

КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ КАНАЛЫ И ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ В СТРУКТУРАХ С ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАНИЕМ ОЛОВОМ ВИЦИНАЛЬНЫХ ГРАНЕЙ GaAs

А.Д.Виссер, В.И.Кадушкин, В.А.Кульбачинский, В.Г.Кытин,
А.П.Сеничкин, Е.Л.Шангина*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

** Амстердамский Университет
1018XE, Амстердам, Нидерланды*

Поступила в редакцию 27 января 1994 г.

Синтезированы структуры с дельта-легированием вицинальных граней GaAs оловом: GaAs(δ -Sn). Исследованы анизотропия проводимости при $0,35\text{K} < T < 300\text{K}$, квантовый эффект Холла, эффект Шубникова – де Гааза до $B = 40\text{Тл}$ и отрицательное магнитосопротивление при низких температурах. Особенности квантового эффекта Холла и анизотропия проводимости объясняются сосуществованием в GaAs(δ -Sn)-структурах 2D-электронов с достаточно высокой подвижностью и квазиодномерных электронных каналов.

1. Среди известных методов создания низкоразмерных электронных систем [1] определенным преимуществом отличается технология эпитаксии из молекулярных пучков с ростом структуры на профилированной (фасетированной) поверхности полупроводника [2,3]. Нами разработан и реализован способ получения квазиодномерных проводящих нитей олова, встроенных в матрицу i -GaAs на подложках GaAs(Cr), разориентированных на $0,3^\circ$ от плоскости (001) к базовой плоскости (110), эпитаксией из молекулярных пучков. Способ заключается в формировании на вицинальных гранях кристалла системы ступеней, декорировании торцов этих ступеней атомами электрически активной мелкой донорной примеси.

2. 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 должно преимущественно накапливаться на краях ступеней. После нанесения олова выращивался слой арсенида галлия при низких температурах эпитаксии, обеспечивающих образование большого количества островков роста на плато террас, что должно способствовать сохранению неоднородного распределения олова.

Эффективность сегрегации олова на торцах ступеней (террас) и ограничение диффузии олова в зарастиваемый слой i -GaAs оптимизировалось подбором температуры подложки на разных стадиях роста и вариациями соотношений потоков галлия и мышьяка. Для усиления эффекта сегрегации олова на торцах профилированной поверхности перед δ -легированием осаждался избыточный галлий (несколько долей монослоя). Физико-технологические условия роста структур контролировались методами оже-спектроскопии, дифракции быстрых электронов и квадрупольной масс-спектроскопии.

Дифракция электронов высоких энергий на отражение показала, что при ортогональном относительно текстуры террас падении электронного пучка (то есть электронный луч падал на структуру по $[110]$ направлению) наблюдалась характерная тонкая структура дифракционной картины, которая отсутствовала при направлении электронного пучка вдоль террас, то есть по направлению $[110]$. При этом установлено, что протяженность террас в направлении $[110]$ ≈ 1 мкм.

Таким образом были созданы системы цепочек атомов олова, вытянутых в направлении $[110]$, встроенных в матричный кристалл GaAs. Среднее расстояние между цепочками атомов олова из величины угла разориентации составляет 53 нм.

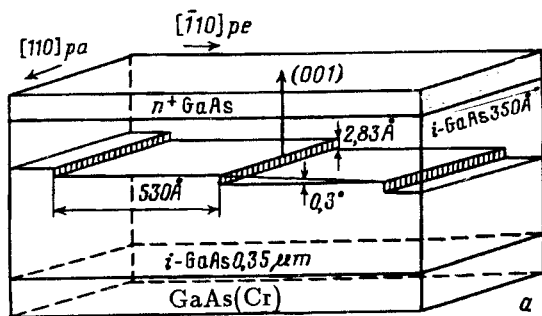


Рис.1. Общий вид структуры GaAs(δ -Sn)

Параметры выращенных структур: толщина буферного слоя i -GaAs – $0,3 \div 1,0$ мкм, δ -Sn с поверхностной плотностью атомов до 10^{13} см^{-2} , верхний слой i -GaAs – $10 \div 55$ нм и контактный слой n^+ -GaAs толщиной около 15 нм, легированный кремнием до уровня 10^{18} см^{-3} . Схема структуры образца показана на рис.1.

Для измерений были изготовлены образцы в виде холловских мостов с шириной $W = 0,15$ мм и длиной $L = 1,5$ мм с ориентациями $[110]$ и $[1\bar{1}0]$.

3. Проводимость σ с понижением температуры монотонно уменьшается у обоих образцов (рис.2). Также уменьшается величина σ_{pe}/σ_{pa} отношений проводимости образцов в направлениях $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Начиная с $T \approx 10$ К, для обоих образцов зависимости $\sigma(T)$ линейны в логарифмической шкале температур. В интервале температур $1 \text{ К} < T < 50 \text{ К}$ коэффициент Холла не зависит от температуры и имеет величину $R_H \approx 3,8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Кл}$ для образца в направлении $[110]$ и $R_H \approx 5,6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Кл}$ для образца в направлении $[1\bar{1}0]$.

В исследованных образцах обнаружено отрицательное магнитосопротивление (ОМС), существенно большее для образцов $[1\bar{1}0]$ направления. В магнитных полях $B > 0,4$ Тл ОМС описывается логарифмической зависимостью от магнитного поля. На рис.3 приведено изменение проводимости от магнитного поля $[110]$ -образца при разных температурах. С увеличением температуры абсолютная величина ОМС уменьшается. Такие же зависимости наблюдаются для $[1\bar{1}0]$ -образца.

При температурах жидкого гелия в образцах обнаруживаются осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ) и квантовый эффект Холла. На рис.4 приведены зависимости поперечного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений образцов от магнитного поля. Из периода осцилляций и из положения плато ρ_{xy} в магнитном поле можно рассчитать концентрацию n двумерных электронов. Оба

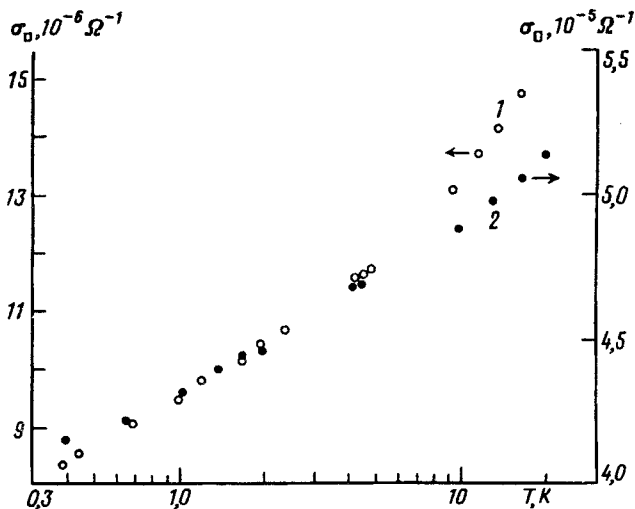


Рис.2. Температурные зависимости проводимости по направлениям [110] (○) и [110] (●)

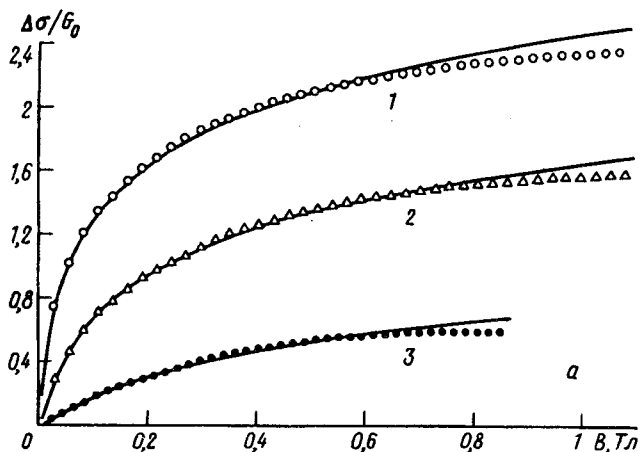


Рис.3. Зависимость приведенной проводимости от магнитного поля продольного [110]-образца при различных температурах T , К: 1 - 4,2; 2 - 11; 3 - 29. Точки - данные эксперимента, сплошная линия - расчет по формуле (2)

способа дают одну величину $n \approx 5,5 \cdot 10^{12} \text{см}^{-2}$, одинаковую для образцов обеих ориентаций. Заметим, что величины ρ_{xy} на плато меньше своих квантовых значений, а в минимуме ρ_{xx} не равно нулю в связи с наличием параллельного канала проводимости (по квазиодномерным каналам на vicinalных гранях).

4. В низкотемпературной области зависимость $\sigma(T)$ для двумерных электронов описывается известным из теории квантовых поправок к проводимости соотношением [4,5]:

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

где $G_0 = 1,23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}/\square$, Λ_2 - константа $e-e$ -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 : $\tau_\varphi \sim T^{-p}$. Экспериментальные результаты (рис.2) соответствуют зависимости (1). Отрицательное магнитосопротивление описывается в этой теории (без учета взаимодействия электронов) в 2D-случае

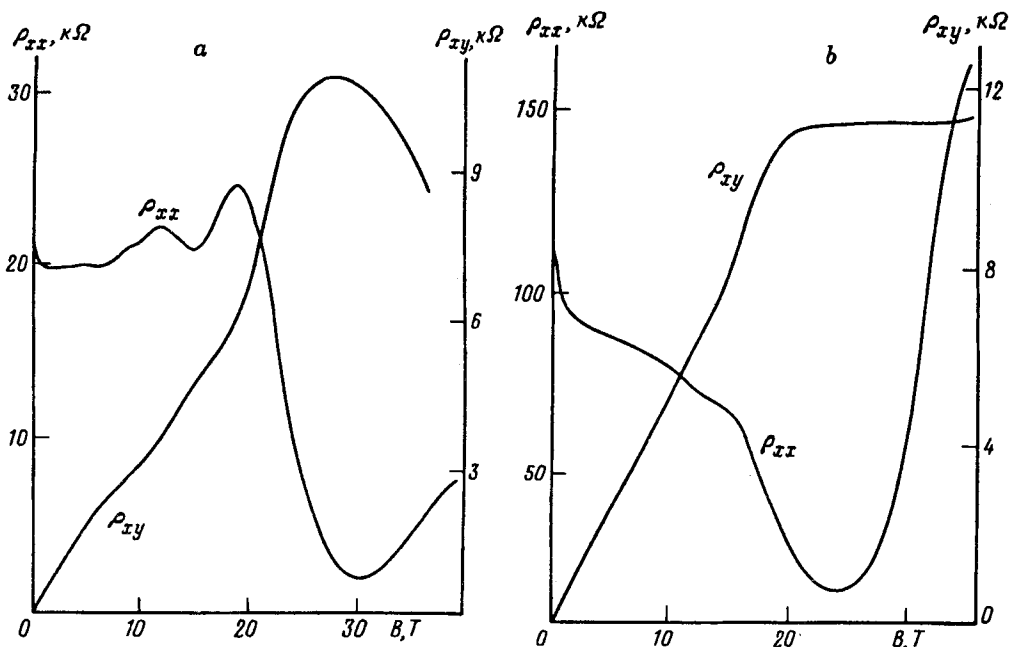


Рис.4. Зависимости поперечного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений от магнитного поля для [110]-образца (а) и $[\bar{1}10]$ -образца (б). $T = 4,2 K$

выражением

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

где D – коэффициент диффузии. Зная величины D , по формуле (2) можно подогнать экспериментальные зависимости ОМС, используя τ_φ как параметр. Отсюда получится температурная зависимость τ_φ . Экспериментально мы наблюдали ОМС, соответствующее квантовым поправкам к проводимости в двумерном случае. Из соотношения Эйнштейна $D = E_F \mu / e$ можно по энергии Ферми E_F и подвижности μ оценить коэффициент диффузии D . Энергия Ферми рассчитывалась по концентрации двумерных электронов, полученной из эффекта ШдГ. Для определения величин подвижности также использовались осцилляционные данные по методике, описанной в [6,7]. Расчеты дают значения $\mu_{pa} \approx 0,4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $\mu_{pe} \approx 0,1 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для [110]- и $[\bar{1}10]$ -образцов, соответственно.

Подгонка экспериментальных зависимостей ОМС по формуле (2) с τ_φ в качестве параметра показала, что зависимость $\tau_\varphi(T)$ хорошо описывается формулой $\tau_\varphi \sim T^{-p}$ с $p = 1$. При $T = 4,2 K$ $\tau_\varphi = 6,5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ для [110]-образца и $\tau_\varphi = 2,8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ для $[\bar{1}10]$ -образца. Таким образом, в исследованных системах при низких температурах основным механизмом релаксации фазы являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии [4].

Существование в исследованных структурах одномерных каналов находит подтверждение в спектрах фотолюминесценции. При 4,2 K для структуры с квантовыми нитями наблюдается сдвиг линии излучения на $\delta E \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ по отношению к контрольному образцу GaAs(δ -Sn) на обычной сингулярной

грани (001) GaAs(Cr)¹). Подобный сдвиг наблюдается обычно при исследовании люминесценции квантовых ям, сформированных на видциальных гранях [8]. В центральной части террас остаются легированные оловом протяженные участки, то есть электронная система состоит из электронов в квантовых нитях (1D) и электронов на террасах (2D). Об этом свидетельствует меньшее значение коэффициента Холла, чем должно быть для двумерных электронов, исходя из их концентрации по эффекту ШдГ. Однако подвижность электронов в квазиодномерных каналах существенно ниже, и они не проявляются в эффекте ШдГ и в температурной зависимости проводимости, которая для одномерных носителей должна быть существенно более резкой, чем наблюдаемая экспериментально логарифмическая зависимость (см. рис.2).

Островковый характер выращивания террас предполагает разрывы ступеней по направлению [110]. На разрывах ступеней квантовые нити, вероятно, замыкаются Sn по направлению [110], и в местах перемычек имеет место контакт 1D- и 2D-электронов. В образце с холловским мостом по направлению [110] транспорт осуществляется по двум параллельным 1D- и 2D-каналам. В образце с другой (поперечной) ориентацией ток определяется в основном плотностью электронов в двумерном канале и транспорт затруднен по сравнению с продольным образцом. Оценить концентрацию одномерных электронов можно из начального уровня легирования оловом и ширины одномерного канала L_δ . При $L_\delta = 5$ нм, что обычно при дельта-легировании, величина концентрации составит $n_1 = 10^6$ см⁻¹.

5. Итак, с помощью δ -легирования оловом удалось сформировать двумерный электронный газ с достаточно высокими значениями подвижности. Разработанные физико-технологические режимы и условия позволили синтезировать полупроводниковую систему GaAs(δ -Sn) с текстурированным профилем легирующей примеси (олова) в направлении [110]. Такое распределение донорной примеси предполагает формирование квазиодномерных электронных каналов с дельта-образным потенциальным профилем по двум ортогональным направлениям [001] и [110]. На наличие в структурах квантовых нитей указывают, кроме результатов дифракции электронов, спектров фотолюминесценции и анизотропии проводимости, линейные ВАХ до значений полей $E \approx 3000$ В/см, что во много раз больше по сравнению со структурами с обычным 2D-электронным газом (с близкими параметрами). Структуры GaAs(δ -Sn) перспективны для реализации в приборах с высокой плотностью (до 10^6 см⁻¹) проводящих каналов.

-
1. H.Sakaki. In: Localization and confinement of electrons in semiconductors (Eds: F.Kuchar, H.Heinrich, G.Bauer) Springer ser. Solid State Sci., Vol.97. Springer, Heidelberg 1990, p.2.
 2. T.Fukui, H.Saito, and V.Tokura, Jap. J. Appl. Phys. 27, L1320 (1988).
 3. R.Notzel and K.H.Ploog, Adv. Mater. 5, N1, 22 (1993).
 4. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, and D.E.Khmelnitskiy, J. Phys. C. 15, N36, 7367 (1982).
 5. Т.А.Полянская, Ю.В.Шмарцев, ФТП 23, 3 (1989).
 6. S.Yamada and T.Makimoto, Appl. Phys. Lett. 57, 1022 (1990).
 7. P.M.Koenraad, B.F.A. van Hest, F.A.P.Blom et al. Physica B177, 485 (1992).
 8. F.Meseguer, N.Mestres, J.Sanchez-Dehesa et al., Phys. Rev. B45, 6942 (1992).

¹)Измерения спектров фотолюминесценции выполнены в лаборатории В.Д.Кулаковского, и их анализ будет опубликован отдельно.