

УДК 537.311.322

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОДЗОНАХ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В КОМБИНИРОВАННО ЛЕГИРОВАННЫХ GaAs/Al_xGa_{1-x}As-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Р. А. Лунин, В. Г. Кытин, 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_xGa_{1-x}As-гетеропереходов, в которых одновременно однородно легирован кремнием слой Al_xGa_{1-x}As и δ-легирован слой GaAs, с различным расстоянием L_δ ($200 \text{ \AA} < L_\delta < 1200 \text{ \AA}$) 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_xGa_{1-x}As-гетеропереходы, в которых не только однородно легирован кремнием слой Al_xGa_{1-x}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_xGa_{1-x}As-гетероструктурах в зависимости от расстояния L_δ 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_δ , 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(Сг) были синтезированы GaAs(δ-Si)-структуры. В слое GaAs δ-слой кремния был выращен на различном

расстоянии L_δ от гетерограницы ($L_\delta = 200, 400, 600, 750, 1000$ и 1200 \AA). Затем структуры были покрыты двухслойным спейсером: Al_{0,36}Ga_{0,64}As (толщиной 40 \AA) и Al_{0,25}Ga_{0,75}As (толщиной 50 \AA). Следующий слой Al_{0,25}Ga_{0,75}As во всех образцах был однородно легирован кремнием, для того чтобы повысить в структурах общую концентрацию 2D-электронов. Структуры покрывались варизонным слоем Al_xGa_{1-x}As толщиной 90 \AA , в котором менялось от 0,25 до 0, и контактным слоем GaAs толщиной 110 \AA . Образцы были изготовлены в виде двойного холловского моста с шириной канала 150 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 Тл и импульсных до 35 Тл. Понижение температуры до $0,4 \text{ K}$ осуществлялось путем откачки паров жидкого ^3He .

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 σ , холловская подвижность μ_H (рис. 1) и общая концентрация электронов n зависят от расстояния между гетеропереходом и δ-слоем L_δ . 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 $0,4 \text{ K} < T < 40 \text{ K}$.

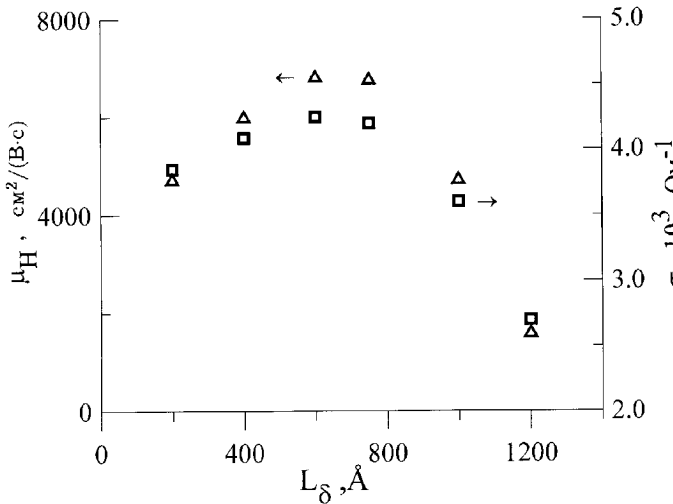


Рис. 1. Зависимость проводимости σ и холловской подвижности μ_H от L_δ при $T = 4,2$ К

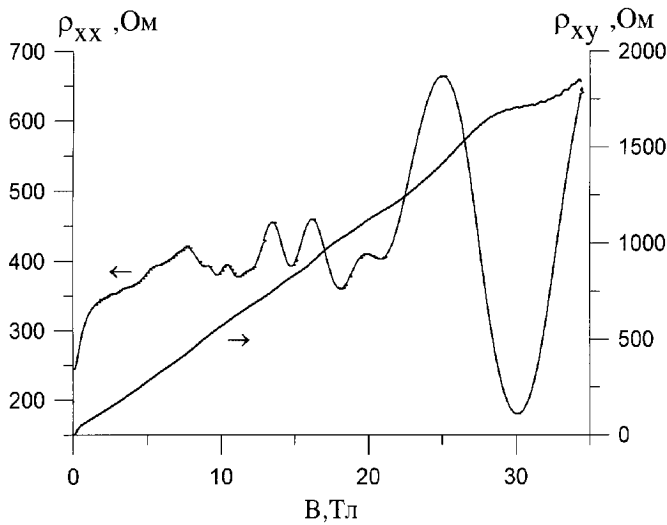


Рис. 2. Поперечное магнетосопротивление ρ_{xx} и холловское сопротивление ρ_{xy} для образца с $L_\delta = 400$ Å при $T = 4,2$ К

При температуре жидкого гелия в исследованных гетероструктурах наблюдаются осцилляции Шубникова-де Гааза. На рис. 2 приведены зависимости магнетосопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} для образца с $L_\delta = 400$ Å 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 $L_\delta = 600$ Å при температуре 4,2 К. Фурье-преобразование второй производной приведено на рис. 3. Оно было сделано в интервале магнитных полей 2,5 Тл < B < 12 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.

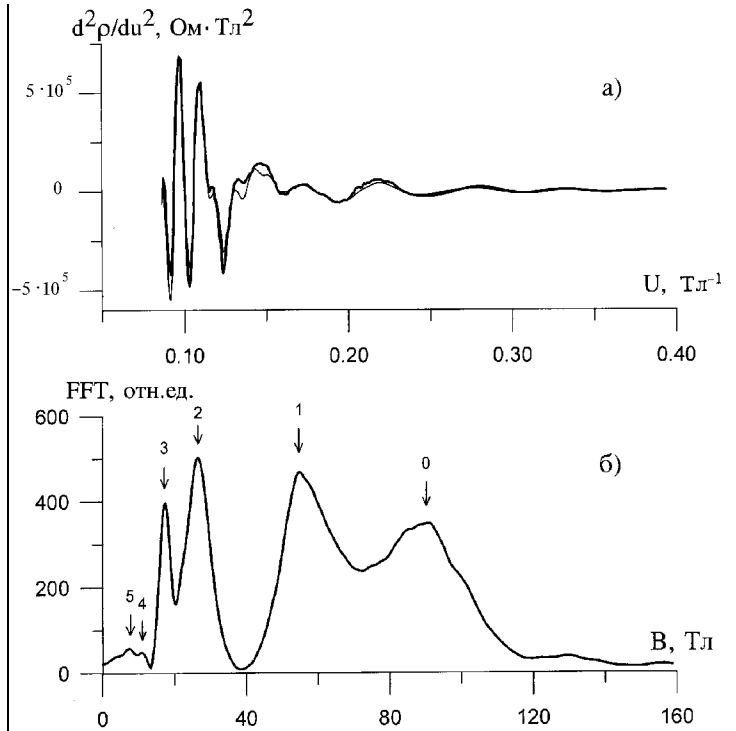


Рис. 3. Зависимость второй производной осцилляций $\partial^2 \rho_{xx}(u)/\partial u^2$ от обратного магнитного поля $u = 1/B$ (толстая линия — эксперимент, тонкая — расчет с параметрами, указанными в таблице) — а и ее фурье-спектр для образца с $L_\delta = 600$ Å при $T = 4,2$ К — б

4. Обсуждение результатов

В магнитном поле плотность состояний g имеет осциллирующую часть Δg [1, 2]

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

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

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

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

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

где μ_0 — транспортная, μ_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 μ_0 и квантовые μ_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 μ_0 и μ_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 μ_0 и квантовые μ_q подвижности, определенные из эффекта Шубникова–де Гааза при температуре 4,2 К; транспортные μ_{0t} и квантовые μ_{qt} подвижности, рассчитанные для рассеяния на ионизированных примесях с учетом межподзонного рассеяния для образцов с $L_\delta = 600$ и 1200 \AA

$L_\delta, \text{ \AA}$	i (номер подзоны)	Расчет				ШДГ		
		$N_s,$ 10^{12} 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} 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 ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля преобразуются в так называемый спектр подвижности — зависимость проводимости σ от подвижности μ . Максимумы на зависимости $\sigma(\mu)$ соответствуют различным группам носителей тока. При использовании этого метода значения ρ_{xx} и ρ_{xy} в интервале полей от 0,2 до 1,5 Тл были преобразованы в спектры подвижности, которые показали, что в δ -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 δ -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 δ -слое. Число этих подзон возрастает с увеличением L_δ . Верхние подзоны являются общими для гетероперехода и δ -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] (μ_{0t} и μ_{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]).

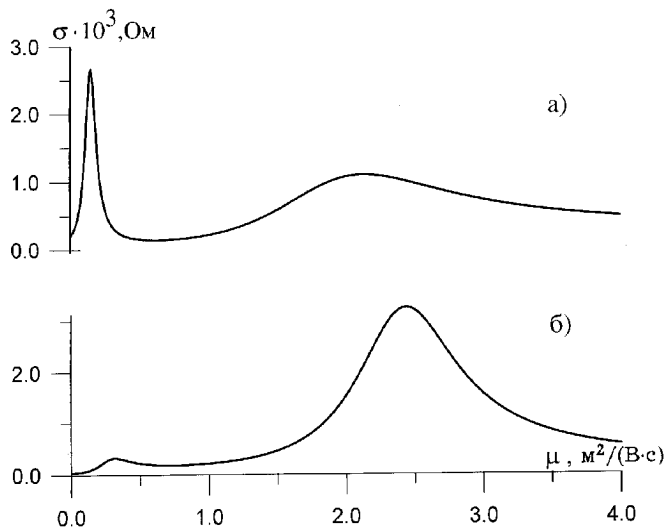


Рис. 4. Зависимость 2D-проводимости от подвижности для образца с $L_\delta = 400 \text{ \AA}$ (а) и образца без δ -слоя (б)

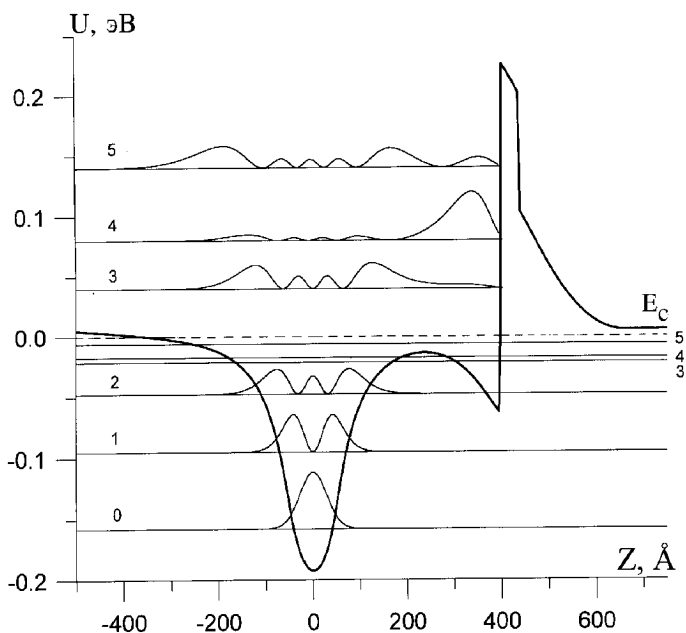


Рис. 5. Зонная диаграмма образца с $L_\delta = 400 \text{ \AA}$. Энергия отсчитывается от энергии Ферми (пунктир). Показаны также квадраты волновых функций в подзонах (для подзон 3, 4 и 5 отдельно в верхней части рисунка)

5. Заключение

Путем анализа поперечного магнетосопротивления определены двумерные концентрации, транспортные и квантовые подвижности электронов в подзонах размерного квантования в комбинированно легированных GaAs/Al_xGa_{1-x}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 δ -слоя легирующей примеси до гетерограницы является оптимальным. При этом расстоянии наблюдаются максимальные холловская подвижность и проводимость 2D-электронов. Применение метода δ -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