

Множественное андреевское отражение в гибридных структурах на основе сверхпроводящего нитрида ниобия и гетероперехода AlGaAs/GaAs

© А.А. Веревкин, Н.Г. Птицина, К.В. Смирнов, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман,
Е.М. Гершензон, К.С. Ингвессон*

Московский педагогический государственный университет,
119435 Москва, Россия

*Массачусетский университет,
MA 01003 Амерст, США

(Получена 12 октября 1998 г. Принята к печати 15 октября 1998 г.)

Исследована проводимость гибридных микроструктур со сверхпроводниковыми контактами из нитрида ниобия к полупроводнику с двумерным электронным газом в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Особенности поведения проводимости указывают на наличие процессов многократного андреевского отражения на рассеивающих центрах в нормальной области вблизи границы сверхпроводник–полупроводник.

1. В последние годы резко возрос интерес к исследованиям электронного транспорта в полупроводнике с высокоподвижным двумерным электронным газом (2DEG), заключенном между двумя сверхпроводящими (S) контактами (структуры S-2DEG-S), как ввиду многообразия мезоскопических явлений, наблюдаемых в этих структурах, так и прикладного значения [1].

Основной проблемой, возникающей при изготовлении таких структур, является создание прозрачной границы между сверхпроводником (S) и полупроводником (Smc) с 2DEG. Эта проблема решается подбором соответствующих сверхпроводящих и полупроводниковых материалов, граница между которыми обладает малыми барьерами Шоттки. Подавляющее большинство работ такого рода представляют результаты изучения свойств структур, в которых 2DEG с высокой подвижностью формируется в симметричной квантовой яме (с использованием InAs или InGaAs в качестве 2DEG-канала) между Nb-контактами ([2] и др.). В этом случае сверхпроводник наносится на меза-структуру, верхний слой которой удален (один из трех, образующий квантовую яму) при сохранении нижнего донорного слоя. Такой прием позволяет избежать проблемы обеднения краевых областей полупроводниковой меза-структуры.

Однако наиболее привлекательным полупроводниковым материалом для создания таких систем является гетеропереход AlGaAs/GaAs, на границе которого можно получать 2DEG с максимально известной в настоящее время подвижностью (вплоть до $\mu \simeq 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при гелиевых температурах), что позволяет реализовать режим баллистического транспорта в структурах с длинами $L > 10 \text{ мкм}$ или, соответственно, более отчетливо наблюдать особенности такого транспорта при меньших размерах. Впервые о наблюдении сверхтока в таких структурах с контактами из диффузионно вплавленного сверхпроводящего индия сообщалось в работе [3]. В работах этой же группы авторов подробно обсуждались возможности создания высокопрозрачной

границы между сверхпроводником и полупроводником с 2DEG в гетеропереходе AlGaAs/GaAs путем введения искусственной неупорядоченности в виде тонкой (несколько нм толщиной) прослойки нормального металла, например титана [4]. Исследование аналогичных структур с контактами из диффузионно вплавленного сверхпроводникового сплава Sn–Pd [5] показало, однако, наличие последовательного сопротивления, значительно превосходящего расчетное сопротивление 2DEG-канала. В работах других авторов были продемонстрированы возможности получения высокопрозрачного барьера между объемным GaAs с δ -легированными слоями и алюминием [6], объемным GaAs и оловом [7], а также ниобием [8]. Отметим, что обычно используемые в качестве контактов сверхпроводники имеют низкие критические температуры. Поэтому большинство работ выполнено в области $T \leq 3 \text{ К}$.

2. Данная работа посвящена созданию и исследованию структур S-2DEG-S на основе одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs и NbN в качестве сверхпроводника, обычно сильно разупорядоченного в пленках и обладающего высокой температурой сверхпроводящего перехода ($T_c = 15.8 \text{ К}$ в объемных образцах). Повышению прозрачности барьера S/Smc в этом случае способствует то, что значение скорости Ферми в NbN ($\sim 2.5 \cdot 10^5 \text{ м/с}$) близко к ее типичным значениям в 2DEG. Такие структуры с высокими значениями T_c несомненно представляют интерес с прикладной точки зрения, как один из перспективных типов сверхпроводящего транзистора и как основа для создания смесительных и детекторных устройств терагерцового диапазона. Предварительные результаты этой работы были представлены в [9].

3. Изготовленные нами структуры имели топологию, изображенную на вставке к рис. 1. Меза-структура с практически вертикальными торцами высотой 200 нм и шириной 2 мкм выполнялась методом фотолитографии на подложке с гетероструктурой, образованной легированным слоем AlGaAs с концентрацией $\simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$,

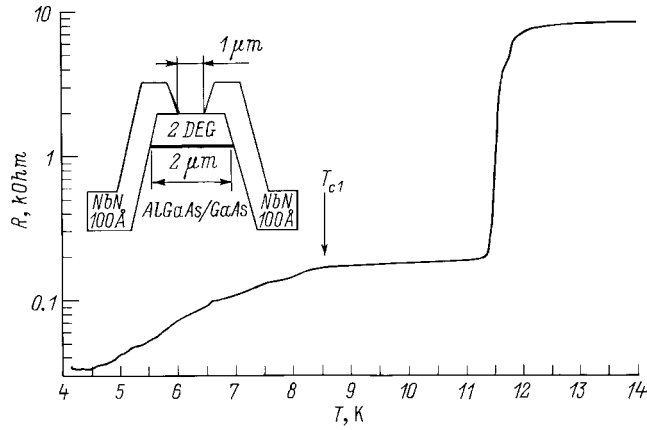


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления структуры при токе 0.1 мкА. На вставке — структура AlGaAs/GaAs со сверхпроводящими контактами из NbN.

спейсерным слоем AlGaAs толщиной 12 нм и слоем чистого GaAs (гетероструктуры выращены методом осаждения из газовой фазы). Глубина залегания 2DEG составляла около 110 нм от поверхности. Параметры 2DEG (концентрация $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 1.8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 4.2 К) определялись нами из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза и из холловских измерений в темновых условиях, на образцах, изготовленных на той же подложке, что и исследуемые нами структуры, и имеющих омические контакты. Контакты из NbN выполнялись в виде длинных ”берегов” — полосок шириной 10 мкм и длиной 100 мкм каждая, заходящих на меза-структуру на расстояние в среднем около 0.5 мкм так, что между полосками имелся зазор шириной 1 мкм. Таким образом, NbN-полоски образовывали симметричные торцевые контакты с меза-структурой шириной $w = 10 \text{ мкм}$ и расстоянием между контактами $L = 2 \text{ мкм}$.

Нанесение пленок NbN толщиной 10 нм методом магнетронного реактивного распыления производилось в смеси азота и аргона при нагреве подложки до 200°С после химического удаления поверхностного окисного слоя. (Отметим, что пленки NbN даже при толщине 3.5 нм имели высокие и стабильные критические температуры порядка 9 К [10]). Формирование сверхпроводящей структуры осуществлялось методами литографии и ионного травления низкоэнергетичными ионами Ag на глубину 15 нм, так что на верхней части мостика меза-структуры кроме пленки сверхпроводника удалялась лишь некоторая доля (не более 5 нм) поверхностного защитного слоя GaAs. Сопротивление NbN-контактов в нормальном состоянии при $T = 15 \text{ К}$ составляло примерно 8 кОм. Сверхпроводящий переход в них наблюдался при $T \approx 11 \text{ К}$ (ширина перехода около 0.5 К). При дальнейшем понижении температуры сопротивление структуры падало вплоть до значения $R_{\text{min}} = 35 \text{ Ом}$ при 4.2 К, что близко к расчетному сопротивлению

2DEG-канала (45 Ом). Это указывает на то, что ток через двумерный слой протекает в диффузионном режиме, что соответствует ситуации $L \geq l = 1.6 \text{ мкм}$ (l — длина свободного пробега).

4. Температурная зависимость сопротивления структуры при токе 0.1 мкА в диапазоне температур 4.2 ÷ 15 К (рис. 1) показывает, что после перехода NbN-полосок в сверхпроводящее состояние сопротивление структуры практически не изменяется в интервале от 9 до 11 К ($\approx 180 \text{ Ом}$), а ниже 8.7 К оно следует зависимости вида $R \sim \exp(-\Delta/k_B T)$, где $\Delta \approx 1.6 \text{ мэВ}$ (k_B — постоянная Больцмана). Если воспользоваться известным соотношением для NbN $2\Delta(0) = 4.1k_B T_c$, то значение Δ точно соответствует температуре $T_{c1} = 8.7 \text{ К}$ — температуре, с которой начинается указанная зависимость сопротивления. В области температур $T < 8.7 \text{ К}$ вольт-амперные характеристики демонстрируют наличие избыточного тока (рис. 2), величина которого растет при снижении температуры, а зависимости дифференциального сопротивления от напряжения $R_d(U) = dU/dI(U)$ проявляют ряд характерных особенностей (рис. 3). В последних наблюдается глубокий минимум при $U = 0$, глубина которого уменьшается с ростом температуры. Из тех же зависимостей $R_d(U)$ видно, что по мере увеличения U на них наблюдается излом при $U \approx 2\Delta/e \approx 3.5 \text{ мВ}$ (положение его, отмеченное на рис. 3 точкой А, слабо изменяется при изменении T , а сам он сглаживается с ростом T). При существенно больших напряжениях (порядка 14 мВ при $T = 4.2 \text{ К}$) наблюдается вторая отчетливая особенность в виде максимума дифференциального сопротивления (точка В на рис. 3), положение которого практически точно описывается выражением $U_{\text{max}} \sim (T_{c1} - T)^{1/2}$. Аналогичные по поведению особенности вольт-амперных характеристик наблюдались в работах, посвященных структурам с вплавленными сверхпроводящими контактами к объемному GaAs [6] и к 2DEG-каналу гетероструктуры AlGaAs/GaAs с контактами из In [4], а также в работах, выполненных на других материалах.

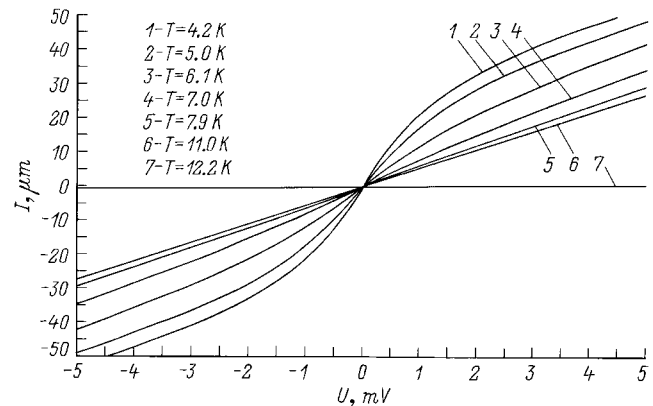


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры S-2DEG-S при различных температурах.

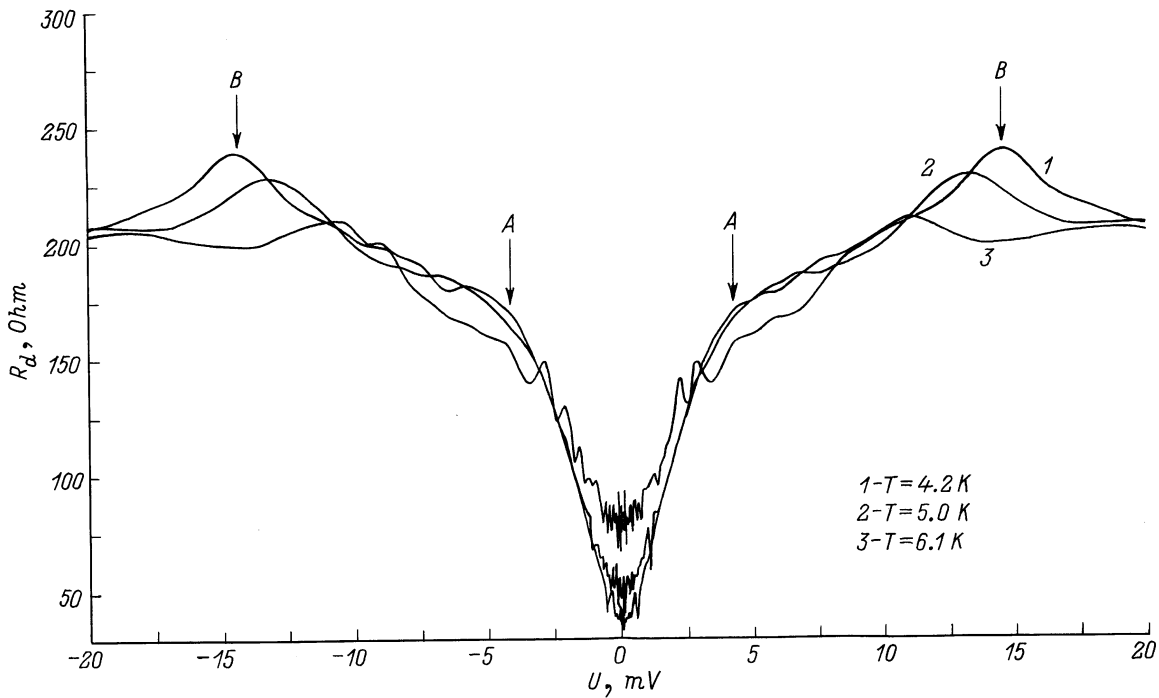


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления структуры от напряжения $R_d(U) = dU/dI(U)$.

5. Указанные особенности в проводимости рассматриваются в работах [3–6] как признаки множественного андреевского отражения на границе 2DEG и сверхпроводника. При низких температурах и малых напряжениях между контактами энергия электронов в полупроводнике меньше сверхпроводящей щели $\varepsilon < \Delta$ в NbN (величина ε отсчитывается от уровня Ферми). Налетающий на границу со стороны полупроводника электрон с такой энергией создает когерентно движущуюся в обратную сторону дырку, обеспечивая движение пары в сверхпроводнике (андреевское отражение [11]). Переотражения на рассеивающих центрах вблизи границы могут многократно увеличивать вероятность последующего андреевского отражения по сравнению со случаем однократного отражения квазичастицы от границы и увеличивать тем самым прозрачность барьера на S–2DEG–границе. При высоких температурах и больших смещениях ток через границу становится квазичастичным, и сопротивление границы определяется процессами нормального отражения, вероятность которых зависит от высоты барьера.

Переход от проводимости, определяемой множественным андреевским отражением на рассеивающих центрах, к нормальной проводимости должен наблюдаться при напряжении на каждом из контактов около $U \simeq \Delta/e$. Для NbN с $T_c = 11$ К, $\Delta(0) \approx 1.9$ мэВ значение $U_A = 2\Delta/e$ согласуется со значением напряжения, при котором наблюдается резкое изменение в зависимости $R_d(U)$ (точка A на рис. 3). Значение напряжения U_A , соответствующее данной особенности, как уже отмечалось, практически не зависит от температуры. В то же время значение

Δ , очевидно, уменьшается при приближении к критической температуре. Аналогичный факт обсуждался в работе [4], где рассматривалось взаимное влияние двух эффектов, приводящих при повышении температуры к противоположным по знаку изменениям напряжения, соответствующего рассматриваемой особенности, а именно: а) эффекта уменьшения Δ и б) эффекта теплового уширения функции распределения. Не исключено и то, что функция распределения в нормальной области может быть неравновесной [1].

Положение максимума в дифференциальном сопротивлении, отмеченное точкой B, зависит от температуры по закону $U_B \approx (T_{c1} - T)^{1/2}$, где $T_{c1} = 8.7$ К с точностью 0.1 К соответствует как точке начала уменьшения сопротивления, полученной из температурной зависимости сопротивления (рис. 1), так и величине T_{c1} , полученной из показателя экспоненты температурной зависимости сопротивления ниже 8.7 К (рис. 1). Этот пик в дифференциальном сопротивлении объяснялся в работе [6] разогревом электронов током в нормальной области и соответствующим тепловым разрушением сверхпроводимости вблизи S–Smc–границы.

В контрольных целях нами изготавливались аналогичные по топологии структуры на подложках с объемным (в виде эпитаксиальной пленки толщиной 150 нм) поверхностным слоем вырожденного GaAs (с концентрацией около $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³). Сопротивление таких структур ниже температуры сверхпроводящего перехода было значительно больше расчетного (примерно на порядок), что говорит о большом сопротивлении контакт-

ных областей, но основные особенности проводимости, отмеченные в структурах с 2DEG-каналом, сохранялись (общий характер зависимости $R(T)$, наличие минимума в зависимости $R_d(U)$ при $U = 0$, характерная температурная зависимость положения напряжения, соответствующего максимуму дифференциального сопротивления $U_B(T) \sim (T_{c1} - T)^{1/2}$). Сходный результат наблюдался и в работе [6] при исследовании проводимости контакта Al с эпитаксиальной пленкой GaAs и такого же контакта с приповерхностными δ -легированными слоями в GaAs — во втором случае сопротивление было существенно выше расчетного сопротивления проводящего слоя. Возможно, что такой результат связан с обеднением краевых областей меза-структуры, возникающих из-за приповерхностных дефектов.

Таким образом, нами исследована новая система S-2DEG-S на основе двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с контактами из сверхпроводящего NbN. Наблюдаемые особенности проводимости указывают на существенный вклад процессов множественного андреевского отражения на рассеивающих центрах [12] в результирующую величину прозрачности границы сверхпроводник–полупроводник при температурах ниже критической температуры в сверхпроводящих берегах.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ № 96-02-18614, NATO HTECH.LG-960606, программ "Физика твердотельных наноструктур" (№ 1-069/4) и "Ведущие научные школы" (№ 96-15-96426).

Список литературы

- [1] T.M. Klapwijk. *Physica B*, **197**, 481 (1994).
- [2] A. Kastalsky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken, J.P. Harbison. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3026 (1991); C. Nguyen, H. Kroemer, E.L. Hu. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2847 (1992); H. Takayanagi, T. Akazaki, J. Nitta. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3533 (1995); L.C. Mur, C.J.P.M. Harmans, J.E. Mooij, J.F. Carlin, A. Rudra, M. Ilegems. *Phys. Rev. B*, **54**, R2327 (1996).
- [3] A.M. Marsh, D.A. Williams, H. Ahmed. *Phys. Rev. B*, **50**, 8118 (1994).
- [4] A.M. Marsh, D.A. Williams, H. Ahmed. *Physica B*, **203**, 307 (1994).
- [5] J.R. Gao, J.P. Heida, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, G. Borghs, C.T. Foxon. *Surf. Sci.*, **305**, 470 (1994).
- [6] J. Kutchinsky, R. Taboryski, T. Clausen, C.B. Sorensen, A. Kristensen, P.E. Lindelof, J. Bindslev Hansen, C. Schelde Jacobsen, J.L. Skov. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 931 (1997); R. Taboryski, T. Clausen, J. Bindslev Hansen, J.L. Skov, J. Kutchinsky, C.B. Sorensen, P.E. Lindelof. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 657 (1996).
- [7] K.-M.H. Lenssen, M. Matters, C.J.P.M. Harmans, J.E. Mooij, M.R. Leys, W. van Vleuten, J.H. Wolter. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2079 (1993).

- [8] Y. Sugiyama, M. Tacano, S. Sakai, S. Kataoka. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **EDL-1**, 236 (1980); В.И. Барчукова, В.Н. Губанков, Е.Н. Енюшкина, С.А. Ковтонок, И.Л. Лапитская, М.П. Лисицкий, А.Д. Максимов, В.Г. Мокеров, А.В. Никифоров, С.С. Шмелев. *Письма ЖТФ*, **21**(6), 12 (1995).
- [9] A.A. Verevkin, N.G. Ptitsina, K.V. Smirnov, G.N. Gol'tsman, E.M. Gershenson, K.S. Yngvesson. *International Semiconductor Device Research Symposium-1997* (Charlottesville VA, USA, 1997) p. 163.
- [10] Б.М. Воронов, Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Т.О. Губкина, В.Д. Семаш, Л.А. Сейдман. *СФХТ*, **7**, 1097 (1994).
- [11] А.Ф. Андреев. *ЖЭТФ*, **19**, 1228 (1964).
- [12] B.J. van Wees, P. de Vries, P. Magnee, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 510 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Multiple Andreev reflection in hybrid AlGaAs/GaAs structures with a superconductive NbN contact

A.A. Verevkin, N.G. Ptitsina, K.V. Smirnov, B.M. Voronov, G.N. Goltsman, E.M. Gershenson, K.S. Yngvesson*

Moscow State Pedagogical University,
119435 Moscow, Russia
*University of Massachusetts,
MA 01003 Amherst, USA

Abstract The conductivity of hybrid microstructures with superconductive contacts to semiconductor with 2D-electron gas in heterostructure AlGaAs/GaAs are studied. The conductivity features could be caused by multiple Andreev reflections at scattering centers in normal region near the interface superconductor–semiconductor.

E-mail: sasha@rpl.mpgu.msk.su