

Квантовая яма на поверхности n -GaAs, облученной ионами аргона

В. М. Микушкин¹⁾

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 декабря 2017 г.

Методом фотоэлектронной спектроскопии исследована плотность состояний валентной зоны слоя p -GaAs, образованного на поверхности n -GaAs бомбардировкой ионами Ar^+ с энергией $E_i = 2500$ эВ. В спектре края валентной зоны в области энергий связи $E_V < 1.2$ эВ обнаружен ряд пиков. Их количество и энергетическое положение соответствуют уровням размерного квантования, рассчитанным для дырочной квантовой ямы на поверхности шириной порядка глубины проникновения ионов $R_p = 3.6$ нм. Электронные переходы из этих уровней в дно зоны проводимости обнаружены в спектре характеристических потерь энергии электронов, отраженных поверхностью. Таким образом, показано, что воздействие пучка ионов аргона на n -GaAs приводит к образованию квантовой ямы на поверхности.

DOI: 10.7868/S0370274X18040082

Размерное ограничение движения электронов в квантовой яме, как известно, приводит к возникновению состояний, которые изменяют электронную структуру и физические свойства материалов, формирующих яму [1, 2]. Квантово-размерные “дырочные” состояния, возникающие в валентной зоне, проявляются в виде особенностей в плотности состояний валентных электронов. Если квантовая яма сформирована на поверхности и параллельна ей, то прямую информацию об ее состояниях можно получать методом фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) [2–6]. Поэтому данный метод и его модификация с угловым разрешением на протяжении многих лет используются в исследованиях квантово-размерных состояний квантовых ям на поверхности [2–6]. Основным объектом исследования методами ФЭС остаются квантовые ямы, сформированные монокристаллическими пленками некоторых металлов на поверхности других металлов, имеющих запрещенную зону в направлении поверхности, например, Cu/Ni [4], Ag/Au [5, 6], Al/W [2, 4, 6]. Методами ФЭС исследуются также ямы, образованные кристаллическими пленками металлов на кремнии [7] и германии [8–10]. Актуальной остается задача исследования этим методом квантовых ям, образованных слоями полупроводников. Небольшая информационная глубина ограничивает ФЭС исследования ямами, созданными на поверхности. Тем не менее, полупроводниковые квантовые ямы на поверхности не являются редким объектом, поскольку могут возникать не только при нанесении полупроводника на полупроводник или в процессе ионной имплантации, но и при мо-

дификации поверхностной области полупроводника пучками атомных частиц, например, при очистке поверхности ионным травлением.

В настоящей работе приведены результаты исследования состояний квантовой ямы на основе p - n -перехода, создаваемого на поверхности n -GaAs бомбардировкой ионами аргона [11]. Такая структура образуется на поверхности n -GaAs всякий раз, когда очищается от слоя собственного оксида широко распространенным методом ионного травления. Особенностью сформированной таким образом ямы является высокая степень аморфизации облученного слоя. Несмотря на нарушение дальнего порядка, в аморфном слое наблюдается образование уровней размерного квантования для квазидвумерного движения дырок с эффективной массой, равной эффективной массе плотности состояний GaAs.

Эксперименты проводились на фотоэлектронном спектрометре “Mustang” Российско-Германского канала вывода излучения синхротрона BESSY-II [12] и спектрометре LHS-11 (Leybold AG) в условиях сверхвысокого вакуума ($P \sim 2 \cdot 10^{-10}$ Торр). В обоих случаях использовалась коммерческая пластина GaAs (100) n -типа ($n \sim 10^{18}$ см⁻³). Образец облучался пучком ионов Ar^+ с энергией $E_i = 2500$ эВ и дозой $Q \sim 10^{16}$ см⁻² в единой вакуумной системе с аналитическим оборудованием так, что *in situ* исследования проводились сразу после приготовления образца без нарушения вакуума. Отсутствие в образце кислорода контролировалось по спектрам фотоэлектронов или оже-спектрам. В результате облучения поверхностный слой модифицируется и превращается в слой полупроводника p -типа [11]. Толщина облученного слоя определялась глубиной проникновения

¹⁾e-mail: V.Mikoushkin@mail.ioffe.ru

ионов аргона (Projected range, R_p) и составила величину $R_p = 3.6$ нм, которую рассчитывали с помощью известной программы SRIM 2006 [13]. Фотоэлектронные спектры валентной зоны измерялись с использованием синхротронного излучения. Энергия фотонов $h\nu = 150$ эВ была достаточной для обеспечения режима измерения плотности состояний. Фотоэлектроны регистрировались в нормальном направлении, что соответствует оптимальным условиям исследования уровней квантовой ямы на поверхности. Толщина анализируемого слоя определяется длиной свободного пробега фотоэлектронов $\lambda = 1.0$ нм [14] и была меньше глубины проникновения облучающих ионов. На электронном спектрометре LHS-11 измеряли спектры характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ), рассеянных образцом, и оже-спектры [15].

На рис. 1 приведены исходные фотоэлектронные спектры валентной зоны атомно-чистой поверхност-

ности хвоста, стандартная экстраполяция края спектра позволяет определять положение вершины валентной зоны, которая, как видно из рисунка, находится на ~ 0.1 эВ ниже уровня Ферми. Близость вершины валентной зоны к уровню Ферми свидетельствует о том, что GaAs из полупроводника *n*-типа превращается в результате ионного облучения в полупроводник *p*-типа. Происходит это в результате чисто механического действия ионного пучка, приводящего к образованию акцепторных центров (Ga-antisite) [11]. Таким образом, действие ионов приводит к формированию на GaAs поверхности *p-n*-перехода *p*-GaAs/*n*-GaAs с толщиной *p*-слоя ~ 3.6 нм.

Зонная структура полученного *p-n*-перехода представлена на рис. 2. Валентная зона поверхност-

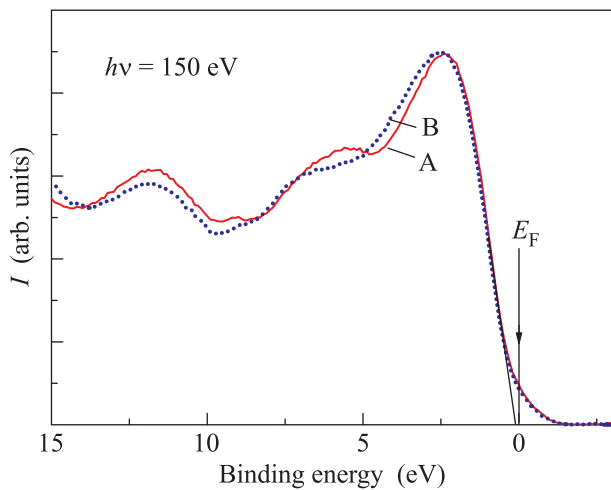


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотоэлектронные спектры валентной зоны нанослоя *p*-GaAs, сформированного на поверхности *n*-GaAs бомбардировкой ионами Ar^+ с энергией $E_i = 2500$ эВ. Спектры измерены в двух экспериментах в одинаковых условиях

ного слоя GaAs, подвергнутого облучению ионами Ar^+ . Спектры измерены в одинаковых условиях в двух экспериментах (А, В). Один из исходных спектров (А, рис. 1) взят из работы [11]. Спектры характеризуют плотность заполненных состояний валентной зоны и демонстрируют хорошую воспроизводимость. Начало шкалы энергии связи валентных электронов совпадает с уровнем Ферми. Хвост исходных спектров, простирающийся выше уровня Ферми, обусловлен энергетическим разрешением спектрометра ($\Delta E = 300$ мэВ). Несмотря на заметную интенсив-

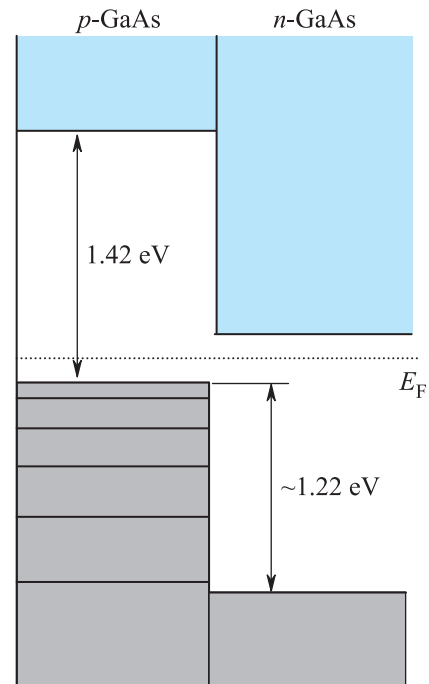


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней нанослоя *p*-GaAs, сформированного на поверхности *n*-GaAs облучением ионами Ar^+

ного *p*-слоя имеет вид несимметричной дырочной ямы с бесконечно высокой стенкой со стороны вакуума и с конечным барьером (1.22 эВ) со стороны интерфейса. Движение электронов и дырок в направлении поверхности ограничено нанотолщиной ямы, поэтому в полученной яме можно предположить существование уровней размерного квантования. Аргументом против возможности существования таких уровней является отсутствие или слабая выраженность кристаллической структуры облученного слоя. Кроме того, невысокое угловое

разрешение, значительная размытость интерфейса и шероховатость поверхности должны были бы сделать пики уровней размерного квантования слабоинтенсивными и трудно выделяемыми на фоне базового спектра плотности состояний, резко спадающего в направлении края (см. рис. 1). Тем не менее, двойное дифференцирование спектров позволило надежно выявить искомые особенности. На рис. 3 изображены вторые производные фотоэлектронных

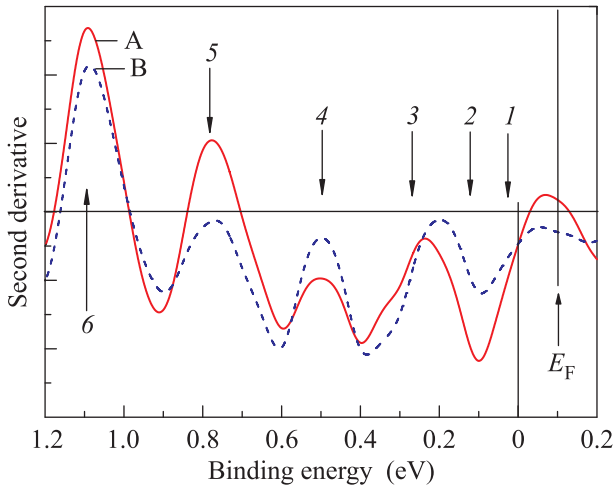


Рис. 3. (Цветной онлайн) Вторые производные (со знаком минус) фотоэлектронных спектров, приведенных на рис. 1. Стрелками отмечены положения уровней размерного квантования

спектров в узкой области энергий связи электронов вблизи вершины валентной зоны. (Производные приведены со знаком минус для удобства сравнения с положением расчетных пиков исходного спектра.) Энергия связи электронов отсчитана от вершины валентной зоны, которая, как это следует из рис. 1, находится на 0.1 эВ ниже уровня Ферми. Рис. 3 демонстрирует ряд хорошо воспроизводимых пиков. Число и энергетическое положение этих пиков оказалось близким к значениям, рассчитанным для уровней дырочной квантовой ямы шириной порядка глубины проникновения ионов $R_p = 3.6$ нм.

Расчет спектра уровней размерного квантования проводился для несимметричной ямы в соответствии с [16]:

$$\pi n - k_n a = \arcsin \left(\frac{\hbar k_n}{\sqrt{2m^*V}} \right), \quad (1)$$

где a – ширина квантовой ямы, $V = 1.22$ эВ – высота барьера на интерфейсе, m^* – эффективная масса дырки, k_n – волновой вектор, n – номер уровня раз-

мерного квантования. Полученные значения волновых векторов k_n определяют искомый спектр

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*}. \quad (2)$$

Учитывая высокую степень аморфизации облученного слоя, в качестве эффективной массы была использована эффективная масса плотности состояний [17]:

$$m^* = \left(m_H^{*3/2} + m_L^{*3/2} \right)^{2/3} = 0.46m_0, \quad (3)$$

где $m_H^* = 0.45m_0$ и $m_L^* = 0.082m_0$ – массы тяжелой и легкой дырок в кристаллическом GaAs [18].

Расчитанные значения дырочных уровней квантовой ямы указаны на рис. 3 стрелками. Наблюдается неплохое согласие расчетных уровней с положением и числом экспериментальных пиков, которое позволяет идентифицировать их как уровни квантовой ямы на поверхности.

Пики квантовой ямы с большими числами n (5 и 6) характеризуются относительно большой интенсивностью, поскольку формируются в области значительно более высокой плотности заполненных состояний валентной зоны. Энергия электронного перехода из этой группы (с максимумом в области $E_{ВЕ}(n=6) = 1.1$ эВ) в зону проводимости должна быть порядка или больше $\Delta E = E_{ВЕ}(n=6) + \Delta E_g = 1.1 + 1.44 \sim 2.6$ эВ. Поиск такой энергетической потери был выполнен методом характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ), отраженных исследуемой поверхностью. На рис. 4 приведен участок спектра, примыкающий к пику упруго отраженных электронов, центр которого соответствует нулю шкалы потерь. Стрелками отмечено положение переходов из уровней квантовой ямы в область дна зоны проводимости с центром выше дна на 0.2 эВ. В спектре наблюдается пик с интенсивностью, значительно превышающей статистическую погрешность измерений. Его положение соответствует наиболее интенсивным электронным переходам с уровней квантовой ямы, что подтверждает результаты исследования, полученные методом ФЭС.

Таким образом, методами фотоэлектронной спектроскопии и характеристических потерь энергии электронов исследована электронная структура атомно-чистой поверхности полупроводника n -GaAs, подвергнутого облучению ионами аргона. Под механическим действием ионов химически инертного аргона на поверхности наблюдалось формирование поверхностного слоя p -типа. В сочетании с подложкой слой имеет вид несимметричной дырочной

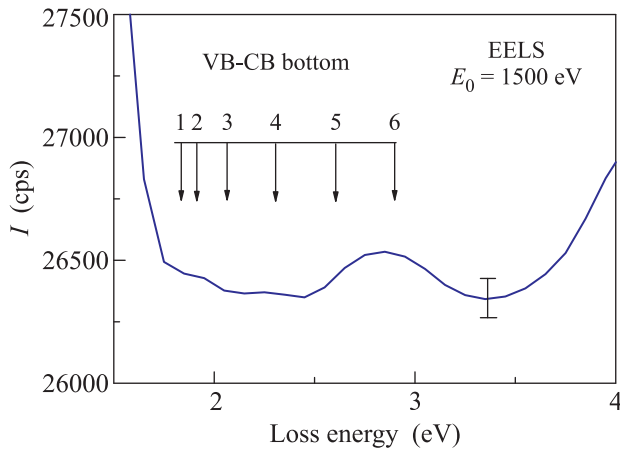


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектр характеристических потерь энергии электронов, рассеянных на нанослое *p*-GaAs, сформированном на поверхности *n*-GaAs ионным облучением. Начало шкалы потерь соответствует центру пика упруго рассеянных электронов. Стрелками отмечены потери, связанные с переходами с уровней квантовой ямы в дно зоны проводимости

квантовой ямы шириной порядка глубины проникновения ионов с бесконечно высокой стенкой со стороны вакуума и с конечным барьером со стороны интерфейса. Несмотря на высокую степень аморфизации, в сформированной яме был обнаружен ряд дырочных уровней. Их энергетический спектр удовлетворительно согласуется со спектром, рассчитанным для дырок с эффективной массой плотности состояний GaAs. Проявление уровней ямы наблюдалось и в спектре характеристических потерь, обусловленных электронными переходами из валентной зоны в зону проводимости. Показано, что воздействие на поверхность *n*-GaAs пучком ионов аргона, включая широко распространенную очистку ионным травлением, приводит к образованию квантовой ямы на поверхности GaAs.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 16-02-00665-а). Авторы благодарят Российско-Германскую лабораторию Гельмгольц-Центра BESSY II (Берлин) за предоставленную возможность провести эксперимент с использованием синхротронного излучения.

1. T. Engel and P. Reid, *Quantum Chemistry and Spectroscopy*, Pearson Education (2006).
2. T.-C. Chiang, *Surf. Sci. Rep.* **39**, 181 (2000).
3. J. E. Ortega and F. J. Himpsel, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 844 (1992).
4. R. K. Kawakami, E. Rotenberg, H. J. Choi, E. J. Escorcia-Aparicio, M. O. Bowen, J. H. Wolfe, E. Arenholz, Z. D. Zhang, N. V. Smith, and Z. Q. Qiu, *Nature* **398**, 132 (1999).
5. A. Varykhalov, A. M. Shikin, W. Gudat, P. Moras, C. Grazioli, C. Carbone, and O. Rader, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 247601 (2005).
6. A. G. Rybkin, A. M. Shikin, D. Marchenko, A. Varykhalov, and O. Rader, *Phys. Rev. B.* **85**, 045425 (2012).
7. L. Aballe, C. Rogero, P. Kratzer, S. Gokhale, and K. Horn, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 156801 (2001).
8. S.-J. Tang, Y.-R. Lee, S.-L. Chang, T. Miller, and T.-C. Chiang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 216803 (2006).
9. P. Moras, L. Ferrari, C. Spezzani, S. Gardonio, M. Ležaić, Ph. Mavropoulos, S. Blügel, and C. Carbone, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 206802 (2006).
10. P. Moras, D. Topwal, P. M. Sheverdyayeva, L. Ferrari, J. Fujii, G. Bihlmayer, S. Blügel, and C. Carbone, *Phys. Rev. B* **80**, 205418 (2009).
11. V. M. Mikoushkin, E. V. Likhachev, V. V. Bryzgalov, S. Yu. Nikonov, A. P. Solonitsyna, and D. E. Marchenko, arXiv: 1612.06798 (2016).
12. S. I. Fedoseenko, D. V. Vyalikh, I. E. Iossifov, R. Follath, S. A. Gorovikov, R. Püttner, J. S. Schmidt, S. L. Molodtsov, V. K. Adamchuk, W. Gudat, and G. Kaindl, *Nucl. Instr. Meth. A* **505**, 718 (2003).
13. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, N.Y. (1985).
14. S. Tanuma, C. J. Powell, and D. R. Penn, *Surf. Interface Anal.* **17**, 927 (1991).
15. V. M. Mikoushkin, *Appl. Surf. Sc.* **257**, 4941 (2011).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, М. (1989), с. 65.
17. П. С. Киреев, *Физика полупроводников*, Высшая школа, М. (1975).
18. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., John Wiley & Sons, N.Y. (1981).