

Анизотропия эффективной массы Γ -электронов в квантовой яме GaAs/(AlGa)As

© Е.Е. Вдовин[¶], Ю.Н. Ханин

Институт проблем технологии микроэлектроники Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 23 июня 2004 г. Принята к печати 7 июля 2004 г.)

Представлены результаты исследования транспорта электронов через двухбарьерные гетероструктуры AlAs/GaAs/AlAs, выращенные на подложках с ориентацией (001) и (311), анализ результатов которых позволяет получить информацию об анизотропии электронных подзон в квантовой яме GaAs. Дисперсия в плоскости квантовой ямы $E(k_{\parallel})$ исследовалась с помощью магнитотуннельной спектроскопии при приложении магнитного поля \mathbf{B} в плоскости квантовой ямы (т.е. перпендикулярно туннельному току). Амплитуда и изменение положения по напряжению резонансных пиков в туннельном токе оказались чувствительными как к величине, так и к ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей в плоскости квантовой ямы. Помещая монослой InAs в различные позиции внутри квантовой ямы GaAs, мы могли модифицировать волновые функции электронов и исследовать природу анизотропии электронных подзон в такой квантовой яме.

1. Введение

Точная форма зонной структуры GaAs вблизи точки Γ зоны Бриллюэна вызывала в последнее время повышенный интерес в связи с исследованием стрип-фазы в квантовом эффекте Холла [1]. Большая часть экспериментальных исследований была связана с определением эффективной массы электронов, локализованных в квантовых ямах (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As, в зависимости от ширины квантовых ям (см., например, [2]). Однако эти эксперименты не были чувствительны к анизотропии массы. При этом анизотропия электронных подзон в плоскости квантовой ямы может приводить к анизотропии электрических свойств. В недавних работах [3–6] дисперсия энергии электронов в плоскости квантовой ямы $E(k_{\parallel})$ исследовалась с помощью магнитотуннельной спектроскопии при приложении магнитного поля \mathbf{B} в плоскости квантовой ямы (т.е. перпендикулярно туннельному току). Исследуемые образцы представляли собой резонансно-туннельные двухбарьерные гетероструктуры AlAs/GaAs/AlAs, выращенные на подложках с ориентацией (001). При приложении магнитного поля электроны, туннелирующие в квантовую яму, приобретали дополнительный квазиимпульс в направлении, перпендикулярном магнитному полю, из-за действия силы Лоренца и, поскольку при туннелировании сохранялся квазиимпульс, положение максимумов в туннельном токе с увеличением магнитного поля смещалось в сторону больших напряжений. Результирующее изменение положения резонанса оказывалось пропорционально $E(k_{\parallel})$. Амплитуда туннельного тока также была чувствительной как к величине, так и к ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Таким образом, проводя измерения при различных направлениях магнитного поля в плоскости квантовой ямы можно было исследовать анизотропию электронных подзон в этой плоскости.

В работах [3,5,6] наблюдалась анизотропия туннельного тока вдоль осей [110] и $\bar{1}\bar{1}0$, причем направление анизотропии изменяется на 90° при изменении знака напряжения смещения. Причина наблюдаемой анизотропии объяснялась различием в смешивании электронных подзон на гетерограницах GaAs/(AlGa)As и (AlGa)As/GaAs на разных сторонах квантовой ямы GaAs. Существенным для наблюдаемой экспериментально анизотропии является то, что химические связи Al–As (или Ga–As) на прямой (AlAs/GaAs) и обратной (GaAs/AlAs) границах квантовой ямы GaAs лежат в двух ортогональных плоскостях. На рис. 1 схематически показано положение атомов Ga, As и Al для прямой гетерограницы AlAs/GaAs. Предполагая, что гетерограницы являются идеальными, можно считать в отсутствие напряжения смещения направления [110] и $\bar{1}\bar{1}0$ эквивалентными. При приложении электрического поля из-за того, что химические связи являются полярными, симметрия нарушается. На одной из границ, например, поле сдвигает электроны к первой плоскости атомов Ga, оттягивая их от плоскости атомов As в барьере. На притивоположной границе, где химические связи имеют другую направленность, электроны прижимаются к плоскости атомов As. Электрическое поле, таким образом, вызывает анизотропию, поляризуя химические связи. Кроме того, при приложении напряжения смещения максимум волновой функции электронов в квантовой яме сдвигается к одной из границ в зависимости от знака приложенного напряжения. Таким образом, наблюдаемая анизотропия зависит как от знака, так и от величины приложенного смещения [5].

В данной работе мы продолжаем изучение анизотропии эффективной массы Γ -электронов, контролируемо изменяя положение максимума волновой функции в квантовой яме (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As. Помещая монослой InAs в различные позиции внутри квантовой ямы GaAs резонансно-туннельного диода, мы могли модифицировать волновые функции электронов и исследовать природу анизотропии электронных подзон в такой

[¶] E-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

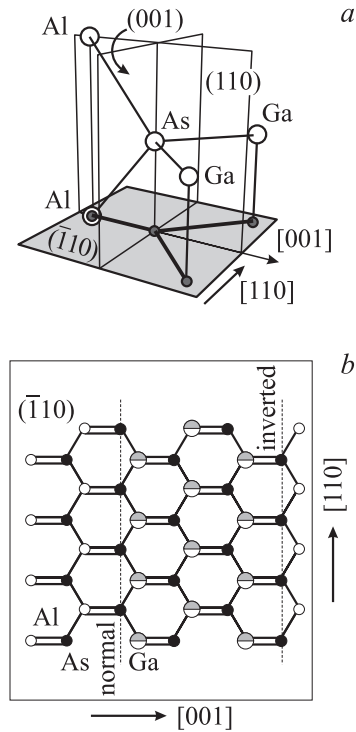


Рис. 1. *a* — расположение атомных плоскостей вблизи нормальной границы AlAs/GaAs (GaAs на AlAs); связи Al–As лежат в плоскости (110), а связи Ga–As в плоскости $\bar{1}\bar{1}0$; на противоположной границе эти плоскости инвертированы. *b* — проекция химических связей Al–As и Ga–As в квантовой яме AlAs/GaAs/AlAs на плоскость $\bar{1}\bar{1}0$.

квантовой яме. Для контрольного образца, выращенного на подложке с ориентацией (001), мы наблюдали анизотропию туннельного тока вдоль осей [110] и $\bar{1}\bar{1}0$, причем направление анизотропии изменяется на 90° при изменении знака напряжения смещения (аналогично данным [3,5]). Помещая слой InAs в центр ямы, мы увеличивали локализацию электронов в центре ямы и таким образом уменьшали влияние границ. Наблюдаемая нами для такого образца 4-кратная анизотропия вдоль осей $\langle 100 \rangle$ соответствовала анизотропии эффективной массы Γ -электронов для массивного GaAs. Когда слой InAs помещался вблизи одной из границ, волновая функция электронов в квантовой яме оказывалась прижатой к этой границе при обеих полярностях напряжения смещения, и мы наблюдали 2-кратную анизотропию вдоль оси [110] как при положительном, так и при отрицательном напряжении смещения. Таким образом, помещая монослой InAs в различные положения внутри квантовой ямы GaAs, мы могли изменять смешивание электронных подзон на гетерограницах GaAs/(AlGa)As. Кроме того, мы исследовали образцы, аналогичные описанным, но выращенные на подложках с ориентацией (113). На таких структурах нами наблюдалась 2-кратная анизотропия вдоль оси $[\bar{3}\bar{3}2]$ независимо от полярности приложенного смещения, как для контрольных образцов, так и для образцов с монослоем InAs в центре квантовой ямы.

2. Образцы

Экспериментальные образцы представляли собой резонансно-туннельные диоды (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сильнолегированных подложках n^+ -GaAs с ориентацией поверхности (100) и (311)В. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Нами исследовались пять типов структур, обозначенных далее в тексте как А, В, С, D и Е. Структура типа А (контрольный образец) представляла собой обычный резонансно-туннельный диод с квантовой ямой GaAs шириной 11.2 нм, заключенной между двумя барьерами $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 8.3 нм. Барьеры были отделены от контактных областей нелегированными слоями GaAs толщиной 50 нм. Структура типа В отличалась от контрольного образца тем, что в квантовой яме GaAs вблизи границы (AlGa)As/GaAs выращивался тонкий слой InAs. Толщина этого слоя (~ 1 монослой) была меньше критической, необходимой для образования самоорганизующихся квантовых точек InAs [7]. В структуре типа С монослой InAs помещался в центр квантовой ямы GaAs. Все три структуры (А, В и С) были выращены на подложках с ориентацией (001). Подробное описание структур В и С дано в таблице. Структура D представляла собой копию контрольной структуры А, а Е — копию С, но выращены они были на подложках с ориентацией (311). Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGa/Ni/Au и отжига при температуре $T = 400^\circ\text{C}$. Для создания меза-структур диаметром 50–200 мкм была использована стандартная технология химического травления.

На рис. 2 показан расчетный профиль дна зоны проводимости для структур А, В и С при напряжении смещения $V = 300 \text{ мВ}$. При таком напряжении уже формируется двумерный аккумуляционный слой электронов вблизи барьера $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, и вследствие этого туннелирование происходит между электронами в аккумуляционном слое и двумерными электронными

Состав структур В и С

Слой	Структура В	Структура С	Уровень легирования, см^{-3}
GaAs	0.3 мкм	0.3 мкм	$3 \cdot 10^{18}$
GaAs	50 нм	50 нм	$2 \cdot 10^{17}$
GaAs	50 нм	50 нм	Нелегированный
$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	8.3 нм	8.3 нм	«
GaAs	1 нм	5.5 нм	«
InAs	0.3 нм	0.3 нм	«
GaAs	10 нм	5.5 нм	«
$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	8.3 нм	8.3 нм	«
GaAs	50 нм	50 нм	«
GaAs	50 нм	50 нм	$2 \cdot 10^{17}$
GaAs	0.3 мкм	0.3 мкм	$3 \cdot 10^{18}$
GaAs	Подложка	Подложка	$3 \cdot 10^{18}$

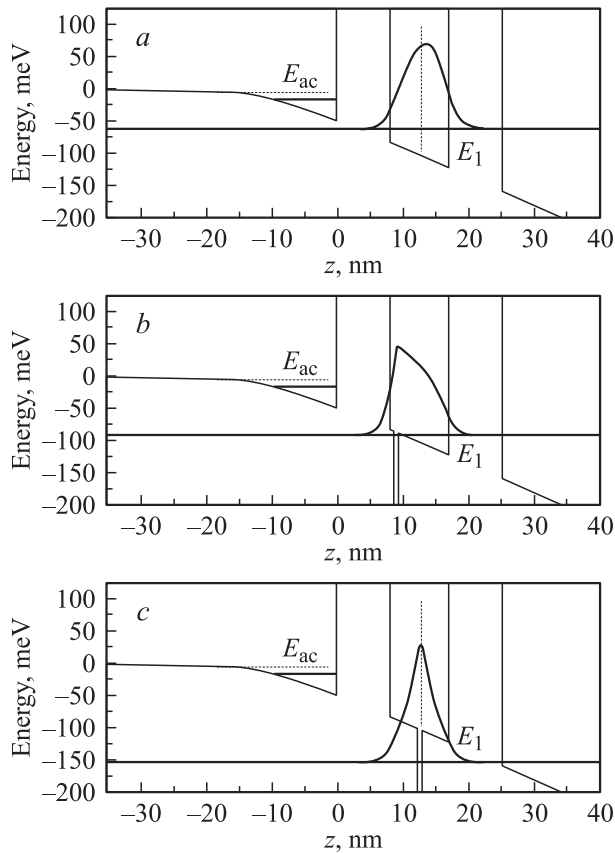


Рис. 2. Профиль дна зоны проводимости и плотность вероятности $|\psi|^2$ для волновой функции основного состояния E_1 в квантовой яме: *a* — контрольный образец А, *b* — образец В с монослоем InAs вблизи границы с (AlGa)As, *c* — образец С с монослоем InAs в центре квантовой ямы. Расчеты сделаны для напряжения смещения $V = 300$ мВ. Показаны уровень размерного квантования E_{ac} в аккумуляционном слое и уровень E_1 в квантовой яме GaAs.

подзонами в квантовой яме GaAs. На рисунке также показаны результаты самосогласованных расчетов плотности вероятности $|\psi|^2$ электронов основного состояния квантовой ямы GaAs. Самосогласованные расчеты были проведены численным методом, подобным описанному в работе [8]. В образцах В и С слой InAs модифицирует электронную структуру широкой квантовой ямы GaAs, создавая дополнительную узкую и глубокую квантовую яму, так что волновая функция электронов основного состояния квантовой ямы GaAs локализуется вблизи этой узкой ямы. Поэтому, если в контрольном образце (рис. 2, *a*) приложенное напряжение смещения $V = 300$ мВ сдвигает волновую функцию вправо, так что амплитуда на правой границе приблизительно вдвое больше, чем на левой, то для образца В волновая функция всегда оказывается прижатой к эмиттерной границе, независимо от знака приложенного смещения (см. рис. 2, *b*). Для образца С (см. рис. 2, *c*) волновая функция электронов основного состояния локализована вблизи центра квантовой ямы GaAs и напряжение сме-

щения оказывает только слабый эффект на амплитуды волновых функций электронов на обеих границах.

На рис. 3, *a* показаны волновые функции первых двух электронных состояний для квантовой ямы GaAs шириной 11.2 нм с встроенным вблизи левого барьера слоем InAs в отсутствие напряжения смещения. Нами также рассчитаны энергии трех первых электронных состояний в такой квантовой яме в зависимости от положения слоя InAs внутри ямы (рис. 3, *b*). Эти зависимости легко понять качественно. Для основного состояния электронов зависимость энергии от положения слоя InAs в квантовой яме имеет минимум, когда слой находится в центре квантовой ямы. Напротив, энергия первого возбужденного состояния в квантовой яме при центральном положении слоя InAs практически не меняется. Как легко можно видеть из рис. 3, *b*, монослой InAs сильно меняет энергии уровней размерного квантования в квантовой яме GaAs только в том случае, если он находится вблизи максимума (минимума) невозмущенной волновой функции электронов, локализованных в такой квантовой яме. Таким образом, нами показано, что, помещая монослой узкозонного полупроводника в различные положения внутри квантовой ямы GaAs, можно в широких пределах управлять как видом волновых функций, так и энергией электронных подзон этой квантовой ямы. Различие энергий основного состояния квантовой ямы GaAs с различным положением слоя InAs внутри нее мы наблюдали экспериментально. Так,

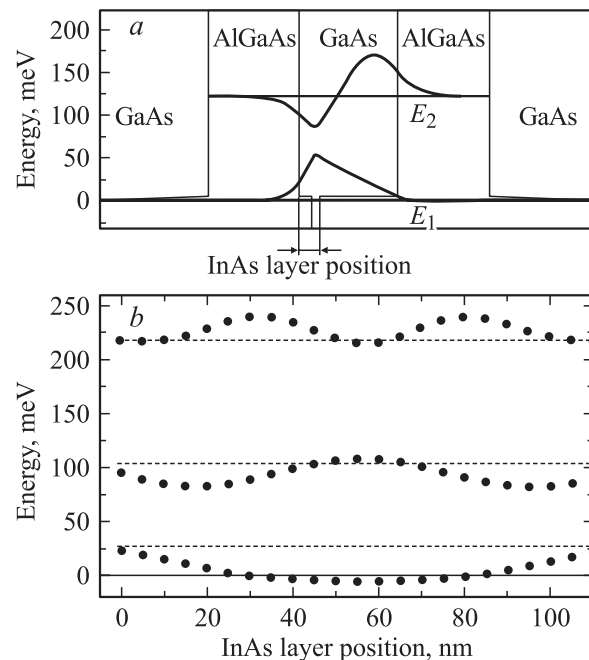


Рис. 3. *a* — профиль дна зоны проводимости и волновой функции основного состояния E_1 и первого возбужденного состояния E_2 в квантовой яме шириной 11.2 нм. *b* — расчетная зависимость энергий первых трех состояний в квантовой яме шириной 11.2 нм в зависимости от положения в этой яме монослоя InAs; пунктирными линиями показаны уровни энергии для контрольного образца без слоя InAs.

для образца С с центральным положением слоя InAs уровень размерного квантования находится ниже, чем энергия Ферми в эмиттере. Это означает, что даже при нулевом смещении этот уровень находится в резонансе с заполненными электронными состояниями в контактах. Для образцов А (контрольный) и В (слой InAs вблизи барьера) необходимо приложить смещение ~ 100 мВ для того, чтобы наблюдать резонанс в токе, соответствующий туннелированию через основное состояние в квантовой яме.

3. Эксперимент

Для исследования дисперсионной зависимости $E(k_{\parallel})$ в плоскости квантовой ямы мы использовали метод магнитотуннельной спектроскопии, детальное описание которого приведено в работах [3–6,9,10]. При приложении напряжения смещения V_P к резонансно-туннельному диоду электроны в эмиттерном контакте вводятся в резонанс с нижним уровнем размерного квантования E_1 квантовой ямы и на вольт-амперной характеристике диода наблюдается пик в туннельном токе (рис. 4, а). При приложении магнитного поля B в плоскости квантовой ямы (т.е. перпендикулярно туннельному току) электроны, туннелирующие в квантовую яму на расстояние Δs , приобретают дополнительный квазиимпульс в плоскости квантовой ямы (в направлении, перпендикулярном току и магнитному полю), равный $\Delta k_{\parallel} = eB\Delta s$. Поскольку в отсутствие рассеяния квазиимпульс сохраняется, поло-

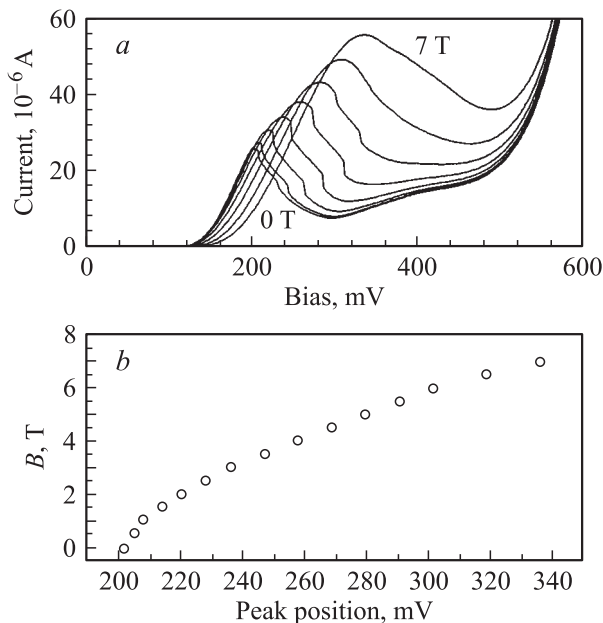


Рис. 4. *a* — вольт-амперные характеристики образца В в перпендикулярном току магнитном поле; поле приложено в плоскости квантовой ямы вдоль направления $[110]$; магнитное поле изменялось от 0 до 7 Тл с шагом 1 Тл; температура измерений 4.2 К. *b* — зависимость положения по напряжению смещения пика тока на вольт-амперной характеристике образца В от величины магнитного поля.

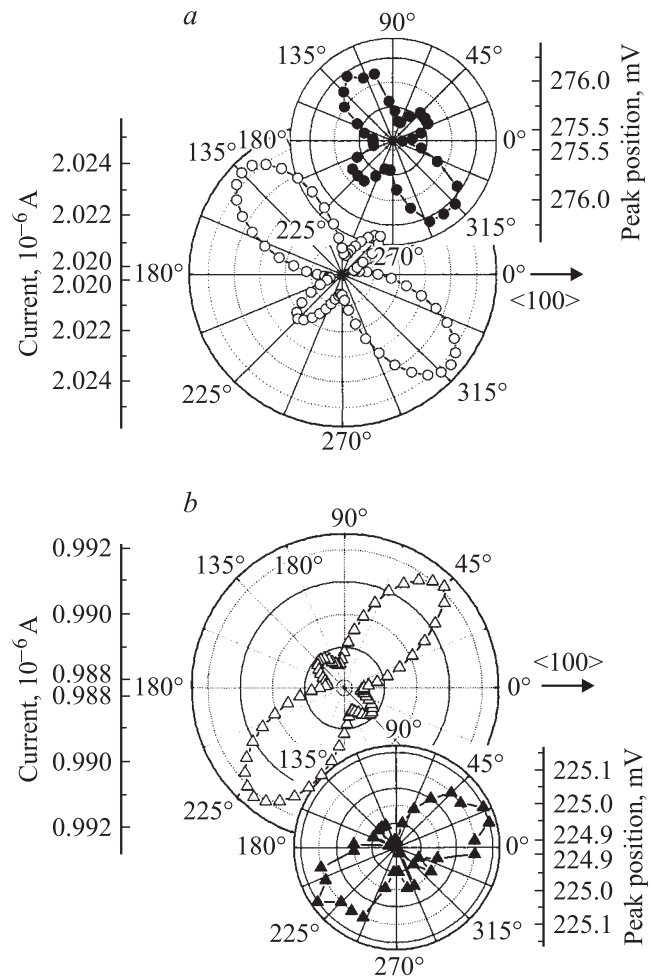


Рис. 5. Зависимость положения по напряжению и амплитуды максимума туннельного тока для резонанса E_1 в контрольном образце А от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы. Измерения выполнены в магнитном поле 5 Тл при прямом (*a*) и обратном (*b*) смещении. Температура измерений 4.2 К.

жение максимума в туннельном токе с увеличением магнитного поля смещается в сторону больших напряжений на величину ΔV_P , причем результирующее изменение положения резонанса оказывается пропорциональным $E(k_{\parallel})$. Вращая вектор магнитного поля в плоскости квантовой ямы, мы можем исследовать анизотропию электронных подзон в этой плоскости.

Вольт-амперные характеристики образца В в магнитном поле, перпендикулярном току, приведены на рис. 4, а. Измерения проводились при температуре 4.2 К, магнитное поле изменялось от 0 до 7 Тл и было приложено в плоскости квантовой ямы в направлении $[100]$. С увеличением магнитного поля резонансный пик в токе, соответствующий туннелированию через уровень размерного квантования E_1 , уширялся и смещался в сторону больших напряжений. Изменение положения резонанса в магнитном поле ΔV_P изменялось приблизительно как B^2 (см. рис. 4, б) в соответствии с па-

рабочей зависимости для энергии электронов в квантовой яме, поскольку $\Delta k_{\parallel} \propto B$ [5,9]. При вращении магнитного поля в плоскости квантовой ямы и амплитуда пика тока I_P , и положение резонанса V_P изменялись коррелированно, т.е. при направлении магнитного поля, когда наблюдался максимальный ток, наблюдалось и максимальное смещение положения резонанса. Однако величину максимума тока сильно уширенных в магнитном поле пиков на вольт-амперных характеристиках можно измерить с большей точностью, чем положение этого пика на шкале напряжения смещения [4,5,10]. Типичные экспериментальные зависимости амплитуды максимума тока I_P и положения резонанса V_P от направления магнитного поля 5 Тл в плоскости квантовой ямы для контрольного образца А в прямом и обратном смещении показаны на рис. 5. Мы наблюдали анизотропию туннельного тока $\Delta I/I \approx 0.4\%$, причем направление анизотропии изменялось на 90° при изменении знака напряжения смещения. Анизотропия положения резонанса V_P имела приблизительно ту же амплитуду и отражала анизотропию эффективной массы электронов в квантовой яме. На рис. 5, *a, b* 0° соответствовал направлению $[100]$, так что главные оси наблюдаемой анизотропии соответствовали направлениям $\langle 110 \rangle$. Так же, как и в работе [5], главные оси анизотропии для двух различных направлений напряжения смещения ортогональны друг другу. Представленные экспериментальные результаты отражают вариацию энергии электронов при постоянном k_{\parallel} и показывают, что поверхность постоянной энергии электронных подзон в квантовой яме анизотропна. Осями этой анизотропии являются направления $\langle 110 \rangle$, т.е. ортогоналы к плоскостям, в которых лежат химические связи Al-As и Ga-As на противоположных границах квантовой ямы. Как было сказано ранее, при приложении напряжения смещения волновая функция основного состояния электронов в квантовой яме прижимается к одной или другой границе в зависимости от знака смещения.

На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость I_P и V_P от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы для образца В, в котором монослой InAs выращен внутри квантовой ямы GaAs вблизи гетерограницы (AlGa)As/GaAs. На этом образце также наблюдалась выраженная двусная анизотропия, но в этом случае изменение знака напряжения смещения не меняет направление главной оси анизотропии. Этот результат качественно может быть понят из рис. 2, *b*. Наличие слоя InAs поджимает волновую функцию к эмиттерной границе, и поэтому положительное смещение вплоть до 500 мВ оказывает на нее очень слабое воздействие. При обеих полярностях напряжения смещения вблизи резонанса E_1 волновая функция основного состояния в квантовой яме оказывается прижатой к эмиттерной границе и анизотропия соответствует именно этой границе (AlGa)As/GaAs. Однако отметим, что для наблюдения анизотропии в любом случае необходимо приложение электрического поля, так как это поле необходимо для поляризации химических связей.

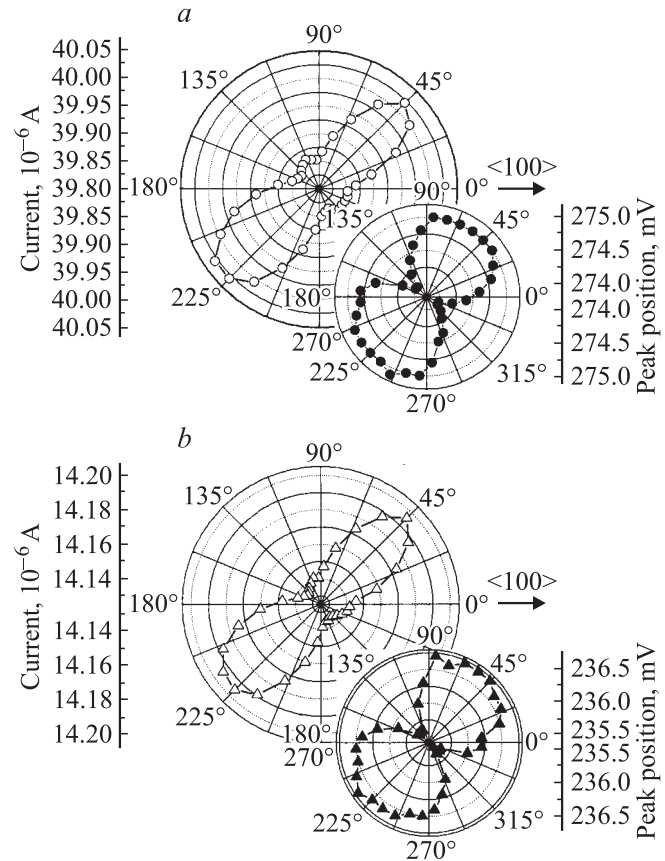


Рис. 6. Анизотропия положения по напряжению и амплитуды максимума туннельного тока для резонанса E_1 в образце В (монослой InAs вблизи границы с (AlGa)As) от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы. Измерения выполнены в магнитном поле 5 Тл при прямом (*a*) и обратном (*b*) смещении. Температура измерений 4.2 К.

Экспериментальные результаты для образца С, в котором монослой InAs расположен в центре квантовой ямы GaAs, представлены на рис. 7. Уровень размерного квантования E_1 в этом образце имеет энергию ниже, чем уровень Ферми эмиттера, так что в отсутствие магнитного поля этот уровень находится в резонансе и при нулевом напряжении смещения. Однако в магнитном поле 8 Тл положение резонансного пика смещается по напряжению приблизительно на 150 мВ. На рис. 7, так же как и в двух предыдущих случаях, 0° соответствует магнитному полю, направленному вдоль оси $[100]$. Рис. 7, *a* и 7, *b* показывают анизотропию амплитуды резонансного пика проводимости G от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы, а рис. 7, *c* анизотропию положения по напряжению смещения резонанса E_1 . Величина анизотропии эффективной массы для образца С в поле составляет $\sim 0.5\%$. Мы можем видеть три принципиальные особенности в анизотропии для этого образца относительно образцов А и В. Во-первых, наблюдается четырехкратная, а не двукратная анизотропия, как в предыдущих случаях. Во-вторых, главными осями анизотропии являются оси $[100]$ и $[010]$, а не $[110]$

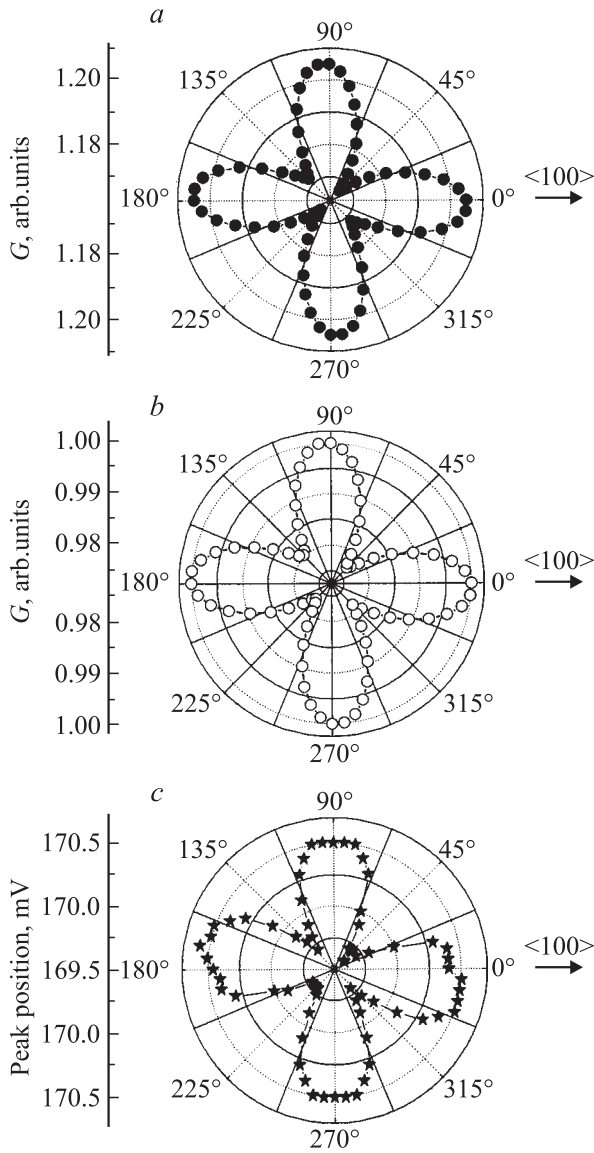


Рис. 7. Анизотропия положения пика кондуктанса и его амплитуды от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы для образца С (монослой InAs в центре квантовой ямы). Измерения выполнены в магнитном поле 8 Тл при прямом (а), (с) и обратном (b) смещении. Температура измерений 4.2 К.

и $[110]$, как для образцов А и В. В-третьих, изменение знака напряжения смещения не изменяет наблюдаемой анизотропии.

Отсутствие зависимости анизотропии от знака приложенного напряжения смещения связано, по нашему мнению, с локализацией волновой функции основного состояния в квантовой яме в центре этой квантовой ямы, как показано на рис. 2, с. Как видно из рисунка, приложение даже значительного напряжения 300 мВ не вызывает существенного смещения максимума волновой функции из центра квантовой ямы. Кроме того, из сравнения рисунков 2, а и 2, с явно следует, что амплитуда волновой функции на границах квантовой ямы

значительно меньше для образца С, чем для образца А. Таким образом, можно заключить, что влияние гетерограниц на анизотропию образца С существенно меньше, чем для образцов А и В, и наблюдаемая анизотропия дисперсионной зависимости связана с объемной анизотропией GaAs. Четырехкратная симметрия анизотропии с осями, перпендикулярными плоскостям элементарной кубической ячейки, соответствует и теоретическим представлениям об анизотропии эффективной массы электронов вблизи точки Г для массивного GaAs [11]. Поэтому мы можем заключить, что для образца, в котором монослой InAs расположен в центре квантовой ямы GaAs, наблюдаемая анизотропия дисперсионного соотношения отражает анизотропию массивного GaAs и никак не связана с интерфейсами. Подтверждают это заключение и результаты работы [12], в которой с помощью магнитотуннельной спектроскопии исследовались резонансно-туннельные диоды без слоя InAs, но с очень широкой квантовой ямой GaAs (120 нм). В этой работе влияния интерфейсов на анизотропию эффективной массы электронов, локализованных в такой квантовой яме, обнаружено не было, а наблюдалась четырехкратная анизотропия с осями $[100]$ и $[010]$, характерная для массивного GaAs.

Кроме резонансно-туннельных структур, выращенных на подложках (001), нами изучались структуры на подложках (113)В. В последнее время гетероструктуры, выращенные на поверхностях с большими кристаллографическими индексами, вызывают повышенный интерес. Так, например, поверхность GaAs (113)В с успехом использовалась для выращивания гетероструктур, содержащих квантовые точки [4,13,14], а на поверхности (113)А получен двумерный дырочный газ с рекордной подвижностью. Своеобразие свойств поверхностей с большими кристаллографическими индексами связано как с изменением зонной структуры, так и с условиями роста гетероструктур на этих поверхностях. До последнего времени атомная структура поверхности (113) была слабо изучена. Кроме того, существует мнение, что выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии поверхности с большими кристаллографическими индексами нестабильны и распадаются на малоиндексные фасетки [15]. Однако в работе [16] на основе данных, полученных с помощью сканирующей туннельной микроскопии и дифракции медленных электронов, показано, что поверхность GaAs (113)В сильно анизотропна и состоит из относительно больших плоских террас, вытянутых вдоль одного из главных кристаллографических направлений этой поверхности — оси $[\bar{3}\bar{3}2]$.

Нами были исследованы резонансно-туннельные гетероструктуры D и E, выращенные на поверхности GaAs (113)В. Структура D имела ту же последовательность слоев, что и контрольный образец А (см. таблицу), а структура E была копией образца С со слоем InAs в центре квантовой ямы. На обеих структурах нами наблюдалась 2-кратная анизотропия вдоль оси $[\bar{3}\bar{3}2]$ независимо от полярности приложенного смещения

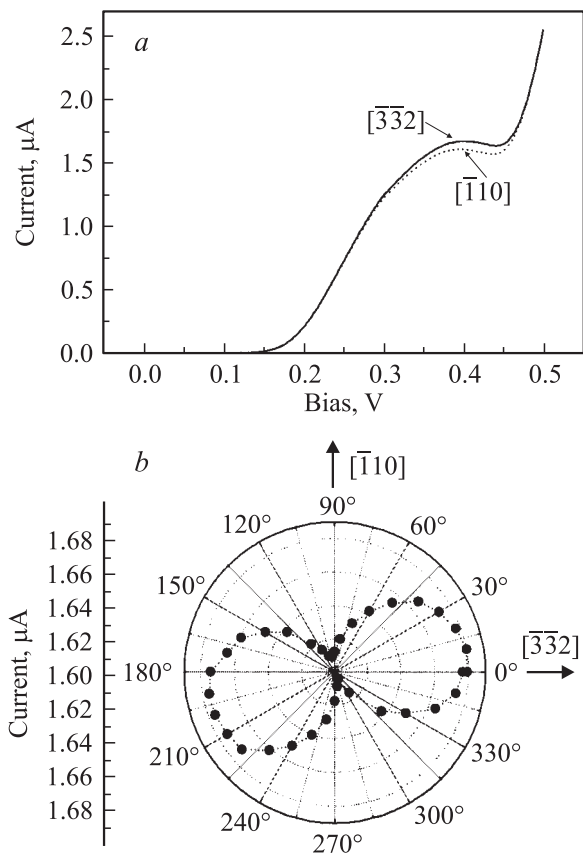


Рис. 8. *a* — вольт-амперные характеристики образца D (контрольный образец, выращенный на подложке (113)) в перпендикулярном току магнитном поле 8 Тл; поле приложено в плоскости квантовой ямы вдоль направлений $[\bar{1}10]$ (пунктирная линия) и $[\bar{3}32]$ (сплошная линия). *b* — анизотропия туннельного тока для структуры типа D.

как для контрольных образцов, так и для образцов с монослоем InAs (см. рис. 8). Следует отметить, что анизотропия туннельного тока была на порядок больше для образцов, выращенных на поверхности (113)В, чем для образцов, выращенных на поверхности (001), и составляла $\sim 5\%$. Однако в настоящее время вследствие слабой изученности свойств поверхностей GaAs с высокими кристаллографическими индексами мы не можем ответить на вопрос — связана ли наблюдаемая анизотропия туннельного тока с морфологией интерфейсов или с анизотропией зоны проводимости электронов в квантовой яме на поверхности (113)В.

4. Заключение

Представлены результаты исследования магнитотуннелирования электронов в двухбарьерных структурах GaAs/(AlGa)As, выращенных на подложках с ориентацией (001), анализ результатов которых позволил получить информацию об анизотропии электронных подзон в квантовой яме GaAs. Помещая монослой InAs в различные позиции внутри квантовой ямы GaAs, мы

могли модифицировать волновые функции электронов и исследовать природу анизотропии электронных подзон в такой квантовой яме. Для контрольного образца наблюдалась анизотропия туннельного тока вдоль осей $[110]$ и $[\bar{1}10]$, причем направление анизотропии изменяется на 90° при изменении знака напряжения смещения. Причину наблюдаемой анизотропии можно объяснить, согласно [5], различием в смешивании электронных подзон на интерфейсах GaAs/(AlGa)As и (AlGa)As/GaAs на разных сторонах квантовой ямы GaAs. Помещая слой InAs в центр ямы, мы увеличиваем локализацию электронов в центре ямы и таким образом уменьшаем влияние гетерограниц. Наблюдаемая нами для образца С 4-кратная анизотропия вдоль оси $\langle 100 \rangle$ соответствует анизотропии эффективной массы Γ -электронов для массивного GaAs. Когда слой InAs помещается вблизи одной из границ квантовой ямы, волновая функция электронов в квантовой яме оказывается прижатой к этой границе при обеих полярностях напряжения смещения и мы наблюдаем 2-кратную анизотропию вдоль оси $[110]$ как при положительном, так и при отрицательном напряжении смещения. Кроме того, мы исследовали образцы, аналогичные описанным, но выращенные на подложках с ориентацией (113)В. На таких структурах наблюдалась 2-кратная анизотропия вдоль оси $[\bar{3}32]$ независимо от полярности приложенного смещения как для контрольных образцов, так и для образцов с монослоем InAs в центре квантовой ямы. Природа такой анизотропии на настоящий момент остается невыясненной.

Авторы благодарны проф. Л. Ивсу и М. Хенини за предоставленные гетероструктуры, В.В. Белову за техническое содействие, проф. П.С. Мэйну за многочисленные и полезные обсуждения и Ю.Н. Дубровскому за интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 03-02-17693) и INTAS (Grant N 01-2362).

Список литературы

- [1] M.P. Lilly, K.B. Cooper, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 394 (1999).
- [2] R.J. Warburton, J.G. Michels, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **46**, 13 394 (1992).
- [3] T. Reker, H. Im, H. Choi, L.E. Bremme, Y. Chung, R. Grey, G. Hill, P.C. Klipstein. In: *Proc. Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (Osaka, 2000)* ed. by N. Miura, T. Ando (Springer, Berlin, 2001) p. 827.
- [4] E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin, A.V. Veretennikov, A. Levin, A. Patane, Yu.V. Dubrovskii, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, G. Hill. *Письма ЖЭТФ*, **74**, 43 (2001).
- [5] T. Reker, H. Im, L.E. Bremme, H. Choi, Y. Chung, P.C. Klipstein, Hadas Shtrikman. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 056 403 (2002).
- [6] E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin, Yu.V. Dubrovskii, P.C. Main, L. Eaves, M. Henini, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **67**, 205 305 (2003).
- [7] J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier, G. Bastard. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 716 (1994).

- [8] H. Tan, G.L. Snider, L.D. Chang, E.L. Hu. *J. Appl. Phys.*, **68**, 4071 (1990).
- [9] R.K. Hayden, D.K. Maude, L. Eaves, E.C. Valadares, M. Henini, F.W. Sheard, O.H. Hughes, J.C. Portal, L. Cury. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1749 (1991).
- [10] U. Gennser, V.P. Kesan, D.A. Syphers, T.P. Smith, III, S.S. Iyer, E.S. Yang. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3828 (1991).
- [11] U. Rossler. *Sol. St. Commun.*, **49**, 943 (1984).
- [12] O.H. Hughes, M. Henini, E.S. Alves, M.L. Leadbeater, L. Eaves, M. Davies, M. Heath. *J. Vac. Sci. Technol.*, **7**, 1041 (1989).
- [13] E.E. Vdovin, A. Levin, A. Patané, L. Eaves, P.C. Main, Yu.N. Khanin, Yu.V. Dubrovskii, M. Henini, G. Hill. *Science*, **290**, 122 (2000).
- [14] 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 (2002).
- [15] J. Platen, A. Kley, C. Setzer, K. Jacobi, P. Ruggerone, M. Scheffler. *J. Appl. Phys.*, **85**, 3597 (1999).
- [16] J. Marquez, L. Geelhaar, K. Jacobi. *Phys. Rev. B*, **62**, 9969 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

The effective mass anisotropy of Γ -electrons in a GaAs/(AlGa)As quantum well

E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin

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

Abstract We use resonant magneto-tunnelling spectroscopy to probe the band structure of electrons in the quantum well of a resonant tunnelling diode. A magnetic field, \mathbf{B} , is applied perpendicular to the tunnelling direction. By monitoring the amplitude and voltage position of the resonant tunnelling peak corresponding to the ground electronic state as a function of \mathbf{B} , we are able to observe an axial anisotropy in both quantities. Consistent with earlier work, the axis of the anisotropy rotates by 90° on reversing the bias direction, as a result of interface band mixing. However, the incorporation of a narrow InAs layer in the quantum well allows us to modify the shape of the ground, electronic wave function and hence control the form of the anisotropy.