

©1995

АНИЗОТРОПИЯ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В СТРУКТУРАХ С δ -Sn-КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ВИЦИНАЛЬНЫХ ГРЯНЯХ GaAs

В.А.Кульбачинский, В.Г.Кытин, В.И.Кадушкин, А.П.Сеничкин

Научно-исследовательский технологический институт,
390011, Рязань, Россия
(Поступила в Редакцию 5 января 1994 г.
В окончательной редакции 1 марта 1995 г.)

Синтезированы структуры с δ -легированием вицинальных граней GaAs оловом GaAs(δ -Sn). Исследованы температурные зависимости проводимости, эффект Холла, эффект Шубникова-де Гааза и магнитосопротивление при низких температурах. Обнаружена сильная анизотропия низкотемпературной проводимости и отрицательного магнитосопротивления по $[110]$ - и $[\bar{1}10]$ -направлениям. Экспериментальные результаты объясняются сосуществованием в GaAs (δ -Sn)-структурах квазиодномерных электронных каналов и двумерного электронного газа.

Среди известных методов создания низкоразмерных электронных систем [1] определенным преимуществом в прикладном аспекте отличается технология эпитаксии из молекулярных пучков с ростом структуры на профилированной (фасетированной) поверхности полупроводника [2-4].

Нами разработан и реализован способ получения эпитаксией из молекулярных пучков сильно неоднородного распределения легирующей примеси в матрице i -GaAs на подложках GaAs(Cr), разориентированных на 0.3° от (001) к базовой плоскости (110). Способ заключается в формировании на вицинальных гранях кристалла системы наклонных ступеней, декорировании торцов этих ступеней атомами электрически активной мелкой донорной примеси в виде δ -слоя. Подробности синтеза структур описаны в [5,6].

В настоящей работе изучены температурные зависимости анизотропии, анизотропия транспортных свойств, магнитосопротивления при низких температурах, эффекта Шубникова-де Гааза и т.д.

1. Образцы и результаты измерений

В качестве электрически активной примеси при δ -легировании было выбрано олово, которое вследствие значительного отличия своего атомного радиуса от атомного радиуса галлия и высокой диффузионной подвижности сегрегируется [7,8] и должно преимущественно накапливаться на краях ступеней. Этот процесс в сильной степени зависит от технологических параметров роста. Путем изменения условий

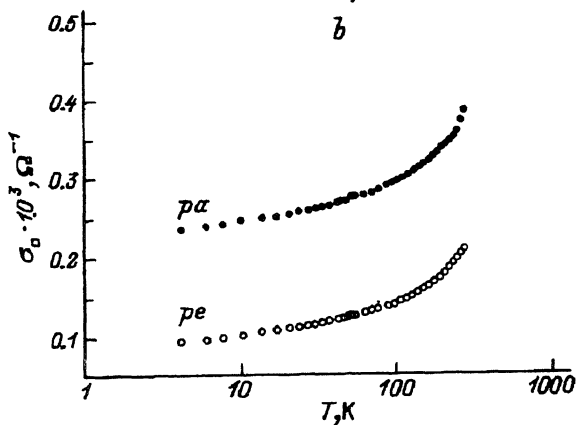
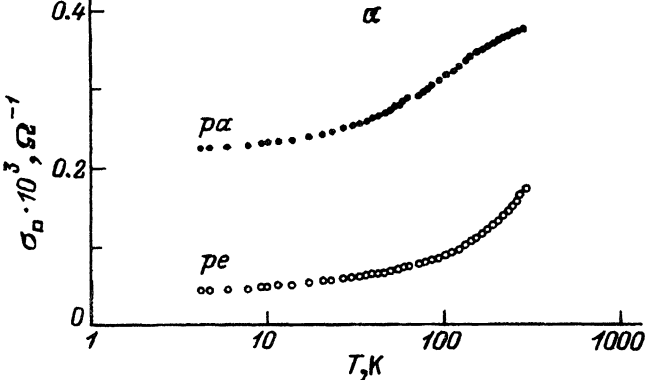


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости по направлениям $[110]$ (pa) и $[\bar{1}10]$ (pe) для образца № 1 с максимальной анизотропией проводимости (а) и образца № 2, выращенного при увеличенной температуре осаждения олова (б).

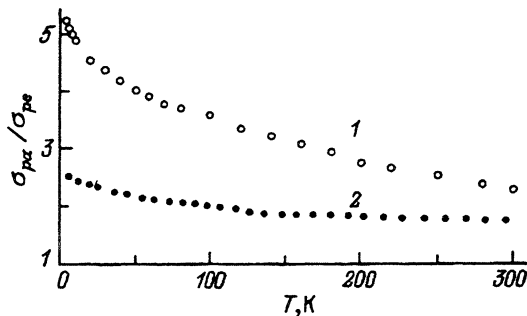
роста можно получить структуры с различной проводимостью и различной анизотропией.

Оптимальными для исследования кинетических свойств оказались следующие структуры: толщина буферного слоя i -GaAs — $0.3\text{--}1.0\ \mu\text{m}$, δ -Sn с поверхностной плотностью атомов до $10^{13}\ \text{cm}^{-2}$, верхний слой i -GaAs — $10\text{--}55\ \text{nm}$ и контактный слой n^+ -GaAs толщиной около $15\ \text{nm}$, легированный кремнием до уровня $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$.

Для измерений были приготовлены образцы в виде холловских мостов с шириной проводящих каналов $W = 0.15\ \mu\text{m}$ и длиной $L = 1.8\ \mu\text{m}$, ориентированных по направлениям $[110]$ и $[\bar{1}10]$ (обозначим их pa и pe соответственно).

Путем изменения условий роста нами были выращены образцы с различными значениями подвижности электронов и анизотропией проводимости. На рис. 1, а приведены температурные зависимости проводимости для образца № 1 с максимальной анизотропией проводимости по направлениям $[110]$ и $[\bar{1}10]$. Образцы pa и pe № 2, температурные зависимости сопротивления которых приведены на рис. 1, б, синтезированы при более высокой температуре осаждения олова. Проводимость σ с понижением температуры монотонно уменьшается у всех pa и pe -образцов, причем при низких температурах линейно в логарифмической шкале температур (рис. 1). Величина отношения проводимостей σ_{pa}/σ_{pe} (рис. 2) растет при уменьшении температуры.

Рис. 2. Анизотропия проводимостей σ_{pa}/σ_{pe} для двух образцов, выращенных в различных условиях.



У образцов № 1 с наибольшей анизотропией проводимостей при температурах жидкого гелия наблюдается эффект Шубникова-де Гааза от двумерных электронов, возникающих при δ -легировании оловом. Данные измерений в магнитных полях до 40 Т приводятся в [5]. Период осцилляций Шубникова-де Гааза $\Delta B \approx 12 \text{ Т}^{-1}$ и начальная фаза -0.5π , что характерно для двумерных электронов [9]. Температура Дингла $T_D \approx 19 \text{ К}$. В других образцах не удается наблюдать осцил-

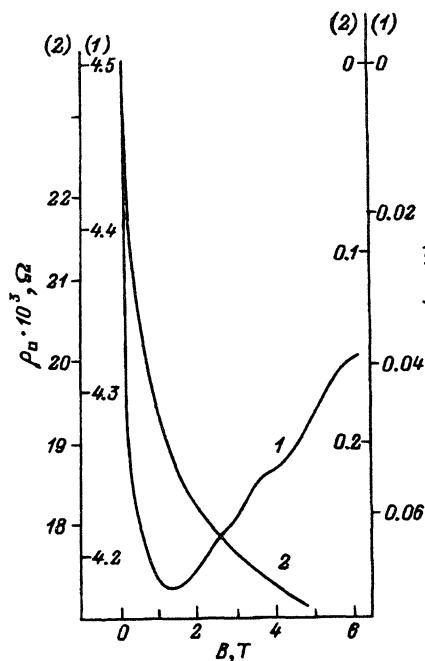


Рис. 3. Магнитосопротивление продольного ρ_{pa} (1) и поперечного ρ_{pe} (2) образцов в слабых магнитных полях в абсолютных (левая шкала) и относительных (правая шкала) единицах.

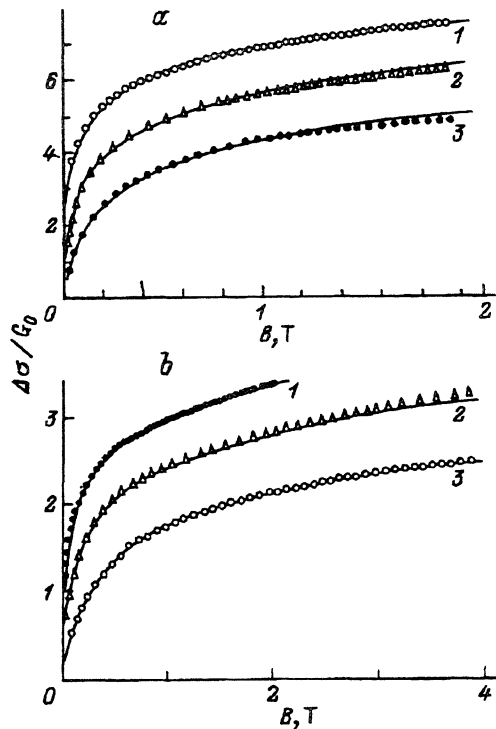


Рис. 4. Зависимость изменения приведенной проводимости от магнитного поля для образца № 1 pa (а) и pe (б) при разных температурах. T (К): 1 — 0.39, 2 — 1.2, 3 — 4.4. Точки — данные эксперимента, сплошные линии — расчет по формуле (2).

лляции магнитного сопротивления вплоть до магнитных полей 40 Т. Наличие двумерных электронов в GaAs(δ -Sn)-структурах подтверждается 2D-характером эффекта Шубникова-де Гааза и наблюдением в сверхсильных магнитных полях квантового эффекта Холла [5]. Концентрация двумерных электронов, рассчитанная из положения плато квантового эффекта, $n \approx 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Отметим, что в интервале температур $4.2 < T < 50 \text{ К}$ коэффициент Холла не зависит от температуры и имеет величину $R_H^{pa} \approx 3.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{С}$ и $R_H^{pe} \approx 5.6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{С}$. В области $100 < T < 300 \text{ К}$ зависимость $\sigma(T)$ экспоненциальная.

В исследованных образцах обнаружено отрицательное магнитосопротивление (рис. 3). В магнитных полях $B > 0.4 \text{ Т}$ отрицательное магнитосопротивление описывается логарифмической зависимостью от магнитного поля. На рис. 4 приведено изменение проводимости от магнитного поля образца № 1 с холловским мостом параллельно ступеням (в направлении [110]) (а) и перпендикулярно ступеням (в направлении $\bar{1}\bar{1}0$) (b) при разных температурах. С увеличением температуры абсолютная величина отрицательного магнитосопротивления уменьшается. Обратим внимание на относительно большие величины отрицательного магнитосопротивления, достигающего до $\approx 25\%$ для *ре*-образца.

2. Обсуждение результатов

В низкотемпературной области зависимость $\sigma(T)$ для двумерных электронов описывается известным из теории квантовых поправок к проводимости соотношением [10]

$$\Delta\sigma(T) = [\beta + (1 - \beta)p + \Lambda_2]G_0 \ln T/T_0, \quad (1)$$

где $G_0 = 1.23 \cdot 10^{-5} (\Omega^{-1})$, Λ_2 — константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале, $\beta(T)$ — коэффициент, определяющий поправки Маки-Томпсона, p — показатель степени в температурной зависимости времени сбоя фазы волновой функции электрона τ_φ ($\tau_\varphi \sim T^{-p}$). Таким образом, наблюдаемая нами температурная зависимость электропроводности (рис. 1) соответствует случаю слабой двумерной локализации.

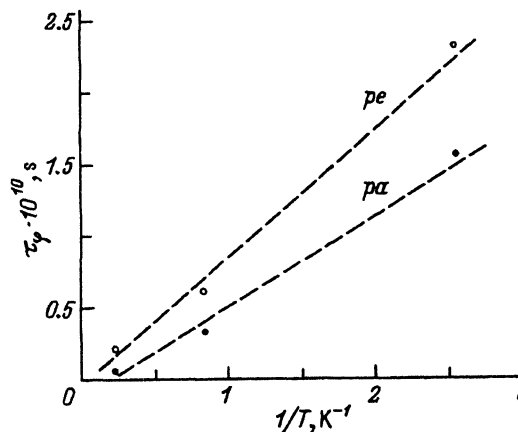


Рис. 5. Зависимость времени сбоя фазы волновой функции τ_φ от обратной температуры для образца № 1.

Отрицательное магнитосопротивление, связанное со слабой локализацией и поправками Маки-Томпсона, описывается в этой теории в $2D$ -случае выражением

$$\Delta\sigma(B) = [1 - \beta]G_0 f_2(4DeB\tau_\varphi/\hbar), \quad (2)$$

где $f_2(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x)$. Здесь $\Psi(Y)$ — логарифмическая производная от Γ -функции, D — коэффициент диффузии. В области малых значений аргумента $x \ll 1$ $f_2(x) = x^2/24$, а при $x \gg 1$ $f_2(x) = \ln x$. Коэффициент диффузии D можно рассчитать по формуле

$$D = (\hbar\sigma)/(2\pi m^*G_0). \quad (3)$$

Используя полученные значения D , по формуле (2) с известной функцией f_2 можно сравнить экспериментальные зависимости отрицательного магнитосопротивления с теоретическими, рассматривая τ_φ как параметр. Нами это сделано в диапазоне температур 0.39–4.4 К (сплошные линии на рис. 4). Таким образом, мы получили температурную зависимость τ_φ , которая в указанном диапазоне температур удовлетворительно описывается формулой $\tau_\varphi \sim T^{-p}$ с $p = 1$ (рис. 5). Отсюда следует, что в исследованных системах при низких температурах основным механизмом релаксации фазы являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии [11].

Исходя из геометрии структур и особенностей технологии, можно предположить, что при определенной технологической обработке в образцах формируются квазиодномерные электронные каналы за счет сегрегации атомов олова на торцах ступеней с участков, непосредственно примыкающих к ступеням роста. Между ступенями остаются слаболегированные Sn протяженные участки, т.е. электронная система состоит из электронов в квазиодномерных каналах и двумерных электронов. Об этом свидетельствует то, что значение коэффициента Холла меньше, чем должно было бы быть из концентрации двумерных электронов, определенной по эффекту Шубникова-де Гааза.

Продольный транспорт в *ra*-образце осуществляется как двумерными, так и одномерными электронами. В *re*-образце перенос заряда двумерными электронами затруднен, так как поперек расположены ступени с сегрегированной примесью. Подвижность электронов в квазиодномерных каналах должна быть существенно ниже, чем двумерных электронов, поэтому в эффекте Шубникова-де Гааза они не проявляются. Логарифмический рост сопротивления при понижении температуры также соответствует только $2D$ -электронам. Наличие квазиодномерных каналов приводит к существенной анизотропии проводимости и уменьшает величину коэффициента Холла.

Существование квазиодномерных каналов находит подтверждение в необычных линейных вольт-амперных характеристиках структур [6].

Таким образом, с помощью δ -легирования оловом видциальных границ GaAs впервые удалось сформировать двумерный электронный газ с достаточно высокими значениями подвижности, сопоставленными по величине с подвижностями электронов в δ -легированном Si GaAs [12,13].

Разработанные физико-технологические режимы позволили сформировать полупроводниковую систему GaAs(δ -Sn) с δ -образным потенциальным профилем по двум ортогональным направлениям: [001]

и [110]. На наличие в структурах квазиодномерных электронных каналов указывают данные дифракции быстрых электронов, анизотропия проводимости, аномальные вольт-амперные характеристики. Структуры GaAs(δ -Sn) перспективны для реализации в приборах с высокой плотностью (до 10^8 на см) проводящих каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке International Science Foundation и программы «Физика твердотельных наноструктур».

Список литературы

- [1] Sakaki H. In: Lokalization and confinement of electrons in semiconductors / Ed F.Kuchar, H.Heinrich, G.Bauer. Springer ser. Solid State Sci. Heidelberg (1990). V. 97. P. 2.
- [2] Fukui T., Saito H., Tokura V. *Jap. J. Appl. Phys.* **27**, L1320 (1988).
- [3] Кадушкин В.И., Сеничкин А.П. *ФТП* **24**, 2080 (1990).
- [4] Notzel R., Ploog K.H. *Adv. Mater.* **5**, 1, 22 (1993).
- [5] Де Виссер А., Кадушкин В.И., Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Шангина Е.А., Сеничкин А.П. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 5, 340 (1994).
- [6] Кадушкин В.И., Кульбачинский В.А., Богданов Е.В., Сеничкин А.П. *ФТП* **28**, 11, 1889 (1994).
- [7] Harris J.J., Joyce B.A., Govers J.P., Neave J.H. *Appl. Phys. A* **28**, 63 (1982).
- [8] Harris J.J., Ashenford D.E., Foxon C.T., Dobson P.J., Joyce B.A. *Appl. Phys. A* **33**, 87 (1984).
- [9] Кадушкин В.И., Кульбачинский В.А. *ФТП* **25**, 612 (1991).
- [10] Полянская Т.А., Шмарцев Ю.В. *ФТП* **23**, 1, 3 (1989).
- [11] Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnskiyi D.E. *J. Phys. C.* **15**, 36, 7367 (1982).
- [12] Shubert E.F., Stark J.B., Chiu T.H., Tell B. *Appl. Phys. Lett.* **53**, 4, 293 (1988).
- [13] Шик А.Я. *ФТП* **26**, 7, 1161 (1992).