

Исследование пространственного распределения плотности вероятности волновых функций донорных пар Si в GaAs квантовой яме

Е. Е. Вдовин¹⁾, Ю. Н. Ханин

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

Поступила в редакцию 2 июля 2009 г.

Исследовано туннелирование через локализованные электронные состояния в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода, залегающие глубже уровней изолированных мелких доноров. С помощью метода визуализации волновых функций получены контурные карты пространственного распределения плотности вероятности электронных волновых функций этих состояний. Обнаружено, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, подобной основному состоянию молекулы водорода, а характерные размеры волновых функций совпадают с предсказываемыми теорией размерами водородоподобных состояний донорных пар кремния в GaAs квантовой яме с соответствующими энергиями связи.

PACS: 71.55.Eq, 73.21.-b, 73.40.Gk

В последнее десятилетие происходит интенсивное развитие полупроводниковых технологий для создания различных типов нуль-мерных квантовых объектов, мотивированное большими надеждами, возлагаемыми на них как на основу принципиально новых приборов опто и наноэлектроники, таких как одноэлектронные транзисторы, ячейки памяти, однофотонные детекторы и источники излучения, а также как на наиболее вероятного кандидата на роль квантового бита [1–3]. Несмотря на определенную перспективность “искусственных атомов”, то есть нанокристаллических самоорганизующихся квантовых точек [4] и квантовых точек, получаемых с помощью технологийnanoструктурирования [5], эти нуль-мерные системы обладают и рядом существенных недостатков в виде неконтролируемых вариаций размеров и разного рода проблем структурного несовершенства, обусловленных применяемыми технологическими процессами [6]. Привлекательную естественную возможность получения более совершенных с этой точки зрения нуль-мерных систем предоставляет использование индивидуальных примесей в гетероструктурах. Так, например, введение одного атома мелкого донора в область квантовой ямы гетероструктуры приводит к образованию локализованного состояния с характерным размером 10 нм – структурно совершенной нуль-мерной системы с предсказуемыми параметрами, сформированной сферическим кулоновским потенциалом этой ионизированной

примеси [6–10]. Кроме относительной технологической простоты, данный подход может приблизить реализацию систем истинно атомного уровня, то есть использование отдельного атома примеси как функционального элемента электронного устройства. Подобные перспективы и уже подтвержденный потенциал использования примесей в качестве базовых элементов квантовой электроники и систем квантовых вычислений и придали новый импульс их исследованиям с недавнего времени [7, 11–15]. Дополнительные возможности для управления свойствами (прежде всего, энергией) примесных нуль-мерных систем дает применение “водородоподобных молекул”, то есть пар, троек или кластеров мелких примесей, которые могут порождать существенно более глубокие электронные уровни в запрещенной зоне полупроводника [16–18] и даже образовывать многоэлектронные квантовые точки [19]. Теоретические значения энергий связи “водородоподобных молекул”, в зависимости от их геометрической конфигурации и размеров, лежат в широком интервале от изолированных мелких примесей до глубоких центров в традиционном понимании. На практике же наиболее просто образуются донорные пары с энергиями связи, в несколько раз превышающими энергию связи изолированных мелких доноров. Вследствие малой вероятности реализации даже пары близколежащих примесей при новом уровне легирования, в гетероструктурах микронных размеров оказывается лишь несколько таких пар. О наблюдении туннелирования через электрон-

¹⁾e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

ные состояния в квантовой яме, залегающие по энергии глубже одиночных мелких доноров, сообщалось в работах [8, 18]. Только лишь на основании сравнения расчетных и экспериментальных значений энергий связи таких глубоких уровней авторы и заключили, что они связаны со случайными кластерами мелких доноров. Однако для однозначной идентификации их природы были бы полезны прямые измерения формы соответствующих волновых функций. Единственным неразрушающим способом для решения этой задачи является измерение пространственного распределения плотности вероятности волновых функций с помощью магнитотунNELьной спектроскопии (МТС) [20–22]. Отметим, что в [18] глубокозалегающие состояния наблюдались преимущественно при больших напряжениях, что препятствует корректному измерению волновых функций из-за их модификации электрическим полем [7]. Следует также сказать, что возможность контроля распределения плотности вероятности волновых функций донорных пар имеет и самостоятельный исследовательский интерес с точки зрения необходимости такого мониторинга для реализации квантовых битов на их основе [23].

В данной работе нами исследовано магнитотуннелирование через электронные уровни, порождаемые парами доноров кремния в GaAs квантовой яме, и с помощью метода визуализации волновых функций получены контурные карты пространственного распределения плотности вероятности волновых функций для таких пар. Обнаружено, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, подобной основному состоянию молекулы водорода, и продемонстрирована возможность идентификации геометрических параметров донорных пар на основе измеренных волновых функций.

Исследовавшиеся нами образцы представляли собой двухбарьерные гетеродиоды, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных $N^+ - GaAs$ подложках с ориентацией (001) при температуре 550 °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; $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} N^+ - GaAs$ толщиной 50 нм; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} N^- - GaAs$ толщиной 50 нм; нелегированный GaAs толщиной 50 нм; нелегированный $Ga_{0.6}Al_{0.4}As$ барьер толщиной 5.7 нм; нелегированная GaAs квантовая яма шириной 9.3 нм; нелегированный $Ga_{0.6}Al_{0.4}As$ барьер толщиной 5.7 нм; нелегированный GaAs толщиной 50 нм; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} N^- - GaAs$ толщиной 50 нм; $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} N^+ - GaAs$ толщи-

ной 50 нм; $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} N^+ - GaAs$ контактный слой толщиной 1.5 мкм. Расчетный потенциальный профиль зоны проводимости активной части экспериментальной структуры показан на вставке к рис.1. Омические контакты изготавливались путем после-

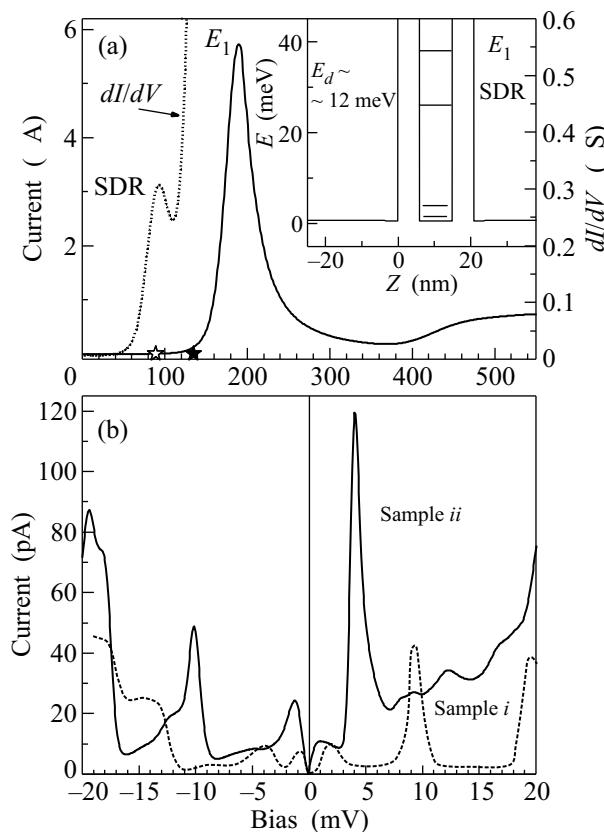


Рис.1. (а) ВАХ исследуемого образца диаметром 25 мкм при $T = 4.2$ К; пунктиром представлена зависимость dI/dV от напряжения смещения. Звездочками отмечены вычисленные значения пороговых напряжений, при которых энергии нижних состояний SDR и E_1 совпадают с энергией Ферми в эмиттере. На вставке – расчетный потенциальный профиль активной части структуры в отсутствие смещения. Показаны положения основного уровня размерного квантования в GaAs квантовой яме E_1 , уровня центральной изолированной донорной примеси SDR и глубокозалегающих уровней “донорных молекул”. (б) Структура туннельных резонансов двух экспериментальных образцов в области малых смещений при температуре 0.4 К. Отрицательные ветви ВАХ инвертированы для наглядности

довательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400$ °C. Для создания меза-структур диаметром 25–200 мкм была использована стандартная технология химического травления. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, $dI/dV - V$, были

измерены при уровне шума менее 50 фА. Измерения проводились при температуре 0.4–4.2 К в магнитном поле до 8 Тл.

Анализ туннельных спектров наших гетероструктур начнем с идентификации достаточно хорошо изученных процессов туннелирования через двумерное состояние в GaAs квантовой яме и связанные с ним нуль-мерные состояния индивидуальных мелких примесей (E_1 и SDR на вставке к рис.1а). На рис.1а показана ВАХ экспериментальной структуры диаметром 25 мкм при $T = 4.2$ К. Резкий пик тока при напряжении около 200 мВ соответствует резонансному туннелированию электронов через нижний уровень размерного квантования E_1 , что подтверждено описанными далее расчетами. Высокое отношение величины пикового тока к току в “долине” (32:1) указывает на высокое качество гетероструктур. При напряжении смещения около 90 мВ, до порога туннелирования через состояние E_1 , на ВАХ наблюдается слабая и довольно широкая особенность, хорошо проявляющаяся как пик на $dI/dV - V$ -зависимости. Как было показано в [8], такая особенность может быть обусловлена туннелированием через индивидуальные донорные примеси в GaAs квантовой яме (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As двухбарьерного резонансно-туннельного диода большой площади. Хотя в нашей гетероструктуре GaAs квантовая яма не была легирована преднамеренно, но, вероятно, из-за фонового легирования или диффузии Si из контактных областей в процессе роста, концентрация примесей в ней оказалась приблизительно равной $(0.3 - 1) \cdot 10^{-15}$ см⁻³. То есть в слое квантовой ямы шириной 9 нм образца диаметром 25 мкм содержится примерно 2500–5000 доноров. При этом среднее расстояние между донорами составляет 100–150 нм, что много больше эффективного боровского радиуса (a_b) изолированной мелкой примеси в GaAs. Изолированная донорная примесь в области квантовой ямы образует локализованное ($a_b \sim 10$ нм) водородоподобное состояние, связанное с двумерным состоянием E_1 . Энергия связи такого состояния в 9 нм GaAs яме составляет ~ 12.8 мэВ для примеси в середине ямы и ~ 7 мэВ для примеси на ее краю [24]. Поскольку энергия связи доноров зависит от их положения в направлении роста слоя ямы и если они распределены в ней достаточно равномерно, резонансное туннелирование через состояния доноров, расположенныхных в разных позициях, будет происходить при различных значениях приложенного напряжения. В результате, наличие множественных близких по энергии примесных уровней должно приводить к многочисленным перекрывающимся резонансным особенностям,

образующим на ВАХ широкий практически монотонный “интегральный примесный резонанс” даже при гелиевой температуре. Индивидуальные же примесные резонансы становятся различимыми экспериментально только в случае низкой концентрации примесей или в структурах субмикронных размеров [9, 25]. Следует отметить, что в структурах большой площади туннельные переходы через состояния доноров, расположенныхных вблизи середины квантовой ямы, определяют порог туннелирования через все возможные состояния изолированных доноров и с хорошей точностью соответствуют максимуму интегральной примесной особенности на $dI/dV - V$ -зависимости. Это обусловлено тем, что резонансное туннелирование через центральные примеси обладает наибольшей вероятностью [26], а их энергия связи максимальна. Идентификация особенностей E_1 и SDR транспортных характеристик производилась нами на основании самосогласованных расчетов профилей потенциала зоны проводимости, в результате чего были определены напряжения порогов открытия каналов резонансного туннелирования через уровни изолированных мелких донорных примесей SDR ($V_b = 89$ мВ) и основную подзону размерного квантования E_1 ($V_{th} = 136$ мВ), при которых энергии нижних состояний SDR (центральных примесей) и дна подзоны E_1 сравниваются с энергией Ферми (E_F) в эмиттере. Звездочками на рис.1а показаны вычисленные значения пороговых напряжений, которые достаточно хорошо совпадают с характерными пороговыми особенностями на экспериментальных зависимостях. Отметим, что резонансы E_1 и SDR наблюдались на ВАХ всех изучавшихся нами образцов различной площади при одинаковых напряжениях смещения.

Кроме широкого примесного резонанса SDR , во всем интервале малых напряжений смещения ВАХ до SDR нами также наблюдались серии узких пиков тока с амплитудами ~ 100 пА. Самым глубоким из этих резонансных состояний, если считать их примесными, соответствовала бы энергия связи 35–40 мэВ, что более чем в три раза превышает энергию связи индивидуального донора в 9 нм GaAs квантовой яме. Мы предполагаем, что наблюдаемые пики обусловлены туннелированием через электронные состояния пар, троек или кластеров Si доноров в квантовой яме.

На рис.1б показаны ВАХ двух типичных экспериментальных образцов в интервале малых напряжений при температуре 0.4 К, которые демонстрируют серии резких и узких резонансных пиков тока при обоих направлениях смещения. Положения и амплитуды пиков различны для разных образцов, однако полно-

тью воспроизводимы для каждого в отдельности даже после многократного термоциклирования. Применение положительного (или отрицательного) напряжения к образцу сдвигает вниз по энергии уровни нуль-мерных состояний в яме относительно E_F в эмиттере. Когда энергия очередного нуль-мерного состояния совпадает с E_F , происходит резкое пороговое возрастание туннельного тока (см. вставку к рис.1а). При дальнейшем увеличении смещения резонансный ток падает, отражая уменьшение числа способных к резонансному туннелированию электронов, и становится равным нулю при совпадении энергии состояния и дна зоны проводимости E_C в эмиттере. Температура и существование нерезонансных туннельных процессов “размывают” наблюдаемые особенности на ВАХ и приводят к появлению монотонной фоновой компоненты тока. Отметим, что, несмотря на симметрию гетероструктур, особенностью нуль-мерных резонансов, наблюдавшихся нами при малых смещениях, является различие их амплитуд и соответствующих резонансных напряжений при противоположных знаках напряжения (см. рис.1б). Такая асимметрия ВАХ объясняется присутствием случайнным образом распределенных заряженных примесей в прибарьерных слоях справа и слева от квантовой ямы, приводящим к значительным локальным флуктуациям потенциала контактов [8, 18]. Процесс образования примесных кластеров (“водородоподобных молекул”) в совершенных гетероструктурах носит случайный характер. Хотя среднее расстояние между донорами в квантовой яме много больше боровского радиуса ($a_b = 10$ нм), существует вероятность найти несколько доноров, разделенных расстоянием много меньше среднего. Число подобных пар (и тем более троек и т.д.) будет мало относительно общего количества доноров в структуре (~ 2500 доноров в меза-структуре диаметром 25 мкм), но именно они будут определять туннельный транспорт при малых смещениях. Их энергия связи в пределе нулевого расстояния между примесями будет стремиться к величине $E_B = Z^2 \varepsilon_0$, где Z – число доноров в кластере, а ε_0 – энергия связи изолированного мелкого донора [16, 17]. Таким образом, электрон, локализованный на паре доноров, разделенных расстоянием порядка a_b , будет иметь энергию связи приблизительно в 2.5–3 раза выше, чем у изолированного донора. Самым глубоким по энергии из наблюдавшихся в нашем эксперименте низковольтных резонансных уровням с энергией связи ~ 40 мэВ на основании [16, 17] могут соответствовать пары доноров, находящихся в середине квантовой ямы на расстоянии $R \sim 3$ нм друг от друга. В то же время, с

учетом зависимости энергии связи от положения в яме (удаленности от середины ямы d), это могут быть как пары с $R \sim 0.35$ нм (то есть, пары атомов Si в ближайших позициях замещения Ga в кристаллической решетке GaAs), так и пары со всеми промежуточными наборами параметров $\{R, d\}$. Остальные резонансные пики, расположенные на ВАХ при более высоких напряжениях вплоть до SDR , также могут быть идентифицированы по величине энергии связи с использованием [16, 17] как отвечающие туннелированию через различные донорные пары. При этом резонансная энергия каждой конкретной пары определяется ее размером (расстоянием между донорами) и, как и в случае изолированных примесей, положением в яме и локальными коррекциями флуктуационным потенциалом обединенных прибарьерных областей. Вероятность образования троек доноров и тем более “донорных молекул” из большего числа атомов в квантовых ямах наших гетероструктур крайне мала в соответствие с [18] вследствие относительно невысокого уровня легирования в квантовой яме. Однако для однозначной идентификации наблюдавшихся нами объектов необходимо иметь информацию о пространственной форме их волновых функций. В отличие от основного $1s$ состояния единичной донорной примеси (SDR на рис.1а) волновая функция которой в реальном пространстве имеет сферическую симметрию [21], волновая функция основного состояния электрона, локализованного на донорной паре, должна быть аксиально-симметричной, как в молекуле водорода H_2 . Для определения пространственного распределения плотности вероятности волновых функций изучаемых резонансных состояний мы воспользовались методом МТС, аналогично тому, как это было сделано для InAs самоорганизованных квантовых точек [20].

С этой целью изучалась эволюция туннельного тока через состояния, связанные с донорными кластерами, с ростом величины перпендикулярного тока магнитного поля B . Уменьшение амплитуды туннельного резонанса I_{peak} с увеличением B (см. рис.2 и 3а) связано с хорошо известным эффектом, который может быть понят в терминах одночастичной модели электронного туннелирования в магнитном поле. Этот эффект является основой метода визуализации волновых функций электронов в нульмерных состояниях с помощью МТС и детально был рассмотрен в работах [20–22]. Зависимость амплитуды резонансов от магнитного поля объясняется с помощью рассмотрения влияния магнитного поля на туннелирующий электрон. Пусть α – направление B , β – направление, перпендикулярное B , в плоскос-

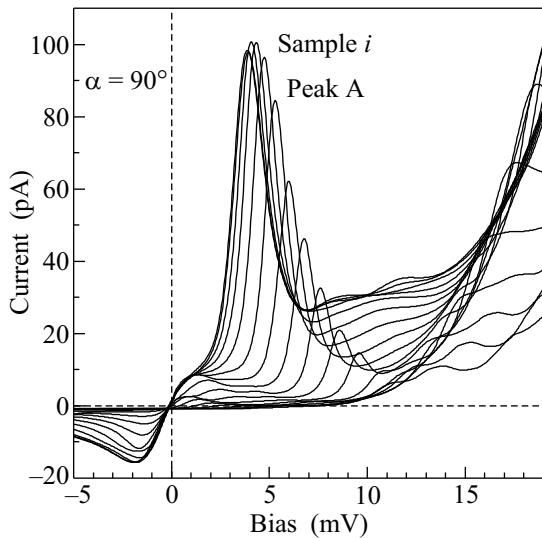


Рис.2. Подробная эволюция резонансного пика А с ростом перпендикулярного току магнитного поля вплоть до 8 Тл при температуре 4.2 К. Кривые сняты с шагом по магнитному полю в 0.5 Тл

ти роста (X, Y) и z – направление перпендикулярное к плоскости (X, Y). При туннелировании электрона из эмиттера на примесь (нуль-мерное состояние) вдоль оси z в перпендикулярном току магнитном поле он, вследствие действия на него силы Лоренца, приобретает в направлении β дополнительный импульс $\Delta k_\beta = eB\Delta S/\hbar$, где ΔS – эффективная длина туннелирования вдоль z (~ 30 нм в нашей ситуации). 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 туннельного перехода. Отметим, что начальные состояния эмиттера слабо локализованы в реальном пространстве относительно сильно локализованных состояний примеси. Поэтому $\Phi_i(k)$ 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 $\Phi_f(k) = \Phi_{2Si}(k)$, изменения B и, следовательно, k . На практике, таким образом, измеряя зависимость $I_{\text{peak}}(B)$ для определенного направления B , мы определяем форму $|\Phi_{2Si}(k)|^2$ вдоль направления k , перпендикулярного B . Затем,

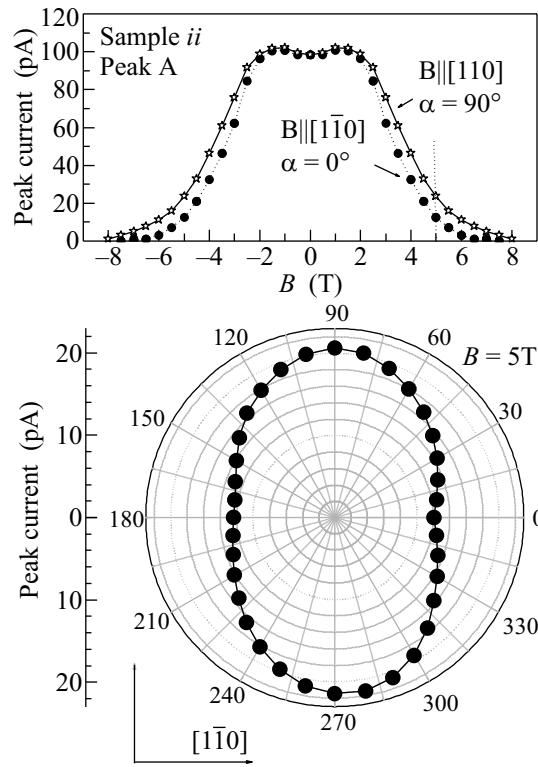


Рис.3. (а) Зависимость амплитуды пика А от величины перпендикулярного току поля $B \parallel [1\bar{1}0]$ и $B \parallel [110]$. (б) Угловая зависимость амплитуды максимума в туннельном токе пика А от направления магнитного поля в плоскости, перпендикулярной току при $B = 5$ Тл., отражающая проекцию исследуемой волновой функции на плоскость (X, Y)

вращая B в плоскости (X, Y) и производя последовательные измерения $I_{\text{peak}}(B)$ при различных ориентациях B , мы получаем полный пространственный профиль $|\Phi_{2Si}(k_X, k_Y)|^2$, представляющий собой проекцию плотности вероятности данного нуль-мерного электронного состояния в k -пространстве в плоскости, перпендикулярной току [21].

Полученные с помощью вышеописанной процедуры зависимости $I_{\text{peak}}(B)$ резонанса “А” для двух значений углов $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$ представлены на рис.3а. Магнитное поле изменялось от 0 до 8 Тл, что соответствовало величине $k \approx 0.35$ нм $^{-1}$. Зависимость амплитуды этого резонанса от направления, перпендикулярного току магнитного поля величиной 5 Тл в плоскости роста (X, Y), показанная в полярных координатах на рис.3б, демонстрирует ярко выраженную двухосную симметрию с отношением длин осей $I_{\alpha=90}/I_{\alpha=0} \sim 1.74$, что свидетельствует о наличии аналогичной симметрии проекции волновой функции на плоскость (X, Y) с главными осями 0° и 90° в реальном пространстве. На рисунке угол 0° соот-

вествовал направлению [1\bar{1}0]. Таким образом, пространственная симметрия и форма волновой функции исследуемого резонансного уровня подобна волновой функции ионизированной молекулы водорода, что однозначно указывает на природу этого уровня. Теперь, принимая во внимание также энергию данного уровня и расчеты энергий связи из [18], мы можем, без сомнения, полагать, что он порожден парой доноров Si в квантовой яме. Для оценки эффективных размеров волновой функции в реальном пространстве воспользуемся подходом, применявшимся при изучении квантовых точек. Поскольку, согласно [21], $|\Phi_{2Si}(k)|^2 \sim \exp(-k^2 l_0^2)$, где $l_0 = \sqrt{\langle x^2 + y^2 \rangle}$, из зависимостей на рис.3а можно оценить размеры волновой функции исследуемого состояния вдоль главных осей симметрии (0° и 90°): $a_t^* = 2l_y = 2\sqrt{\langle y^2 \rangle}$ и $a_l^* = 2l_x = 2\sqrt{\langle x^2 \rangle}$. Эффективные размеры волновой функции в плоскости (X, Y) оказываются равными $a_t^* \sim 11$ и $a_l^* \sim 14$ нм вдоль направлений [110] и [1\bar{1}0], соответственно.

Для простоты и наглядности качественного обсуждения результатов угловых измерений воспользуемся приблизительным соотношением геометрических параметров измеряемых волновых функций $a_l^* - a_t^* \approx R^*$, где R^* – проекция R на плоскость (X, Y). Сопоставляя полученные из эксперимента значения R^* (~ 3 нм для рис.3б) с возможными значениями параметров $\{R, d\}$, отвечающими энергии связи данного резонансного состояния (~ 40 мэВ), на основании расчетов [18] можно заключить, что единственным удовлетворяющим всем условиям выбором в рассматриваемом случае будет $\{R \approx R^*, d = 0\}$, когда измеренная волновая функция образована на паре доноров, лежащих в плоскости (X, Y) вблизи середины ямы, на расстоянии $R \sim 3$ нм друг от друга. Отметим вдобавок, что полученное значение $R \sim 3$ нм является наибольшим для донорной пары в центре ямы с данной энергией связи и, следовательно, наиболее вероятным [18]. Это подтверждает случайный характер формирования донорных молекул. Подобную вышеописанной симметрии демонстрировали угловые зависимости всех наблюдавшихся нами резонансных пиков при малых смещениях и, следовательно, все соответствующие им волновые функции. Различались только, естественно, направления осей симметрии и значения величин a_t^* и a_l^* . Последние могут определяться как величиной R , так и θ , – углом отклонения оси донорной пары от плоскости (X, Y), на которую “проецируется” волновая функция пары при данном методе измерения.

Полученные значения эффективных размеров волновых функций всех исследованных нами низко-

вольтных резонансных уровней лежат в интервале от 10 до 18 нм и, в общем, легко согласуются с предполагаемыми теоретически [18] для актуального интервала энергий связи геометрическими параметрами водородоподобных донорных пар в квантовой яме $\{R, d\}$. Однако в отличие от описанного простого случая центральной донорной пары в плоскости (X, Y), идентификация каждого конкретного резонансного уровня (то есть, сопоставление набора полученных из эксперимента величин E_B и R^* определенных параметров $\{R, d\}$), не является априори однозначной из-за наличия противоположно направленных факторов d и θ , корректирующих соотношение a_t^* и a_l^* . При этом все же, несмотря на такую неопределенность, мы получаем информацию о форме и симметрии волновых функций и интервалы возможных значений ΔR и Δd . Указанная же неоднозначность идентификации не является принципиально непреодолимой, а связана лишь с отсутствием на данный момент теоретических расчетов пространственных параметров волновых функций донорных пар в GaAs яме (рассчитаны только использовавшиеся нами зависимости $E_B(R)$ и $E_B(d)$). Расчеты зависимостей $a_{t,l}(R)$ и $a_{t,l}(d)$ для пар, лежащих в плоскости (X, Y), без учета отклонения θ , уже позволили бы непосредственно и однозначно определять $\{R, d\}$, соответствующие совпадению измеряемой и расчетной величин $a_t^* = a_t$ для каждого состояния с определенной E_B , а затем вычислять θ из соотношения $R^* = R \cdot \cos \theta$. На практике же, даже без указанных расчетов, идентификация часто упрощается резкой избирательностью резонансного туннелирования по отношению к центральным уровням в яме [26], в результате чего удаленные от центра пары в туннельных спектрах не проявляются (или обладают крайне малыми амплитудами), что, в свою очередь, существенно сужает интервал предлагаемых к рассмотрению значений Δd .

Таким образом, в данной работе исследовано магнитотуннелирование через электронные уровни в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме, залегающие глубже уровней изолированных мелких доноров. С помощью метода визуализации волновых функций получены контурные карты пространственного распределения плотности вероятности волновых функций для таких уровней во всем доступном интервале энергий. Обнаружено, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, аналогичными основному состоянию молекулы водорода, а характерные размеры волновых функций совпадают с предсказываемыми теорией размерами во-

дородоподобных состояний донорных пар кремния в GaAs квантовой яме с соответствующими энергиями связи. Иными словами, впрямую экспериментально доказано, что глубокие уровни данного типа порождаются парами доноров кремния в яме. Продемонстрирована возможность идентификации геометрических параметров донорных пар на основе измеренных волновых функций вплоть до определения положения в яме и угла отклонения пары от плоскости роста гетероструктуры.

Авторы благодарны В.В. Белову и П.Л. Шабельниковой за техническое содействие, а Л. Ивсу за предоставленные гетероструктуры. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 09-02-00476а и # 08-02-91852-КО_а) и программы Президиума РАН “Квантовая макрофизика”.

1. I. Žutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Modern Physics **76**, 323 (2004).
2. R. Hanson, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 196802 (2003).
3. D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
4. D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff, Phys. Rev. B **50**, 11687 (1994).
5. S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3613 (1996).
6. H. Fukuyama, T. Waho, and M. Yamamoto, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4267 (1997).
7. G. P. Lansbergen, R. Rahman, C. J. Wellard et al., Nature Physics **4**, 656 (2008).
8. J. W. Sakai, P. H. Beton, L. Eaves et al., J. Appl. Phys. **86**, 1452 (1999).
9. B. Jouault, M. Gryglas, M. Baj et al., Phys. Rev. B **79**, 041307 (2009).
10. H. Slleier, G. P. Lansbergen, J. Caro et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 206805 (2006).
11. B. E. Kane, Nature **393**, 133?137 (1998).
12. R. Vrijen, E. Yablonovitch, K. Wang et al., Phys. Rev. A **62**, 012306 (2000).
13. D. N. Jamieson, C. Yang, T. Hopf et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 202101 (2005).
14. L. C. L. Hollenberg, A. S. Dzurak, C. Wellard et al., Phys. Rev. B **69**, 113301 (2004).
15. L. C. L. Hollenberg, A. D. Greentree, A. G. Fowler and C. J. Wellard, Phys. Rev. B **74**, 045311 (2006).
16. K. K. Bajaj, J. R. Birch, L. Eaves et al., J. Phys. C **8**, 530 (1975).
17. W. Kohm and J. M. Luttinger, Phys. Rev. **98**, 915 (1955).
18. A. K. Geim, T. J. Foster, A. Nogaret et al., Phys. Rev. B **50**, 8074 (1994).
19. O. Makarovsky, O. Thomas, A. G. Balanov et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 226807 (2008).
20. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patane et al., Science **290**, 122 (2000).
21. A. Patane, R. J. A. Hill, L. Eaves et al., Phys. Rev. B **65**, 165308 (2002).
22. O. S. Wibelhoff, A. Lorke, D. Reuter and A. D. Wieck, Appl. Phys. Lett. **86**, 092104 (2005).
23. S. Das Sarma, Yu. N. Khanin, L. Eaves et al., Phys. Rev. B **70**, 115207 (2004); Phys. Rev. B **73**, 045319 (2006).
24. G. Bastard, Phys. Rev. B **24**, 4714 (1981).
25. E. E. Vdovin, G. P. Whittington, P. C. Main et al., Phys. Rev. B **71**, 195320 (2005).
26. I. P. Roche, R. B. Capaz, X. Hu, and S. Das Sarma, J. Phys. Condens. Matter. **2**, 4439 (1990).