

УДК 537.311.322

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОДЗОНАХ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В КОМБИНИРОВАННО ЛЕГИРОВАННЫХ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Р. А. Лунин, В. Г. Кыгин, В. А. Кульбачинский, Г. А. Миронова

*(кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)*

Исследованы эффект Шубникова–де Гааза, квантовый эффект Холла и электрические транспортные свойства GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетеропереходов, в которых одновременно однородно легирован кремнием слой Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и δ-легирован слой GaAs, с различным расстоянием  $L_\delta$  ( $200 \text{ \AA} < L_\delta < 1200 \text{ \AA}$ ) от δ-слоя примеси до гетерограницы. Достигнутая максимальная концентрация 2D-электронов составляет  $1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при  $L_\delta = 600 \text{ \AA}$ . Измерения проведены в диапазоне температур  $0,4 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$  в магнитных полях до 35 Тл. Путем анализа поперечного магнетосопротивления и эффекта Холла определены двумерные концентрации, транспортные и квантовые подвижности электронов в подзонах размерного квантования при низких температурах. Вычислены подвижности электронов при рассеянии на ионизированных примесях в многоподзонном случае.

### 1. Введение

В сильно легированных двумерных системах поведение электронов, занимающих несколько подзон размерного квантования, значительно более сложно по сравнению со структурами с одной заполненной подзоной. Подвижности двумерных электронов различны в разных подзонах; существенным является межподзонное рассеяние электронов. Повышение концентрации носителей тока важно для создания на основе гетероструктур мощных полевых транзисторов.

В данной работе исследуются GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетеропереходы, в которых не только однородно легирован кремнием слой Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, но и δ-легирован слой GaAs. Применение такого комбинированного легирования позволило получить гетероструктуры с более высокими концентрациями 2D-электронов по сравнению со структурами, легированными другими методами, при достаточно большой холловской подвижности носителей тока.

Основная цель работы состояла в определении транспортных и квантовых подвижностей 2D-электронов в подзонах размерного квантования в комбинированно легированных GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетероструктурах в зависимости от расстояния  $L_\delta$  δ-слоя легирующей примеси от гетероперехода. Подвижности определялись путем анализа квантовых осцилляций магнетосопротивления и квантового эффекта Холла. Были рассчитаны электронная структура и волновые функции при различных  $L_\delta$ , проведен расчет транспортных и квантовых подвижностей электронов в каждой подзоне с учетом межподзонного рассеяния на ионизированных примесях.

### 2. Структура образцов и методика измерений

Все образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующей подложке GaAs(Cr) были синтезированы GaAs(δ-Si)-структуры. В слое GaAs δ-слой кремния был выращен на различном

расстоянии  $L_\delta$  от гетерограницы ( $L_\delta = 200, 400, 600, 750, 1000$  и  $1200 \text{ \AA}$ ). Затем структуры были покрыты двухслойным спейсером: Al<sub>0,36</sub>Ga<sub>0,64</sub>As (толщиной  $40 \text{ \AA}$ ) и Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>As (толщиной  $50 \text{ \AA}$ ). Следующий слой Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>As во всех образцах был однородно легирован кремнием, для того чтобы повысить в структурах общую концентрацию 2D-электронов. Структуры покрывались варизонным слоем Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As толщиной  $90 \text{ \AA}$ , в котором менялось от 0,25 до 0, и контактным слоем GaAs толщиной  $110 \text{ \AA}$ . Образцы были изготовлены в виде двойного холловского моста с шириной канала  $150 \text{ мкм}$  методом фотолитографии. Так же был синтезирован образец без δ-слоя (при тех же условиях, что и образцы с δ-слоем).

Температурные зависимости сопротивления были измерены в диапазоне температур  $0,4\text{--}300 \text{ K}$ , эффект Холла и поперечное магнетосопротивление — в диапазоне  $0,4\text{--}150 \text{ K}$  в стационарных магнитных полях до  $12 \text{ Тл}$  и импульсных до  $35 \text{ Тл}$ . Понижение температуры до  $0,4 \text{ K}$  осуществлялось путем откачки паров жидкого  $^3\text{He}$ .

### 3. Результаты

Для всех образцов сопротивление  $R$  уменьшается с понижением температуры до  $50\text{--}100 \text{ K}$  и затем возрастает. Для  $T < 50 \text{ K}$  зависимость  $R(T)$  является линейной функцией в координатах  $\sigma - \ln T$ . Сопротивление образца без δ-слоя кремния уменьшается с понижением температуры до  $1,5 \text{ K}$ .

Проводимость  $\sigma$ , холловская подвижность  $\mu_H$  (рис. 1) и общая концентрация электронов  $n$  зависят от расстояния между гетеропереходом и δ-слоем  $L_\delta$ . Как проводимость, так и холловская подвижность максимальны при  $L_\delta \approx 600 \div 750 \text{ \AA}$ . Измерения эффекта Холла показали, что во всех образцах коэффициент Холла не зависит от температуры в диапазоне температур  $0,4 \text{ K} < T < 40 \text{ K}$ .

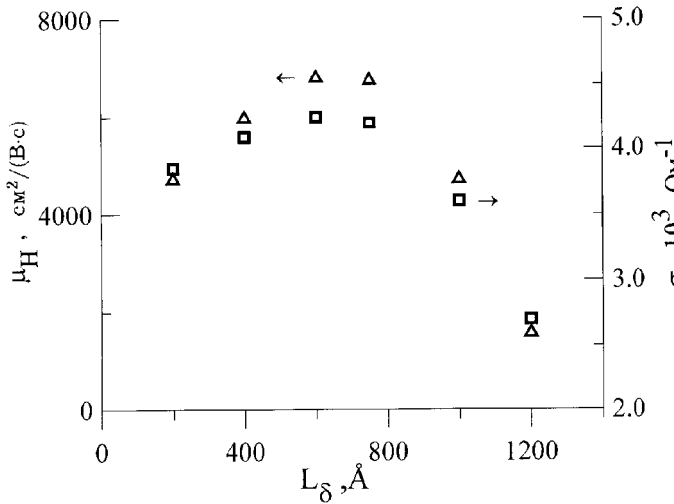


Рис. 1. Зависимость проводимости  $\sigma$  и холловской подвижности  $\mu_H$  от  $L_\delta$  при  $T = 4, 2$  К

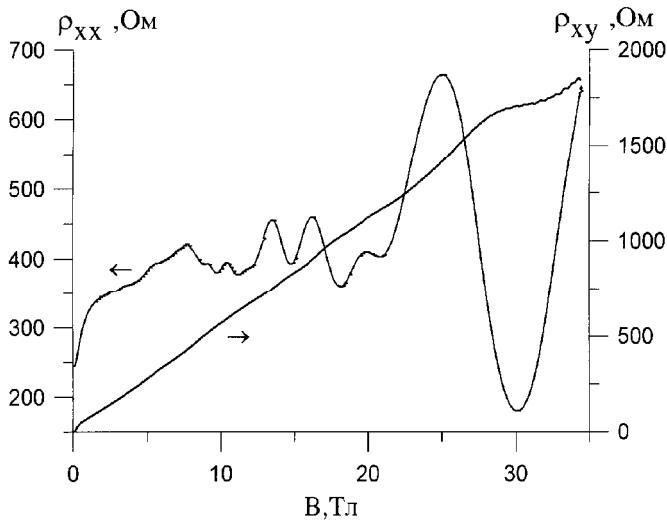


Рис. 2. Поперечное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  и холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  для образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$  при  $T = 4, 2$  К

При температуре жидкого гелия в исследованных гетероструктурах наблюдаются осцилляции Шубникова-де Гааза. На рис. 2 приведены зависимости магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  и холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  для образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$  в магнитном поле до 35 Тл при 4,2 К. Используя эффект Шубникова-де Гааза, мы определили экспериментальные значения концентраций электронов  $n$  в каждой подзоне. На рис. 3, толстой линией показана экспериментальная зависимость второй производной сопротивления от обратного магнитного поля для образца с  $L_\delta = 600 \text{ \AA}$  при температуре 4,2 К. Фурье-преобразование второй производной приведено на рис. 3. Оно было сделано в интервале магнитных полей  $2,5 \text{ Тл} < < 12 \text{ Тл}$ . Если брать интервал магнитных полей до 35 Тл, то амплитуда высокочастотных гармоник в фурье-спектре сильно возрастает относительно низкочастотных составляющих. Поэтому для лучшего определения всех составляющих осцилляций для каждого образца необходимо подбирать свой интервал магнитных полей.

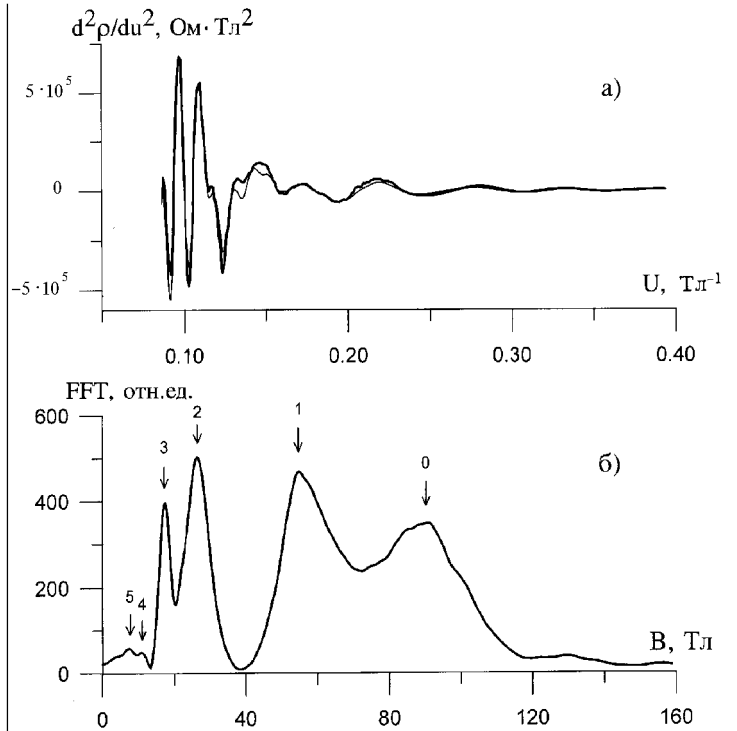


Рис. 3. Зависимость второй производной осциллирующей  $\partial^2 \rho_{xx}(u)/\partial u^2$  от обратного магнитного поля  $u = 1/B$  (толстая линия — эксперимент, тонкая — расчет с параметрами, указанными в таблице) — а и ее фурье-спектр для образца с  $L_\delta = 600 \text{ \AA}$  при  $T = 4, 2$  К — б

#### 4. Обсуждение результатов

В магнитном поле плотность состояний  $g$  имеет осциллирующую часть  $\Delta g$  [1, 2]

$$\frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi s}{\mu_q B}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi s \epsilon_F}{\hbar \omega_c} - s\pi\right] \frac{sX}{\text{sh}(sX)}, \quad (1)$$

$$X = \frac{2\pi^2 kT}{\hbar \omega_c},$$

где  $g_0$  — плотность состояний в отсутствие магнитного поля. Уравнения (1) приводят к следующим выражениям для компонент проводимости:

$$\sigma_{xx} = \frac{en\mu_0}{1 + \mu_0^2 B^2} \left[ 1 + \frac{2\mu_0^2 B^2}{1 + \mu_0^2 B^2} \frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} \right], \quad (2)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{en\mu_0^2 B}{1 + \mu_0^2 B^2} \left[ 1 - \frac{3\mu_0^2 B^2 + 1}{\mu_0^2 B^2 (1 + \mu_0^2 B^2)} \frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} \right], \quad (3)$$

где  $\mu_0$  — транспортная,  $\mu_q$  — квантовая подвижность. В случае нескольких заполненных подзон проводимости от каждого типа носителей суммируются. Частоты осцилляций магнетосопротивления в зависимости

от  $1/$  определяют концентрации электронов в подзонах. Используя транспортные  $\mu_0$  и квантовые  $\mu_q$  подвижности в подзонах как параметры в выражениях (1)–(3), можно подогнать вторую производную от  $\rho_{xx} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)$  по  $u = 1/B$  к эксперимен-

тальным данным. Результаты подгонки для образца с  $L_\delta = 600 \text{ \AA}$  показаны на рис. 3, тонкой линией. Подгонка производилась по методу поисковой оптимизации [3]. Полученные таким способом  $\mu_0$  и  $\mu_q$  приведены в таблице.

Концентрации  $N_s$  и эффективные массы  $m^*$  электронов в различных подзонах, полученные в самосогласованном решении уравнений Шрёдингера и Пуассона; концентрации, транспортные  $\mu_0$  и квантовые  $\mu_q$  подвижности, определенные из эффекта Шубникова–де Гааза при температуре 4,2 К; транспортные  $\mu_{0t}$  и квантовые  $\mu_{qt}$  подвижности, рассчитанные для рассеяния на ионизированных примесях с учетом межподзонного рассеяния для образцов с  $L_\delta = 600$  и  $1200 \text{ \AA}$

$L_\delta, \text{ \AA}$	$i$ (номер подзоны)	Расчет				ШдГ		
		$N_s,$ $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$m^*/m_0$	$\mu_{0t},$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\mu_{qt},$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$N_s,$ $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_0,$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\mu_q,$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
600	0	4,59	0,069	1670	700	4,68	1560	530
	1	2,78	0,072	1950	740	2,66	1700	800
	2	1,44	0,073	2350	1020	1,51	2480	900
	3	0,79	0,072	2970	1630	0,75	3300	2300
	4	0,48	0,068	$>10^5$	$>10^5$	0,45	–	–
5	0,27	0,070	4480	3160	0,36	–	–	
1200	0	4,36	0,069	1610	760	4,46	1410	480
	1	2,40	0,073	2100	1180	2,00	1530	670
	2	1,32	0,072	3000	2300	1,60	2300	790
	3	0,48	0,068	$>10^5$	$>10^5$	0,49	–	–
	4	0,46	0,070	4530	3860	–	–	–
5	0,14	0,069	9400	9010	–	–	–	

Подвижности электронов в высших подзонах не могут быть определены из эффекта Шубникова–де Гааза, так как концентрация носителей тока в этих подзонах мала, и в фурье-спектре не удается выделить соответствующие частоты (см. рис. 3 и таблицу). Поэтому транспортная подвижность электронов в исследованных образцах была определена также из анализа классического магнетосопротивления [4]. В методе [4] зависимости  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  от магнитного поля преобразуются в так называемый спектр подвижности — зависимость проводимости  $\sigma$  от подвижности  $\mu$ . Максимумы на зависимости  $\sigma(\mu)$  соответствуют различным группам носителей тока. При использовании этого метода значения  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  в интервале полей от 0,2 до 1,5 Тл были преобразованы в спектры подвижности, которые показали, что в  $\delta$ -легированных структурах существуют две группы электронов с низкой ( $\mu \approx 1800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) и высокой ( $\mu \approx 20000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) подвижностями. На рис. 4, показан спектр подвижности для образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$ . Для образца без  $\delta$ -слоя из спектра подвижности получается  $\mu \approx 25000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  (рис. 4.), что близко к подвижностям электронов в высших подзонах для комбинированно легированных образцов (пик при низкой подвижности на рис. 4, связан, по-видимому, с электронами в контактном слое).

Зонные диаграммы, волновые функции и концентрации электронов в подзонах были теоретически рассчитаны методом самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона. Поправки к эффективным массам электронов (см. таблицу) были найдены при

учете непараболичности зоны проводимости [5]. Зонная диаграмма, вычисленная для образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$ , показана на рис. 5. Основной особенностью исследованных структур является локализация нескольких подзон в  $\delta$ -слое. Число этих подзон возрастает с увеличением  $L_\delta$ . Верхние подзоны являются общими для гетероперехода и  $\delta$ -слоя.

Теоретические транспортные и квантовые подвижности при низких температурах были вычислены для рассеяния на ионизированных примесях с использованием уравнения Больцмана в приближении времени релаксации [6] ( $\mu_{0t}$  и  $\mu_{qt}$  в таблице). Было обнаружено, что межподзонные переходы влияют в основном на подвижности электронов в верхних подзонах, а вклад внутривидового рассеяния для трех нижних подзон равен  $\sim 80\%$ . Вклады от межподзонного и внутривидового рассеяния для высших подзон примерно равны друг другу. Для некоторых подзон ( $i = 4$  для образца с  $L_\delta = 600 \text{ \AA}$  и  $i = 3$  для  $L_\delta = 1200 \text{ \AA}$  — см. таблицу) электроны локализованы в основном около гетероперехода и удалены от ионизированных примесей, и подвижности электронов в этих подзонах выше. Расчетная транспортная подвижность в этих подзонах оказалась на порядок больше, чем найденная из спектра подвижности, следовательно, в данном случае необходимо учитывать другие механизмы рассеяния (в основном рассеяние на шероховатостях гетерограницы [7, 8]).

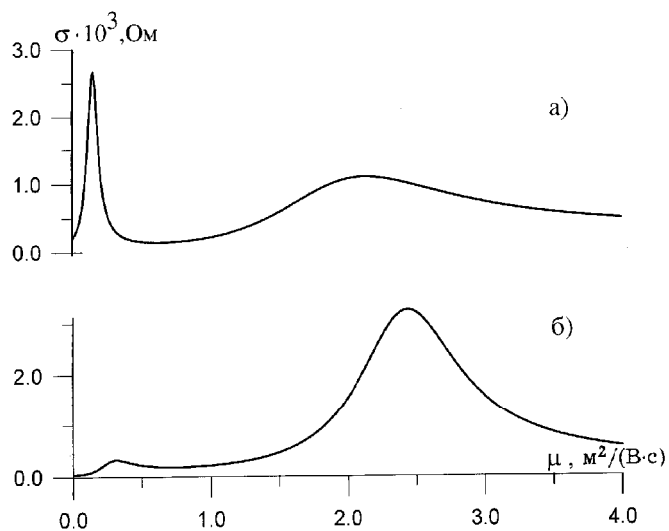


Рис. 4. Зависимость 2D-проводимости от подвижности для образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$  (а) и образца без  $\delta$ -слоя (б)

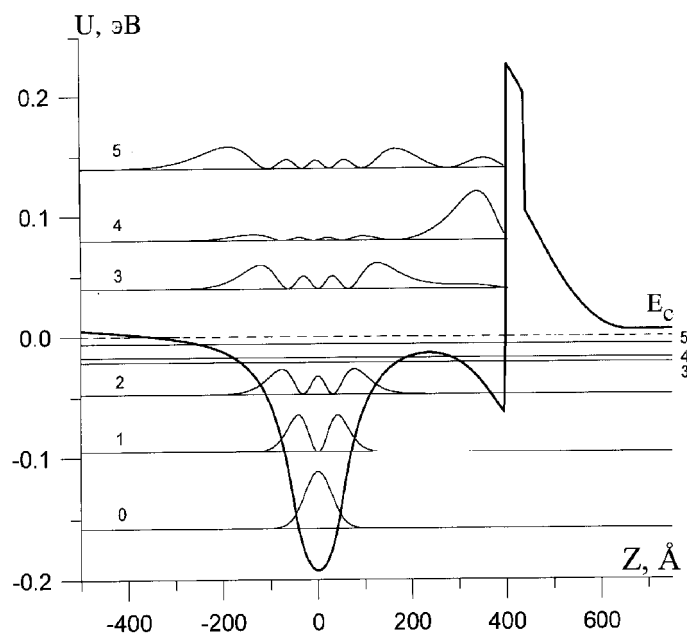


Рис. 5. Зонная диаграмма образца с  $L_\delta = 400 \text{ \AA}$ . Энергия отсчитывается от энергии Ферми (пунктир). Показаны также квадраты волновых функций в подзонах (для подзон 3, 4 и 5 отдельно в верхней части рисунка)

### 5. Заключение

Путем анализа поперечного магнетосопротивления определены двумерные концентрации, транспортные и квантовые подвижности электронов в подзонах размерного квантования в комбинированно легированных GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетероструктурах. Показано, что транспортная подвижность в верхней подзоне на порядок больше подвижностей в низших подзонах за счет пространственного разделения свободных электронов и ионизированных примесей.

Методом самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона рассчитаны концентрации, эффективные массы и волновые функции электронов во всех подзонах. Вычисленные подвижности электронов при рассеянии на ионизированных примесях в многоподзонном случае хорошо согласуются с определенными экспериментально по эффекту Шубникова-де Гааза. Таким образом, зависимости транспортных и квантовых подвижностей от номера подзоны в исследованных структурах при низких температурах можно объяснить рассеянием на ионизированных примесях с учетом межподзонных и внутрizonных переходов.

Показано, что расстояние  $L_\delta \approx 600 \div 750 \text{ \AA}$  от  $\delta$ -слоя легирующей примеси до гетерограницы является оптимальным. При этом расстоянии наблюдаются максимальные холловская подвижность и проводимость 2D-электронов. Применение метода  $\delta$ -легирования слоя GaAs и однородного легирования слоя GaAlAs позволило получить гетероструктуры с максимально возможными концентрациями 2D-электронов, составляющими  $1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

### Литература

1. *Isihara A., Smrčka L.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1986. **19**. P. 6777.
2. *Coleridge P. T., Stoner R., Fletcher R.* // Phys. Rev. 1989. **B39**. P. 1120.
3. *Рыков А. С.* Поисковая оптимизация. Методы деформируемых конфигураций. М., 1993.
4. *Beck W. A., Anderson J. R.* // J. Appl. Phys. 1987. **62**. P. 541.
5. *Ekenberg U.* // Phys. Rev. 1989. **B40**. P. 7714.
6. *Inoue K., Matsuno T.* // Phys. Rev. 1993. **B47**. P. 3771.
7. *Hirakawa K., Sakaki H.* // Phys. Rev. 1986. **B33**. P. 8291.
8. *Kulbachinskii V. A., Kytin V. G., Kadushkin V. I. et al.* // J. Appl. Phys. 1994. **75**, №4. P. 2081.

Поступила в редакцию  
27.11.96