

Туннелирование через примесные состояния, связанные с X-долиной в тонком AlAs-барьере

© Ю.Н. Ханин[¶], К.С. Новоселов[†], Е.Е. Вдовин

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

[†]Research Institute for Materials, High Field Magnet Laboratory, University of Nijmegen, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands

(Получена 3 июля 2000 г. Принята к печати 4 июля 2000 г.)

На вольт-амперных характеристиках однобарьерных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs обнаружены особенности, соответствующие резонансному туннелированию электронов из Γ -долины GaAs в X-долину AlAs. Зарегистрировано туннелирование как через состояния, относящиеся к двумерным подзонам X_{xy} и X_z в слое AlAs, так и через связанные с ним примесные состояния. Показано, что энергетическое положение таких примесных состояний определяется в основном двумя факторами: а) пространственным ограничением слоя AlAs, влияющим как на энергии уровней размерного квантования подзон X_{xy} и X_z , так и на величины энергий связи с ними примесных состояний; б) дуосным сжатием слоя AlAs вследствие несовпадения постоянных решеток AlAs и GaAs, приводящим к расщеплению долин X_{xy} и X_z . Это позволило напрямую определить энергию связи примесных состояний, которая составляет для X_z -долины ~ 50 мэВ, а для X_{xy} -долины ~ 70 мэВ.

Известно, что AlAs в отличие от GaAs является непрямозонным полупроводником (минимум дна зоны проводимости лежит вблизи точки X зоны Бриллюэна) и в гетероструктурах в системе AlAs/GaAs слой AlAs является квантовой ямой для электронов X-долины и барьером для электронов Γ -долины (рис. 1). При этом величина разрыва дна зоны проводимости между Γ -долиной GaAs и X-долинами AlAs составляет ~ 0.12 эВ. Такое сочетание свойств сделало гетеросистемы на основе AlAs/GaAs удобным объектом для экспериментального исследования переходов между состояниями, соответствующими различным (Γ и X) точкам симметрии зоны Бриллюэна. Экспериментально установлено, что квантовые состояния, связанные с X-долиной в AlAs, оказывают существенное влияние на оптические и транспортные свойства гетеросистем на основе AlAs/GaAs [1–4]. Это обуславливает интерес к изучению как механизмов переходов между Γ - и X-состояниями, так и спектров состояний в X-долине AlAs и связанных с ними примесных состояний.

Оптические [1,2] и транспортные [3,4] эксперименты в гетеросистемах AlAs/GaAs показали, что шестикратно вырожденные в условиях объемного AlAs X-долины, в тонких слоях AlAs (т.е. в условиях размерного квантования в одном направлении) проявляются как два типа двумерных X-подзон с различной энергией. Это явление часто называют расщеплением X-долин. Причины его заключаются в следующем. Во-первых, в случае тонкого AlAs (X-ямы) долины X_z и X_{xy} (рис. 1) уже не являются эквивалентными вследствие различия эффективных масс, определяющих движение электронов в направлении, перпендикулярном гетерограницам (стенкам квантовой ямы). Для долин X_z эффективная масса составляет $1.1m_0$, а для X_{xy} — $0.19m_0$. Поэтому энергетическое

положение двумерных подзон для электронов, принадлежащих долинам X_z и X_{xy} , будет различаться. Во-вторых, из-за несовпадения величин постоянных решеток в AlAs и GaAs на 0.12% в слое AlAs существует сжатие решетки вдоль плоскости ямы и пуассоновское растяжение ее в поперечном направлении. Сжатие приводит к опусканию X_{xy} -долины, а пуассоновское растяжение — к поднятию X_z -долины. Таким образом, для слоев AlAs толщиной менее 60 \AA X_z -долина лежит ниже X_{xy} -долины, и ситуация изменяется на противоположную для слоев AlAs толщиной более 60 \AA [1].

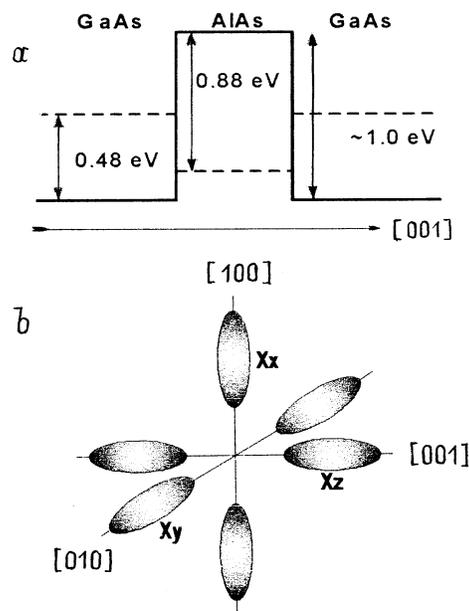


Рис. 1. *a* — профиль дна зоны проводимости гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs. *b* — схематическая диаграмма эллипсоидов постоянной энергии относительно точки X зоны Бриллюэна в *k*-пространстве для AlAs.

[¶] E-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru

Присутствие доноров в AlAs приводит к появлению примесных состояний. Основное состояние кремниевого донора в объемном AlAs трехкратно вырождено [2]. Природа этих состояний такова, что каждое из них можно независимо связывать с конкретной парой X-долин. В условиях тонкого слоя AlAs вместе с расщеплением X-состояний происходит расщепление состояний триплетта на двукратно вырожденное (связанное с X_{xy} -долинами) и однократно вырожденное (связанное с X_z -долинами). Энергии связи таких примесных состояний были рассчитаны в работе [5] с учетом анизотропии масс и размерного квантования.

Туннельная спектроскопия дает возможность напрямую измерить энергию связи донорного состояния, если мы наблюдаем туннелирование как через основное, так и через примесное состояния и можем пересчитать измеряемые напряжения в энергетические величины (т.е. знаем распределение потенциала на структуре). Туннелирование через донорное состояние Si в квантовых ямах GaAs в двухбарьерных резонансно-туннельных диодах на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As наблюдалось в [6–8], и полученное в этих работах значение энергии связи такого донорного состояния находится в прекрасном соответствии как с расчетным значением для квантовой ямы соответствующей ширины, так и с результатами оптических измерений. Что касается примесных состояний в X-долине AlAs, насколько нам известно, до настоящего времени кроме нашего предварительного сообщения [9] существуют лишь две работы [10,11], в которых такие состояния были зарегистрированы. Результаты этих работ не дают однозначного представления ни о структуре примесных состояний в X-долине, ни о величине соответствующей им энергии связи.

В настоящей работе было зарегистрировано туннелирование как через состояния, относящиеся к двумерным подзонам X_{xy} и X_z в слое AlAs, так и через связанные с ними примесные состояния. Это позволило напрямую определить энергии связи примесных состояний и показать, что энергетическое положение таких примесных состояний определяется в основном двумя факторами:

- пространственным ограничением слоя AlAs, влияющим как на энергии уровней размерного квантования подзон X_{xy} и X_z , так и на величины энергий связи примесных состояний;

- двусным сжатием слоев AlAs вследствие несоответствия постоянных решеток AlAs и GaAs, приводящим к расщеплению долин X_{xy} и X_z на величину ~ 23 мэВ.

Гетероструктуры, использовавшиеся для изготовления экспериментальных образцов, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs сильно легированного арсенида галлия ориентации (100) при температуре 570°C и имели следующую последовательность слоев: n^+ -GaAs толщиной 400 нм, $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; n^- -GaAs, 50 нм, $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; нелегированный GaAs, 10 нм; нелегированный AlAs, 5 нм; нелегированный GaAs, 10 нм; n^- -GaAs, 50 нм, $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; n^+ -GaAs, 400 нм, $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В качестве легирующей

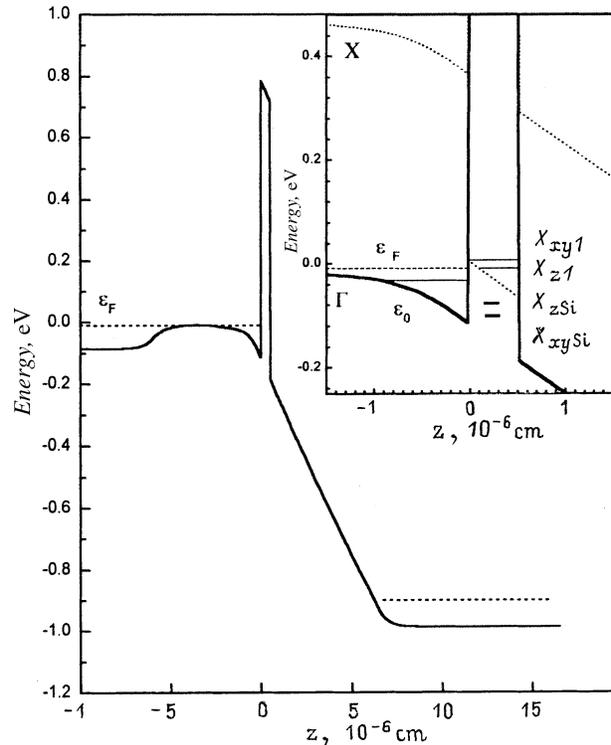


Рис. 2. Расчетный профиль дна зоны проводимости (для точки Γ зоны Бриллюэна) однобарьерной структуры GaAs/AlAs при напряжении смещения $V = 900$ мВ. На вставке — профили дна зон Γ и X вблизи слоя AlAs. Показаны положение энергии Ферми ϵ_F , уровня размерного квантования ϵ_0 в двумерном аккумуляционном слое Γ в GaAs и положения энергии уровней размерного квантования подзон X_{xy} и X_z в AlAs-барьере. Показаны также энергетические положения примесных состояний X_{xySi} и X_{zSi} , порожденных долинами X_{xy} и X_z в AlAs.

примеси использовался кремний. Омические контакты изготавливались последовательным напылением слоев AuGe/Ni/Au и термическим отжигом при 400°C. Для создания меза-структуры диаметром 100 мкм была использована стандартная технология химического травления. Расчетный профиль дна зоны проводимости (для Γ -точки зоны Бриллюэна) экспериментальной структуры при напряжении смещения $V = 900$ мВ показан на рис. 2. На вставке показаны профили Γ - и X-зон вблизи слоев AlAs.

Нами измерялись зависимости тока I , дифференциальной проводимости dI/dV и второй производной d^2I/dV^2 от напряжения смещения в магнитном поле вплоть до 8 Тл при температурах $T = 1.5\text{--}4.2$ К. Измерения зависимостей дифференциальной проводимости dI/dV и второй производной d^2I/dV^2 от напряжения смещения проводились с помощью модуляционной методики.

Экспериментальная вольт-амперная характеристика исследованного образца представлена на рис. 3, а. При увеличении напряжения наблюдается резкий рост тока. Такая форма вольт-амперной характеристики в однобарьерных GaAs/AlAs-гетероструктурах однознач-

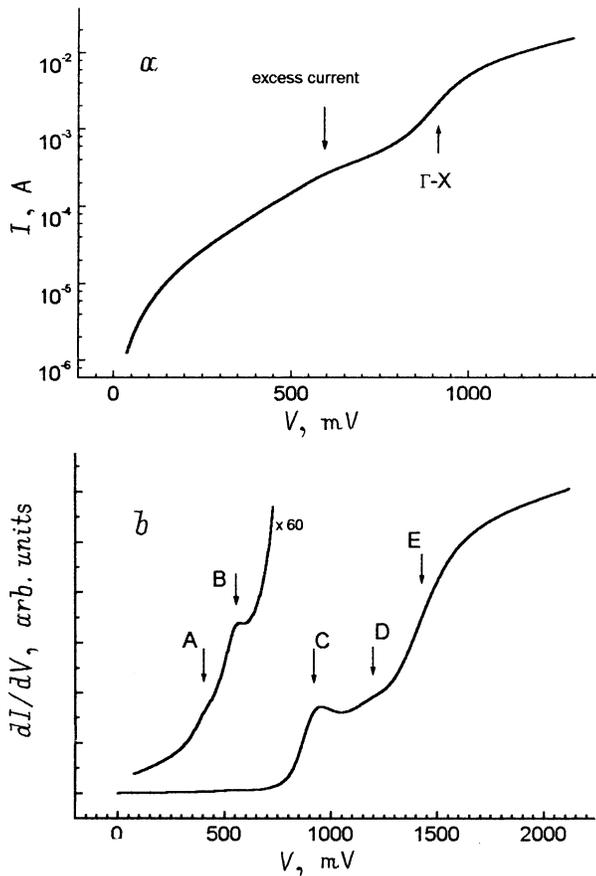


Рис. 3. *a* — I - V -характеристика гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs. *b* — зависимость дифференциальной проводимости от приложенного напряжения.

но связывается с туннелированием через X -состояния в AlAs-барьере [10,12]. При этом для одиночных AlAs-барьеров толщиной 5 нм в нашем случае и в предыдущих работах [10,12] совпадает и величина эффекта (плотность тока при включении канала туннелирования через X -долину AlAs возростала от 10 до 100 А/см²). Кроме того, ниже порога, соответствующего началу туннелирования через X -долину в AlAs-барьере, заметен избыточный ток (показан на рис. 3, *a* стрелкой). Аналогичная особенность наблюдалась на вольт-амперных характеристиках однобарьерных GaAs/AlAs-гетероструктур с δ -легированным барьером и связывалась авторами с резонансным туннелированием через нуль-мерные примесные состояния, относящиеся к X -долине в AlAs-барьере [10].

На рис. 3, *b* представлена зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от напряжения смещения. Особенности, соответствующие переходам через двумерные X -подзоны, обозначены *C*, *D* и *E*. Как будет показано далее, резонанс *C* соответствует туннелированию через подзону X_{z1} , резонанс *D* мы связываем с туннелированием через подзону X_{xy1} с испусканием

поперечного акустического фонона в AlAs (ТА), а *E* — с туннелированием через подзону X_{z2} .

При напряжениях смещения ниже порога туннелирования через основное состояние в X -долине в AlAs на рис. 3, *b* наблюдаются два слабых пика — *A* и *B*. Эти особенности хорошо различимы на рис. 4, представляющем зависимость второй производной тока по напряжению d^2I/dV^2 от напряжения V . Мы связываем пики *A* и *B* с резонансным туннелированием через донорные состояния Si, относящиеся соответственно к долинам X_{xy} и X_z в квантовой яме X -AlAs. Следует обратить внимание, что в нашем случае барьер не был легирован, однако присутствие примесей в барьере обусловлено диффузией Si из сильно легированных областей в процессе роста гетероструктуры, а также остаточным (фоновым) легированием, в нашем случае составляющем величину 10^{15} см⁻³. Наличие значительного количества примесей в барьере в наших гетероструктурах подтверждается как наличием нулевой аномалии — пика проводимости [13], так и экспериментальной зависимостью концентрации электронов в аккумуляционном слое от напряжения (полученной в результате обработки осцилляций Шубникова-де-Гааза туннельного тока в магнитном поле, перпендикулярном двумерному электронному слою). Экстраполяция значений концентрации к нулевому внешнему смещению показывает наличие в барьере значительного встроенного положительного заряда, $\sim 1 \cdot 10^{11}$ см⁻². Однако абсолютное значение концентрации, определенное из

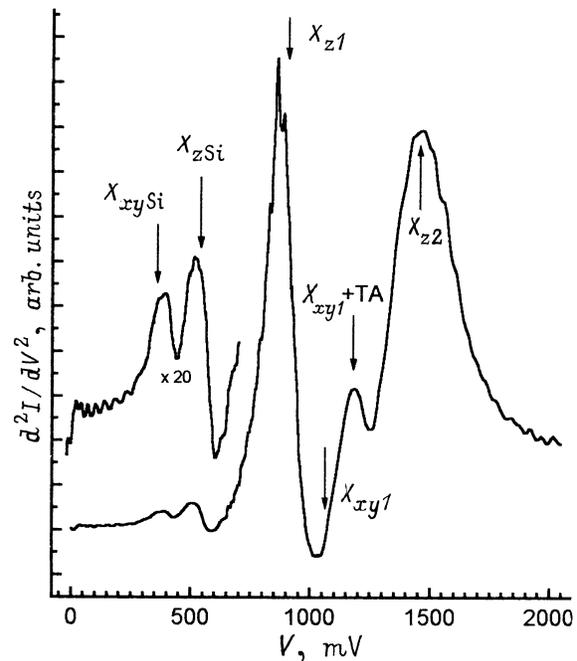


Рис. 4. Зависимость второй производной d^2I/dV^2 от приложенного напряжения. Стрелками показаны расчетные значения напряжений, при которых энергия Ферми в аккумуляционном слое совпадает с энергией примесного уровня в X -яме в слое AlAs (X_{xySi} или X_{zSi}) или с энергией уровня размерного квантования (X_{z1} , X_{xy1}), т. е. открывается новый канал туннелирования.

измеренного периода осцилляций туннельного тока, дает только верхнюю границу величины встроенного заряда, так как истинное значение энергии Ферми в двумерном слое может быть меньше измеренного [14].

На рис. 4 стрелками показаны расчетные значения напряжений, при которых энергия Ферми ε_F в аккумуляционном слое совпадает с энергией примесного уровня ε_i в X-яме в слое AlAs (X_{xySi} или X_{zSi}) или энергией уровня размерного квантования (X_{z1} , X_{xy1}), т.е. открывается новый канал туннелирования. Напряжение, соответствующее такому условию $\varepsilon_F = \varepsilon_i$, называется порогом туннелирования через i -й уровень в яме [3]. На вольт-амперной характеристике такому условию соответствует максимум второй производной d^2I/dV^2 [15]. Как видно из рисунка, положение пиков на второй производной d^2I/dV^2 совпадает с расчетными значениями. При расчете порогов туннелирования через уровни размерного квантования X_z и X_{xy} массы (продольная и поперечная) в X-долине AlAs полагались равными $m_l = 1.1m_0$ и $m_t = 0.19m_0$ соответственно, а разница энергий между Γ -зоной GaAs и X-зоной AlAs принималась в соответствии с [3] равной 120 мэВ. Кроме того, в расчете учитывалось влияние двусосного сжатия AlAs вследствие несоответствия постоянных решетки GaAs и AlAs на энергии уровней в X-яме. Отметим, что экспериментально не было зарегистрировано особенности, связанной с туннелированием через уровень X_{xy1} , однако наблюдалась особенность, соответствующая туннелированию через этот уровень с испусканием поперечного акустического фонона в AlAs (TA) с энергией $\hbar\omega_{TA} = 12$ мэВ. Подобное соотношение амплитуд экспериментальных особенностей, соответствующих туннельным переходам $\Gamma \rightarrow X_z$, $\Gamma \rightarrow X_{xy}$ и $\Gamma \rightarrow X_{xy} + TA$, наблюдалось в работе [3] и связывалось с различной вероятностью таких процессов: $P_{\Gamma \rightarrow X_z} \gg P_{\Gamma \rightarrow X_{xy} + TA} \gg P_{\Gamma \rightarrow X_{xy}}$. Такое соотношение вероятностей независимо подтверждается экспериментами по изучению спектров фотолюминесценции в гетероструктурах на основе GaAs/AlAs [1]. Малая вероятность упругого перехода в боковую долину X_{xy} обусловлена тем, что при этом требуется значительное изменение поперечного импульса электрона (на величину $q \approx 2\pi/a$, где a — постоянная решетки).

Расчет напряжений, отвечающих туннелированию через примеси, относящиеся к долинам X_z и X_{xy} , производился с использованием результатов работы [5], в соответствии с которой энергия связи примеси, расположенной в центре AlAs-барьера толщиной 5 нм, составляет для X_z -долины 51 мэВ и для X_{xy} -долины 68 мэВ. Рассчитанные значения порогов туннелирования для таких примесей равняются 551 мВ для X_z - и 358 мВ для X_{xy} -долин и хорошо совпадают с положением пиков на второй производной d^2I/dV^2 . Необходимо отметить, что в отличие от структур с δ -легированным слоем в центре AlAs-барьера [6–8,10] наши структуры имели случайное легирование. Поскольку энергия примеси зависит от ее положения в квантовой яме [5], для примесей, находящихся на различном расстоянии от гетерограницы,

положение резонанса должно наступать при несколько различных напряжениях смещения. Однако, как было показано в [16], только туннелирование через примеси, находящиеся около центра барьера, вносят существенный вклад в ток. Таким образом, мы можем утверждать, что в наших гетероструктурах энергия связи примеси Si составляет для X_z -долины ~ 50 мэВ, а для X_{xy} -долины ~ 70 мэВ.

Итак, в настоящей работе было впервые зарегистрировано туннелирование как через состояния, относящиеся к двумерным подзонам X_{xy} и X_z в слое AlAs, так и через связанные с ними примесные состояния, что и дало возможность впрямую измерить энергии связи этих донорных состояний.

Авторы благодарны Т.Г. Андерссону за предоставленные гетероструктуры, а также проф. В.А. Тулину и Ю.В. Дубровскому за плодотворные обсуждения и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00-02-17903).

Список литературы

- [1] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, P. Dawson, K.J. Moore, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **39**, 13 426 (1989).
- [2] E.R. Glaser, T.A. Kennedy, B. Molnar. *Phys. Rev. B*, **43**, 14 540 (1991).
- [3] 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).
- [4] 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).
- [5] Gerald Weber. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (10), 1447 (1995).
- [6] M.W. Delow, P.H. Beton, C.J.M. Langerak, T.J. Foster, P.C. Main, L. Eaves, M. Henini, S.P. Beamont, C.D.W. Wilkinson. *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 1754 (1992).
- [7] J.W. Sakai, P.C. Main, P.H. Beton, L. Eaves, M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2563 (1994).
- [8] 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).
- [9] Yu. Khanin, E. Vdovin, K. Novoselov, Yu. Dybrovskii, P. Omling, S.-B. Carlsson. *24th Int. Conf. Phys. Semicond.* (Jerusalem, 1998).
- [10] H. Fukuyama, T. Waho. *Japan. J. Appl. Phys.*, **34**, L342 (1995).
- [11] I.E. Itskevich, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, G. Hill. *23rd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Berlin, 1996).
- [12] Y. Carbonneau, J. Beerens, H.C. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (16), 1955 (1993).
- [13] Ю.В. Дубровский, Ю.Н. Ханин, Т.Г. Андерсон, У. Генсер, Д.К. Мауд, Ж.-К. Портал. *ЖЭТФ*, **109**, 868 (1996).
- [14] T.G. Anderson, Yu.V. Dubrovskii, I.A. Larkin, S.V. Morozov, Yu.N. Khanin. *Phys. Rev. B*, **50**, 4897 (1994).
- [15] M. Tsuchiya, H. Sakaki. *Japan. J. Appl. Phys.*, **30**, 1164 (1991).
- [16] I.P. Roche, G.P. Whittington, P.C. Main, L. Eaves, F.W. Sheard, G. Wunner, K.E. Singer. *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**, 4439 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Resonant tunnelling via donor X states in thin AlAs barrier

Yu.N. Khanin, K.S. Novoselov[†], E.E. Vdovin

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

[†]Research Institute for Materials,
High Field Magnet Laboratory,
University of Nijmegen,
6525 ED Nijmegen, The Netherlands

Abstract We report an electrical transport study of GaAs/AlAs/GaAs single-barrier heterostructures incorporating unintentional donors in the barrier. The transport characteristics exhibited features corresponding to the resonant tunneling of electrons between states of different effective mass derived from the zone center (Γ in GaAs) and the zone boundary (X in AlAs) points of the Brillouin zone. Resonant tunnelling was observed both through the quasiconfined states in the AlAs layer originated from the X_{xy} and X_z conduction band minima and through two distinct states of the donors bound to the X_{xy} and X_z valleys. By the application of the experimental resonances we show that the energies of donor X states are determined both by quantum confinement influencing the energies of confined X states and the binding energies of donors, as well as by a biaxial strain, which causes the splitting of X_{xy} and X_z valleys. This allowed us moreover to determine directly the binding energies of X_{xy} - and X_z -related donors as ~ 70 and ~ 50 meV respectively.