

©1994 г.

## ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР С ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАНИЕМ ОЛОВОМ ВИЦИНАЛЬНЫХ ГРАНЕЙ GaAs

*В.И.Кадушкин, В.А.Кульбачинский, Е.В.Богданов, А.П.Сеничкин*

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899, Москва, Россия

(Получена 2 сентября 1993 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Синтезированы структуры с  $\delta$ -легированием вицинальных граней GaAs оловом: GaAs( $\delta$ -Sn). Впервые с помощью  $\delta$ -легирования оловом получена двумерная электронная система с достаточно высокими значениями подвижности. Исследованы вольт-амперные характеристики при температурах 300, 77 и 4.2 К в электрических полях  $E$  до 2000 В/см. Линейные зависимости плотности тока от электрического поля до  $E = 2000$  В/см объясняются сосуществованием в структурах GaAs( $\delta$ -Sn) двумерных электронов и квазиодномерных электронных каналов.

1. Среди известных методов создания низкоразмерных электронных систем [1] большой интерес вызывает технология эпитаксии из молекулярных пучков на профилированной поверхности полупроводника [2,3]. Нами разработан и реализован способ получения двумерного электронного газа в матрице  $i$ -GaAs на подложках GaAs(Сг), разориентированных на  $0.3^\circ$  от плоскости (001) к базовой плоскости (110), эпитаксией из молекулярных пучков [4]. Способ заключается в формировании на вицинальных гранях кристалла системы ступеней, декорировании торцов этих ступеней атомами электрически активной мелкой донорной примеси. В качестве электрически активной примеси при  $\delta$ -легировании было выбрано олово, которое вследствие значительно отличия своего атомного радиуса от атомного радиуса галлия и высокой диффузионной подвижности должно преимущественно накапливаться на края ступеней. После нанесения олова выращивался слой арсенида галлия при низких температурах эпитаксии, обеспечивающих образование большого количества островков роста, что должно способствовать сохранению неоднородного распределения олова.

Эффективность сегрегации олова на торцах ступеней и ограничение диффузии Sn в слой  $i$ -GaAs на разных стадиях роста оптимизировались подбором температуры подложки и вариациями соотношений потоков галлия и мышьяка. Для усиления эффекта сегрегации Sn на торцах профилированной поверхности перед  $\delta$ -легированием

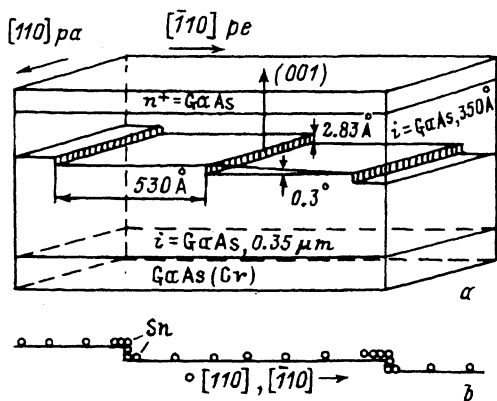


Рис. 1. Общий вид структуры GaAs ( $\delta$ -Sn) (a) и распределение олова на ступенях (b).

осаждался избыточный галлий (несколько долей монослоя). Физико-технологические условия роста структур контролировались методами оже-спектроскопии, дифракции быстрых электронов и квадрупольной масс-спектроскопии. Дифракция быстрых электронов на отражение показала, что при ортогональном относительно текстуры ступеней падении электронного пучка (т.е. электронный луч падал на структуру по направлению  $[\bar{1}10]$ ) наблюдалась характерная тонкая структура дифракционной картины, которая отсутствовала при направлении электронного пучка по  $[110]$ . При этом установлено, что протяженность ступеней в направлении  $[110]$  не менее 1 мм. Среднее расстояние между ступенями, определенное из величины угла разориентации, составляет 53 нм.

Параметры выращенных структур: толщина буферного слоя  $i$ -GaAs (0.3–1.0) мкм, поверхностная плотность атомов  $\delta$ -Sn до  $10^{13}$  см $^{-2}$ , толщина верхнего слоя  $i$ -GaAs (10–55) нм и толщина контактного слоя  $n^+$ -GaAs, легированного кремнием до уровня  $10^{18}$  см $^{-3}$ , составляла около 15 нм. Схема структуры образца показана на рис. 1, a. За счет сегрегации атомов олова на торцах ступеней участки, непосредственно примыкающие к боковым граням ступеней, обеднены оловом, как показано на рис. 1, b. При таком распределении олова должны возникнуть квазиодномерные электронные каналы по направлениям  $\langle 110 \rangle$ , примыкающие к двумерным электронам между ступенями.

2. Для измерений эффекта Холла и эффекта Шубникова–де-Гааза были изготовлены образцы в виде холловских мостов с шириной  $W = 0.15$  мм и длиной  $L = 1.5$  мм с двумя ориентациями — вдоль направлений  $[110]$  (обозначим «ра») и  $[\bar{1}10]$  (обозначим «ре»). Проводимость  $\sigma$  с понижением температуры монотонно уменьшается у обоих образцов. Также уменьшается величина  $\sigma_{pe}/\sigma_{pa}$  соотношений проводимости образцов в направлениях  $[\bar{1}10]$  и  $[110]$  (рис. 2). При уменьшении температуры, 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  $R_H^{pa} \approx 3.80 \cdot 10^6$  см $^2$ /Кл и  $R_H^{pe} \approx 5.6 \cdot 10^6$  см $^2$ /Кл.

В исследованных образцах обнаружено отрицательное магнитосопротивление (ОМС) соответствующее квантовым поправкам к про-

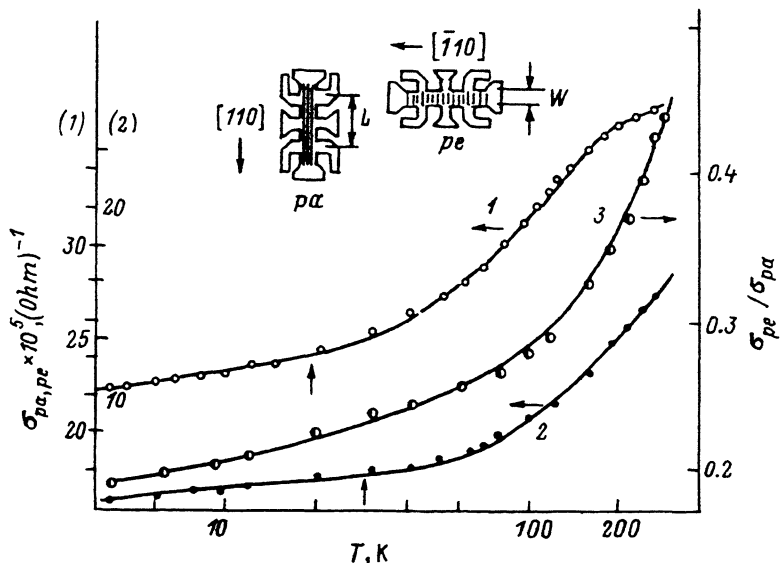


Рис. 2. Зависимости проводимости  $\sigma_{pa}$  (1),  $\sigma_{pe}$  (2) и анизотропии проводимости  $\sigma_{pe}/\sigma_{pa}$  (3) от температуры. На вставке — геометрия образцов.

димости в двумерном случае [5]. Оно существенно больше для образцов *pe*-направления. Подгонка экспериментальных зависимостей ОМС с величиной времени сбоя фазы волновой функции  $\tau_\phi$  в качестве параметра показала, что зависимость  $\tau_\phi(T)$  хорошо описывается формулой  $\tau_\phi \sim T^{-p}$  с  $p = 1$ . Таким образом, в исследованных системах при низких температурах основным механизмом релаксации фазы электронной волновой функции являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии [6].

При температурах жидкого гелия в образцах обеих ориентаций обнаруживаются осцилляции Шубникова-де-Гааза и квантовый эффект Холла, характерные для двумерных (2D) электронов [4]. Из периода осцилляций и из положения плато  $\rho_{xy}$  в магнитном поле можно рассчитать концентрацию  $n$  двумерных электронов. Оба способа дают одну величину  $n \approx 5.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Значение  $\rho_{xy}$  на плато меньше своего квантового значения, а в минимуме  $\rho_{xx}$  не равно нулю в связи с наличием параллельной проводимости (по квазиодномерным каналам  $S_n$  на вихриальных гранях). Для определения величин подвижности двумерных электронов использовались осцилляционные данные по методике, описанной в [7,8]. Расчеты дают значения  $\mu_{pa} \approx 0.42 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $\mu_{pe} \approx 0.1 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Логарифмический рост сопротивления при понижении температуры и отрицательное магнитосопротивление соответствуют только 2D-электронам. Наличие квазиодномерных электронных каналов приводит к существенной анизотропии проводимости и уменьшает величину коэффициента Холла. Оценить концентрацию квазиодномерных электронов можно из начального уровня легирования и ширины квазиодномерного канала  $L_\delta$ . При  $L_\delta = 5 \text{ нм}$ , что обычно

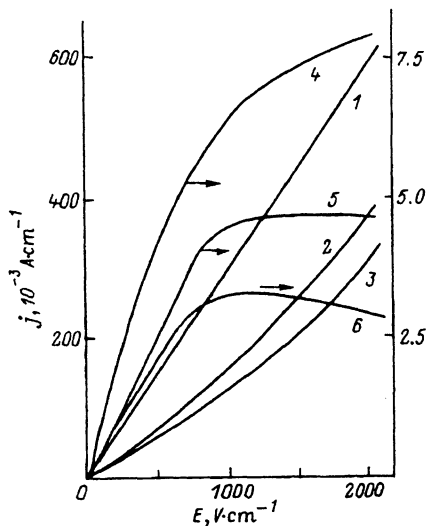


Рис. 3. Зависимости плотности тока  $j$  от напряженности электрического поля  $E$  для образцов с ориентацией  $[110]$  (1-3) и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (4-6) при температурах  $T$ , К: 1, 4 — 300, 2, 5 — 77, 3, 6 — 4.2.

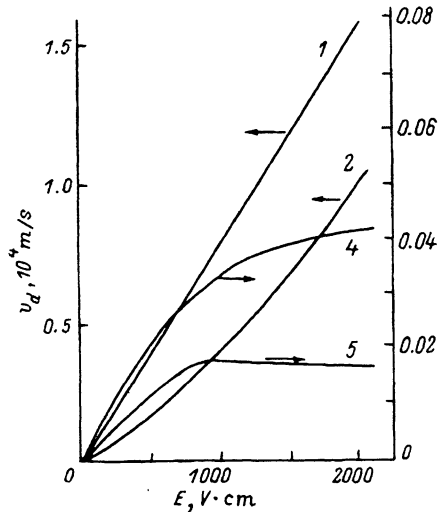


Рис. 4. Зависимости дрейфовой скорости  $v_d$  от напряженности электрического поля  $E$  для образцов с ориентацией  $[110]$  (1-2) и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (4-5) при температурах  $T$ , К: 1, 4 — 300, 2, 5 — 77.

при легировании вициальных граней, величина концентрации составит  $n_1 = 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

В образце с холловским мостом по  $ra$ -направлению транспорт осуществляется по двум параллельным — квазиодномерному и 2D — каналам. В образце с другой (поперечной относительно ступеней) ориентацией ( $pe$ ) ток определяется в основном плотностью электронов в двумерном канале и транспорт затруднен в связи с наличием поперечных рассеивающих цепочек ионизированных примесей.

3. Вольт-амперные характеристики  $j(E)$  структур  $\text{GaAs}(\delta\text{-Sn})$  измерялись при температурах 300, 77 и 4.2 К для образцов с двумя ориентациями — ток вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$  ( $pe$ ) и вдоль направления  $[110]$  ( $ra$ ). Для усиления эффекта анизотропии были изготовлены образцы с шириной рабочего канала 5 мкм и длиной 500 мкм. С целью исключения термического разогрева образцов использовалась импульсная методика измерений. Критерием отсутствия перегрева образца служило совпадение результатов измерений при варьировании длительности и частоты следования импульсов в диапазоне (20–45) нс и (20–200) Гц соответственно. Был учтен вклад от падения напряжения на нормальном сопротивлении и токопроводящих проводах.

Линейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) наблюдались до значений полей  $E \approx 2000 \text{ В/см}$ , что во много раз больше по сравнению с предельными значениями полей для 2D-электронного газа (с близкими параметрами). На рис. 3 представлены зависимости плотности тока  $j$  от напряженности электрического поля  $E$  для образцов обеих ориентаций при трех температурах. Зависимость  $j(E)$  практически линейная при комнатной температуре и переходит в степенную зависимость при понижении температуры для  $ra$ -образца. Для  $pe$ -образца

наблюдается насыщение зависимости  $j(E)$ , появляющееся тем сильнее, чем ниже температура. На рис. 4 приведены дрейфовые скорости  $v_d$  при 300 и 77 К. Существенное отличие зависимостей  $j(E)$  и  $v_d(E)$  для *ра*- и *ре*-образцов свидетельствует о разных механизмах образования нелинейных зависимостей. Остановимся на ВАХ *ре*-образцов. Величины  $E$  и значения  $v_d$ , при которых наблюдается насыщение, однозначно исключают возможность междолинных ( $\Gamma - X$ )-переходов, для которых необходимы существенно большие значения  $E$ . Такой образец представляет собой двумерную систему, пересеченную цепочками ионизированных примесей. В такой системе релаксация импульса определяется примесным рассеянием, а релаксация энергии происходит на фононах. Именно в этом случае ожидается падающий участок на зависимости  $j(E)$  [9].

Рассмотрим образцы *ра*-ориентации. В этом случае электронная система представляет собой параллельно соединенные  $2D$ - и квазиодномерные каналы с отличающейся концентрацией и подвижностью электронов. Поэтому существует действенный механизм охлаждения  $2D$ -электронов. С нашей точки зрения, таким механизмом является обмен энергии между  $2D$ - и квазиодномерными электронами. При направлении электрического поля вдоль квазиодномерных каналов за счет эффективного электрон-электронного взаимодействия энергия перераспределяется от  $2D$ -электронов к квазиодномерным электронам, концентрация которых высока (что следует из сделанных выше оценок). Дальнейшая диссипация энергии осуществляется за счет фононного механизма. На эффективность предложенного механизма релаксации энергии указывают проведенные оценки скорости потерь энергии  $dQ/dt = \dot{Q}$ . Для исследованных образцов при  $T = 4.2$  К  $\dot{Q} > 2 \cdot 10^{-16}$  Вт/электрон, что больше экспериментальных величин  $\dot{Q} \approx 5 \cdot 10^{-17}$  Вт/электрон для  $2D$ -электронов в одиночном гетеропереходе в арсениде галлия [10,11] или  $\delta$ -легированном кремнием арсениде галлия [12].

Для образцов *ра*-ориентации при 4.2 К вольт-амперная характеристика обнаруживает нелинейность при  $E \approx 500$  В/см. Это критическое поле  $E_c$  устанавливается по известной методике [13,14] экстраполяцией зависимостей  $j(E)$  в слабом и сильном поле. Из уравнения баланса мощности, рассеиваемой в образце ( $\dot{Q}$ ) и подводимой от источника ( $jE$ ), оценим скорость энергетических потерь. Если предположить, что мощность рассеивается только  $2D$ -электронами, то  $\dot{Q}_{2D} = \mu_{2D} E_c^2 \approx 3.8 \cdot 10^8$  эВ/с, что соответствует  $\dot{Q}_{2D} \approx 6 \cdot 10^{-11}$  Вт/электрон. Эти данные значительно отличаются от соответствующих величин для объемных образцов [15],  $2D$ -электронов в одиночных гетеропереходах [11,16-18] и в структурах GaAs( $\delta$ -Si) [12], где  $\dot{Q}_{2D} \approx (10^{-15} - 10^{-16})$  Вт/электрон. Теоретически величина  $\dot{Q}_{2D} \approx 1.6 \cdot (10^{-15} - 10^{-16})$  Вт/электрон рассчитана для случая релаксации двумерных электронов на деформационном и пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов [19].

Оценим время релаксации по энергии  $\tau_e$  в том же электрическом поле  $E_c$ . Согласно [20], появление нелинейности на зависимости  $j(E)$

соответствует электронной температуре  $T_e = 1.5 T$ . Выражение для  $\dot{Q}$  в случае слабого разогрева, т.е. в условиях, когда  $kT < (8ms^2 E_F)^{1/2}$ , что выполняется с запасом, имеет вид [19]

$$\dot{Q} = (2/5)(2ms^2/\tau_e)(T_e^5/T^5 - 1),$$

где  $2ms^2 = 0.23$  К [21],  $E_F$  — энергия Ферми. При  $E_c \approx 500$  В/см  $\tau_e \approx 1.2 \times 10^{-13}$  с для  $\dot{Q}_{2D}$ . Это время существенно меньше времени релаксации энергии  $2D$ -электронов в одиночном гетеропереходе [11,16,22].

Из выражений для скорости потерь энергии  $2D$ - и одномерных ( $1D$ ) электронов [23] следует, что  $\dot{Q}_{1D}/\dot{Q}_{2D} = (k_{F2}W_{2D})/(k_{F1}W_{1D})^2$ , где  $k_{F2}$ ,  $k_{F1}$  — фермиевские волновые вектора, а  $W_{2D}$ ,  $W_{1D}$  — ширины каналов двумерных и квазиодномерных электронов соответственно. Для исследованных образцов  $\dot{Q}_{1D}/\dot{Q}_{2D} \approx 20$ , что указывает на преобладающую роль квазиодномерных электронов в диссипации энергии в структурах GaAs( $\delta$ -Sn).

Таким образом, структуры GaAs( $\delta$ -Sn) обнаруживают по сравнению с известными квантово-размерными системами уникальное качество — подавление разогрева электронов за счет эффективного взаимодействия  $2D$ - и квазиодномерных электронов при высокой скорости диссипации энергии квазиодномерными электронами. Существование в исследованных структурах квазиодномерных каналов находит подтверждение в спектрах фотолюминесценции. При 4.2 К для структур, изображенных на рис. 1, наблюдается сдвиг линии излучения на величину энергии  $\delta E \approx 5$  мэВ по отношению к контрольному образцу GaAs( $\delta$ -Sn) на обычной сингулярной грани (001) GaAs(Gr).<sup>1</sup> Подобный сдвиг в сторону увеличения энергии наблюдается при исследовании люминесценции квазиодномерных каналов в структурах InGaAs/InP [24] и квантовых ям, сформированных на вичинальных гранях [25].

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и Российского Фонда фундаментальных исследований.

### Список литературы

- [1] H. Sakaki. In: *Localization and confinement of electrons in semiconductors*, ed. by F. Kuchar, H. Heeintrich, G. Bauer. Springer ser. *Solid State Sci* (Springer, Heidelberg, 1990) v. 97, p. 2.
- [2] F. Fukui, H. Saito, V. Tokura. *Japan. J. Appl. Phys.*, **27**, L1320 (1988).
- [3] R. Notzel, K.H. Ploog. *Adv. Mater.*, **5**, 22 (1993).
- [4] А. де Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, А.П. Сеничкин, Е.Л. Шангина. *Письма ЖЭТФ*, **59**, 340 (1994).
- [5] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **23**, 3 (1989).
- [6] D.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitski. *J. Phys. C*, **15**, 7367 (1982).
- [7] S. Yamada and T. Makimoto. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1022 (1990).
- [8] P.M. Koenraad, B.F.A. van Hest, F.A.P. Blom, R. van Dalen, M. Leys, J.A. Perenboom, J.H. Wolter. *Physica B*, **177**, 485 (1992).
- [9] А.В. Волков, Ю.М. Коган. *УФН*, **96**, 633 (1968).
- [10] K. Hirakawa, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 889 (1986).
- [11] В.И. Кадушкин, А.А. Денисов, А.П. Сеничкин. *ФТП*, **23**, 1199 (1989).

<sup>1</sup> Измерения спектров фотолюминесценции выполнены в лаборатории В.Д. Кулаковского и их анализ будет опубликован отдельно.

- [12] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Д.И. Лубышев, В.П. Мигаль, А.Г. Погосов. ФТП, **25**, 601 (1991).
- [13] В.Г. Веселаго, М.В. Глушков, Ю.Г. Леонов, А.П. Шотов. ФТП, **4**, 1476 (1970).
- [14] Э.Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).
- [15] M. Pagnet, J. Collet, A. Collet. Sol. St. Commun. **38**, 531 (1981).
- [16] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **21**, 2056 (1987).
- [17] M.E. Daniels, B.K. Ridley, M. Emeny. Sol. St. Electron., **32**, 4207 (1989).
- [18] D.R. Leadley, R.J. Nocolas, J.J. Harriss, C.T. Foxon. Sol. St. Electron., **32**, 1473 (1988).
- [19] В. Карпус. ФТП, **20**, 12 (1986).
- [20] Ю.М. Коган. ФТП, **4**, 2474 (1962).
- [21] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [22] H. Sakaki, K. Hirakawa, J. Koshino, S.P. Swensson, Y. Sekiguchi, T. Motta, S. Nishii, N. Miura. Surf. Sci., **142**, 306 (1984).
- [23] B.K. Ridley. Rep. Progr. Phys., **54**, 169 (1991).
- [24] H. Temkin, G. Donald, M.B. Panish, S.N.G. Chu. J. Appl. Phys. Lett., **50**, 413 (1987).
- [25] F. Meseguer, N. Mestres, J. Sanchez-Dehesa, C. Deparis, G. Neu, J. Massies. Phys. Rev. B, **45**, 6942 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

---