий простой модели зеемановского расщепления. Линия, аппроксимирующая экспериментальные точки, пересекает начало координат $B = 0, \Delta V = 0$ и имеет наклон $g_{\perp} \mu_B / \alpha$, где μ_B – магнетон Бора, g_{\perp} – эффективное значение g -фактора в перпендикулярном току магнитном поле и α – коэффициент перевода измеряемого напряжения в энергию. Самосогласованные расчеты потенциального профиля вдоль экспериментальной структуры в интересующем нас интервале напряжений 0–100 мВ показали, что величина α остается практически постоянной и равна приблизительно 0.19. Самосогласованное решение системы нелинейных уравнений Пуассона–Шредингера получено численным методом, подобным описанному в работе [12]. Как результат, значение поперечного g -фактора в данном случае составило $g_{\perp} = 1.08$. Полученные подобным

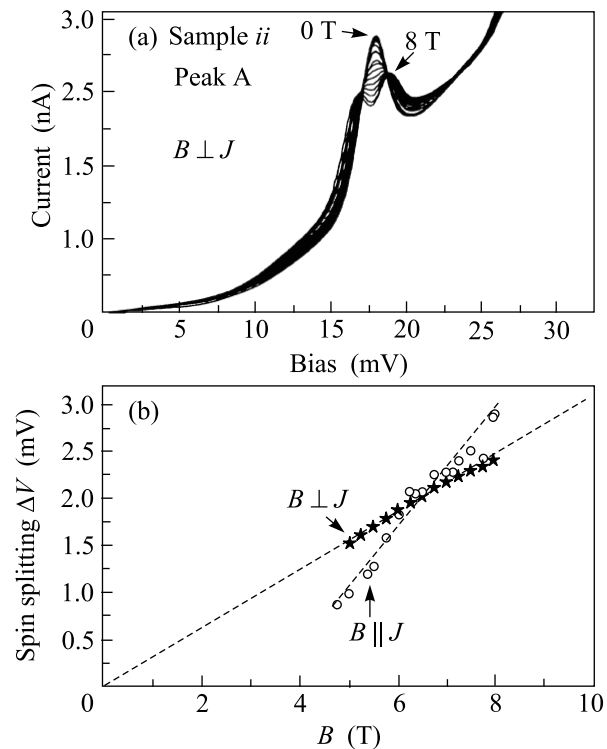


Рис. 3. (а) Подробная эволюция резонансного пика с ростом перпендикулярного тока магнитного поля вплоть до 8 Тл при температуре 4.2 К. Кривые сняты с шагом по магнитному полю в 0.5 Тл. (б) Зависимость разности напряжений, соответствующих расщепленным максимумам ВАХ, от величины магнитного поля

образом величины g_{\perp} для различных наблюдавшихся нами пиков, соответствующих туннелированию через примесные состояния, находились в интервале от 0.98 до 1.23.

Зависимость расщепления ΔV от B_{\parallel} также носит линейный характер (см. рис.3б), но не экстраполируется в 0 при $B = 0$, что, вероятно, указывает на неприменимость простой модели зеемановского расщепления примесного состояния в данном интервале магнитного поля. Аналогичное поведение наблюдалось ранее при изучении g -фактора в GaAs квантовых ямах и не нашло какого-либо однозначного объяснения [13]. Однако другие возможные проявления B_{\parallel} , такие как квантование Ландау и зеемановское расщепление состояний в 2ДЭГ, по нашему мнению, не вносят никакого вклада в измеряемое расщепление пиков, а могут лишь модифицировать ниспадающие хвостовые части резонансных особенностей и смещать пики по напряжению. Это и позволяет нам полагать, что угол наклона зависимости ΔV от B_{\parallel} непосредственно отражает спиновое расщепление примеси и определяется g_{\parallel} . При этом полученные на-

ми из наклона аппроксимирующей прямой величины g -фактора для перпендикулярного, $g_{\perp} = 1.08$, и параллельного, $g_{\parallel} = 1.93$, току магнитного поля существенно различны. Теоретические расчеты и оптические исследования магнитного резонанса в массивных слоях AlAs демонстрируют незначительную анизотропию величины g -фактора и дают следующие наборы значений его поперечной и продольной компоненты: 2.004 и 1.915; 1.976 и 1.917, соответственно. Существенно большее различие между g_{\perp} и g_{\parallel} в нашем случае может быть связано с проникновением волновой функции электрона в соседние слои GaAs, где g -фактор равен 0.44.

Таким образом, используя магнитотуннельную спектроскопию, мы обнаружили спиновое расщепление основного состояния Si доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере. Определены абсолютные значения эффективных величин продольного и поперечного g -фактора в AlAs-барьере, равные 1.82 ± 0.15 и 1.11 ± 0.12 , соответственно. Причиной аномально большой анизотропии g -фактора, вероятно, является проникновение волновой функции электрона в соседние слои GaAs. Отметим, что возможность наблюдения спинового расщепления примесного состояния при относительно высокой температуре 4.2 К связана именно с большей величиной g -фактора в AlAs, в то время как для примеси в GaAs квантовых ямах, где величина g -фактора составляет всего 0.14–0.3, спиновое расщепление можно наблюдать только в милликельвиновом диапазоне температур [1–3].

Авторы благодарны М. Хенини за предоставленные гетероструктуры, профессору Л. Ивсу за много-

численные и полезные обсуждения и Ю. Н. Дубровскому за интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-17693).

1. M. R. Deshpande, J. W. Sleight, M. A. Reed et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1328 (1996).
2. J. W. Sakai, N. La Scala, Jr, P. C. Main et al., *Solid State Electronics* **37**, 965 (1994).
3. J. Könemann, P. König, and R. J. Haug, *Physica* **E13**, 675 (2002).
4. A. S. G. Thornton, T. Ihn, P. C. Main et al., *Appl. Phys. Lett.* **73**, 354 (1998).
5. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., *Phys. Rev.* **B62**, 12621 (2000).
6. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, R. J. Haug, and K. Pierz, *Physica* **E13**, 802 (2002).
7. P. König, T. Schmidt, and R. J. Haug, *Europhys. Lett.* **54**, 495 (2001).
8. Yu. N. Khanin, E. E. Vdovin, Yu. V. Dubrovskii et al., *Phys. Rev.* **B66**, 073302 (2002).
9. Gerald Weber, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1447 (1995).
10. J. W. Sakai, P. C. Main, P. H. Beton et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2563 (1994).
11. E. R. Glaser, T. A. Kennedy, B. Molnar et al., *Phys. Rev.* **B43**, 14540 (1991).
12. H. Tan, G. L. Snider, L. D. Chang, and E. L. Hu, *J. Appl. Phys.* **68**, 4071 (1990).
13. La Scala, Jr., P. McDonnell, J. W. Sakai et al., *Proc. 23th Int. Conf. Phys. Semicond., Berlin 1996*, p. 2419; J. W. Sakai et al., *Solid State Electronics* **37**, 965 (1994).