

Переход приповерхностного δ -слоя туннельной структуры Al/ δ (Si)-GaAs в диэлектрическое состояние под давлением

Е. М. Дижур¹⁾, А. Н. Вороновский, А. В. Федоров И. Н. Котельников⁺, С. Е. Дижур⁺

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

⁺ Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 августа 2004 г.

Измерены туннельная и латеральная проводимости туннельной структуры Al/GaAs с приповерхностным слоем δ -легирования кремнием при гелиевых температурах под гидростатическим давлением до 3 ГПа. Обнаружен переход δ -слоя в диэлектрическое состояние при давлении ≈ 2 ГПа. Туннельное сопротивление растёт при этом монотонно (в логарифмическом масштабе), а туннельная аномалия сопротивления при нулевом смещении проходит через резкий пик. Эти результаты интерпретируются в рамках представлений о влиянии давления на зонную структуру и поведение DX-уровней.

PACS: 62.50.+p, 73.21.-b, 73.30.+y, 73.40.Gk

Недавно [1] при изучении влияния давления на туннельный спектр структуры Al/ δ -GaAs было высказано предположение о возможности перехода в диэлектрическое состояние двумерного электронного газа, сформированного в слое приповерхностного дельта-легирования. Экспериментальные трудности, связанные с проведением туннельных измерений образцов с высоким импедансом, удалось преодолеть путем разработки и изготовления усовершенствованной схемы измерений [2], которая позволяет измерять падение напряжения на дельта-слое и исключать вызванное им искажение восстанавливаемого туннельного спектра.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные, полученные при одновременном измерении проводимости дельта-слоя и туннельных спектров до давлений свыше 2 ГПа.

Исследовался образец с двумя туннельными переходами Al/ δ (Si)-GaAs с начальной (при $P = 0$) концентрацией n_{2D} носителей в двумерной электронной системе $\sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (Z1B7), изготовленный в ИРЭ РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. Расстояние между границей Al/GaAs и δ -легированным слоем, общим для обоих переходов, составляло ≈ 20 нм.

Для этой структуры при температуре 4.2 К, и в ряде случаев под откачкой до температур $\lesssim 2$ К, в диапазоне давлений до 3 ГПа проводились измерения туннельных спектров и проводимости δ -слоя четырех- и двухконтактным методом, соответственно.

Гидростатические давления создавались при комнатной температуре с помощью камеры фиксированного давления типа цилиндр-поршень с использованием в качестве передающей давление среды полиэтиленсилоксановой жидкости ПЭС-1. При нагружении давление контролировалось с помощью манганинового датчика сопротивления, и после фиксации давления камера помещалась в криостат. Точное значение давления при низких температурах определялось по известной барической зависимости температуры сверхпроводящего перехода в олове. Эта методика подробно описана в работе [4].

На рис.1 представлены типичные туннельные спектры – зависимость логарифмической производной проводимости $d \ln \sigma / dV$ от напряжения смещения – при различных давлениях. Эти кривые отражают влияние давления как на положение зон размерного квантования (им соответствуют широкие минимумы на кривых), так и эффекты многочастичного взаимодействия – электрон-электронного (особенность типа производной провала в проводимости при нулевом напряжении смещения, так называемая аномалия нулевого смещения, АНС) и электрон-фононного при смещениях, соответствующих энергиям LO-фононов ($\approx \pm 36.5$ мэВ).

На рис.2 представлены барические зависимости сопротивления по дельта-слою и туннельного сопротивления при нулевом смещении (за вычетом АНС). Как видно из этого рисунка, при давлении ≈ 1.9 ГПа наблюдается резкий рост латерального (по дельта-слою) сопротивления на примерно 3 порядка, свидетельствующий о переходе в диэлектрическое состояние. Как видно из рис.3, при этих же давлениях

¹⁾ e-mail: dizhur@ns.hppi.troitsk.ru

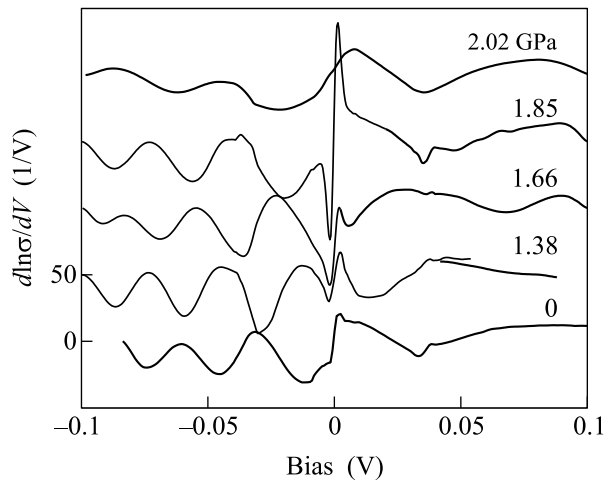


Рис.1. Туннельный спектр образца Z1B7 при $T = 4.2$ К. Кривые для различных давлений сдвинуты по вертикали друг относительно друга на 50 В^{-1} . Около кривых указано давление в ГПа

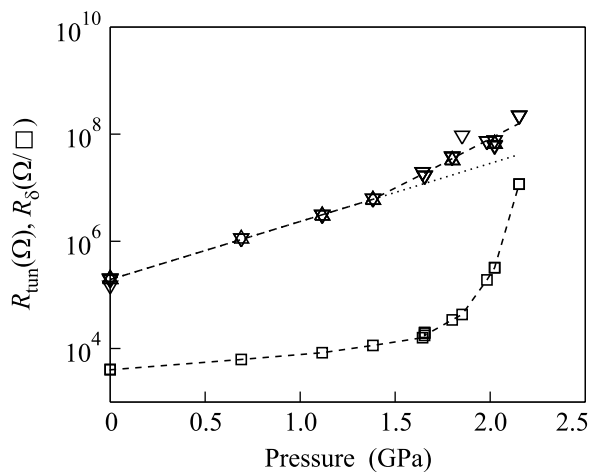


Рис.2. Зависимость величины дифференциального туннельного сопротивления (R_{tun}) при $V_{\text{bias}} = 0$ (Δ – затвор 1, ∇ – затвор 2) и латерального сопротивления (R_{δ}) от давления при $T = 4.2$ К

имеет место резкое возрастание амплитуды АНС и последующее ее падение. Поскольку АНС отражает свойства именно туннельного контакта, то есть в том числе и свойства расположенного непосредственно под затвором участка дельта-слоя, можно считать, что изменение свойств последнего происходит синхронно по всей площади. При несколько меньших давлениях наблюдается также небольшое изменение наклона логарифмической зависимости туннельного сопротивления.

В качестве дополнительного свидетельства перехода дельта-слоя в диэлектрическое состояние можно отметить резкое изменение термического коэффици-

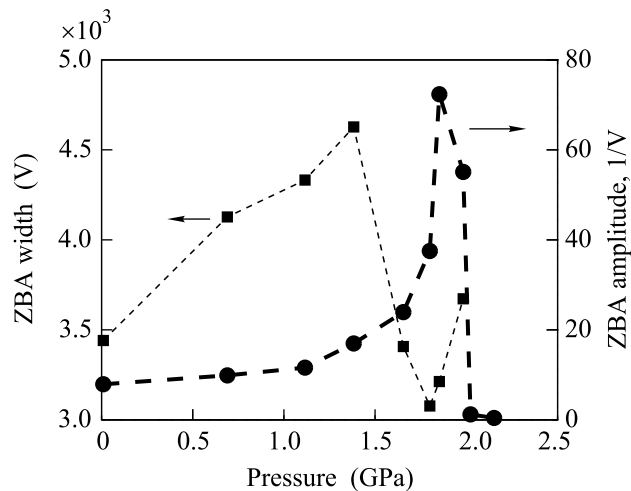


Рис.3. Зависимость амплитуды (\bullet) и ширины (\blacksquare) туннельной аномалии при нулевом смещении от давления

ента сопротивления – от $\approx -0.03 \pm 0.02 \text{ К}^{-1}$ в диапазоне 0–1.8 ГПа до $\approx -4 \text{ К}^{-1}$ при $P = 2$ ГПа.

Основную причину возникновения диэлектрического состояния в дельта-слое мы связываем с теми изменениями зонной структуры GaAs, которые происходят под давлением, и, в частности, с присутствием DX-центров, характерным для примесей замещения (Sn, Si, Te) в полупроводниках типа A3B5.

На рис.4а представлен пространственный ход потенциала, определяющий как уровни размерного квантования, так и их заполнение. В нашем случае, как найдено из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [1], при $P = 0$ в яме ниже уровня Ферми располагается единственный уровень E_0 , и соответствующие расстояния по энергии составляют $E_0 - E_{\Gamma} \sim 92 \text{ мэВ}$, $E_F - E_0 \sim 33 \text{ мэВ}$. Согласно литературным данным, при концентрациях Si, близких к степени легирования δ -слоя в наших образцах ($4.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), $E_{DX} - E_{\Gamma} \sim 270 \text{ мэВ}$ и $dE_{DX-\Gamma}/dP \sim 94 \text{ мэВ/ГПа}$ [5]²⁾.

Как видно из схематического рис.4б, перекрытие уровня Ферми с уровнем DX-центров должно начаться при давлении

$$P_1 = \frac{(E_{DX} - E_{\Gamma}) - (E_0 - E_{\Gamma}) - (E_F - E_0)}{|dE_{DX-\Gamma}/dP|} \approx 1.65 \text{ ГПа.}$$

Дальнейшее повышение давления приводит к пиннингу уровня Ферми и локализации носителей на DX-центрах, в результате чего эффективная концентрация носителей, участвующих в переносе заряда по

²⁾ В работе тех же авторов (Phys. Rev. Lett. **59**, 815 (1987)) приведены $E_{DX} - E_{\Gamma} \sim 234 \text{ мэВ}$ и $dE_{DX-\Gamma}/dP \sim -48 \pm 23 \text{ мэВ/ГПа}$.

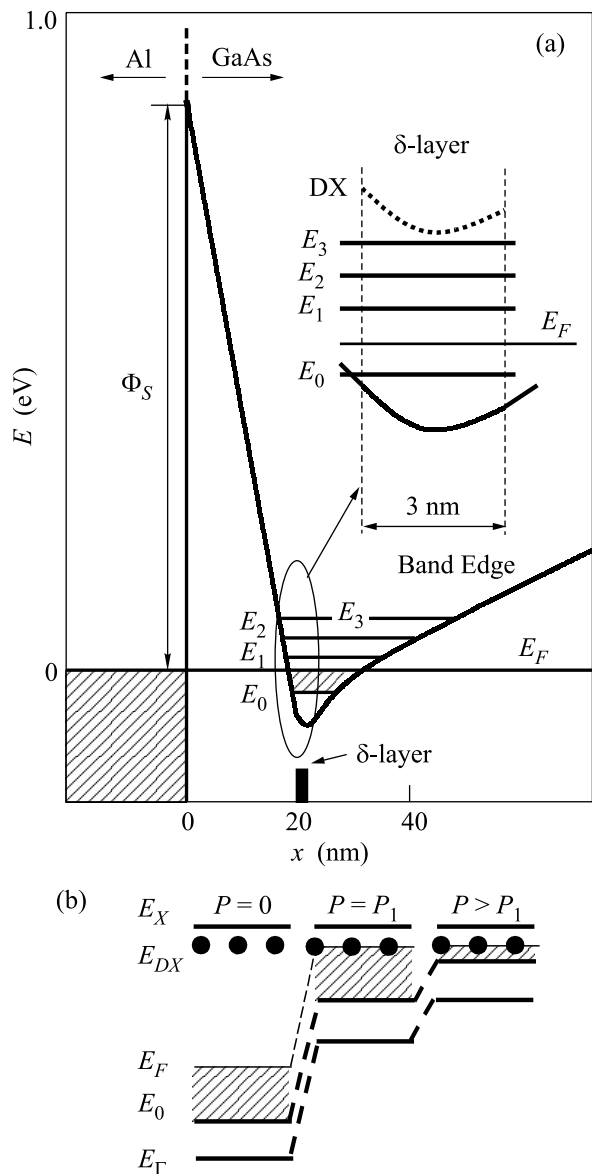


Рис.4. (а) Ход потенциала вблизи интерфейса и система уровней размерного квантования; (б) изменение относительного расположения характерных энергетических уровней под давлением. E_X – край X-долины, E_{DX} – уровень DX-центров, E_F – уровень Ферми, E_0 – край нижней подзоны размерного квантования, E_Γ – край зоны проводимости (Γ -долина)

дельта-слою, постепенно снижается. Когда уровень Ферми относительно уровня размерного квантования располагается ниже порога подвижности, происходит переход в диэлектрическое состояние. Ширину интервала давлений, в котором происходит этот переход, можно грубо оценить как

$$\Delta P \approx \frac{E_F - E_0}{|dE_{DX-\Gamma}/dP|} \gtrsim 0.35 \text{ ГПа.}$$

Эти оценки хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями.

В рамках этих представлений качественно поведение туннельного сопротивления можно попытаться объяснить следующим образом. Высота туннельного барьера под давлением растет не быстрее ширины запрещенной зоны ~ 100 мэВ/ГПа, ширина барьера определяется, в первом приближении, расстоянием дельта-слоя до интерфейса, то есть меняется слабо, плотность состояний на уровне Ферми для 2D уровня меняется как эффективная масса, то есть тоже слабо, поэтому общий экспоненциальный характер зависимости туннельного тока от напряжения смещения резких изменений при переходе к диэлектрическому состоянию не претерпевает.

Тем не менее, влияние перечисленных факторов все же имеет место, и величина наклона $\ln R_{tun}(P)$ начинает меняться, как только часть свободных электронов локализуется на DX-центрах, что приводит к изменению пространственного заряда. Как видно из рис.1, ширина провалов, соответствующих уровням размерного квантования, довольно велика. Это свидетельствует о заметной неоднородности дельта-слоя (или высоты барьера) по площади туннельного контакта и проявляется как кажущееся уширение уровня E_0 , и за счет этого точка излома барической зависимости логарифма туннельного сопротивления сдвигается в сторону несколько меньших давлений по сравнению с приведенной выше оценкой.

Поведение АНС в настоящее время не вполне понятно. С одной стороны, в работе [7] существование АНС связывалось с эффектами обменно-корреляционного взаимодействия и для 3D системы предсказывалось возрастание ее амплитуды под давлением. С другой стороны, поведение АНС вблизи перехода к диэлектрическому состоянию исследуемой 2D системы может свидетельствовать, например, о появлении кулоновской щели [8] в спектре, которая, как известно, может проявляться в туннелировании [9]. В любом случае, выяснение причины появления резкого пика барической зависимости АНС вблизи перехода в диэлектрическое состояние, значительной величины этого эффекта, а также немонотонной зависимости ширины АНС от давления представляется заслуживающим внимания.

Авторы признательны А.Я.Шульману и В.А.Волкову за полезные обсуждения и В.М.Пудалову за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грантов INTAS и ОФН РАН.

-
1. E. M. Dizhur, A. N. Voronovsky, I. N. Kotelnikov et al, *Phys. Stat. Sol. (b)* **235**, 531 (2003).
 2. E. M. Dizhur and A. V. Fedorov, <http://arxiv.org/list/cond-mat/0408206>
 3. И. Н. Котельников, В. А. Кокин, Ю. В. Федоров и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 564 (2000).
 4. А. Н. Вороновский, Е. М. Дижур, Е. С. Ицкевич, *ЖЭТФ* **77**, 1119 (1979)
 5. D. K. Maude, J. C. Portal, L. Dmowski et al, *Solid State Phenomena*. **10**, 121 (1989).
 6. A. R. Goñi, K. Syassen, and M. Cardona, *Phys. Rev.* **B41**, 10104 (1990).
 7. А. Я. Шульман, И. Н. Котельников, Н. А. Варванин и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 643 (2001).
 8. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
 9. J. G. Massey and Mark Lee, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4266 (1995); **77**, 3399 (1996).