Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 8, с. 467 – 471

Транспортное время релаксации и квантовое время жизни в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlAs

Д. В. Дмитриев[+1)], *И. С. Стрыгин*[+×], *А. А. Быков*[+*], *С. Дитрих*[○2)], *С. А. Виткалов*[○2)]

[+] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[×] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия*

[○] *Physics Department, City College of the City University of New York, 10031 New York, USA*

Поступила в редакцию 15 марта 2012 г.

Исследованы низкотемпературные зависимости транспортного времени релаксации (τ_{tr}) и квантового времени жизни (τ_q) от концентрации двумерного электронного газа (n_e) в квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs. Обнаружено экспоненциальное возрастание квантового времени жизни с увеличением электронной концентрации. Показано, что резкое увеличение квантового времени жизни коррелирует с появлением X-электронов в боковых сверхрешеточных барьерах AlAs/GaAs. Установлено, что в исследуемых структурах отношение транспортного времени релаксации к квантовому времени жизни зависит от концентрации немонотонно: вначале с ростом n_e отношение τ_{tr}/τ_q линейно увеличивается, а затем падает. Обнаруженное поведение не описывается существующими теориями.

Электронные свойства гетероструктур с селективным легированием на основе соединений A^3B^5 уже более 30 лет являются предметом широкого научного изучения. Эти исследования остаются актуальными и значимыми до сих пор. Связано это с тем, что в таких структурах к настоящему времени достигнута наибольшая низкотемпературная подвижность двумерного (2D) электронного газа, которая сейчас составляет $3500\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [1]. Однако даже такая высокоподвижная система далека от идеальной, а ее транспортные свойства при низких температурах в значительной степени определяются процессами рассеяния носителей заряда на случайном потенциале ионизованных центров легирующей примеси [2]. Подавление этого механизма рассеяния носителей заряда в полупроводниковых структурах достигается так называемым селективным легированием [3]. Суть такого способа увеличения подвижности (μ) заключается в пространственном разделении областей переноса носителей заряда и легирования.

В традиционном GaAs/AlGaAs гетеропереходе области транспорта заряда и легирования разделяются слоем нелегированного AlGaAs толщиной d_S, который называют спейсером [4]. Чем больше d_S, тем меньше рассеяние на случайном потенциале легирующей примеси и, соответственно, тем выше μ в квантовой яме. Однако увеличение d_S неизбежно ведет к уменьшению концентрации свободных носителей заряда. Это означает, что в селективно-легированной гетероструктуре GaAs/AlGaAs невозможно одновременно получить высокие значения подвижности и концентрации. Для решения этой задачи было предложено использовать в качестве боковых барьеров к GaAs квантовой яме сверхрешетки AlAs/GaAs [5].

Схематическое изображение GaAs квантовой ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами представлено на рис. 1. Подавление рассеяния носителей заряда на случайном потенциале ионизованных примесей в такой модулированной структуре достигается не только за счет пространственного разделения областей легирования и транспорта, но еще и за счет экранирующего действия X-электронов, локализованных в слоях AlAs. Такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси позволяет получать в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами высокую подвижность и высокую концентрацию 2D-электронов одновременно. Это расширяет экспериментальные возможности в плане изучения электронных свойств полупроводниковых систем пониженной размерности [6–11].

Качество селективно-легированных гетероструктур, как правило, оценивается по величине подвижности, которая определяется транспортным временем релаксации импульса $\tau_{tr} = (m^*/e)\mu$, где m^* и

1) e-mail: bykov@isp.nsc.ru
2) S. Dietrich, S.A. Vitkalov.

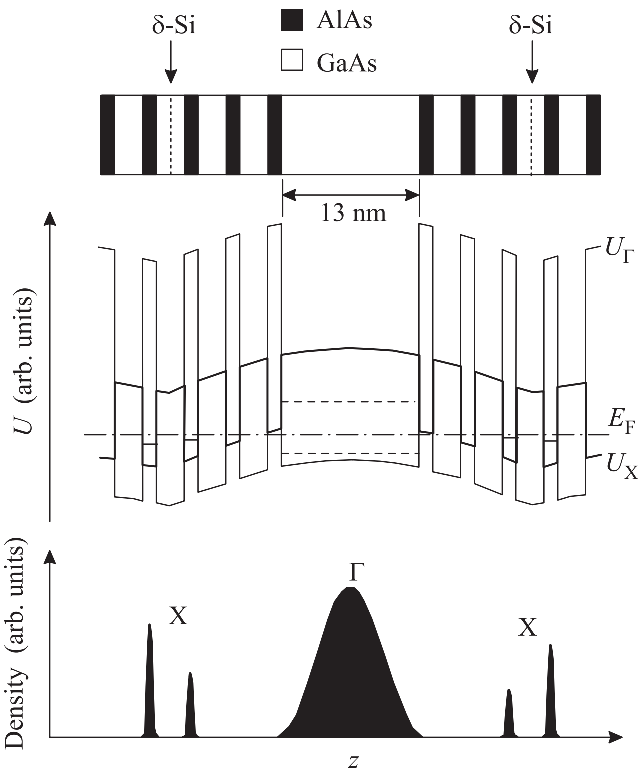

Рис. 1. Схематический вид GaAs квантовой ямы с боковыми барьерами из короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs. Показаны: энергия Ферми E_F; вид краев зон проводимости U_Γ и U_X; распределение плотности Г- и X-электронов

e – эффективная масса и заряд электрона соответственно. По-видимому, это связано с простотой измерения величины μ в эксперименте. Другим не менее важным параметром, характеризующим процессы рассеяния носителей заряда в неупорядоченных электронных системах, является квантовое время жизни τ_q, которое определяет полуширину уровней Ландау. Времена τ_{tr} и τ_q равны лишь в случае рассеяния на короткодействующем потенциале. В общем же случае они не являются эквивалентными и определяются соотношениями $1/\tau_q = \int P(\Theta)d\Theta$, $1/\tau_{tr} = \int P(\Theta)(1 - \cos\Theta)d\Theta$, где $P(\Theta)$ – величина, пропорциональная вероятности рассеяния на угол Θ. Таким образом, τ_q определяется процессами рассеяния на все углы, а τ_{tr}, за счет множителя $1 - \cos\Theta$, – преимущественно процессами рассеяния на большие углы.

В селективно-легированных гетеропереходах GaAs/AlGaAs увеличение μ за счет увеличения спейсера обусловлено в первую очередь подавлением рассеяния носителей заряда на большие углы. Это означает, что пространственное разделение областей легирования и транспорта приводит к более существенному росту τ_{tr} по сравнению с τ_q. В результате, в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с толстым спейсером справедливо соотношение $\tau_{tr}/\tau_q \gg 1$, так как в них доминирующим является малоугловое рассеяние [12, 13]. В настоящей работе показано, что в гетероструктурах GaAs/AlAs экранирование рассеивающего потенциала легирующей примеси X-электронами приводит к более существенному увеличению τ_q по сравнению с τ_{tr}. В таких структурах при высоких концентрациях реализуется ситуация со "средними" значениями отношения τ_{tr}/τ_q. Можно сказать, что рассеяние в высокоподвижных селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlAs является при низких температурах "среднеугловым".

Исследуемые селективно-легированные гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) подложках GaAs. Они представляли собой одиночные квантовые ямы GaAs шириной 13 нм. В качестве боковых барьеров к квантовой яме использовались сверхрешетки AlAs/GaAs. Поставщиками свободных носителей являлись два δ–Si слоя, каждый из которых располагался в боковых барьерах на расстоянии $d_s = 22.6$ нм от краев квантовой ямы. Равновесные концентрация и подвижность 2D-электронов в изучаемых образцах при температуре $T = 4.2$ K составляли $n_e = (9{-}9.3) \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $\mu = (100{-}110)$ м^2/В $\cdot$ с соответственно. Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ K в магнитных полях B до 2 Тл на холловских мостиках, имеющих ширину $W = 50$ мкм и длину $L = 250$ мкм. Холловские мостики снабжались металлическими TiAu затворами. Сопротивление измерялось на переменном токе I_{ac}, который имел величину менее 1 мкА. Емкость C измерялась между металлическим затвором и одним из омических контактов к гетероструктуре.

На рис. 2 представлены зависимости n_e и C от затворного напряжения V_g. С ростом V_g от -2 до -1.3 В электронная концентрация растет линейно. В этом диапазоне V_g между металлическим затвором и квантовой ямой GaAs свободных носителей нет. Под действием V_g изменяется лишь концентрация Г-электронов в GaAs квантовой яме. При более высоких V_g начинается заполнение квантовых ям AlAs, расположенных вблизи верхнего δ–Si слоя. Эти ямы заполняются X-электронами. Экспериментальным свидетельством появления последних является отклонение C от линейной зависимости при $V_g >$ > -1 В. В случайном потенциале легирующей примеси X-электроны образуют "озера" и тем самым сглаживают его. "Озера", заполненные X-электронами,

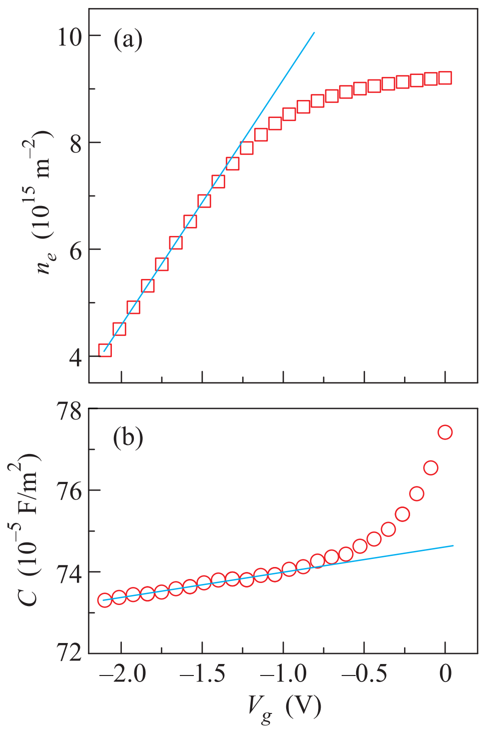

Рис. 2. Экспериментальные зависимости $n_e(V_g)$ ($\square$) и $C(V_g)$ ($\circ$) при температуре $T = 4.2$ К. Непрерывные линии – линейная аппроксимация начальных участков этих зависимостей

во всем исследуемом диапазоне V_g не образуют единого проводящего "моря", так как величины n_e, рассчитанные из холловских и шубниковских измерений, равны друг другу с точностью не хуже 1%.

На рис. 3 представлены экспериментальная и расчетная зависимости $\tau_{tr}(n_e)$. Сплошной линией изоб-

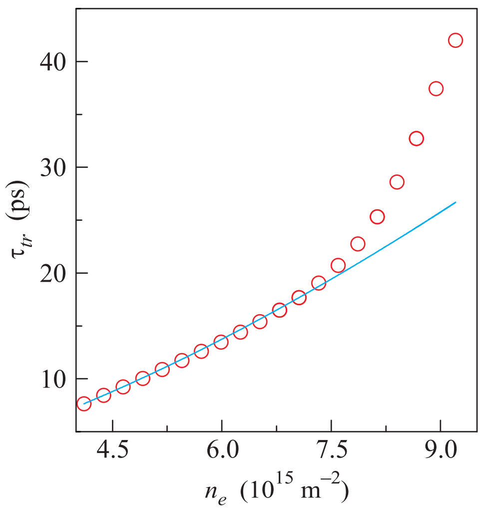

Рис. 3. Зависимости $\tau_{tr}(n_e)$ при $T = 4.2$ К. Окружности – эксперимент. Непрерывная линия – расчет по формуле [16]: $\tau_{tr} \propto n_e^{\gamma}$, $\gamma = 1.55$

ражена зависимость $\tau_{tr} \propto n_e^{\gamma}$ [14–16]. Теория, учитывающая рассеяние на случайном потенциале легирующей примеси, предсказывает для γ значение от 1.5 до 2. В нашем случае $\gamma = 1.55$. Наблюдаемое отклонение от расчетной зависимости показывает, что сглаживание случайного рассеивающего потенциала X-электронами приводит к уменьшению рассеяния Г-электронов. Наши данные качественно согласуются с результатами, полученными в подобных структурах ранее для зависимости $\mu(n_e)$ [5]. Однако в квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами до сих пор оставались не изученными экспериментально зависимости τ_q и τ_{tr}/τ_q от n_e. Их исследованию и посвящена настоящая работа.

Квантовое время жизни измерялось при помощи эффекта Шубникова–де Гааза. Амплитуда квантовых осцилляций сопротивления дается соотношением [13] $\Delta R_{xx} = 4R_0 X(T)\exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$, где R_0 – сопротивление в нулевом магнитном поле, $X(T) = \dfrac{(2\pi^2 k_{\mathrm{B}} T/\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 k_{\mathrm{B}} T/\hbar\omega_c)}$ – температурный фактор, а ω_c –

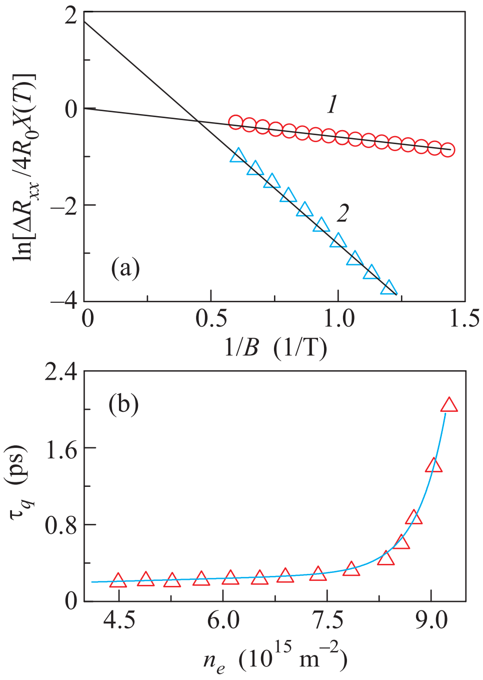

Рис. 4. (a) – Зависимости $\ln[\Delta R_{xx}/4R_0X(T)]$ от $1/B$ при $T = 4.2$ К для двух различных концентраций n_e: *1* – $9.26 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$; *2* – $7.37 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Непрерывные линии – линейная аппроксимация. (b) – Зависимости $\tau_q(n_e)$ при $T = 4.2$ К. Треугольники – эксперимент. Непрерывная линия – аппроксимация по формуле $\tau_q = 0.12 + 0.02n_e + 5 \cdot 10^{-10}\exp(2.38n_e)$

циклотронная частота. На рис. 4а представлены зависимости $\ln[\Delta R_{xx}/4R_0X(T)]$ от $1/B$. Они являются линейными, а их наклон задается величиной τ_q. Для исследуемых образцов полученные линейные зависимости проходят через точку с координатами $\ln[\Delta R_{xx}/4R_0X(T)] = 0$, $1/B = 0$, как этого требует теория, лишь в области больших n_e. Зависимость $\tau_q(n_e)$ представлена на рис. 4b. Вначале τ_q незначительно растет с увеличением концентрации, а затем зависимость $\tau_q(n_e)$ становится экспоненциальной. Математическая подгонка дает следующее эмпирическое выражение для экспериментальной зависимости: $\tau_q(n_e) = 0.12 + 0.02n_e + 5\cdot10^{-10}\exp(2.38n_e)$.

На рис. 5 представлены экспериментальная и расчетная зависимости τ_{tr}/τ_q от концентрации. Видно,

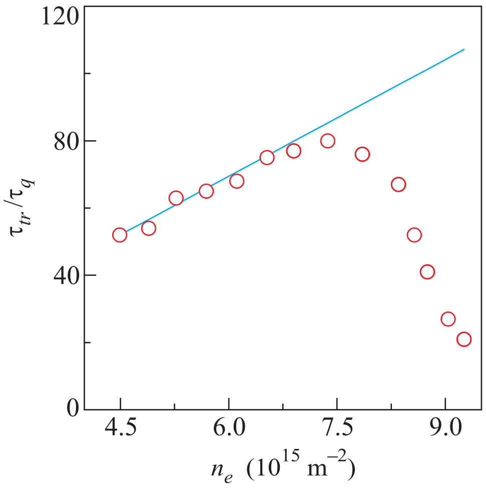

Рис. 5. Зависимости τ_{tr}/τ_q от n_e при $T = 4.2$ К. Окружности – эксперимент. Непрерывная линия – расчет по формуле [16] $\tau_{tr}/\tau_q = 8\pi n_e d_s^2$, $d_s = 21.5$ нм

что с ростом концентрации отношение τ_{tr}/τ_q вначале растет, а затем резко падает. Падение наблюдается в области концентраций, где рассеивающий потенциал сглаживается не только за счет спейсера, но и за счет экранирующего влияния X - электронов. Сплошной линией изображена теоретическая зависимость $\tau_{tr}/\tau_q = 8\pi n_e d_s^2$, учитывающая лишь роль спейсера [16]. На участке роста зависимости τ_{tr}/τ_q от n_e наблюдается хорошее совпадение теоретической зависимости с экспериментальными данными. Такое поведение полностью согласуется с теоретической зависимостью $\tau_{tr}(n_e)$, которая также совпадает с экспериментальной лишь в диапазоне концентраций, где экранирующей ролью X-электронов можно пренебречь.

Следует отметить, что экспоненциальное увеличение τ_q и падение отношения τ_{tr}/τ_q с ростом n_e наблюдались ранее в высокоподвижных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [17]. Было высказано предположение о том, что с ростом концентрации n_e увеличивается электронная экранировка случайного дальнодействующего рассеивающего потенциала ионизованных доноров. Однако это предположение не было обосновано ни экспериментально, ни теоретически. В нашей работе роль экранирующего действия X-электронов в экспоненциальном росте τ_q и падении отношения τ_{tr}/τ_q при увеличении n_e подтверждена экспериментальными зависимостями $n_e(V_g)$ и $C(V_g)$. Эти зависимости показывают, что экспоненциальное увеличение τ_q обусловлено появлением X-электронов. Отклонение τ_q от линейной зависимости с увеличением концентрации возникает в области $n_e > 7.5\cdot10^{15}$ м$^{-2}$, т.е. там же, где начинается заполнение X-электронами квантовых ям AlAs.

Отношение τ_q/τ_{tr} дает возможность оценить среднюю величину изменения угла Θ после единичного акта рассеяния, которая равна [18] $\Theta_0 \approx (\tau_q/\tau_{tr})^{1/2}$. В наших образцах максимальная величина $\Theta_0 \approx 0.22$. Такое большое значение Θ_0 обусловлено экранирующим действием X-электронов, локализованных в боковых сверхрешеточных барьерах AlAs/GaAs. Значение Θ_0, сравнимое с единицей, указывает на "среднеугловой" характер процессов рассеяния в высокоподвижных селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlAs при больших концентрациях 2D-электронного газа.

Таким образом, в работе изучены экспериментальные зависимости транспортного времени релаксации и квантового времени жизни от электронной концентрации в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlAs. Обнаружено экспоненциальное возрастание квантового времени жизни с увеличением концентрации 2D-электронного газа, обусловленное экранирующим действием X-электронов. Показано, что в квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs зависимость отношения транспортного времени релаксации к квантовому времени жизни от концентрации свободных электронов вначале линейно растет, а затем падает. Для количественной интерпретации полученных экспериментальных данных требуется построение теории, учитывающей роль экранирующего действия X-электронов в процессах рассеяния Г-электронов в квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs.

Работа была поддержана РФФИ (проект # 11-02-00925) и National Science Foundation (DMR 1104503).

1. V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson et al., Journal of Crystal Growth **311**, 1658 (2009).

2. E. H. Hwang and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **77**, 235437 (2008).
3. R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
4. H. L. Stormer, A. Pinczuk, A. C. Gossard, and W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **38**, 691 (1981).
5. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
6. A. J. L. Poulter, J. Zeman, D. K. Maude et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 336 (2001).
7. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 1137 (2003).
8. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
9. K.-J. Friedland, A. Siddiki, R. Hey et al., Phys. Rev. B **79**, 125320 (2009).
10. А. А. Быков, Е. Г. Мозулев, А. К. Калагин, Письма в ЖЭТФ **92**, 420 (2010).
11. А. В. Горан, А. К. Калагин, А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **94**, 576 (2011).
12. P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
13. P. T. Coleridge, Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).
14. S. Das Sarma and F. Stern, Phys. Rev. B **32**, 8442 (1985).
15. K. Hirakawa and H. Sakaki, Phys. Rev. B **33**, 8291 (1986).
16. A. Gold, Phys. Rev. B **38**, 10798 (1988).
17. T.-M. Chen, C.-T. Liang, M. Y. Simmons et al., Physica E **22**, 312 (2004).
18. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).