

# НАБЛЮДЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПИКА МЕЖСЛОЕВОЙ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ДВУХСЛОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ В ОТСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю. Н. Ханин<sup>a\*</sup>, Е. Е. Вдовин<sup>a</sup>, М. В. Григорьев<sup>a</sup>,  
Л. Ивс<sup>b\*\*</sup>, О. Н. Макаровский<sup>b</sup>, М. Хенини<sup>b\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Ноттингемский университет  
Ноттингем NG7 2RD, Великобритания*

В гетероструктурах с двумя близко расположенными электронными слоями при низких температурах наблюдается высокий узкий пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости. Анализ экспериментальных результатов позволяет предположить, что этот пик является следствием межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в исследуемой системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, т. е. пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям, и в отсутствие магнитного поля.

PACS: 73.40.Gk, 73.43.-f

В последнее время большой интерес вызывают полупроводниковые гетероструктуры, представляющие собой две близко расположенные квантовые ямы, каждая из которых содержит двумерный слой электронов. Помещенные в сильное перпендикулярное слоям магнитное поле эти системы демонстрируют ряд необычных свойств при суммарном факторе заполнения уровней Ландау

$$\nu_T = \nu_1 + \nu_2 = 1 \quad (1)$$

(см. [1, 2]). В частности, в области низких температур зависимость дифференциальной туннельной проводимости от межслоевого напряжения имеет высокий и узкий симметричный пик с максимумом при напряжении смещения  $V = 0$ . Увеличение температуры сопровождается быстрым уменьшением высоты пика, и при  $T > 200$  мК пик становится практически неразличимым. Пик туннельной проводимости наблюдается только при достаточно малых

расстояниях между слоями, когда кулоновское взаимодействие носителей из разных слоев становится существенным.

Возникновение пика объясняют переходом двухслойной электронной системы в состояние с межслоевой фазовой когерентностью, обусловленным бозе-конденсацией электрон-дырочных пар (экситонов) с пространственно разделенными компонентами. Волновая функция когерентного состояния является антисимметричной относительно перестановок координат электронов. Такая волновая функция минимизирует энергию взаимодействия электронов из разных слоев, поскольку уменьшается вероятность конфигураций, когда два электрона находятся близко друг к другу. Иными словами, напротив каждого электрона в одном двумерном электронном слое и в другом электронном слое расположена корреляционная дырка. Как следствие, туннелирование электрона из одного слоя в другой не блокируется кулоновским отталкиванием от электронов другого слоя, что и приводит в конечном итоге к пику проводимости. Если же расстояние между слоями слишком велико или магнитное поле да-

\*E-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru

\*\*L. Eaves, M. Henini, The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

леко от соответствия условию (1) (т.е. когда каждому электрону в одном слое может соответствовать корреляционная дырка в другом слое), то конденсации экситонов не наблюдается. Согласно работам [1–3], пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости наблюдается при  $d/l < 1.8$ , где  $d = 28$  нм — расстояние между центрами квантовых ям, а  $l = (\hbar/eB)^{1/2}$  — магнитная длина при выполнении условия (1).

Теоретическое описание экспериментов [1,2] представлено в работах [3–7], где вдобавок предсказана возможность формирования фазово-когерентного состояния двухслойной электронной системы в отсутствие магнитного поля [6]. При этом отмечалось, что роль магнитного поля в экспериментах [1, 2] в основном состоит в создании условий, в которых общее число электронов в каждом слое меньше, чем число разрешенных состояний на нижнем уровне Ландау, и в усилении кулоновского притяжения электрона и корреляционной дырки.

В данной работе в гетероструктурах с двумя близко расположенными электронными слоями при низких температурах наблюдается высокий узкий пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости. Анализ экспериментальных результатов позволяет предположить, что этот пик является следствием межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в исследуемой системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, т.е. пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям, и в отсутствие магнитного поля.

Исследуемые структуры представляли собой две различные гетеросистемы, содержащие два слоя двумерного электронного газа, разделенных туннельным барьером. Структуры представляли собой однопольные (образец *s1*) и трехпольные (образец *s2*) гетеродиоды, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных  $N^+$ -GaAs подложках с ориентацией (001) при температуре 570 °C. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла  $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Расстояния между двумерными слоями, т.е. расстояния между максимумами огибающих волновых функций электронов в квантовых ямах  $d$ , составляли для образца *s1*  $d \approx 30$  нм, а для образца *s2* —  $d \approx 14$  нм (см. рис. 1).

Для формирования параллельных слоев двумерного электронного газа по обе стороны центрального барьера мы использовали  $\delta$ -слои с концентрацией  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, расположенные на расстоянии 4.9 нм (для образца *s1*) или 2.8 нм (для образ-

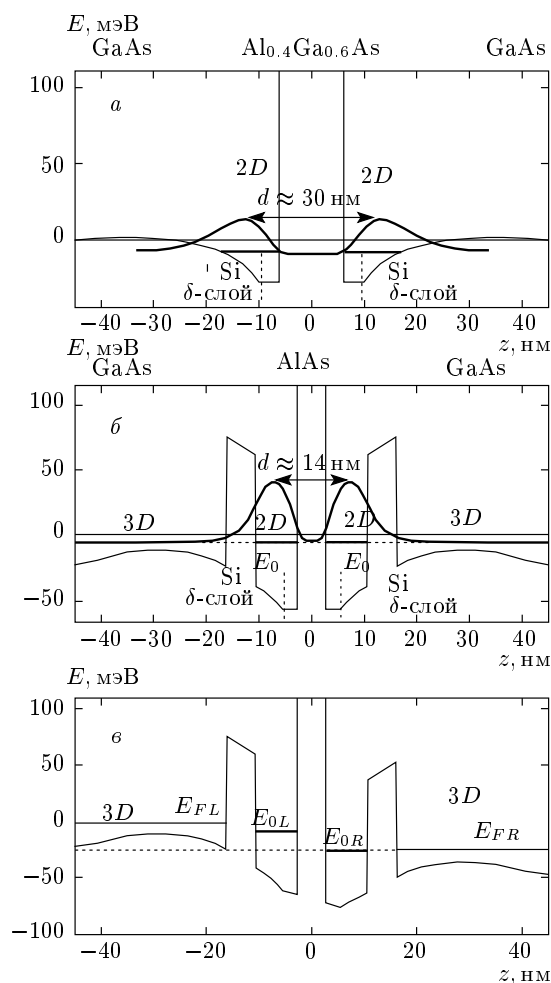
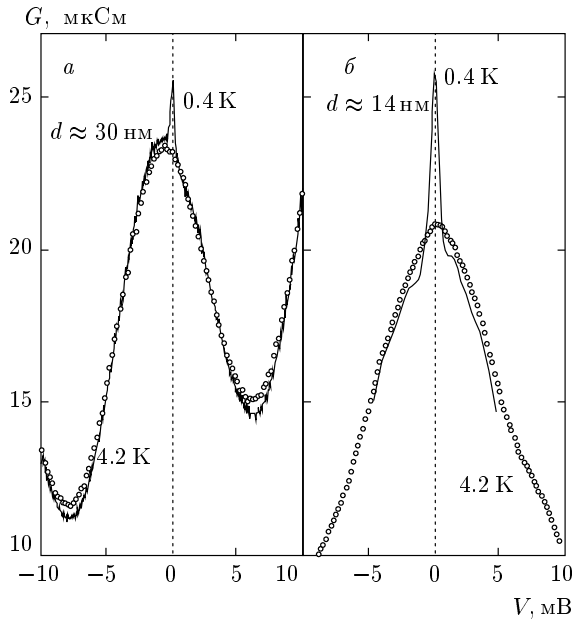


Рис. 1. Расчетные потенциальные профили дна зоны проводимости активной части экспериментальных структур *s1* (а) и *s2* (б) при нулевом напряжении смещения. Показаны положения уровня Ферми  $E_F$ , уровни размерного квантования  $E_{0L}$  и  $E_{0R}$  в GaAs-ямах, плотности вероятности  $|\Psi|^2$  волновых функций основного состояния в квантовых ямах и расстояние между их центрами  $d$ . б — Расчетный потенциальный профиль структуры *s2* при напряжении смещения 25 мВ

ца *s2*) с каждой стороны барьера. Анализ магнитоосцилляций туннельного тока из-за эффекта Шубникова–де Гааза в данных структурах, проведенный по аналогии с работой [8] показал, что концентрация электронов в двумерных электронных газах равна  $n_s = 2.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для образца *s1* и  $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для образца *s2*, что несколько меньше величины, которая должна соответствовать концентрации Si в  $\delta$ -слоях. Отметим, что для наших структур условие  $d/l < 2$  при  $\nu_T = 1$  не вы-



**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости дифференциальной туннельной проводимости  $G$  от напряжения смещения  $V$  для образцов  $s1$  (а) и  $s2$  (б) при температурах  $T \approx 0.4$  К (сплошная линия) и  $T = 4.2$  К (точки)

полняется, но поскольку потенциальный рельеф в плоскости двумерного электронного газа представляет собой кривую с глубокими минимумами из-за  $\delta$ -слоев, расположенных непосредственно в области двумерного газа, вероятность активационного выхода частицы из минимума имеет заметную величину только при относительно высоких температурах. Таким образом, параметром, определяющим соотношение между межслоевым и внутри слоевым кулоновскими взаимодействиями, может быть величина  $d(n_s)^{1/2}$  [9]. Этот параметр равен 1.33 и 0.71 соответственно для структур  $s1$  и  $s2$ .

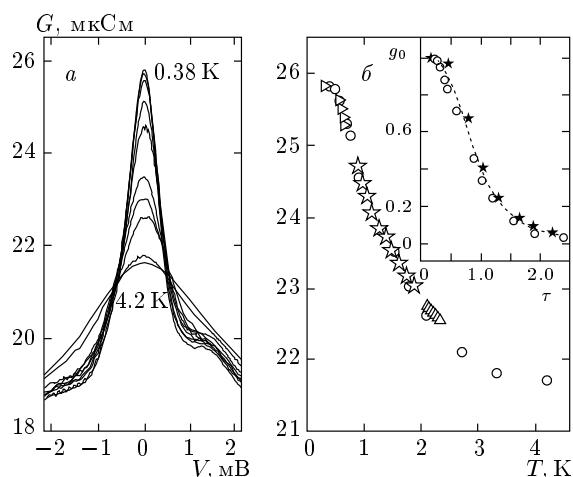
Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при  $T = 400^\circ\text{C}$ . Для создания мезоструктуры диаметром 20–100 мкм была использована стандартная технология химического травления. Измерения проводились в диапазоне температур 0.38–4.2 К с использованием модуляционной методики в магнитном поле до 12 Тл.

Экспериментальные зависимости межслоевой дифференциальной проводимости  $G$  от напряжения смещения  $V$  для исследованных структур, измеренные при относительно высокой температуре ( $T = 4.2$  К), когда эффекты межслоевой фазовой когерентности еще не проявляются, показаны на

рис. 2 точками. Зависимости  $G(V)$  для обоих образцов имеют резкий пик дифференциальной проводимости вблизи нулевого напряжения, обусловленный резонансным туннелированием между параллельными двумерными электронными газами, расположенными по разные стороны барьера. Таким образом, совпадение энергий нижних подзон двумерных электронных газов, происходящее при  $V \approx 0$ , приводит к появлению локального максимума на зависимости  $G(V)$ . Симметричность наблюдаемого пика проводимости относительно нулевого напряжения указывает на то, что плотности двумерных электронных газов справа и слева от барьера равны.

Наши образцы отличались от исследовавшихся в работах [1, 2] существенно меньшей подвижностью в двумерных электронных газах (по проведенным оценкам она не превышала  $10^4$  см<sup>2</sup>/В·с при  $T = 4.2$  К, что на порядок меньше наименьшей величины из заявленных в работах [1, 2, 10]). На заметную роль беспорядка в условиях нашего эксперимента указывает также значительно большая, чем в проведенных в работах [1, 2, 10] экспериментах, ширина наблюдавшегося нами при  $B = 0$  пика дифференциальной проводимости при нулевом смещении при  $T = 4.2$  К. В нашем случае полуширина пика на полувысоте составляла около 5 мВ, а в работах [1, 2, 10] она не превышала 1 мВ. Значительное добавочное уширение пика проводимости в нашем случае определяется, вероятно, существенным неоднородным уширением уровней размерного квантования, обусловленным присутствием легирующих примесей в области двумерных электронных газов.

Экспериментальные зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения для обоих образцов при низкой температуре ( $T \approx 0.4$  К) в отсутствие магнитного поля имеют узкий пик при нулевом напряжении смещения на фоне широкого плавного максимума проводимости, соответствующего описанной выше одноэлектронной картине туннелирования (см. рис. 2). Эти резкие пики подавляются при повышении температуры (для структуры  $s1$  при  $T \approx 0.8$  К, а для структуры  $s2$  — при  $T \approx 3.5$  К) и при приложении параллельного слоев магнитного поля. Как будет показано далее, резкие низкотемпературные пики на зависимости дифференциальной туннельной проводимости являются следствием межслоевой фазовой когерентности двухслойной системы, предсказанной в работе [6] и в отсутствие магнитного поля, а их отсутствие при высокой температуре обусловлено термическими флуктуациями межслоевого на-



**Рис. 3.** *a* — Экспериментальные зависимости  $G(V)$  образца  $s2$  в интервале температур от 0.38 до 4.2 К (кривые сверху вниз соответствуют температурам 0.38, 0.48, 0.57, 0.66, 0.79, 1.42, 1.67, 1.99, 3.23 и 4.2 К). *б* — Зависимость амплитуды пика  $G_0$  от температуры (разные значки соответствуют различным циклам охлаждения). На вставке — зависимость нормированной высоты пика дифференциальной туннельной проводимости  $g_0 = G(T)/G(0)$  от безразмерной температуры  $\tau = T/E_J$ . Звездочки — экспериментальные результаты из работы [2], кружки — наши экспериментальные результаты, пунктирная линия — расчетная кривая из работы [3]

пряжения.

Теперь детально рассмотрим образец  $s2$ , демонстрирующий большую величину изучаемого эффекта в доступном нам интервале температур, что позволило нам провести более тщательные температурные измерения. На рис. 3а представлены экспериментальные зависимости  $G(V)$  для образца  $s2$  в интервале температур от 0.38 до 4.2 К. Из этого рисунка видно, что при  $T > 3$  К изменение амплитуды наблюдаемого эффекта практически прекращается и резкий пик исчезает. Зависимость величины дифференциальной проводимости при  $V = 0$  от температуры приведена на рис. 3б. В соответствии с работой [6], полуширина  $V_c$  пика дифференциальной туннельной проводимости, обусловленного фазово-когерентным состоянием двухслойной системы, пропорциональна модулю матричного элемента межслоевого туннелирования  $|T_{12}|$ , а его высота от  $|T_{12}|$  не зависит. Подавление пика термическими флуктуациями межслоевого напряжения должно происходить при температурах  $T_{cr} \sim eV_c \sim |T_{12}|$ ,

где температура измеряется в энергетических единицах. Наблюдавшееся в работах [1, 2] сильное температурное подавление пика  $G(V)$  обусловлено, главным образом, малой полушириной этого пика (около 6 мкВ при  $T = 25$  мК), вследствие чего тепловые флуктуации напряжения существенно сглаживают пик даже при весьма низких температурах ( $T \approx 0.2$  К). В нашем случае для образца  $s2$  полуширина низкотемпературного пика составляет около 0.3 мВ при  $T = 0.4$  К, что связано с существенно большей прозрачностью межслоевого туннельного барьера в нашей ситуации (толщина AlAs-барьера в структуре  $s2$  в два раза меньше, чем в структурах, использовавшихся в работах [1, 2]). Оценка температуры разрушения межслоевой фазовой когерентности по формуле  $T_{cr} \sim eV_c$ , взятой из работы [7], дает величину  $T_{cr} \approx 3.5$  К, что соответствует значению наблюдаемому в нашем эксперименте (см. рис. 3). Вид зависимости амплитуды исследуемого эффекта  $g_0$  (величины относительной дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения) от температуры также соответствует предсказанному в работе [6]. Сравнение температурной зависимости относительной амплитуды пика дифференциальной туннельной проводимости, отвечающего фазово-когерентному состоянию, рассчитанной по формуле (16) в работе [6], с экспериментальными результатами из работы [2] и нашими экспериментальными результатами показано на вставке на рис. 3б. Приведена зависимость относительной высоты пика дифференциальной туннельной проводимости  $g_0 = G(T)/G(0)$  от безразмерной температуры  $\tau = T/E_J$ . Здесь  $G(T)$  — амплитуда фазово-когерентного пика проводимости при данной температуре,  $G(0)$  — амплитуда пика проводимости при минимальной температуре эксперимента,  $E_J$  — подгоночный параметр, обратно пропорциональный  $V_c$  (согласно [7]). Удовлетворительное согласие теоретической (пунктирной) кривой с экспериментом достигается при величине этого параметра  $E_J \approx 83$  мК для результатов из работы [2] и  $E_J \approx 1.8$  К для наших экспериментальных точек (см. вставку на рис. 3б). Таким образом, анализ экспериментальных температурных зависимостей позволяет полагать, что наблюдаемый пик описывается теорией, представленной в работе [6], и обусловлен проявлением межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, т. е. пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям двумерного газа.

Этот вывод подтверждает и сравнение экспериментальных зависимостей  $G(V)$  для двух наших образцов  $s1$  и  $s2$  (см. рис. 3). Относительная амплитуда пика межслоевой проводимости при  $T = 0.4$  К, соответствующего фазово-когерентному состоянию, для образца  $s2$  с  $d = 14$  нм существенно превышает таковую для образца  $s1$  с  $d = 30$  нм, а его полуширина  $V_c$  оказывается в пять раз больше. Это обусловлено увеличением межслоевого кулоновского взаимодействия с уменьшением  $d$  и соотношением прозрачностей межслоевого туннельного барьера. В соответствии с работой [6],

$$V_c \approx \frac{|T_{12}|}{\zeta},$$

где  $\zeta$  — безразмерная константа кулоновского взаимодействия [11]. Из проведенных нами оценок, согласно [12], прозрачность межслоевого барьера  $|T_{12}|$  для образца  $s1$  приблизительно в 30 раз меньше, чем для образца  $s2$ . Поскольку концентрации двумерных электронных газов в обеих структурах приблизительно одинаковы, мы можем полагать, что  $\zeta \sim (1/d)^2$  [11]. Таким образом, из этих оценок следует, что  $V_c^{(s2)} \sim 7.5V_c^{(s1)}$ , поэтому в силу соотношения  $T_{cr} \sim eV_c$  пик фазово-когерентной проводимости для образца  $s2$  должен подавляться при более высокой температуре, чем для образца  $s1$ , что и наблюдается с достаточной точностью в нашем эксперименте.

Приложение магнитного поля, параллельного слоям, подавляло наблюдаемый нами эффект в соответствии с теорией [7] и аналогично тому, что наблюдалось в эксперименте [1, 2]. При этом магнитное поле, перпендикулярное слоям, практически не изменяло величины эффекта вплоть до  $B = 10$  Тл.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16556), программы фундамен-

тальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры», программы «Организация вычислений с использованием новых физических принципов» (ОИТВС РАН) и EPSRC (Великобритания).

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5808 (2000).
2. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 036803 (2001).
3. J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, *Nature* **432**, 691 (2004).
4. A. Stern, S. M. Girvin, A. H. MacDonald, and Ning Ma, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1829 (2001).
5. M. Abolfath, R. Khomeriki, and K. Mullen, *Phys. Rev. B* **69**, 165321 (2004).
6. А. И. Безуглый, *ФНТ* **31**, 1153 (2005).
7. А. И. Безуглый and С. И. Шевченко, *ФНТ* **30**, 282 (2004).
8. K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs, and L. Eaves, *Phys. Rev. B* **56**, 14474 (1997).
9. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, V. A. Volkov et al., in *Proc. 11<sup>th</sup> Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»*, St. Petersburg, Russia (2003), p. 249.
10. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, 10614 (1996).
11. С. И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 505 (1976).
12. J. H. Davis, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge (1998).