

Спиновое расщепление примесных состояний доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере, и пространственное распределение плотности вероятности их волновых функций

© Е.Е. Вдовин[¶], Ю.Н. Ханин

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

(Получена 22 декабря 2004 г. Принята к печати 27 января 2005 г.)

Используя магнитотуннельную спектроскопию, мы обнаружили спиновое расщепление основного состояния Si-доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере. Определено абсолютное значение эффективной величины g -фактора в AlAs-барьере, равное 2.2 ± 0.1 . Нами также обнаружено, что распределение плотности вероятности волновых функций электронов примесных состояний доноров имеет биаксиальную симметрию в плоскости роста с осями, соответствующими главным кристаллическим направлениям в этой плоскости.

Влияние спина на электронный транспорт в последнее время вызывает огромный интерес, как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения [1,2]. Резонансное туннелирование через самоорганизованные 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 нульмерных примесных состояний в GaAs-квантовых ямах [3–5] или одиночных InAs-квантовых точек [6–8] и измерять впрямую абсолютные значения g -фактора нульмерных состояний, но, более того, дали возможность наблюдать мезоскопические флуктуации спинового расщепления в таких системах и определять локальные изменения g -фактора [9].

Нами изучался транспорт электронов через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs-гетероструктуры. Поскольку AlAs является непрямозонным полупроводником с дном зоны проводимости вблизи точки X зоны Бриллюэна, тогда как GaAs — полупроводник прямозонный с дном зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна, точке Γ , туннельный ток в таких структурах определяется процессами резонансного туннелирования между двумерными состояниями, принадлежащими Γ -долине зоны проводимости GaAs, и различными (двумерными и нульмерными донорными) состояниями, принадлежащими нижним X -долинам зоны проводимости AlAs [10–23]. 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 нульмерных донорных X -состояний, равные 2.2 ± 0.1 . Нами также обнаружено, что распределение плотности вероятности волновых

функций электронов примесных состояний доноров имеет биаксиальную симметрию в плоскости роста с осями, соответствующими главным кристаллическим направлениям в этой плоскости.

Для начала мы рассмотрим туннелирование через изолированную донорную примесь в GaAs-квантовой яме (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As двухбарьерного резонансно-туннельного диода большой площади. Изолированная донорная примесь в области квантовой ямы образует локализованное (~ 10 нм) водородоподобное состояние, связанное с двумерным состоянием в квантовой яме [24]. Резкие резонансные особенности 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 близких по энергии примесных уровней приводит к многочисленным перекрывающимся особенностям на ВАХ. Уменьшая концентрацию примесей (или уменьшая диаметр туннельной структуры до субмикронных размеров), можно различить пики в резонансном токе, соответствующие туннелированию через отдельные примеси [22].

В нашей предыдущей работе резонансное туннелирование через отдельные X -доноры в относительно тонком, 5 нм, AlAs-барьере (т.е. квантовой яме для электронов X -долины) проявлялось как тонкая структура основного примесного резонанса [21]. 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 и является определяющим для энергии примесного состояния, туннелирование через доноры проявляется как резкие, хорошо разделенные пики

[¶] E-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

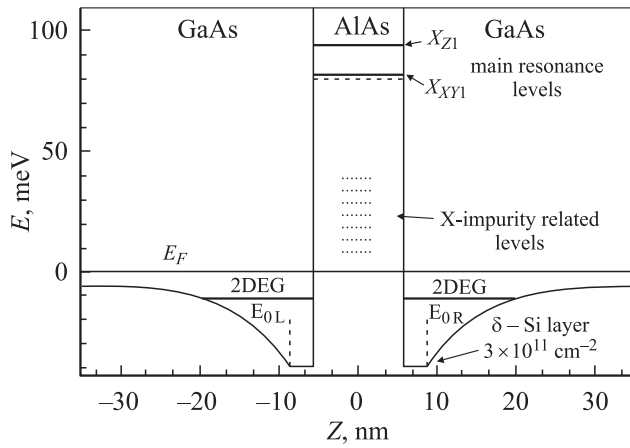


Рис. 1. Расчетный потенциальный профиль активной части экспериментальной структуры при нулевом напряжении смещения. Показаны положения уровня Ферми E_F , уровней размерного квантования E_{0L} и E_{0R} в GaAs-эмиттере, и уровней размерного квантования X_Z и X_{XY} подзон и X-доноров в AlAs.

на ВАХ, каждый из которых соответствует туннелированию через индивидуальное донорное состояние. Это и дало нам возможность наблюдать спиновое расщепление донорных резонансов и впрямую определить величину g -фактора. Важная роль случайных флуктуаций электростатического потенциала в данном случае связана с наличием легированных δ -слоев вблизи барьера [25] и слабой зависимостью энергии связи доноров от их положения в толстом барьере [26].

Активная часть экспериментальных образцов представляла собой одиночный AlAs-барьер толщиной 11.2 нм, заключенный между слоями двумерного электронного газа (ДЭГ). Для формирования ДЭГ-ов 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 Г- и X-зон активной части прибора при нулевом напряжении смещения показаны на рис. 1. Измерения осцилляций Шубникова-де-Гааза в данных структурах аналогично [27] показали, что концентрация электронов в ДЭГ-ах равна $n_s = 3.27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и приблизительно 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 (001) при температуре 570°C. 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 толщи-

ной 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; нелегированный 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 меза-структуры 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 Т.

На рис. 2, *b* показана вольт-амперная характеристика типичного экспериментального образца при температуре 4.2 К, на которой проявляется серия резких пиков в интервале напряжения смещения от 10 до 50 мВ. Положение 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 нульмерные состояния, сообщалось ранее [3,5,28]. Увеличение напряжения смещения на образце сдвигает по энергии состояния доноров относительно уровня Ферми двумерного газа, который является эмиттером для туннелирующих электронов. Резкое пороговое возрастание туннельного тока возникает при напряжении смещения, когда энергия донорного состояния совпадает с энергией Ферми эмиттера E_F . При дальнейшем увеличении смещения резонансный ток падает и становится равным нулю при совпадении энергии донорного состояния и дна зоны проводимости в эмиттере E_C (см. рис. 2, *a*). Температура и существование нерезонансных туннельных процессов „размывают“ наблюдаемые особенности на ВАХ и приводят к появлению монотонной фоновой компоненты тока.

При обоих направлениях магнитного поля относительно направления тока пики, соответствующие туннелированию электронов через примесные состояния, расщепляются. Наблюдаемое расщепление пиков, по нашему мнению, обусловлено снятием спинового вырождения примесных состояний с приложением магнитного поля. На рис. 2, *b* показаны ВАХ экспериментального образца в отсутствие магнитного поля и в перпендикулярном поле 8 Т (ВАХ в параллельном току поле

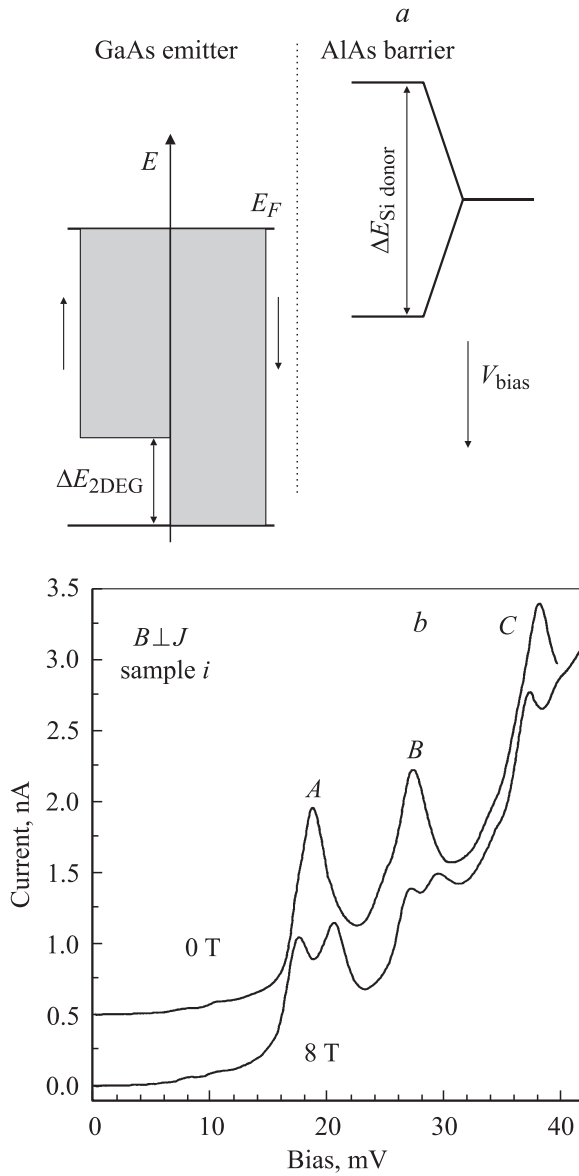


Рис. 2. *a* — схематическое изображение спинового расщепления Si-донорного состояния в AlAs и частичной спиновой поляризации двумерного газа в эмиттере в магнитном поле, перпендикулярном току. Напряжение смещения, приложенное к образцу, сдвигает энергию донорного состояния относительно энергии Ферми в эмиттере. *b* — вольт-амперные характеристики экспериментального образца при 0 Т и 8 Т в магнитном поле, перпендикулярном туннельному току. Измерения проводились при температуре 4.2 К.

аналогична). В магнитном поле основное состояние донорной примеси расщепляется по энергии согласно выражению

$$E_{Si\ donor} = m_s g_I \mu_B B m_s \quad (m_s = \pm 1/2), \quad (1)$$

где g_I — g -фактор этой примеси, а μ_B — магнетон Бора. В результате формируются два отдельных канала туннелирования, и мы можем видеть на ВАХ два пика, соответствующих туннелированию через эти расщеплен-

ные по спину состояния. В магнитном поле, перпендикулярном току (т.е. параллельном плоскости двумерного газа) $2D$ эмиттер также расщеплен по спину на величину $g_{2D} \mu_B B$, где g_{2D} — g -фактор GaAs-эмиттера, но, так как двумерный газ находится в термическом равновесии, химический потенциал этих двух спиновых состояний двумерного газа одинаков (см. рис. 2, *a*). При этом, поскольку пороговое возрастание туннельного тока возникает при напряжении смещения, когда энергия донорного состояния совпадает с энергией Ферми эмиттера E_F , и мы предполагаем, что спин при туннелировании сохраняется, то для каждого спина мы будем наблюдать отдельный порог туннелирования и разница по напряжению ΔV_{peak} смещения между этими порогами будет пропорциональна энергии спинового расщепления примеси $\Delta E_{Si\ donor} = g_I \mu_B B$, согласно (1).

Рис. 3, *a* представляет подробную эволюцию одного из резонансных пиков с ростом перпендикулярного току магнитного поля вплоть до 8 Т при температуре 4.2 К. Расщепление экспериментальных пиков на рисунке наблюдается, начиная с величины магнитного поля порядка 5 Т, вследствие конечной ширины пиков, обусловленной температурным уширением. На

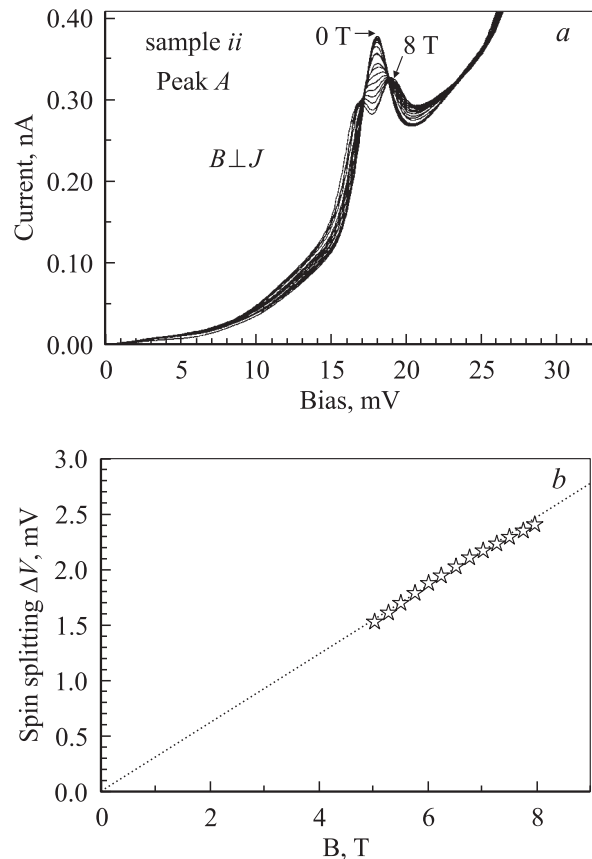


Рис. 3. *a* — подробная эволюция резонансного пика с ростом перпендикулярного току магнитного поля вплоть до 8 Т при температуре 4.2 К. Кривые сняты с шагом по магнитному полю в 0.5 Т. *b* — зависимость разности напряжений, соответствующих расщепленным максимумам ВАХ, от величины магнитного поля.

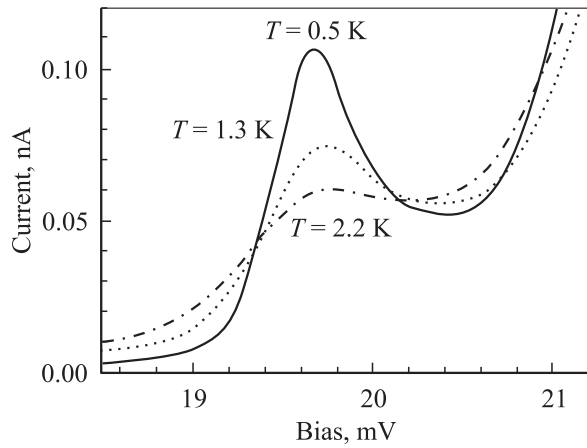


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики экспериментального образца в области порога туннелирования при различных температурах.

рис. 3, *b* 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 $g_I \mu_B / f$, где g_I — эффективное значение g -фактора в перпендикулярном току магнитном поле и f — коэффициент перевода измеряемого напряжения в энергию.

Определить коэффициент f нам позволило дополнительное изучение температурного размытия порога туннелирования. На рис. 4 показаны типичные ВАХ нашей гетероструктуры в области порога туннелирования при трех различных температурах. Размытие порога туннелирования через нульмерное состояние обусловлено температурным размытием распределения Ферми электронов в эмиттере. Сопоставление экспериментальных кривых при различных температурах согласно [4,6] позволило нам получить величину $f \approx 0.44$. Эта величина согласуется с величиной f , полученной нами из самосогласованных расчетов потенциального профиля вдоль экспериментальной структуры в интересующем нас интервале напряжений 0–50 мВ. К сожалению, именно точность определения величины f влияет на ошибку определения g -фактора. Отметим также, что при уменьшении температуры, как это видно из рис. 4, значительно обостряется резонансный пик. Это увеличение туннельного тока, по-видимому, связано с многочастичным эффектом ферми-краевой сингулярности [29].

Полученные описанным выше образом величины g_I для различных наблюдавшихся нами пиков, соответствующих туннелированию через примесные состояния, находились в интервале 2.10–2.22. Такие величины g_I примесных состояний доноров, связанных с X-долиной в AlAs-барьере, существенно превышают полученную в работе [20] величину g_I и оказались близки в вели-

чине g -фактора массивного AlAs. 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 [30,31]. Кроме того, в работе [20], в отличие от нашего эксперимента, исследовалось туннелирование через двухбарьерные GaAs/AlAs-гетероструктуры, в которых примеси были локализованы в тонких (2 нм) слоях AlAs. Таким образом, полученная в [20] величина $g_I = 0.34$ возможно объясняется проникновением волновой функции электрона в соседние слои GaAs, где g -фактор равен 0.44 [4,32,33]. Расчеты, выполненные в работе [34], и экспериментальные результаты работы [35] показывают, что величина g -фактора в квантовых ямах в AlAs/GaAs-гетероструктурах сильно зависит от ширины квантовой

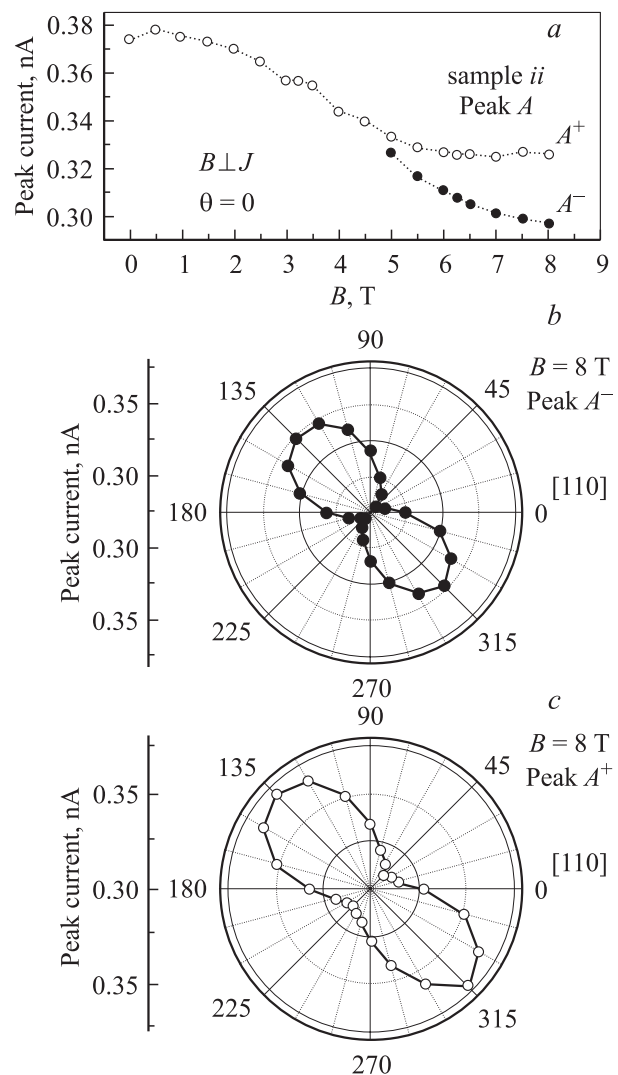


Рис. 5. *a* — зависимость амплитуды пика A от величины перпендикулярного магнитного поля $B \parallel [110]$. Анизотропия амплитуды максимума в туннельном токе (*b* — для пика A^+ и *c* — для пика A) от направления магнитного поля в плоскости, перпендикулярной току при $B = 8$ Т.

ямы. В нашей же экспериментальной ситуации, когда X -доноры находились в относительно толстом (11.2 нм) слое AlAs влияющие близлежащих слоев на g -фактор оказалось существенно более слабым.

Далее мы рассмотрим зависимость амплитуды туннельного тока через примесные состояния доноров связанных с X -долиной в AlAs-барьере от величины перпендикулярного магнитного поля. Уменьшение амплитуды туннельного резонанса с увеличением B (см. рис. 5, *a*) связано с хорошо известным эффектом, который может быть понят в терминах одночастичной модели электронного туннелирования в перпендикулярном току магнитном поле. Этот эффект является основой метода визуализации волновых функций электронов в нульмерных состояниях с помощью магнитотуннельной спектроскопии (МТС) и детально был рассмотрен в работах [24,36,37].

Зависимость амплитуды резонансов от магнитного поля объясняется с помощью рассмотрения влияния магнитного поля на туннелирующий электрон. Пусть α , β и z обозначают, соответственно, направление B , направление, перпендикулярное B в плоскости роста (X, Y), и направление, перпендикулярное к плоскости (X, Y). При туннелировании электрона из эмиттера в примесь (нульмерное состояние) в магнитном поле он приобретает дополнительный импульс $\Delta k_\beta = eB\Delta S/\hbar$, где ΔS — эффективная длина туннелирования вдоль z , поскольку импульс в направлении β изменяется вследствие действия на туннелирующий электрон силы Лоренца. Измеряя вариацию туннельного тока с изменением B , мы можем определять значение матричного элемента, который описывает переход электрона из эмиттера в примесное состояние. Матричный элемент туннельного перехода удобно выразить в терминах Фурье-образов электронных волновых функций $\Phi_{i(f)}(k)$, где i и f соответствуют начальному (эмиттер) и конечному (примесь) состояниям, между которыми происходит туннельный переход. Отметим, что начальные состояния эмиттера слабо локализованы в реальном пространстве относительно сильно локализованных состояний примеси. Поэтому величине $\Phi_i(k)$ в k -пространстве соответствует дельтаобразная функция, отличающаяся от нуля только в окрестности $k = 0$. В результате, поскольку туннельный ток определяется квадратом матричного элемента, включающего в себя $\Phi_i(k)$ и $\Phi_f(k)$, дельтаобразность $\Phi_i(k)$ дает нам возможность определить форму $\Phi_f(k) = \Phi_{Si}(k)$ изменяя B и, следовательно, k . На практике, таким образом, измеряя зависимость $I(B)$ для определенного направления B , мы определяем форму $|\Phi_{Si}(k)|^2$ вдоль направления k , перпендикулярного B . Затем, вращая B в плоскости (X, Y) и производя последовательные измерения $I(B)$ при различных ориентациях B , мы получаем полный пространственный профиль $|\Phi_{Si}(k_x, k_y)|^2$, представляющий собой проекцию плотности вероятности данного нульмерного электронного состояния в k -пространстве на плоскость, перпендикулярную току.

Типичные экспериментальные результаты зависимости амплитуды туннельного пика A от направления

магнитного поля величиной 8 Т, перпендикулярного току в плоскости роста (X, Y) показаны в полярных координатах на рис. 5, *b* и 5, *c*. Представленные рисунки демонстрируют ярко выраженную двухосную анизотропию туннельного тока $\Delta I/I \approx 23\%$ для обоих расщепленных пиков A^+ и A^- . Анизотропия всех наблюдавшихся на ВАХ пиков имела подобную амплитуду и ориентацию. На рис. 5, *b* и 5, *c* направление 0° соответствовало направлению [110], так что принципиальные оси наблюдаемой анизотропии соответствовали направлениям [100] и [010]. Мы полагаем, что наблюдаемая нами анизотропия туннельного тока может быть связана с анизотропией эффективной массы электронов в X -долинах AlAs, но, на наш взгляд, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Таким образом, используя магнитотуннельную спектроскопию, мы обнаружили спиновое расщепление основного состояния Si-доноров, связанных с X -долиной в AlAs-барьере. Определено абсолютное значение эффективной величины g -фактора в AlAs-барьере, равное 2.2 ± 0.1 . Нами также обнаружено, что распределение плотности вероятности волновых функций электронов примесных состояний доноров имеет биаксиальную симметрию в плоскости роста, с осями соответствующими главным кристаллическим направлениям в этой плоскости. Отметим, что возможность наблюдения спинового расщепления примесного состояния при относительно высокой температуре 4.2 К связано с относительно большой величиной g -фактора в AlAs, в то время как для примеси в GaAs, 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 и К.А. Бенедикту за многочисленные и полезные обсуждения и Ю.В. Дубровскому за интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (03–02–17693).

Список литературы

- [1] D. Loss, D. DiVincenzo. Phys. Rev. A, **57**, 120 (1998).
- [2] R. Hanson, B. Witkamp, L.M.K. Vandersypen, L.H. Willem van Beveren, J.M. Elzerman, L.P. Kouwenhoven. Phys. Rev. Lett., **91**, 196 802 (2003).
- [3] J.W. Sakai, N. La Scala Jr, P.C. Main, P.H. Beton, T.J. Foster, A.K. Geim, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, M.A. Pate. Solid-State Electron., **37**, 965 (1994).
- [4] M.R. Deshpande, J.W. Sleight, M.A. Reed, R.G. Wheeler, R.J. Matyi. Phys. Rev. Lett., **76**, 1328 (1996).
- [5] J. Könemann, P. König, R.J. Haug. Physica E, **13**, 675 (2002).
- [6] A.S.G. Thornton, T. Ihn, P.C. Main, L. Eaves, M. Henini. Appl. Phys. Lett., **73**, 354 (1998).
- [7] I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm, A.G.M. Jansen, R.J. Haug, K. Pierz. Phys. Rev. B, **62**, 12 621 (2000).
- [8] I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, R.J. Haug, K. Pierz. Physica E, **13**, 802 (2002).

- [9] P. König, T. Schmidt, R.J. Haug. *Europhys. Lett.*, **54**, 495 (2001).
- [10] E.E. Mendez, W.I. Wang, E. Calleja, C.E.T. Goncalves da Silva. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1263 (1987).
- [11] Y. Carbonneau, J. Beerens, L.A. Cury, H.C. Liu, M. Burchanan. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1955 (1993).
- [12] J.J. Finley, R.J. Teissier, M.S. Skolnick, J.W. Cockburn, R. Grey, G. Hill, M.A. Pate. *Phys. Rev. B*, **54**, 5251 (1996).
- [13] R. Teissier, J.J. Finley, M.S. Skolnick, J.W. Cockburn, J.-L. Pelouard, R. Grey, G. Hill, M.A. Pate, R. Planel. *Phys. Rev. B*, **54**, 8329 (1996).
- [14] J.M. Smith, P.C. Klipstein, R. Grey, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **58**, 4708 (1998).
- [15] H. Im, P.C. Klipstein, R. Grey, G. Hill. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3693 (1999).
- [16] H. Im, P.C. Klipstein, R. Grey, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **62**, 11 076 (2000).
- [17] H. Fukuyama, T. Waho. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L342 (1995).
- [18] Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin, K.S. Novoselov, Y. Dubrovskii, P. Omling, S.-B. Carlsson. *Jpn. J. Appl. Phys.*, pt 1, **37**, 3245 (1998).
- [19] I.E. Itskevich, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **57**, 7214 (1998).
- [20] S.A. Vitusevich, A. Förster, K.M. Indelekofer, H. Lüth, A.E. Belyaev, B.A. Glavin, R.V. Konakova. *Phys. Rev. B*, **61**, 10 898 (2000).
- [21] Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin, Yu.V. Dubrovskii, K.S. Novoselov, S.-B. Carlsson, P. Omling. *Phys. Rev. B*, **66**, 073 302 (2002).
- [22] M. Gryglas, M. Baj, B. Chenaud, B. Jouault, A. Cavanna, G. Faini. *Phys. Rev. B*, **69**, 165 302 (2004).
- [23] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Ю.В. Дубровский. *ФТП*, **38**, 436 (2004).
- [24] J.W. Sakai, T.M. Fromhold, P.H. Beton, L. Eaves, M. Henini, P.C. Main, F.W. Sheard, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **48**, 5664 (1993).
- [25] P.McDonnell, T.J. Foster, P.C. Main, L. Eaves, N. Mori, J.W. Sakai, M. Henini, G. Hill. *Solid-State Electron.*, **40**, 409 (1996).
- [26] G. Weber. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1447 (1995).
- [27] K.S. Chan, F.W. Sheard, G.A. Toombs, L. Eaves. *Phys. Rev. B*, **56**, 14 474 (1997).
- [28] J.W. Sakai, P.C. Main, P.H. Beton, N. La Skala, Jr., A.K. Geim, L. Eaves, M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2563 (1994).
- [29] A.K. Geim, P.C. Main, N. La Skala, jr., L. Eaves, T.J. Foster, P.H. Beton, J.W. Sakai, F.W. Sheard, M. Henini, G. Hill, M.A. Pate. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2061 (1994).
- [30] L.M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. *Phys. Rev.*, **114**, 90 (1959).
- [31] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.A.J.A. van der Poel. *Phys. Rev. B*, **41**, 5283 (1990).
- [32] M.J. Snelling, G.P. Flinn, A.S. Plaunt, R.T. Harley, A.C. Tropper, R. Eccleston, C.C. Phillips. *Phys. Rev. B*, **44**, 11 345 (1991).
- [33] Е.И. Ивченко, А.А. Киселев. *ФТП*, **26**, 827 (1992).
- [34] A.A. Kiselev, E.L. Ivchenko. *Phys. Rev. B*, **58**, 16 353, (1998).
- [35] P. Le Jeune, D. Robart, X. Marie, T. Amand, M. Brouseau, J. Barrau, V. Kalevich, D. Rodichev. *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 380 (1997).
- [36] E.E. Vdovin, A. Levin, A. Patane, L. Eaves, P.C. Main, Yu.N. Khanin, Yu.V. Dubrovskii, M. Henini, G. Hill. *Science*, **290**, 122 (2000).
- [37] A. Patane, R.J.A. Hill, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, M.L. Zambrano, A. Levin, N. Mori, C. Hamaguchi, Yu.V. Dubrovskii, E.E. Vdovin, D.G. Austing, S. Tarucha, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **65**, 165 308, 1 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

Spin splitting and spatial form of the electron wave function of the X-related donor impurity states in AlAs barrier

E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin

Institute of Microelectronics Technology,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract Using magnetotunneling spectroscopy we observe the Zeeman spin splitting of the ground state of an X-valley-related Si-donor impurity in an AlAs barrier. We determine the absolute magnitude of the effective magnetic spin splitting factors of the impurity ground state to be $b_l = 2.2 \pm 0.1$. We also investigate of the donor ground state, which has a biaxial symmetry in the growth plane, with axes corresponding to the main crystallographic directions.