

# Проявление кулоновской щели в двумерных структурах $p$ -GaAs-AlGaAs в условиях заполнения верхней зоны Хаббарда

Н. В. Агринская<sup>1)</sup>, В. И. Козуб, В. М. Устинов, А. В. Черняев, Д. В. Шамшур

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

Поступила в редакцию 24 июля 2002 г.

Изучались транспортные свойства многослойных структур GaAs/AlGaAs модуляционно легированных Be таким образом, что в равновесии дырками были заполнены состояния верхней зоны Хаббарда ( $A^+$ -центры). При концентрации легирующей примеси порядка  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в области температур 0.4–4 К наблюдалась прыжковая проводимость по состояниям кулоновской щели. Найденная из температурной зависимости проводимости характерная температура ( $T_1$ ) оказывается заметно меньше предсказанной теоретически (в 30 раз). Предполагается, что указанное расхождение связано с влиянием коррелированных прыжков. В температурной зависимости магнетосопротивления с уменьшением температуры наблюдалось подавление отрицательного магнетосопротивления, что объясняется слабостью подбарьерного рассеяния для транспорта по верхней зоне Хаббарда.

PACS: 73.21.-b

**Введение.** В последнее время заметно возрос интерес к исследованиям проводимости двумерных структур, что в значительной мере связано с наблюдением в таких структурах перехода от диэлектрического поведения проводимости к металлическому [1]. Недавно мы предложили объяснение наблюдаемой экспериментальной картины в предположении, что существенную роль в транспорте играет “хвост” локализованных состояний, обусловленный потенциалом беспорядка, и, в частности, состояния верхней зоны Хаббарда [2].

В нашей предыдущей работе [3] на многослойных структурах GaAs/AlGaAs  $p$ -типа, легированных Be, с шириной ям 15 нм была подробно исследована низкотемпературная двумерная прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по состояниям верхней зоны Хаббарда. С помощью легирования самой ямы и близкого к яме барьерного слоя реализована ситуация, когда верхняя зона Хаббарда ( $A^+$ -центры) была в равновесии заполнена дырками и проводимость осуществлялась по ее состояниям. Было установлено, что в достаточно слабо легированных образцах во всем исследованном температурном интервале (4–0.4 К) проводимость имела характер моттовской прыжковой проводимости. Магнетосопротивление в слабых полях было отрицательным (то есть было связано с квантовой интерференцией). Из температурной зависимости положительного квадратичного магнетосо-

противления (наблюдавшегося в более сильных полях) был определен радиус локализации  $A^+$ -центров (10 нм).

Еще раз подчеркнем, что наблюдавшаяся прыжковая проводимость имела моттовский характер. В то же время известно, что более типичной для полупроводников является проводимость по состояниям кулоновской щели, причем в трехмерной ситуации, как известно, при понижении температуры всегда должен происходить переход к соответствующему закону (даже если при высоких температурах наблюдается закон Мотта). Поэтому представляло несомненный интерес применительно к исследуемым структурам выяснить, как происходит переход от моттовской прыжковой проводимости к проводимости по состояниям кулоновской щели при понижении температуры, каковы параметры кулоновской щели, а также каков характер магнетосопротивления в режиме кулоновской щели. Отметим, что моттовская проводимость как в нашем случае, так и в экспериментах, выполненных на подобных структурах рядом других авторов, наблюдалась при достаточно малой концентрации примеси. Нетрудно, однако, усмотреть, что при приближении к переходу от прыжковой проводимости к проводимости друдевского типа в 2D структурах при низких температурах должна наблюдаться прыжковая проводимость по состояниям кулоновской щели. Действительно, температура кроссовера от моттовской прыжковой проводимости к проводимости по состояниям кулоновской щели для 2D случая может быть выражена следующим образом:

<sup>1)</sup>e-mail: nina.agrins@pop.ioffe.rssi.ru

$$T_c = \frac{T_1^3}{T_0^2} \approx \frac{e^6}{\varkappa^3} N(\varepsilon_f)^2 a, \quad (1)$$

где  $T_1$  и  $T_0$  – экспоненциальные факторы в температурных зависимостях проводимости по состояниям кулоновской щели и в законе Мотта:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1/2}, \quad T_1 = C_2 \frac{e^2}{\varkappa a}; \quad (2)$$

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1/3}, \quad T_0 = C_1 (N_{E_f} a^2)^{-1}. \quad (2)$$

Рассмотрим зависимость  $T_c$  от концентрации легирующей примеси при приближении последней к критической для перехода металл – изолятор. Учитывая, что для 2D систем диэлектрическая проницаемость не зависит (или зависит очень слабо) от концентрации примеси вблизи перехода [4], получаем, что при приближении к переходу  $T_c$  должна возрастать (за счет расходимости радиуса локализации и роста плотности состояний). Таким образом, при низких температурах в 2D образцах (в которых концентрация носителей меняется за счет изменения концентрации легирующей примеси), близких к переходу, должна наблюдаться кулоновская щель. Такое поведение прямо противоположно тому, которое наблюдается в 3D образцах, где в образцах, близких к переходу, закон Мотта наблюдается во всей области достижимых температур [5].

Отметим, что принципиальным вопросом является оценка предэкспоненциального фактора в выражении (2), который в случае прыжков при посредстве электрон-электронных взаимодействий должен иметь универсальный вид,  $\rho_0 = h/2e^2$ , в случае прыжков с участием фононов он может зависеть от температуры,  $\rho_0 \approx AT$ , при этом константа  $A$  не имеет универсального характера, а зависит от параметров материала [6]. В работе Алейнера [7] предполагалось, что универсальный префактор может наблюдаться в образцах, близких к металлу, где  $T_1 \approx T$ .

Большинство известных нам случаев наблюдения кулоновской щели в 2D образцах относится к образцам с затвором [8]. Наличие затвора приводит к тому, что кулоновское взаимодействие на расстояниях, больших, чем расстояние от 2D слоя до затвора, экранируется. Соответственно, при стремлении температуры к нулю, то есть при увеличении длины прыжка, фактор кулоновской щели исчезает, и наблюдается закон Мотта – несмотря на то, что в отсутствие затвора именно при стремлении температуры к нулю должна проявляться кулоновская щель. Поэтому исследуемая нами система, где затвор отсутству-

ет, представляет в данном плане несомненный интерес. Отметим, что ранее такие системы подробно не исследовались. Исключение представляет работа [9], где изучалась 2D примесная проводимость при легировании ям, но температурный интервал был недостаточно широк, чтобы заметить переход от одного закона к другому.

В исследуемой нами системе GaAs/AlGaAs ширина ямы составляла  $d \sim 15$  нм, радиус локализации акцепторной примеси Ве составляет 2 нм, что много меньше, чем  $d$ . Путем селективного легирования центральных областей ям и барьеров мы реализовали ситуацию, когда в равновесии в ямах заполнена верхняя зона Хаббарда для акцепторов ( $A^+$ -центры). Этот случай интересен сам по себе (транспорт по верхней зоне Хаббарда может иметь некоторые особенности, связанные с большим радиусом состояний). Кроме того, данная ситуация более удобна для эксперимента, поскольку  $A^+$ -центры имеют меньшую энергию связи, чем  $A^0$ -центры, образцы оказываются более низкоомными при низких температурах.

В настоящей работе мы покажем, что в достаточно сильно легированных образцах в низкотемпературной прыжковой проводимости проявляется кулоновская щель. При этом магнетосопротивление, в отличие от случая слаболегированных образцов, оказывается положительным в области слабых полей. Наблюдаемое поведение обсуждается в рамках моделей коррелированных прыжков и слабого подбарьерного рассеяния.

**Эксперимент.** Методика выращивания многослойных структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии была описана в нашей предыдущей работе [3]. Структуры содержали десять квантовых ям GaAs толщиной 15 нм, разделенных барьерами  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 15 нм. В исследуемых образцах средняя область квантовых ям толщиной 5 нм легирована, барьеры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  были также легированы, легирована средняя область барьеров толщиной 5 нм. Таким образом, толщина нелегированных спейсерных слоев с обеих сторон барьера составляет 5 нм. В качестве легирующей примеси  $p$ -типа использовался Ве (объемная концентрация  $5 \cdot 10^{17}$  атомов/см<sup>3</sup>). Контакты к образцам выполнялись путем вжигания индия с малым содержанием цинка в течение 2 мин при температуре 450 °С.

Температурные зависимости концентрации дырок представлены на рис.1. При температурах порядка 40 К наблюдается максимум в температурной зависимости коэффициента Холла, что свидетельствует о переходе к прыжковой проводимости. В области температур, близких к комнатной, можно ви-

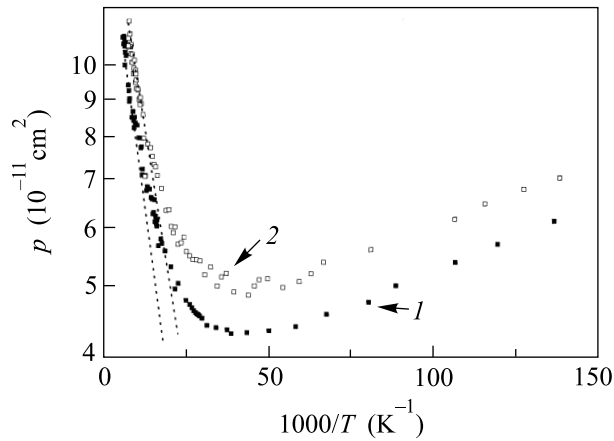


Рис.1. Температурная зависимость концентрации дырок в ямах, рассчитанная из коэффициента Холла. Образцы 1 – (■) и 2 – (□)

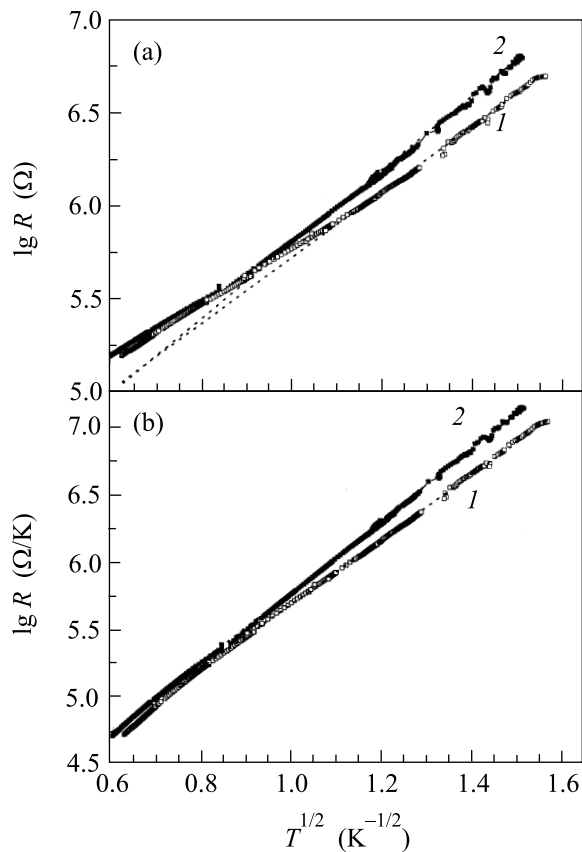


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления структуры  $p$ -GaAs/AlGaAs в интервале 0.4–4 К (сопротивление пересчитано на одну яму): (а) – в масштабе, не учитывающем и (б) – учитывающем температурную зависимость предэкспоненциального фактора. Кривые 1 и 2 – образцы 1 и 2

деть активационный участок, связанный с переходом дырок с  $A^+$ -центров в зону делокализованных состоя-

ний, откуда энергия связи  $A^+$ -центров была оценена 5.5 мэВ. Это значение несколько меньше наблюдаемого нами для аналогичных структур в работе [3], это связано с увеличением концентрации примеси и ширины верхней хаббардовской зоны. При низких температурах (10–0.4 К) и достаточно низких напряжениях (0.1–0.01 В·см и токах (10–100 нА) проводимость носит омический характер и ее температурная зависимость соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH) в режиме кулоновской щели (2). Мы попытались описать наблюдаемую температурную зависимость с привлечением универсального (рис.2а) и температурно зависящего (рис.2б) префакторов. Параметры  $T_1$ , оцененные для двух образцов из рис.1а (16 и 19 К) и из рис.1б (37 и 43 К) отличаются почти в два раза.

Используя рис.1а, можно оценить значение префактора для двух образцов, оно оказалось близким к  $\rho_0 = h/2e^2 \sim 10^4$  Ом. В то же время, в предположении температурно зависящего префактора кривые спрямляются в большем интервале температур (рис.2б). При этом величина предэкспоненциального фактора  $A$  ( $\rho_0 \approx AT$ ), экстраполированная в область температур порядка  $T_1$ , оказывается меньше либо порядка  $h/e^2$ , что не может иметь место для прыжков с участием фононов. Таким образом, на наш взгляд, более реалистична ситуация с температурно независимым префактором.

Магнетосопротивление (МС) измерялось в постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры, до полей 1 Тл (заметим, что для полей, параллельных плоскости структуры, МС практически отсутствовало). Характерные кривые МС в области малых полей для нескольких температур показаны на рис.3 для двух образцов; в образце 1 наблюдается область отрицательного МС (ОМС), при дальнейшем уменьшении температуры она исчезает и появляется область квадратичного положительного МС (ПМС). В другом образце, начиная с малых полей, наблюдается только положительное МС. Это поведение противоположно поведению МС для более изолирующих образцов (находящихся в режиме Мотта). Напомним, что в этом случае в малых полях всегда наблюдалось ОМС, амплитуда которого возрастала с понижением температуры.

Обратимся к положительному МС, связанному со сжатием волновых функций магнитным полем. Экспериментальные температурные зависимости соответствующего ПМС для двух образцов представлены на рис.3. В соответствии с работой [10], соответствующий вклад в случае прыжковой проводимости

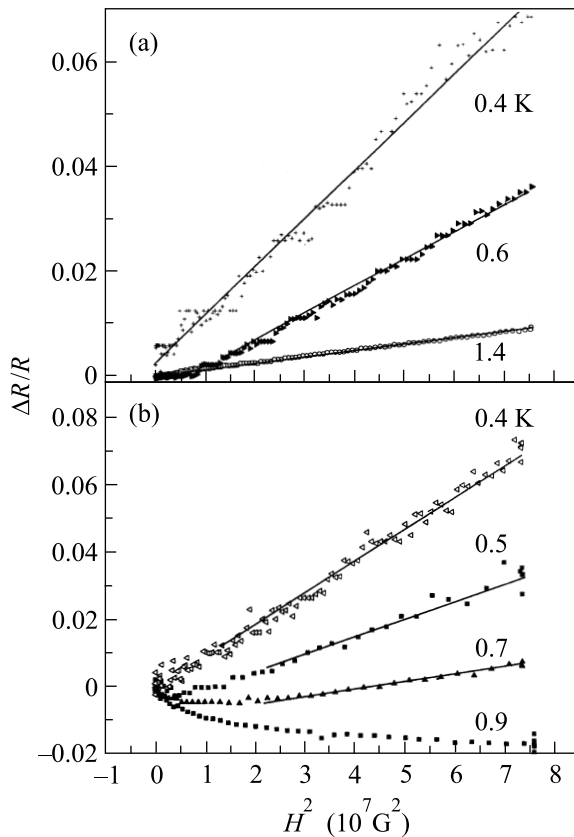


Рис.3. Квадратичное положительное магнетосопротивление при различных температурах: (а) – образец 1, (б) – образец 2

с переменной длиной прыжка по состояниям кулоновской щели описывается выражением

$$\ln \left( \frac{R(H)}{R(0)} \right) = K \left( \frac{T_1}{T} \right)^{3/2} \left( \frac{eHa^1}{ch} \right),$$

где  $K = 0.002$  – численный коэффициент.

На рис.4 представлены температурные зависимости наклона квадратичного ПМС для двух образцов, штриховые линии соответствуют закону  $T^{-3/2}$  и закону  $T^{-1}$  (соответствующему ПМС в режиме моттовской проводимости). Видно, что экспериментальное поведение ближе к закону  $T^{-3/2}$ , а не  $T^{-1}$  (как это имело место для проводимости в законе Мотта). Этот факт еще раз подтверждает, что имеет место проводимость по состояниям кулоновской щели. Из наклона этой зависимости радиус состояний  $a$ , по которым происходят прыжки, оценен 16 нм и 17 нм для образцов 1 и 2. Отметим, что  $a \sim T_1^{-3/8}$ , то есть зависимость от  $T_1$  достаточно слабая.

**Обсуждение.** Таким образом, с помощью измерений температурных зависимостей проводимости и квадратичного положительного магнетосопротивле-

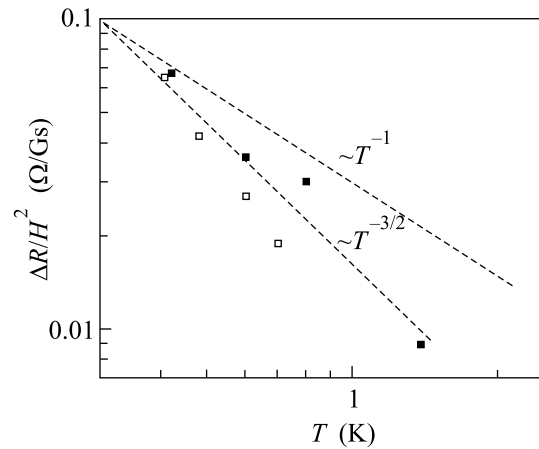


Рис.4. Температурная зависимость линейного участка наклона квадратичного положительного магнетосопротивления

ния нам удалось показать, что с ростом концентрации примеси (в нашем случае  $A^+$ -центров) происходит переход от моттовской прыжковой проводимости к проводимости по состояниям кулоновской щели, что связано как с ростом плотности состояний на уровне Ферми, так и с ростом радиуса локализации (см. уравнение (1)). Полученное значение префактора близко к универсальному, наблюдаемому в ряде работ [8].

Радиус локализации  $a$  можно оценить непосредственно из выражения (2), определив из температурных зависимостей параметр  $T_1$ , полагая  $\kappa = \text{const} = 12$  и  $C = 6.2$ ,  $a = 500$  нм. Если сопоставить значения радиуса локализации, оцененные, исходя из значений  $T_1$  и из квадратичного магнетосопротивления в предположении, что диэлектрическая проницаемость равна своему значению вдали от перехода металл–изолятор, то для достижения согласия между двумя значениями величину коэффициента  $C$  необходимо уменьшить в 30 раз по сравнению с теоретической оценкой.

Последний факт может быть обусловлен двумя обстоятельствами. Прежде всего, уменьшение  $C$  может быть связано с вкладом коррелированных прыжков. Соответствующее поведение обсуждалось в целом ряде работ [6]. Далее, отметим, что независимость диэлектрической проницаемости от близости к переходу металл – диэлектрик применительно к исследуемым системам может быть поставлена под вопрос. Дело в том, что соответствующий вывод был сформулирован для чисто 2D систем. В нашем же случае мы имеем дело со структурой квантовых ям. Как показывают оценки, по крайней мере при низких температурах длина прыжка оказывается сопоставимой с

толщиной структуры. Иными словами, можно ожидать, что практически все ямы, входящие в структуру, могут участвовать в экранировании межэлектронного взаимодействия в одной из ям, так что в соответствующем смысле система оказывается близкой к трехмерной.

Обратимся теперь к отмеченному выше подавлению отрицательного магнетосопротивления, наблюдавшегося в наших структурах. Прежде всего отметим, что аналогичный эффект для прыжковой проводимости по состояниям кулоновской щели наблюдался нами ранее для 3D образцов. Как известно, соответствующий вклад в магнетосопротивление связан с интерференцией между различными траекториями прыжка, включающими акты подбарьерного рассеяния. Нами была предложена модель, объясняющая наблюдаемое поведение уменьшением концентрации рассеивателей при переходе в режим кулоновской щели [11]. Важно подчеркнуть, что наша модель предполагала “слабость” рассеяния, тогда как модель, предполагающая рассеяние чисто кулоновским [12], приводит к универсальному закону для отрицательного магнетосопротивления, что противоречит нашим экспериментальным данным. Мы хотим подчеркнуть, что в исследуемой ситуации некулоновский характер рассеяния может быть объяснен тем обстоятельством, что потенциал нейтрального центра по отношению к “прыгающей” дырке ни в коей мере не является кулоновским.

**Заключение.** Суммируя полученные результаты, отметим, что в системах с большой концентрацией примеси (находящихся ближе к переходу металл диэлектрик) наблюдается проводимость по состояниям кулоновской щели. Далее, значение коэффициента в законе Эфроса–Шкловского оказалось в 30 раз меньше, чем следует из теории Эфроса–Шкловского, что

может быть связано как с ролью коррелированных прыжков, так и с вкладом кулоновского взаимодействия между отдельными ямами. Наконец, было обнаружено подавление отрицательного магнетосопротивления в режиме проводимости Эфроса–Шкловского. Соответствующее поведение может быть обусловлено “слабостью” подбарьерного рассеяния для прыжков по состояниям верхней зоны Хаббарда.

Настоящая работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 00-02-16992).

1. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
2. V. I. Kozub and N. V. Agrinskaya, *Phys. Rev.* **B64**, 245103 (2001).
3. Н. В. Агринская, Ю. Л. Иванов, В. М. Устинов, Д. А. Полоскин *ФТП* **35**, 1486 (2001); Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Ю. Л. Иванов и др., *ЖЭТФ* **120**, 480 (2001).
4. D. G. Polyakov and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev.* **B48**, 11167 (1993).
5. T. G. Castner, *Hopping transport in solids*, Eds. M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, 1991, p. 1.
6. F. W. van Keuls, X. L. Hu, H. W. Jiang, and A. J. Dahm, *Phys. Rev.* **B56**, 1161 (1997).
7. I. L. Alemer, D. G. Polyakov, and B. I. Shklovskii, *Proc. of 22 Intern. Conf. On the physics of Semicond.*, Vancouver, 1994, World Scientific, Singapore, 1994, p. 787.
8. I. Shlimak and M. Pepper, *Philos. Mag.* **B81**, 1093 (2001).
9. A. V. Buyanov, A. C. Ferreira, E. Soderstrom et al., *Phys. Rev.* **B53**, 1357 (1996).
10. Ngyen Van Lien, *Phys. Lett.* **A207**, 379 (1995).
11. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. В. Шамшур, *ЖЭТФ* **107**, 2063 (1995).
12. M. E. Raikh and G. F. Wessels, *Phys. Rev.* **B47**, 15609 (1993).