

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ЗОНЫ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА p^+ -GaAs-(Cs,O) В ВАКУУМ

Д.А.Орлов⁺, В.Э.Андреев*, А.С.Терехов⁺⁺

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

* Новосибирский государственный университет
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 января 2000 г.

Фотоэмиссия электронов с поверхности p^+ -GaAs с отрицательным электронным средством экспериментально изучена при 4.2 К. В распределении эмиттированных электронов по энергиям продольного движения обнаружен узкий пик и его фононные повторения, обусловленные упругим и неупругим туннелированием электронов с дна зоны размерного квантования в приповерхностной области пространственного заряда через потенциальный барьер (Cs,O)-активирующего покрытия с испусканием LO-фононов. Измеренное положение пика, соответствующего упруго туннелирующим электронам, близко к рассчитанному.

PACS: 73.40.Gk

Более 30 лет назад было обнаружено [1], что атомарно-чистая поверхность p^+ -GaAs, покрытая цезием и кислородом, обладает состоянием отрицательного электронного средства (ОЭС), при котором уровень вакуума вблизи поверхности оказывается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Замечательным свойством GaAs с ОЭС является высокая вероятность выхода термализованных фотоэлектронов в вакуум. Это свойство поверхности p^+ -GaAs-(Cs,O) широко используется для создания фотоприемников, источников спин-поляризованных электронов, источников электронов с малым разбросом по кинетическим энергиям. Несмотря на давнюю историю исследований, электронные процессы на поверхности с ОЭС, определяющие вероятность эмиссии, энергетические и угловые распределения эмиттированных электронов до настоящего времени не поняты. Например, теоретические предсказания о важной роли размерного квантования электронного спектра и электрон-фононного взаимодействия в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) на фотоэмиссию из полупроводников с ОЭС до сих пор не получили экспериментального подтверждения. Таким подтверждением, по нашему мнению, могло бы явиться обнаружение соответствующих особенностей в энергетическом распределении (спектре) фотоэмиттированных электронов (СФЭ). Однако лишь в одной [2] из ранее опубликованных работ слабые особенности в спектрах производной от СФЭ, измерявшихся при 293 К и 77 К, были интерпретированы как результат испускания LO-фонона электроном в приповерхностной ОПЗ. Отсутствие надежных экспериментальных данных, полученных при гелиевых температурах, при которых термическое уширение не препятствует наблюдению в энергетических распределениях эмиттированных электронов особенностей, связанных с уровнями размерного квантования и процессами испускания фотоэлектронами одиночных фононов, затрудняет построение детальной картины внешнего фотоэффекта из полупроводников с ОЭС.

В данной работе спектры $N_e(\epsilon)$ электронов, фотоэмиттированных из GaAs с ОЭС в вакуум, измерены при температуре 4.2 К. В спектрах обнаружены особенности, положение которых свидетельствует о доминирующем влиянии в их возникновении упругого и неупругого туннелирования электронов со дна зоны размерного квантования в приповерхностной области полупроводника в вакуум через поверхностный потенциальный барьер (Cs,O)-активирующего покрытия с испусканием LO-фононов арсенида галлия.

Для экспериментов были изготовлены вакуумные фотодиоды, состоящие из полупрозрачного GaAs-фотокатода на стекле [3] и плоского металлического анода, герметично закрепленных с помощью прокладок из индия на противоположных торцах цилиндрического корпуса из алюмооксидной керамики. Диаметры фотокатода и анода были равны 18 мм, а расстояние между ними – 0.5 мм. Для изготовления фотокатодов использовались эпитаксиальные слои GaAs с ориентацией поверхности (100), легированные цинком до концентрации $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, обеспечивающей максимальное значение внешнего квантового выхода [3]. Используемая методика приготовления атомарно-чистой поверхности GaAs, ее атомная структура и электронные свойства описаны в [4]. Активирование GaAs и герметизация фотодиодов проводились в вакууме 10^{-9} Па. Для проведения измерений фотодиоды помещались в оптический криостат с жидким гелием. Фотокатод освещался со стороны стекла монохроматическим светом в пятне диаметром 1 мм. Измерение СФЭ осуществлялось методом задерживающего потенциала с использованием модуляции тормозящего поля между фотокатодом и анодом. Переменная составляющая фототока, пропорциональная $N_e(\epsilon)$, регистрировалась методом синхронного детектирования. Очевидно, что плоскопараллельный анализатор с однородным тормозящим полем интегрирует угловое распределение электронов и позволяет измерять распределение только по “продольной” компоненте кинетической энергии $\epsilon_{\parallel} = p_{\parallel}^2/2m_0$, где p_{\parallel} – параллельная вектору фототока компонента импульса электронов. Из-за усреднения по углам анализатор с однородным тормозящим полем регистрирует широкое энергетическое распределение по продольной энергии даже в случае эмиссии моноэнергетических электронов, если их угловое распределение “размазано” в телесном угле 2π .

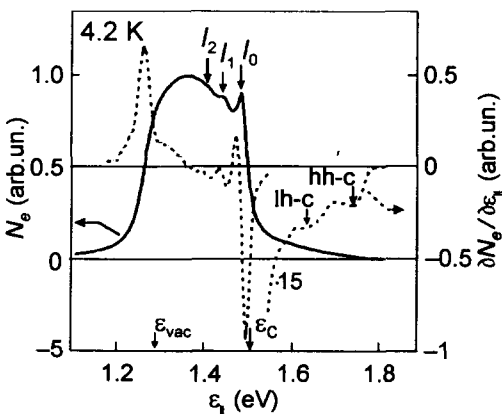


Рис.1. Низкотемпературный спектр фотоэлектронов и производная от СФЭ, измеренные при энергии фотонов 1.7 эВ

На рис.1 показан спектр фотоэлектронов, измеренный при 4.2 К. Энергия возбуждающих фотонов равнялась 1.70 эВ. Из рисунка видно, что основная часть спектра представляет широкую полосу, лежащую в интервале энергий от дна зоны проводи-

мости ϵ_c в объеме полупроводника до уровня вакуума ϵ_{vac} . При энергиях больших ϵ_c наблюдается высокоэнергетичное крыло, обусловленное эмиссией баллистических и горячих фотоэлектронов. Наблюдение эмиссии нетермализованных электронов обусловлено малой толщиной (0.2 мкм) слоя p^+ -GaAs в данном фотокатоде, при которой заметная часть первичных фотоэлектронов возбуждается на небольших расстояниях от эмитирующей поверхности, меньших, чем длина термализации электронов в p^+ -GaAs [5]. Особенности, связанные с эмиссией в вакуум баллистических фотоэлектронов, возбужденных светом из зоны легких и тяжелых дырок в зону проводимости (переходы $lh \rightarrow c$ и $hh \rightarrow c$, соответственно), видны в спектре $\partial N_e / \partial \epsilon_{\parallel}$ на рис.1. Сопоставление рассчитанных и измеренных энергий баллистических электронов использовалось для калибровки энергетической шкалы энергоанализатора. Точность калибровки была не хуже ± 10 мэВ.

Наиболее интересные особенности СФЭ на рис.1 обозначены как $I_0 - I_2$. Пик I_0 расположен на 25 ± 5 мэВ ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Форма этого пика в окрестности вершины и на высокоэнергетическом крыле хорошо описывается гауссовым контуром с полушириной 30 мэВ. Со стороны низких энергий относительно пика I_0 наблюдаются более слабые особенности I_1, I_2 , наличие которых становится совсем очевидным после вычисления производной $\partial N_e / \partial \epsilon_{\parallel}$, также показанной на рис.1. Энергетические интервалы между особенностями $I_0 - I_1$ и $I_1 - I_2$ оказались примерно одинаковыми и равными 38 ± 3 мэВ, что в пределах точности эксперимента совпадает с энергией продольного длинноволнового оптического фонона $\hbar\omega_{LO} = 36.7$ мэВ в GaAs.

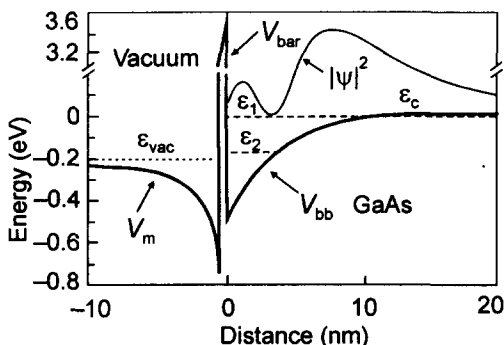


Рис.2. Энергетическая диаграмма приповерхностной области GaAs с ОЭС. Приведена функция $|\psi(z)|^2$, соответствующая стационарному решению уравнения Шредингера с энергией ϵ_1 в GaAs

Для определения происхождения линии I_0 был произведен расчет положения квазистационарных уровней размерного квантования для электронов в приповерхностной области изгиба зон. Общий вид потенциала на поверхности p -GaAs с отрицательным электронным средством, показанный на рис.2, включает потенциал $V_{bb}(z)$ в области пространственного заряда в GaAs, кулоновский потенциал $V_m(z)$ сил зеркального изображения в вакууме, а также тонкий потенциальный барьер треугольной формы $V_{bar}(z)$, обусловленный электростатическим потенциалом (Cs,O)-дипольного слоя. При расчетах высота треугольного барьера полагалась равной величине электронного средства 4.0 эВ на исходной Ga-стабилизированной поверхности (100)GaAs с реконструкцией $c(8 \times 2)$. Ширина барьера у основания полагалась совпадающей с толщиной активирующего (Cs,O)-слоя, которая по оценке авторов [6] примерно равна 0.7 нм. Величина изгиба зон ϕ_0 на поверхности GaAs с ОЭС полагалась однородной вдоль поверхности и равной 0.5 эВ. При расчете потенциала $V_{bb}(z)$ в полупроводнике

учитывалось экранирование поверхностного заряда как ионизованными акцепторами, так и свободными дырками. Несмотря на низкую температуру, предполагалась полная ионизация акцепторов, поскольку при данном уровне легирования энергия ионизации Zn в GaAs уменьшается до нуля [7]. Дискретность зарядов и флуктуации в их пространственном распределении не учитывались. Уравнения Пуассона и Шредингера решались численно. Результаты расчета показаны на рис.2. Из рисунка видно, что при данных изгибе зон и уровне легирования в ОПЗ существуют две зоны размерного квантования: ϵ_1 и ϵ_2 , минимумы которых расположены на 20 мэВ и 100 мэВ ниже дна зоны проводимости ϵ_c в объеме полупроводника. Видно также, что волновая функция $\psi(z)$ электрона на уровне ϵ_1 имеет максимум в окрестности границы области пространственного заряда и протяженный хвост в объем полупроводника. Полученные результаты позволяют предложить следующую интерпретацию спектра электронов, показанного на рис.1. Неравновесные электроны, термализовавшиеся в объеме полупроводника и достигшие поверхности в результате диффузии, захватываются на верхнюю зону размерного квантования. Вероятность такого захвата достаточно велика из-за малой величины $\epsilon_c - \epsilon_1$ и протяженного хвоста $|\psi|^2$ в объем полупроводника. Часть захваченных электронов туннелирует в вакуум. Пик I_0 соответствует упругому, а пики I_1 и I_2 – неупругому туннелированию электронов, с испусканием одного и двух LO-фононов, соответственно. Малая ширина ($\delta\epsilon = 30$ мэВ) пика I_0 , по сравнению с полной кинетической энергией ($\epsilon_0 = 220$ мэВ) электронов в этом пике, означает, что упругое туннелирование происходит в малом угле θ относительно нормали к поверхности. Если предположить, что ширина пика определяется небольшим уширением углового распределения электронов, то величина θ , равная $\frac{1}{2}\sqrt{\delta\epsilon/2\epsilon_0}$, не превышает 7° .

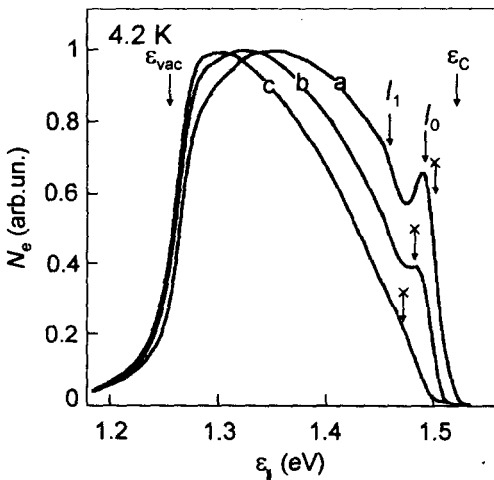


Рис.3. Низкотемпературные спектры фотоэлектронов, измеренные при энергиях фотонов 1.52 эВ (а), 1.50 эВ (б), 1.49 эВ (с). Начальные энергии фотоэлектронов помечены крестиками. Максимумы спектров а – с нормированы

Уширение пика I_0 может быть обусловлено как угловым распределением эмиттированных электронов, так и флуктуациями положения дна зоны размерного квантования из-за флуктуаций потенциала в ОПЗ вследствие хаотического пространственного распределения поверхностных состояний и акцепторов. Для выяснения влияния “размазки” дна зоны на уширение пика I_0 были проведены измерения спектров фотоэлектронов при различных энергиях возбуждающих фотонов. Результаты измерений показаны на рис.3. Отметим, что данные измерения проводились на другом фото-

диоде, в котором особенности $I_0 - I_2$ были заметно слабее. Особенность на пороге испускания LO -фонона I_1 проявилась как слабый излом в спектре, а особенность I_2 наблюдалась только в спектре производной от СФЭ. Из рис.3 видно, что при возбуждении электронов светом с энергией фотонов 1.52 эВ, близкой к ширине запрещенной зоны GaAs, пик I_0 наблюдался, но при уменьшении $\hbar\omega$ всего на 30 мэВ практически исчезал. Определенная из этого эксперимента полуширина уровня оказалась примерно равной 30 мэВ, что в пределах точности измерений совпадает с полушириной пика I_0 в спектре фотоэлектронов. Следовательно, полуширина пика I_0 определяется, в основном, уширением уровня размерного квантования вблизи поверхности полупроводника с ОЭС. Угловое распределение электронов, эмиттированных в пике I_0 , по-видимому, существенно меньше, чем 7° , что свидетельствует о сохранении тангенциальной компоненты импульса электронов.

Кроме упругого туннелирования с сохранением параллельной поверхности компоненты импульса, объясняющего малое угловое уширение пика I_0 , возможно и "диффузное" туннелирование электронов с несохранением параллельной поверхности компоненты импульса, обусловленное упругим рассеянием импульса электронов на структурно разупорядоченных поверхности и активирующем покрытии. Как отмечалось ранее, близкое к изотропному угловое распределение электронов уширяет $N_e(\epsilon_{\parallel})$, измеряемое плоскопараллельным энергоанализатором с однородным тормозящим полем. Мы полагаем, что именно этот механизм ответственен за монотонную часть СФЭ, простирающуюся от дна зоны проводимости до уровня вакуума. Экспериментальное доказательство справедливости этого утверждения получено в [8].

Таким образом, эмиссия электронов из полупроводника с ОЭС представляет собой их туннелирование с верхней подзоны размерного квантования в приповерхностной потенциальной яме в вакуум. Существенное влияние на спектр эмиттированных электронов оказывает упругое туннелирование электронов с сохранением тангенциальной компоненты импульса, неупругое туннелирование электронов с испусканием LO -фононов, а также туннелирование с несохранением тангенциальной компоненты импульса, обусловленное рассеянием электронов на дефектах поверхности и флуктуациях потенциала вблизи поверхности. Роль нижней зоны размерного квантования требует дополнительного исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19063), программы Министерства науки и технологии "Поверхностные атомные структуры" (грант 4.4.99) и программы "Интеграция" Министерства Образования (грант 274).

-
1. J.J.Sheer and J.Van Laar, *Solid State Commun.* **3**, 189 (1965).
 2. А.С.Терехов, Д.А.Орлов, Письма в ЖЭТФ **59**, 827 (1994).
 3. Ю.Б.Волховитянов, В.В.Морозов, А.Г.Паулиш и др., Письма в ЖТФ **16**, 25 (1990).
 4. О.Е.Терешченко, S.I.Chikichev, and A.S.Terekhov, *Appl. Surf. Sci.* **214**, 7580 (1998).
 5. В.П.Захарченя, Д.Н.Мирлин, В.И.Перель, И.И.Решина, УФН **130**, 459 (1982).
 6. C.Y.Su, W.E.Spicer, and I.Lindau, *J. Appl. Phys.* **54**, 1413 (1983).
 7. F.Ermanis and K.Wolfstirn, *J. Appl. Phys.* **37**, 1963 (1966).
 8. S.Pastuszka, D.Kratzman, D.Schwalm, et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2967 (1997).