

# Дифференциальное сопротивление туннельных контактов Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> в области нулевой аномалии.

## II. Контакты к p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>

© Т.А. Полянская, Т.Ю. Аллен<sup>1</sup>, Х.Г. Нажмудинов, И.Г. Савельев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 декабря 1997 г. Принята к печати 23 декабря 1997 г.)

Исследовано дифференциальное сопротивление  $R(V) = dV/dI$  туннельных контактов Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Барьеры Шоттки изготавливались на эпитаксиальных слоях твердого раствора p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> (0.045 < x < 0.125), легированных Ge от 0.01 до 5 ат%. Показано, что имеются существенные особенности в зависимостях  $R(V)$  для контактов Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> по сравнению с данными для структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Наблюдалась корневая зависимость проводимости  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  от напряжения смещения V в области нулевой аномалии в соответствии с теорией Альтшулера и Аронова для квантовых поправок к плотности состояний на уровне Ферми, определяемых особенностями электрон-электронного взаимодействия в разупорядоченных металлах.

Способ изготовления эпитаксиальных слоев GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> описан в работе [1]. В качестве подложки для выращивания твердого раствора p-типа проводимости использовался p-GaAs с концентрацией дырок  $p \cong 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и ориентацией (111)A. С целью получения слоев с широким диапазоном изменения концентрации дырок несколько серий образцов легировались Ge (от 0.01 до 5 ат%). Барьеры Шоттки к слоям p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> также изготавливались описанным в работе [1] образом.

Измерения кривых дифференциального сопротивления  $R(V) = dV/dI$  для барьерных структур, сформированных на эпитаксиальных слоях GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> с выращенным дырочным газом, показали существенное их отличие от соответствующих зависимостей для структур на n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> [1]. Для исследованных в работе [1] структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> был характерен небольшой добавочный максимум в зависимости  $R(V)$  в области  $V \cong 0$  (так называемая нулевая аномалия), не превышавший  $2 \div 3\%$ .

Типичные зависимости  $R(V)$  для структур Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> приведены на рис. 1, параметры некоторых из образцов — в таблице. Как видно из рисунка, в отличие от данных для контактов на твердом растворе n-типа проводимости [1], здесь дополнительное сопротивление  $\Delta R(V) = R(V) - R_N(V)$  в области  $V \cong 0$  для некоторых образцов достигает величины максимума фонового сопротивления  $R_N(V)$  или превышает его. Здесь  $R_N(V)$  — зависимость от напряжения смещения "нормального" или "фонового" дифференциального сопротивления, обусловленного обычной плотностью состояний

$$\nu_0(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $m^*$  — эффективная масса, энергия электрона E отсчитывается от вершины валентной зоны  $E_v$ . Подоб-

<sup>1</sup> В настоящее время: University of Tennessee at Chattanooga, TN37403 Chattanooga, USA.

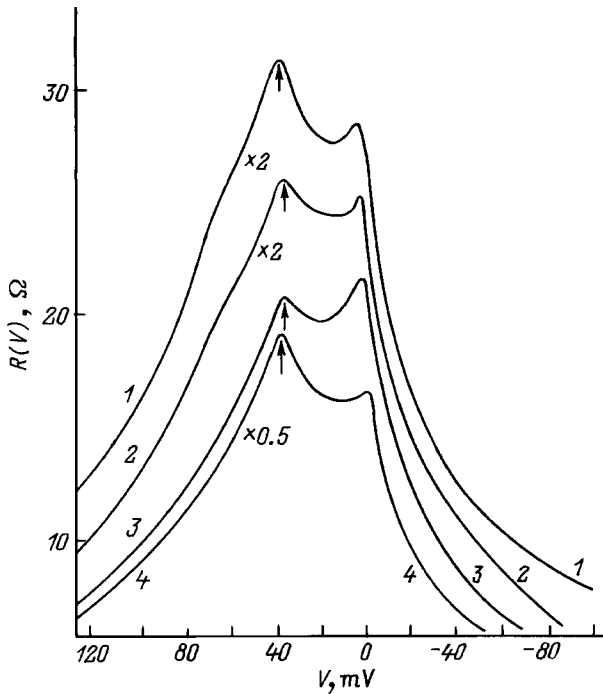
ные явления — когда нулевая аномалия порядка или превышает величину нормального сопротивления — наблюдали и в дифференциальной проводимости структур типа металл–диэлектрик–металл [2,3] или металл–диэлектрик–(аморфный полупроводник) [4], называя "гигантским пиком сопротивления".

Теория туннелирования дырок в полупроводниках со сложной валентной зоной мало разработана. В связи с этим мы не пытались сравнивать фоновую зависимость  $R_N(V)$  с какой-либо теоретической зависимостью, как это делалось в работе [1] для структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Однако ряд характерных черт зависимостей  $R(V)$  для барьеров Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> может быть представлен следующим образом.

1. Согласно расчетам [5] для барьеров Шоттки, изготовленных на p-GaAs, положение  $V_{\text{max}}$  в области прямого смещения, которому соответствует максимум  $R_N(V) = R_{\text{max}}(V_{\text{max}})$ , совпадает с величиной  $E_F/e$

Характеристика эпитаксиальных слоев GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> в структурах Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>, результаты для которых представлены на рис. 1, 3, 5

Номер образца	Содержание Sb, x	Толщина пленки d, мкм	Содержание Ge, ат%
1p	0.06	18	0.2
2p	0.06	18	2
3p	0.06	18	5
4p	0.085	15	0.1
5p	0.085	15	0.2
6p	0.085	15	2
7p	0.105	13	0.05
8p	0.105	13	0.1
9p	0.105	13	0.2
10p	0.105	13	0.5
11p	0.125	18	0.1
12p	0.125	18	0.2
13p	0.125	18	0.5



**Рис. 1.** Зависимость  $R = dV/dI$  от приложенного напряжения  $V$  при  $T = 4.2$  К для структур  $Au/p\text{-GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  (см. таблицу): 1 —  $8p$ , 2 —  $3p$ , 3 —  $10p$ , 4 —  $13p$ . Стрелками показаны значения  $V_{\text{max}}$ .

(в отличие от ситуации с  $n\text{-GaAs}$ ). Предположив, что это относится и к нашим структурам  $Au/p\text{-GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ , мы определили концентрацию дырок по значениям  $E_F = eV_{\text{max}}$  и на рис. 2 представили проводимость  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  при  $V \rightarrow 0$  на единицу площади контакта ( $s$ )

$$\frac{G(0)}{s} = \frac{1}{s(dV/dI)|_{V=0}} \quad (2)$$

в зависимости от концентрации дырок  $p$ , определенной указанным способом. Сплошной линией на рис. 2 показана подгоночная кривая

$$G(0)/s = G_{c0}(p - p_c)^\gamma \quad (3)$$

с параметрами:

$$G_{c0} \cong (24.5 \pm 9.5) \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-2}, \quad p_c = (6.4 \pm 0.6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

$$\gamma = 0.84 \pm 0.16.$$

Зависимость типа (3) наблюдалась ранее [6] для удельной проводимости  $\sigma$  от концентрации дырок при  $T = 4.2$  К при исследовании гальваномагнитных явлений в наших эпитаксиальных слоях  $p\text{-GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ . Из этого сопоставления можно сделать вывод, что контактное сопротивление наших барьеров Шоттки при  $V \rightarrow 0$

<sup>2</sup> Однако критическая концентрация для зависимости  $\sigma(p - p_c)$ , найденная в работе [6], составляла  $p_c \cong 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

$R_c = s/G(0)$  определяется в основном проводимостью полупроводника  $\sigma$ , как предполагается в теории контактов [7]. Это не согласуется с классической теорией полевой эмиссии в барьерах Шоттки [8], из которой следует, что  $R_c$  экспоненциально зависит от концентрации носителей тока:

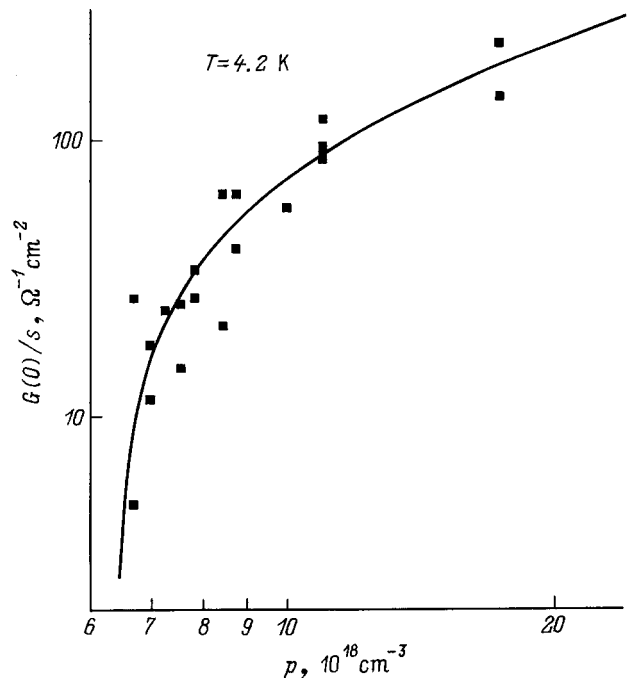
$$R_c \sim \exp(\varphi_b/E_{00}),$$

где  $E_{00} \sim (N_a - N_d)^{1/2}$ .

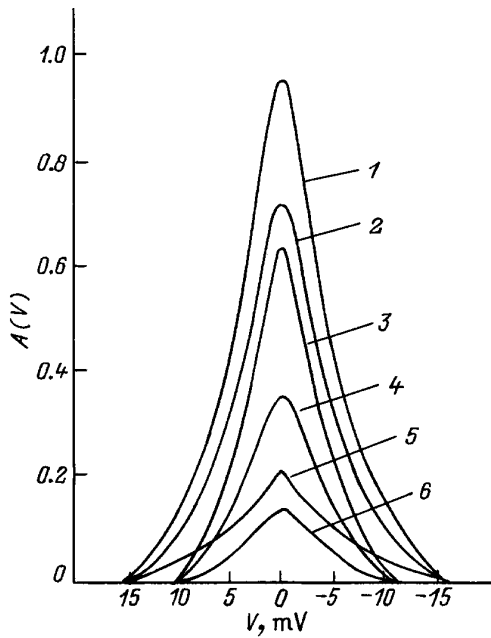
2. На рис. 3 приведена anomальная добавка  $A(V)$  к зависимости  $R_N(V)$  для нескольких структур  $Au/p\text{-GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  при  $T = 4.2$  К. Значения  $A(V)$  рассчитывались как

$$A(V) = [R(V) - R_N(V)]/R(0), \quad (4)$$

где  $R(V)$  — экспериментальное дифференциальное сопротивление при  $T = 4.2$  К, а в качестве величины  $R_N(V)$  в выражении (4) мы использовали не расчетную зависимость, как для структур  $Au/n\text{-GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  в работе [1], а кривую  $R(V)$ , измеренную при  $T = 55$  К. Дело в том, что величина нулевой аномалии существенно уменьшается при возрастании температуры, в то время как фоновая зависимость  $R_N(V)$  остается неизменной в области  $4.2 < T < 55$  К, как и следует из теории туннелирования. При дальнейшем увеличении температуры  $T > 55$  К нулевая аномалия исчезает, но при этом изменяется и форма кривой дифференциального сопротивления  $R(V)$ , как это наблюдалось в структурах на твердом растворе  $n$ -типа проводимости при высоких температурах [1]. При



**Рис. 2.** Зависимость проводимости контакта  $G_c$  (см. (2)) при  $V = 0$  и  $T = 4.2$  К от концентрации дырок  $p$  в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ , определенной по величине  $eV_{\text{max}}$  в области прямого смещения (см. рис. 1). Сплошная линия соответствует выражению (2).



**Рис. 3.** Относительная величина нулевой аномалии  $A(V)$  при  $T = 4.2\text{ K}$ , выделенная из фонового сопротивления  $R_N(V)$ , измеренного при  $T = 55\text{ K}$  для образцов Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> (см. таблицу): 1 — 10p, 2 — 4p, 3 — 11p, 4 — 5p, 5 — 7p, 6 — 1p.

$T = 55\text{ K}$  амплитуда аномалии  $A(V = 0)$  пренебрежимо мала и величина  $R_N(V, T = 4.2\text{ K}) \cong R_N(V, T = 55\text{ K})$  легко может быть получена, с тем чтобы вычислить  $A(V)$  при  $T = 4.2\text{ K}$  по соотношению (4).

3. Как видно из рис. 3, амплитуда нулевой аномалии (4)  $A_M \equiv A(V \cong 0)$  для образцов Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> достигает значений до 96%, но максимум зависимости  $A(V)$  не всегда располагается точно при значении  $V = 0$ . Такая асимметрия нулевой аномалии относительно  $V = 0$  выражается в сдвиге максимума  $A(V)$  по шкале напряжений на величину  $\delta V < 6\text{ мЭВ}$  всегда в сторону прямых смещений.

На рис. 4, а представлены значения амплитуды

$$A_M = [R(\delta V) - R_N(0)] / R(\delta V), \quad (5)$$

и на рис. 4, б — величина  $\delta V$  в зависимости от  $R(0)$ . Амплитуда  $A_M$  растет с увеличением сопротивления  $R(0)$  (т.е. при уменьшении концентрации дырок), что соответствует появлению гигантского пика на кривой  $R(V)$  по мере приближения электрофизических параметров эпитаксиального слоя к переходу металл-диэлектрик.

В то же время величина  $\delta V$  значительно больше при малой величине нулевой аномалии — в области малых значений  $R(0)$  (рис. 4, б). Погрешность при измерениях величины  $\delta V$  исключалась путем непрерывного сканирования напряжения вблизи значения  $V = 0$  от отрицательных смещений к положительным и обратно. Кроме того, найденные значения  $\Delta V$  выходят далеко за пределы возможной погрешности измерений. Появление сдвига  $\delta V$  нулевой аномалии в зависимости  $R(V)$  относительно значения  $V = 0$  наблюдалось и ранее [9,10]

и связывалось авторами с сильной компенсацией полупроводника. В наших слоях твердого раствора степень компенсации действительно велика, но она происходит за счет остаточных примесей [1,11] и, следовательно, должна уменьшаться с увеличением концентрации дырок и уменьшением сопротивления, в то время как мы наблюдаем, наоборот, возрастание величины  $\delta V$ , характеризующей эффект асимметрии. Таким образом, представленные на рис. 4, б данные не согласуются с моделью происхождения эффекта асимметрии нулевой аномалии, предложенной в работах [9,10].

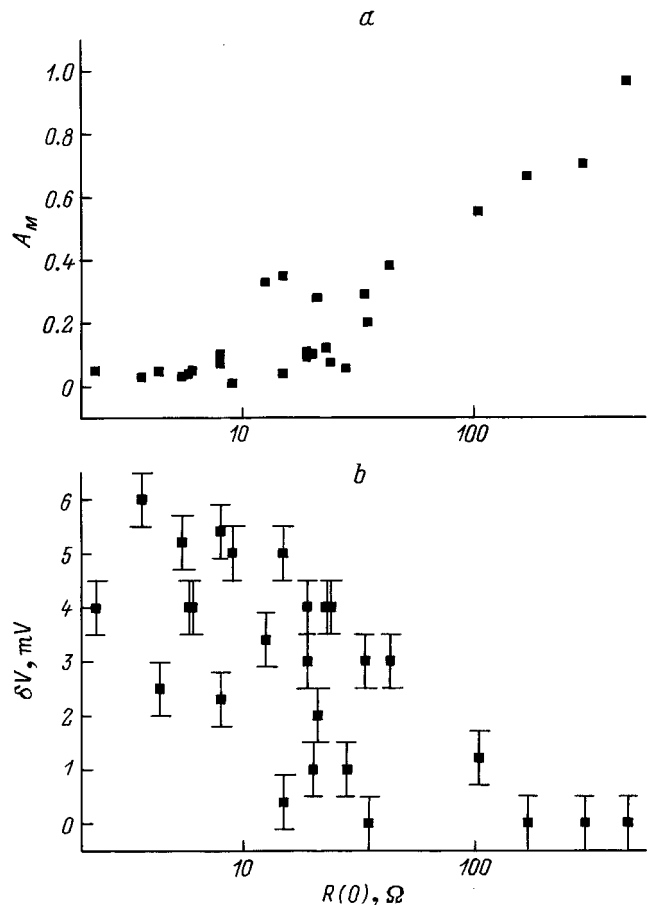
4. В работах Альтшулера и Аронова [12–14] предложено объяснение нулевой аномалии в проводимости туннельных контактов. Авторы вычислили квантовую поправку к плотности состояний в зависимости туннельной проводимости  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  от напряжения смещения при  $|V| > kT$ :

$$\frac{\Delta G(V)}{G(0)} = \gamma \sqrt{|V|}. \quad (6)$$

Здесь

$$\gamma \propto \lambda_\nu \rho^{3/2} \nu_F^{1/2},$$

$\nu_F$  — плотность состояний (1) при  $E_\nu - E = E_F$ ,  
 $\lambda_\nu$  — константа (для плотности состояний) много-



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды нулевой аномалии  $A_M$  (а) и параметра ее асимметрии  $\delta V$  (б) от сопротивления  $R(V = 0)$  для контактов Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> при  $T = 4.2\text{ K}$ .

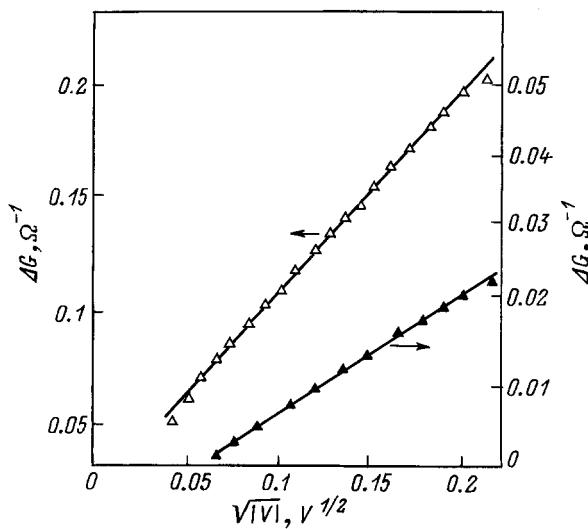


Рис. 5. Зависимости проводимости  $\Delta G = G(V) - G(0)$  от  $\sqrt{|V|}$  в области нулевой аномалии при  $T = 4.2$  К для структур (см. таблицу): 1 — 2p, 2 — 6p.

частичного взаимодействия в слабо разупорядоченном газе носителей тока. Ранее корневая зависимость типа (6) наблюдалась в туннельной проводимости контактов металлов с тонкими пленками гранулированных металлов и аморфных материалов с металлической проводимостью [15–18], а также на барьерах Шоттки Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> [1].

На рис. 5 показано изменение проводимости  $\Delta G = G(V) - G(0)$  в области нулевой аномалии (при  $|V| < 40$  мэВ) в зависимости от  $\sqrt{|V|}$  для 2-х структур Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Как видно из рисунка, зависимость  $\Delta G(V)$  в этой области смещений подчиняется закономерности (6). То же самое наблюдается и для структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Это говорит о том, что в туннельной спектроскопии барьеров Шоттки, по-видимому, проявляются квантовые поправки к плотности состояний Альтшулера–Аронова [12–14].

## Список литературы

- [1] Т.А. Полянская, Т.Ю. Аллен, Х.Г. Нажмуудинов, С.Г. Ястребов, И.Г. Савельев. ФТП, **32**, 574 (1998).
- [2] L.Y.L. Shen, J.M. Rowell. Phys. Rev., **165**, 566 (1968).
- [3] P. Nielson. Phys. Rev. B, **2**, 3819 (1970).
- [4] R.A. Logran, J.M. Rowell. Phys. Rev. Lett., **13**, 404 (1964).
- [5] R. Stratton, F.A. Padovani. Sol. St. Electron., **10**, 813 (1967).
- [6] Т.Ю. Аллен, Т.А. Полянская. ФТП, **31**, 587 (1997).
- [7] С. Хольм. *Электрические контакты* (М., ИЛ, 1961).
- [8] A.Y.C. Yu. Sol. St. Electron., **13**, 239 (1970).
- [9] E.L. Wolf, R.H. Wallis, C.J. Adkins. Phys. Rev. B, **2**, 1603 (1975).
- [10] J.W. Osmun. Sol. St. Commun., **13**, 1035 (1973).
- [11] Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмуудинов, ФТП, **21**, 1737 (1987).
- [12] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. Sol. St. Commun., **30**, 115 (1979).
- [13] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. Письма ЖЭТФ, **37**, 145 (1983).
- [14] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron–Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A.L. Efros and M. Pollak (Elsevier Science Publishers. B.V., 1985) Ch. 1.
- [15] B.R. Sood. Phys. Rev. B, **23**, № 9 (1967).
- [16] R.C. Dynes, J.P. Garno. Phys. Rev. Lett., **46**, 137 (1981).
- [17] G. Hertel, D.J. Bishop, E.G. Spencer, J.M. Rowell, R.C. Dynes. Phys. Rev. Lett., **50**, 743 (1971).
- [18] W.L. McMillan, J. Mochal. Phys. Rev. Lett., **46**, 556 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

## Differential resistance of Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> tunneling contacts. II. Contacts to p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>

T.A. Polyanskaya, T.Yu. Allen, Kh.G. Nazhmuidinov, I.G. Savel'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Current–voltage characteristics and the differential resistance  $R(V) = dV/dI$  were studied on tunneling contacts Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> at  $0.045 < x < 0.125$ . The Schottky barriers were formed on p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> with Ge contents from 0.01 to 5 at%. It has been shown that the essential peculiarities in dependencies  $R(V)$  take a place for Au/p-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> contacts as compared with data for Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> structures. In the field of the zero-bias anomaly, the conductance  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  is the square root function of bias voltage  $V$ . It agrees well with Altshuler–Aronov theory for quantum corrections to the density of states at Fermi level in disordered metals. Corrections arise due to peculiarities of electron–electron interactions.

E-mail: pta@nano.ioffe.rssi.ru (T.A. Polyanskaya)  
tbilgild@cccasun.utc.edu (T.Yu. Allen)