

Исследование электронного транспорта в связанных квантовых ямах с двухсторонним легированием

© Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский[¶], В.Г. Мокеров, В.А. Кульбачинский*, Р.А. Лунин*,
И.С. Васильевский*, А.В. Деркач*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

* Московский государственный университет,
119899 Москва, Россия

(Получена 10 июля 2002 г. Принята к печати 28 октября 2002 г.)

В гетероструктурах со связанными квантовыми ямами измерены температурные зависимости проводимости и холловской подвижности. Изучены их зависимости от ширины квантовой ямы. Показано, что введение туннельно-прозрачного барьера в середине ямы увеличивает подвижность в узких ямах и уменьшает — в широких. Проведено сравнение экспериментальных результатов с рассчитанными зависимостями. Показано, что число заполненных подзон размерного квантования зависит от ширины ямы и наличия барьера. При температуре 4.2 К в диапазоне магнитных полей от 1 до 40 Тл измерены магнетосопротивление и сопротивление Холла. С помощью фурье-анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза определено заполнение подзон. Получено хорошее согласие с рассчитанными величинами.

1. Введение

Исследование электрофизических характеристик квантовых ям AlGaAs/GaAs/AlGaAs представляет интерес как для фундаментальной физики, так и для практических целей. Такие структуры в настоящее время широко используются для создания фотодетекторов, оптических модуляторов, мощных транзисторов и других приборов. В оптоэлектронных приборах квантовая яма, расположенная между симметричными барьерами AlGaAs, позволяет получить необходимые спектральные характеристики. В таких структурах для улучшения характеристик часто используются связанные квантовые ямы, которые создаются с помощью разделения квантовой ямы GaAs тонким, толщиной порядка 3–4 монослоя, барьером AlAs [1,2].

В полевых транзисторах для СВЧ применений двухстороннее легирование структур AlGaAs/GaAs/AlGaAs позволяет значительно увеличить выходную мощность [3–5]. Кроме квантования энергетического спектра электронов в гетероструктурах такого типа квантуется и спектр фононов. Это, согласно расчетам [6], должно уменьшать электрон-фононное рассеяние и тем самым приводить к повышению подвижности электронов. При определенных размерах квантовых ям, как следует из теоретических расчетов [7,8], введение тонкого барьера AlAs должно значительно уменьшить скорость внутриподзонного рассеяния и может привести к дополнительному повышению подвижности. Результатом этого может быть улучшение характеристик транзисторов. Все это указывает на актуальность исследования квантовых ям с тонкими барьерами.

В данной работе представлены результаты исследований электронного транспорта в структурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs с различной шириной квантовой

ямы. Для проведения сравнительного анализа были выращены идентичные структуры без барьера и с тонким барьером AlAs в центре квантовой ямы. При 4.2 К в квантующих полях для данных структур также измерены зависимости компонент тензора удельного сопротивления от напряженности магнитного поля.

2. Приготовление образцов и методика измерений

Образцы для исследований выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100), разориентированных в направлении [110] на 2°. Сначала выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм. Далее выращивались барьер Al_{0.2}Ga_{0.8}As, квантовая яма GaAs, барьер AlAs толщиной ~ 1.8 нм, квантовая яма GaAs, барьер Al_{0.2}Ga_{0.8}As. В конце процесса выращивался защитный слой GaAs толщиной 8 нм. Ширина обеих квантовых ям в каждой структуре была одинаковой. Некоторые параметры исследованных образцов, в том числе толщина барьера AlAs d и суммарная ширина квантовых ям W , приведены в таблице. Толщина барьеров AlGaAs во всех

Холловские поверхностные концентрации электронов n_H и подвижности μ_H исследованных образцов при температуре 4.2 К

№ образца	W , нм	d , нм	n_H , 10^{12} см ⁻²	μ_H , см ² /(В · с)
2	13	0	1.33	10 000
3	13	1.8	1.31	12 800
4	26	0	2.07	11 900
5	26	1.8	2.09	12 500
6	35	0	2.02	15 000
7	35	1.8	2.02	13 000

[¶] E-mail: kamin@mail.cplire.ru

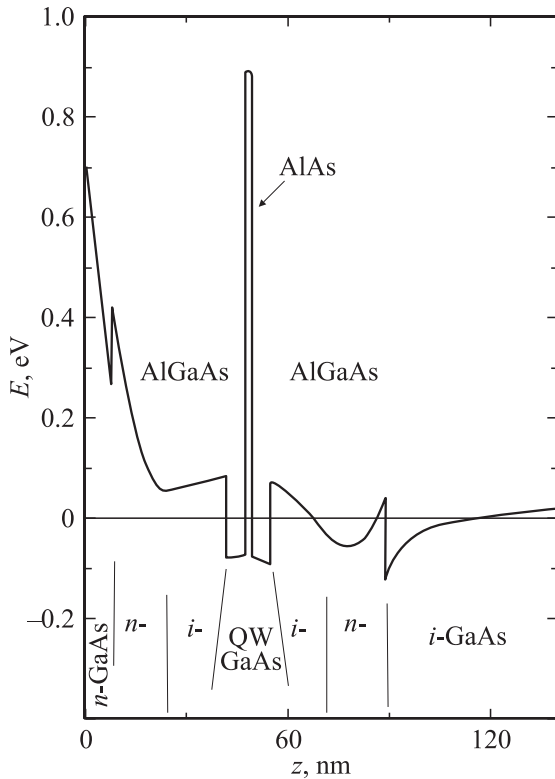


Рис. 1. Зонная диаграмма для структуры образца 3. Энергия отсчитывается от уровня Ферми.

структурах также была одинаковой и равнялась 33 нм. Причем половина (по толщине) каждого из барьеров, прилегающая к квантовой яме, оставалась нелегированной. Вторая же половина барьеров была легирована с концентрацией кремния $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такой же была концентрация кремния в защитном слое. Температура роста слоев GaAs и AlAs равнялась 600°C , а слоев AlGaAs — 640°C . Отношение потоков мышьяка и галлия в зоне роста было равно 30. Для сравнения результатов такие же структуры были выращены без центрального барьера AlAs в квантовой яме. В качестве примера на рис. 1 приведена рассчитанная зонная диаграмма для образца 3.

Для проведения гальваномагнитных измерений образцы были изготовлены в виде холловских мостиков. Температурные зависимости сопротивления были измерены в диапазоне температур $4.2 < T < 300 \text{ K}$, а эффект Холла — при 4.2 K и в диапазоне температур $77 < T < 300 \text{ K}$. Результаты этих измерений позволили определить температурные зависимости холловской концентрации электронов n_H в структуре и подвижности μ_H в диапазоне температур $77 < T < 300 \text{ K}$. В таблице приведены эти параметры для всех структур при 4.2 K . На изготовленных холловских мостиках при температуре жидкого гелия также были измерены сопротивление ρ_{xx} и сопротивление Холла ρ_{xy} в магнитном поле до 40 Тл.

3. Результаты гальваномагнитных измерений и их обсуждение

На рис. 2 приведены зависимости сопротивления структур от температуры. Для всех образцов наблюдается уменьшение сопротивления при понижении температуры до 60 К. При $T < 60 \text{ K}$ сопротивление образцов 5 и 6 слабо возрастает при понижении тем-

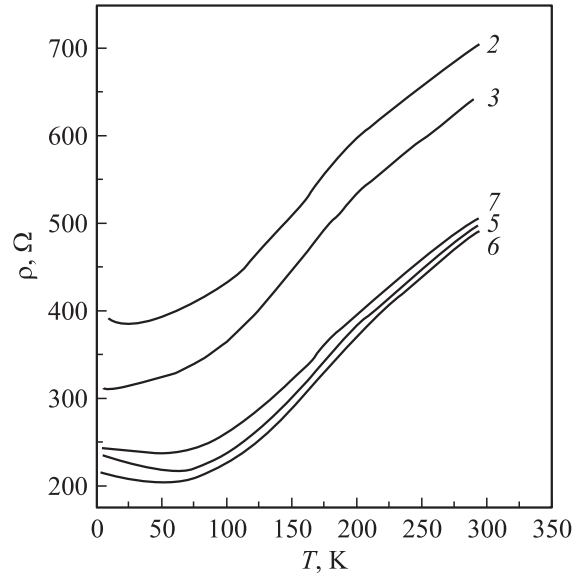


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления исследованных структур. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

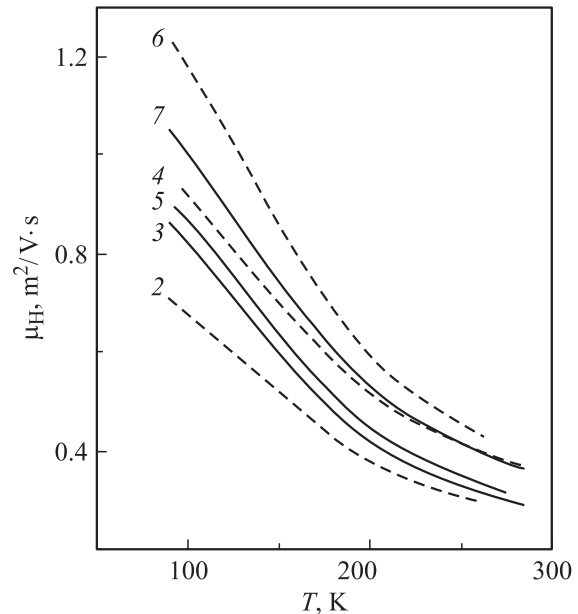


Рис. 3. Температурные зависимости холловской подвижности электронов μ_H для различных образцов. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Сплошные кривые — образцы с барьером AlAs, штриховые — без барьера в квантовой яме.

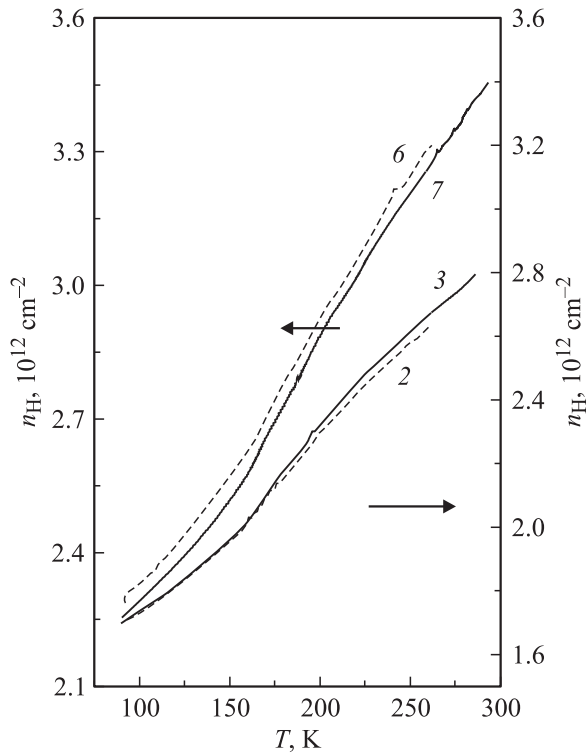


Рис. 4. Температурные зависимости холловской концентрации электронов для образцов 2 и 3 с узкой ($W = 13$ нм) и образцов 6 и 7 с широкой ($W = 35$ нм) квантовыми ямами. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

пературы, что можно объяснить слабой локализацией носителей тока. Уменьшение сопротивления при понижении температуры в области $T > 60$ К обусловлено увеличением подвижности электронов. Наблюдаемые холловские подвижности μ_H (рис. 3) действительно увеличиваются при понижении температуры. Хорошо видно, что в узкой квантовой яме с $W = 13$ нм введение барьера AlAs увеличивает холловскую подвижность. Причем при понижении температуры отношение подвижностей μ_{H3}/μ_{H2} , где μ_{H2}, μ_{H3} — холловские подвижности в образцах 2 и 3 соответственно, растет (рис. 3). При изменении температуры в интервале $77 < T < 280$ К отношение подвижностей изменяется в интервале $1.21 > (\mu_{H3}/\mu_{H2}) > 1.06$. В то же время введение барьера в обоих широких квантовых ямах уменьшает подвижность по сравнению с образцом без барьера (рис. 3). Однако температурные зависимости отношения подвижностей для них разные. Для того же интервала температур для образцов с $W = 26$ нм имеем $1.05 < (\mu_{H4}/\mu_{H5}) < 1.206$, т.е. при понижении температуры отношение уменьшается. В то же время для образцов с $W = 35$ нм имеем $1.176 > (\mu_{H6}/\mu_{H7}) > 1.1$, т.е. при понижении температуры отношение растет. Как видно, эти изменения не велики и не превышают 15% для всего диапазона температур.

Во всех образцах наблюдается уменьшение холловской концентрации при понижении температуры (рис. 4).

Наблюдаемая зависимость $n_H(T)$, как можно предположить, обусловлена особенностями зонной структуры исследованных образцов. Как видно из зонной диаграммы (см. рис. 1), проводимость образцов складывается из проводимости потенциальной ямы со стороны подложки, легированной части барьеров AlGaAs и квантовой ямы. Как известно, в слоистых структурах холловские подвижность и концентрация определяются из соотношений.

$$\mu_H = \frac{\sum_i \gamma_i \mu_i^2 n_i}{\sum_i \mu_i n_i}, \quad n_H = \frac{\left(\sum_i \mu_i n_i\right)^2}{\sum_i \gamma_i \mu_i^2 n_i}, \quad (1)$$

где μ_i, n_i — подвижность и поверхностная концентрация электронов в слоях, γ_i — холл-фактор, i — индекс суммирования по слоям. Решение системы самосогласованных уравнений Кона–Шэма для потенциальной и квантовой ям аналогичное тому, как это было сделано в [9], показывает, что концентрация электронов в них слабо изменяется при изменении температуры. Как показывает расчет, для исследованных образцов в исследованном диапазоне температур электронный газ во всех слоях или вырожденный, или близок к вырождению. Поэтому при расчетах было принято $\gamma_i = 1$. В этом случае, используя (1), несложно показать, что уменьшение холловской концентрации при уменьшении температуры обусловлено уменьшением отношения

$$\frac{\mu_3 n_3}{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}, \quad (2)$$

где параметры с индексами 1 и 2 относятся к потенциальной и квантовой ямам соответственно, а индекс 3 — к легированной части барьера AlGaAs. При температуре 4.2 К подвижность в легированном барьере AlGaAs очень мала и проводимость по этому слою можно не учитывать. Тогда из (1) следует соотношение $n_1 < n_H < n_1 + n_2$. Близость n_H к тому или другому пределу зависит от величины отношения $p = \mu_2/\mu_1$.

Решение системы самосогласованных уравнений Кона–Шэма для поверхностных концентраций в ямах дает $n_1 = 1.2 \cdot 10^{12}$ см⁻² и $n_2 = 1.06 \cdot 10^{12}$ см⁻². Используя (1) и данные таблицы при температуре 4.2 К, получаем следующие отношения подвижностей: для узких квантовых ям $p \approx 0.1$, а для широких ям $p \approx 0.6$. В области же высоких температур $n_1 < n_H < n_1 + n_2 + n_3$. Как видно из рис. 4, для широких квантовых ям величина n_H близка к величине суммарной концентрации электронов в структуре. Для узких квантовых ям величина n_H существенно меньше (рис. 4). Это является следствием меньшей подвижности электронов в узких квантовых ямах.

Исследованные образцы выращивались приблизительно в одинаковых условиях. Поэтому в барьерах и потенциальных ямах всех структур подвижности и концентрации электронов должны быть приблизительно одинаковыми. Тогда из (1) несложно показать, что величина μ_2

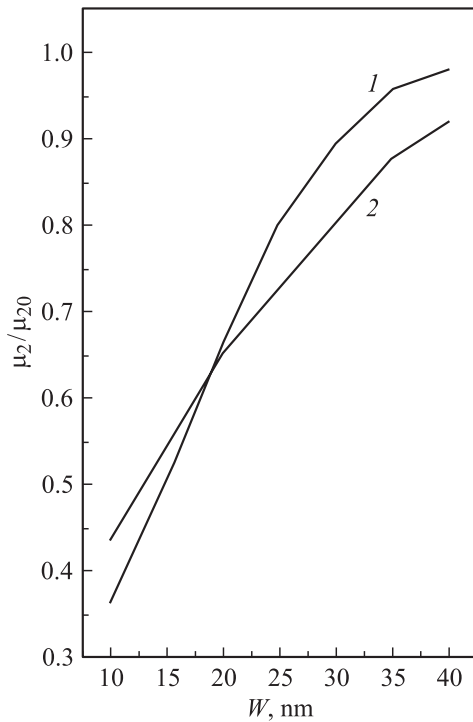


Рис. 5. Зависимости нормированной подвижности μ_2/μ_{20} (4) от ширины квантовой ямы: 1 — без барьера, 2 — с барьером AlAs толщиной 1.8 нм. μ_2 — подвижность в 1-й подзоне квантовой ямы GaAs, μ_{20} — в очень широкой квантовой яме.

больше в той структуре, где больше величина $n_H \mu_H^2$. Как видно из рис. 4, величины n_H в структурах с барьером и без барьера практически совпадают. Поэтому соотношение μ_H в структурах с барьером и без барьера качественно отражает соотношение μ_2 в них. Таким образом, в узкой квантовой яме введение барьера AlAs увеличивает μ_2 , а в широких — уменьшает. Кроме того, как видно из рис. 3, при $T > 77$ К μ_2 увеличивается при увеличении W вне зависимости от наличия барьера AlAs.

Слабая температурная зависимость параметра ρ от температуры указывает на то, что наблюдаемые зависимости μ_H и соответственно μ_2 от параметров структуры являются следствием размерного квантования. В литературе широко обсуждалось влияние ширины прямоугольной квантовой ямы на подвижность (см. [7] и ссылки в ней) и было показано, что в не очень широких ямах $\mu_2 \propto W$. При большой концентрации электронов и соответственно наличии потенциального профиля в яме это не совсем так. Для $T > 77$ К в GaAs преобладает рассеяние на полярных оптических фононах. В этом случае, как показано в [10], при одной заполненной подзоне размерного квантования

$$\mu_2 \propto \left[\int \psi^4(z) dz \right]^{-1}, \quad (3)$$

где ψ — волновая функция в направлении размерного квантования. Зависимость $\mu_2 \propto W$ является частным

случаем (3) для прямоугольной ямы. Решение системы самосогласованных уравнений Кона–Шэма для исследованных структур показывает, что для разных образцов количество заполненных подзон разное. А именно, одна в образце 3, по две в образцах 2, 4, 5 и по три в образцах 6 и 7. Для случая заполнения нескольких подзон прямым обобщением (3) является отношение

$$\frac{\mu_2}{\mu_{20}} = \sum_j \alpha_j \left[\int \psi_j^4(z) dz \right]^{-1}, \quad (4)$$

где μ_{20} — подвижность в очень широкой квантовой яме, α_j — относительная доля заполнения подзоны электронами, а суммирование производится по всем подзонам размерного квантования. На рис. 5 приведены рассчитанные при $T = 100$ К по формуле (4) зависимости отношения μ_2/μ_{20} от ширины квантовой ямы без барьера внутри и с барьером AlAs толщиной 1.8 нм. При расчете учитывались подзоны с относительной долей заполнения более 0.03. Число таких подзон для каждого образца указано выше. Расчет также показывает, что зависимости слабо изменяются в интервале температур $77 < T < 300$ К. Для расчета использовались результаты решения системы самосогласованных уравнений Кона–Шэма. Как видно, полученные зависимости качественно согласуются с соотношениями между холловскими подвижностями, полученными из эксперимента. Кроме того, расчет по формуле (4) дает $\mu_{23}/\mu_{22} = 1.11$, $\mu_{26}/\mu_{27} = 1.13$, $\mu_{24}/\mu_{25} = 1.1$, где второй индекс обозначает номер образца. Как видно, эти величины попадают в интервалы изменения отношений измеренных холловских подвижностей.

4. Магнетотранспорт в квантующем магнитном поле

На рис. 6 приведены зависимости сопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} от напряженности магнитного поля B для образцов 6 и 7. В GaAs при 4.2 К магнитное поле с напряженностью $B > 0.2$ Тл является квантующим. Действительно, во всех образцах наблюдаются осцилляции Шубникова–де-Гааза. Однако они не периодичны по величине обратного поля. Это связано с наличием в структуре двух ям и нескольких заполненных подзон размерного квантования. Для определения их заполнения нами было выполнено фурье-преобразование зависимости $\rho_{xx}(1/B)$ для образцов 6 и 7. По значению частот F , соответствующих положению максимумов фурье-спектров, используя формулу для концентрации электронов

$$n = \frac{qF}{\pi\hbar}, \quad (5)$$

были рассчитаны поверхностные концентрации электронов в подзонах. На вставках к рис. 6 представлены фурье-спектры в зависимости от концентрации n

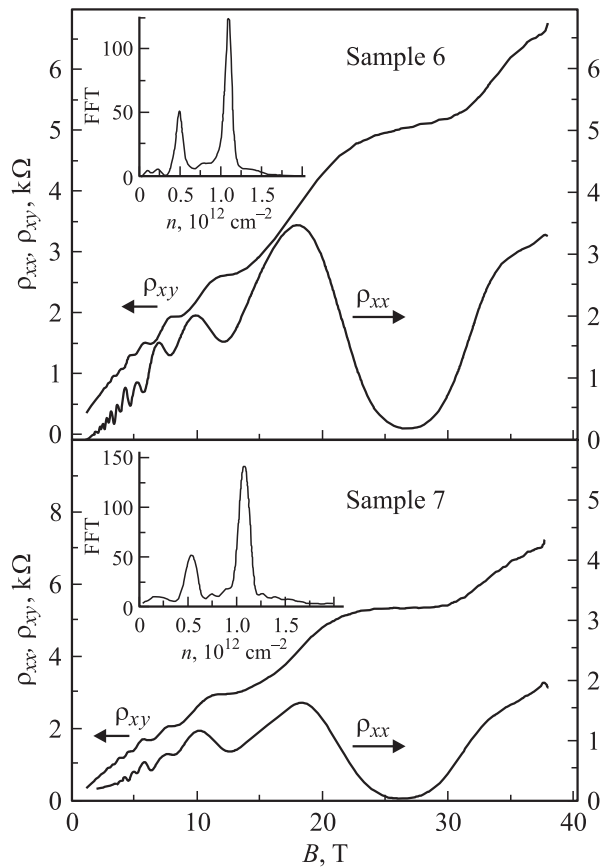


Рис. 6. Магнетосопротивление и холловское сопротивление образцов 6 и 7 при температуре 4.2 К. На вставках — фурье-спектры осцилляций ρ_{xx} .

(для образцов 6 и 7), на которых хорошо выделяются два максимума. Больший из них соответствует $n = 1.08 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Эта величина близка к рассчитанному значению заполнения потенциальной ямы (см. выше). Второй максимум соответствует $n = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца 6 и $n = 5.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца 7. Расчет заполнения трех подзон размерного квантования дает следующие результаты для квантовой ямы: для образца 6 — $4.7 \cdot 10^{11}$, $4.4 \cdot 10^{11}$ и $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а для образца 7 — $4.6 \cdot 10^{11}$, $4.5 \cdot 10^{11}$ и $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Как видно, второй максимум в обоих образцах соответствует двум подзонам с приблизительно одинаковым заполнением. Такое вырождение подзон обусловлено симметрией квантовой ямы. Как видно из рис. 1, в такой яме вблизи гетеропереходов имеются две потенциальные ямы. При низких температурах волновые функции нижних энергетических уровней оказываются слабо связанными и энергии уровней становятся близкими. Как показывает расчет, при повышении температуры уровни расходятся и их заполнение отличается тем сильнее, чем выше температура. При этом суммарное значение поверхностной концентрации электронов в квантовой яме практически не изменяется. Для образца 6 в области малых значений n имеется слабо выраженный максимум,

который, как можно предположить, соответствует третьей заполненной подзоне. Можно предположить, что такой же максимум для образца 7 сливается с нулевой особенностью фурье-спектра. Наличие этой особенности, очевидно, приводит к сдвигу в сторону больших значений n максимума, соответствующего двум заполненным подзонам, для образца 7.

Как видно из рис. 6, средняя величина $\rho_{xx}(B)$ приблизительно линейно возрастает при увеличении магнитного поля в диапазоне $B < 8 \text{ Тл}$. Аналогичные зависимости наблюдались для остальных образцов. Известно, что классическое магнетосопротивление двумерного вырожденного электронного газа при одной заполненной подзоне равно нулю. Единственно известным механизмом положительного магнетосопротивления является заполнение нескольких подзон с различными подвижностями или наличие нескольких слоев в системе. Как показано в [11], среднее значение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ двумерных электронов в условиях квантования в магнитном поле описываются теми же соотношениями. Поэтому для структур с двумя проводящими слоями получаем

$$\delta = \frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_0} - 1 = \frac{a}{p} \frac{x^2(p-1)^2}{(1+ap)^2 + x^2(1+a)^2},$$

где $a = n_2/n_1$, $x = \mu_2 B$. Эта зависимость квадратичная в области малых полей, когда $x \ll 1$. В сильных полях магнетосопротивление достигает насыщения и

$$\delta_{\text{max}} = \frac{a}{p} \left(\frac{p-1}{a+1} \right)^2.$$

Для образцов 6 и 7 расчет дает $a \approx 0.85$ и $\delta_{\text{max}} \approx 0.066$. В эксперименте же наблюдаются практически линейные зависимости $\rho_{xx}(B)$. При $B = 5 \text{ Тл}$ для образца 6 получаем $\delta = 2.7$, а для образца 7 — $\delta = 1.6$. Причины столь большого магнетосопротивления и сильного расхождения с теоретическими представлениями в настоящее время не ясны.

5. Заключение

В работе исследованы температурные зависимости проводимости и подвижности электронов в связанных квантовых ямах различной ширины. Показано, что эти характеристики возрастают при увеличении ширины ямы во всем температурном диапазоне. Введение тонкого барьера AlAs в широких ямах уменьшает, а в узких увеличивает подвижность электронов. Изменение подвижности обусловлено изменением интенсивности электрон-фононного взаимодействия. Это является следствием сильной перестройки волновых функций и изменения энергетического спектра электронов при введении барьера AlAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ по программе FTNS и гранта РФФИ № 00-02-17493.

Список литературы

- [1] W. Trzeciakowski, B.D. McCombe. Appl. Phys. Lett., **55**, 891 (1989).
- [2] A. Lorke, U. Merkt, F. Malcher, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **42**, 1321 (1990).
- [3] J.-L. Cazaux, N.G. Geok-Ing, D. Pavlidis, Hin-Fai Chau. IEEE Trans. Electron. Dev., **35**, 1223 (1988).
- [4] M. Nawaz. Sol. St. Electron., **43**, 687 (1999).
- [5] C.S. Whelan, W.E. Hoke, R.A. McTaggart, S.M. Lardizabal, P.S. Lyman, P.F. Marsh, T.E. Kazior. IEEE Electron. Dev. Lett., **21**, 5 (2000).
- [6] J. Pozela, V. Jucene, K. Pozela. Semicond. Sci. Technol., **10** 1076 (1995).
- [7] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **34** 1053 (2000).
- [8] T. Tsuchiya, T. Ando. Phys. Rev. B, **48**, 4599 (1993).
- [9] В.Э. Каминский. ФТП, **23**, 662 (1989).
- [10] В.Э. Каминский. ФТП, **25**, 453 (1991).
- [11] A. Isihara, I. Smrčka. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **19**, 6777 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

Study of electron transport in bound quantum wells with bilateral doping

*G.B. Galiev, V.E. Kaminskii, V.G. Mokerov,
V.A. Kul'bachinskii*, R.A. Lunin*, I.S. Vasil'evskii*,
A.V. Derkach**

Institute of Radio Engineering and Electronic,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia

* Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

Abstract The conductivity and Hall mobility temperature dependences are measured in heterostructures with bound quantum wells. Their dependences on a quantum well width are studied. It is shown that the transparent tunneling barrier inserting into the middle of quantum well increases mobility in narrow wells and decreases it in wide ones. Experimental results are compared with theoretically calculated dependences. It is shown that the number of filled size quantized subbands depends on the well width and barrier presence. At the temperature of 4.2 K the magnetoresistance and Hall's resistance are measured in the magnetic field range from 1 to 40 T. Using Fourier-analyses of Shubnikov-de-Haas oscillations the subband filling is determined. Good agreement with theoretically calculated values is obtained.