

Холловский пробой в GaAs/AlAs гетероструктуре с модулированным легированием

*A. A. Быков¹⁾, И. В. Марчишин, А. К. Бакаров, Ж. К. Занг^{*2)}, С. А. Виткалов^{*2)}*

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 7 ноября 2006 г.

После переработки 30 ноября 2006 г.

Экспериментально исследовано влияние величины постоянного электрического тока I_{dc} на электронный транспорт в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьераами при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях B до 2 Тл. Обнаружено резкое возрастание сопротивления R_{xx} в магнитных полях выше некоторого критического значения B_c . Показано, что при прочих равных условиях величина B_c тем меньше, чем больше ток I_{dc} . Обнаруженное явление качественно объясняется электрическим пробоем, возникающим в сверхрешеточных барьерах под действием холловского поля.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Гетероструктуры с модулированным легированием на основе соединений A^3B^5 , в том числе GaAs/AlGaAs гетеропереходы и GaAs квантовые ямы с высокоподвижным двумерным (2D) электронным газом, являются в настоящее время предметом широкого научного изучения и базой для создания новых полупроводниковых приборов. Одной из основных причин, уменьшающих подвижность электронов в полупроводниковых структурах, является рассеяние на случайному потенциале ионизованных центров легирующей примеси. Подавление этого механизма рассеяния носителей заряда в полупроводниковых структурах достигается так называемым модулированным легированием, то есть пространственным разделением областей переноса носителей заряда и легирования.

В традиционном GaAs/AlGaAs гетеропереходе области транспорта заряда и легирования разделяются слоем нелегированного AlGaAs, который называют спейсером. Чем толще спейсер, тем меньше рассеяние на случайному потенциале легирующей примеси и соответственно выше подвижность электронов в квантовой яме, расположенной на гетерогранице. Однако увеличение толщины спейсера неизбежно ведет к уменьшению концентрации свободных носителей заряда в квантовой яме. Таким образом, в GaAs/AlGaAs гетероструктуре с модулированным легированием увеличивать концентрацию 2D элек-

тронов за счет уменьшения толщины спейсера без проигрыша в подвижности невозможно.

Для решения этой задачи было предложено использовать в качестве барьера к GaAs квантовой яме AlAs/GaAs сверхрешетки второго рода [1]. Схематическое изображение GaAs квантовой ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьераами представлено на рис.1. Подавление рассеяния носителей заряда на случайному потенциале ионизованных примесей в таких гетероструктурах достигается не только пространственным разделением областей легирования и транспорта, но еще и экранирующим действием Х-электронов, локализованных в слоях AlAs. Такой способ подавления рассеяния на случайному потенциале легирующей примеси позволяет получать в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьераами высокую подвижность и высокую концентрацию 2D электронов одновременно. Уникальное сочетание высокой концентрации 2D электронов с их высокой подвижностью в GaAs/AlAs гетероструктурах существенно расширяет, по сравнению с традиционными GaAs/AlGaAs гетеропереходами, экспериментальные возможности для изучения электронных свойств полупроводниковых систем пониженнной размерности [2–12]. Однако, несмотря на это, многие аспекты электронного транспорта в таких гетероструктурах, в том числе и в нелинейном режиме [8, 9, 11], остаются до сих пор дискуссионными и неизученными.

В настоящей работе мы сообщаем об обнаружении гигантского положительного магнетосопротивления, возникающего в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

²⁾Jing-qiao Zhang and S.A.Vitkalov.

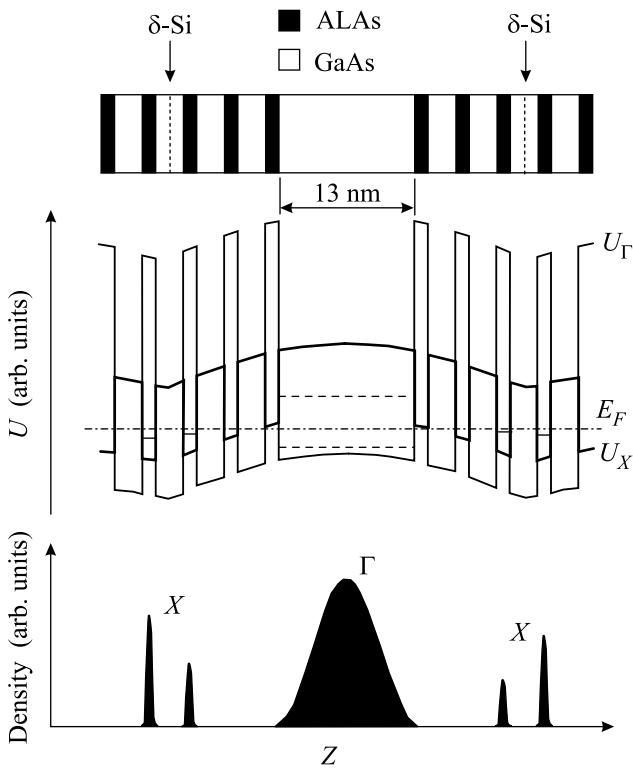


Рис.1. Схематический вид GaAs квантовой ямы с барьераами из короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs. Показаны: энергия Ферми E_F ; вид края зоны проводимости U_Γ и U_X ; распределение плотности Г-электронов и X-электронов

сверхрешеточными барьераами при увеличении плотности постоянного электрического тока, протекающего в такой гетероструктуре. Мы экспериментально показываем, что обнаруженное положительное магнетосопротивление обусловлено электронным транспортом в нелинейном режиме и связано с пробоем, возникающим в AlAs/GaAs сверхрешеточных барьерах под действием холловского поля $E_H = B J_{dc} / e n_e$, где J_{dc} – плотность электрического тока, n_e – электронная концентрация.

Исследуемые гетероструктуры с модулированным легированием выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках и представляли собой одиночные GaAs квантовые ямы, шириной 13 нм, с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьераами. Равновесные концентрация и подвижность 2D электронов в изучаемых образцах при температуре 4.2 К составляли $n_e = (8.5 \div 8.9) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (600 \div 650) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, соответственно. После кратковременной подсветки красным светодиодом при $T = 4.2$ К концентрация и подвижность 2D электронов в наших структурах увеличивались и составляли $n_e = (9.2 \div 9.9) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$,

$\mu = (750 \div 800) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, соответственно. Исследования проводились при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл на холловских мостиках, имеющих ширину $w = 50$ мкм и расстояние между потенциометрическими выводами $L = 450$ мкм. Сопротивление измерялось на постоянном токе I_{dc} , который имел величину от 1 мкА до 0.35 мА.

На рис.2 представлены зависимости $R_{xx}(B)$ в перпендикулярном магнитном поле для GaAs квантовой

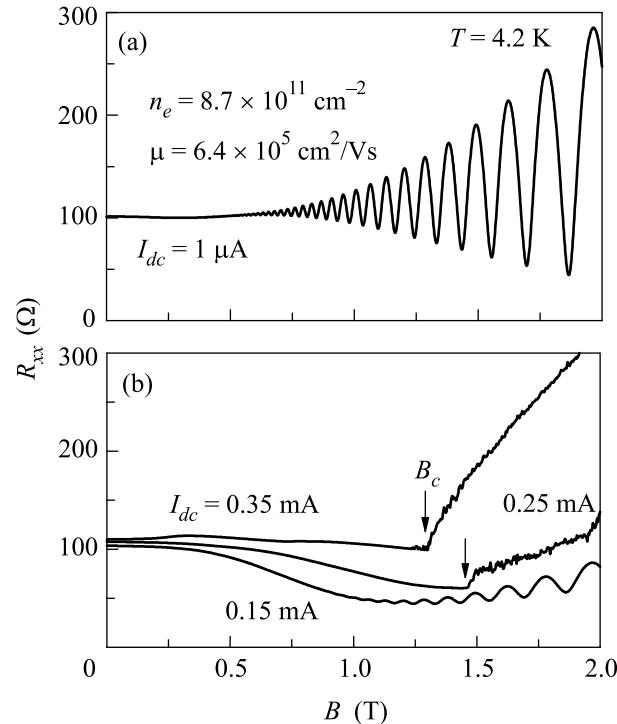


Рис.2. Зависимости $R_{xx}(B)$ холловского мостика длиной 450 мкм и шириной 50 мкм для электронной концентрации $n_e = 8.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при различных величинах тока I_{dc} : (а) 1 мкА; (б) 0.15 мА, 0.25 мА и 0.35 мА. Стрелками указано критическое магнитное поле B_c , выше которого возникает положительное магнетосопротивление

ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьераами до подсветки гетероструктуры. Линейный режим в исследуемых образцах при температуре 4.2 К выполнялся при токах менее 5 мкА. Как видно из рис.2а, в этом случае в полях более 0.5 Тл проявляются осцилляции Шубникова – де Гааза. Концентрация 2D электронов, рассчитанная из периода этих осцилляций, в обратном магнитном поле совпадала с концентрацией, определенной из холловского сопротивления. Такое совпадение означает, что в линейном режиме в изучаемых гетероструктурах вклад в электронный транспорт от легированных слоев и слоев AlAs отсутствует

ет. То есть уровень протекания в сверхрешеточных барьерах лежит выше уровня Ферми.

При увеличении тока I_{dc} вначале появляется отрицательное магнетосопротивление, а затем выше некоторого критического поля B_c сопротивление R_{xx} начинает увеличиваться. Хорошо видно, что при большем токе I_{dc} резкое увеличение R_{xx} начинается в более слабых магнитных полях. Кратковременная подсветка образца красным светодиодом при $T = 4.2$ К, как следует из рис.3, приводит не толь-

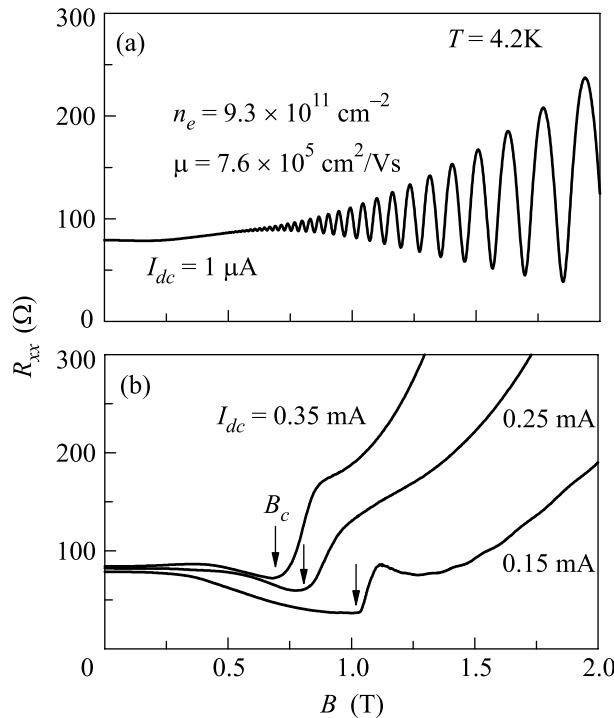


Рис.3. Зависимости $R_{xx}(B)$ холловского мостика длиной 450 мкм и шириной 50 мкм для электронной концентрации $n_e = 9.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при различных величинах тока I_{dc} : (а) 1 мкА; (б) 0.15 мА, 0.25 мА и 0.35 мА. Стрелками указано критическое магнитное поле B_c , выше которого возникает положительное магнетосопротивление

ко к возрастанию концентрации и подвижности 2D электронов, но также и к смещению B_c . А именно, при равных величинах I_{dc} рост R_{xx} после подсветки образца начинается при меньшем критическом магнитном поле.

На рис.4 приведены ВАХ исследуемых образцов. Эти зависимости показывают, что как и отрицательное магнетосопротивление, обнаруженное ранее в аналогичных гетероструктурах [9], наблюдаемое нами положительное магнетосопротивление обусловлено электронным транспортом в нелинейном режиме. Резкое возрастание напряжения V_{xx} на потен-

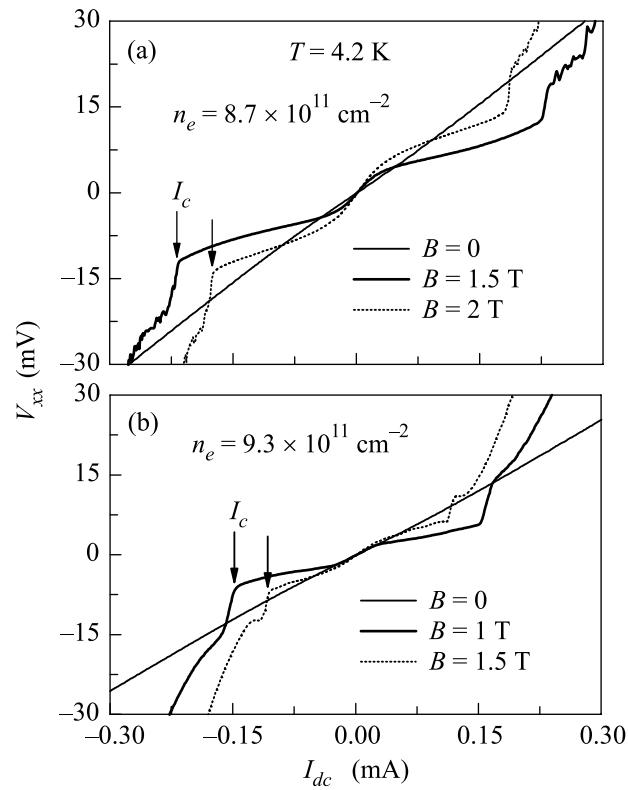


Рис.4. ВАХ холловского мостика длиной 450 мкм и шириной 50 мкм при различных величинах магнитного поля B . (а) Концентрация 2D электронов $n_e = 8.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Концентрация 2D электронов $n_e = 9.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Стрелками указан критический ток I_c , при котором возникает излом на ВАХ

циометрических выводах холловского мостика выше некоторого критического значения I_c соответствует в этом случае возрастанию сопротивления в зависимостях $R_{xx}(B)$. Аналогично зависимости $B_c(I_{dc})$, величина критического тока I_c , при прочих равных условиях, тем меньше, чем выше B . Более того, анализ полученных данных показал, что в исследуемых диапазонах B и I_{dc} произведения $B_c I_{dc}$ и $B I_c$ при фиксированных величинах n_e и μ остаются с точностью 20% постоянными.

Этот экспериментальный факт позволяет заключить, что обнаруженное положительное магнетосопротивление в нелинейном режиме возникает под действием холловского поля $E_H = BI_{dc}/en_e w$. Мы полагаем, что в гетероструктурах с модулированным легированием выше некоторого критического значения напряженности электрического поля $E_c = BI_c/en_e w = B_c I_{dc}/en_e w$ возникает пробой областей легирования. В исследуемых структурах этот пробой вероятнее всего происходит в слоях AlAs, рас-

положенных вблизи легированных слоев GaAs и обусловлен присутствием X -электронов в этих слоях.

Наши исследования показывают, что условия пробоя областей легирования в исследуемых гетероструктурах наиболее просто реализуются в классически сильных магнитных полях. Связано это с тем, что в этой области магнитных полей ρ_{xx} много меньше ρ_{xy} и электрическое поле в модулированной полупроводниковой структуре определяется преимущественно эффектом Холла. Как следует из рис.5, такая

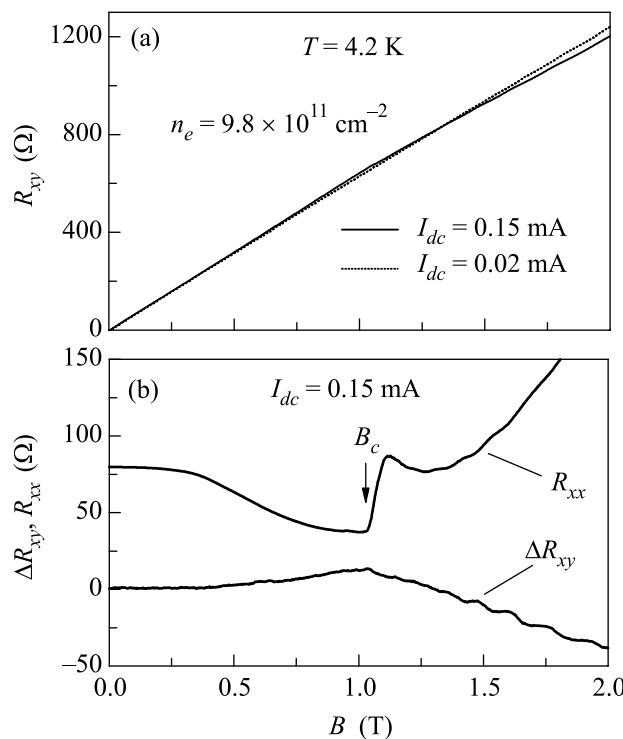


Рис.5. Зависимости $R_{xy}(B)$ и $R_{xx}(B)$ холловского мостика длиной 450 мкм и шириной 50 мкм для электронной концентрации $n_e = 9.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (а) $R_{xy}(B, I_{dc} = 0.15 \text{ mA})$ и $R_{xy}(B, I_{dc} = 0.02 \text{ mA})$. (б) Зависимости $R_{xx}(B, I_{dc} = 0.15 \text{ mA})$ и $\Delta R_{xy}(B) = R_{xy}(B, I_{dc} = 0.15 \text{ mA}) - R_{xy}(B, I_{dc} = 0.02 \text{ mA})$

точка зрения подтверждается еще и тем, что наклон зависимости $R_{xy}(B)$ в магнитных полях выше B_c уменьшается. Такое уменьшение мы связываем с увеличением концентрации свободных носителей в условиях пробоя сверхрешеточных барьеров.

Дополнительным аргументом в пользу того, что пробой в GaAs/AlAs гетероструктуре вызван холловским полем, является отсутствие обнаруженного эффекта в параллельном магнитном поле. В этом случае в диапазоне токов I_{dc} от 1 мА до 0.35 мА наблюдался качественно одинаковый характер зависимостей R_{xx} от величины магнитного поля, ориентированного

вдоль планарной поверхности исследуемой структуры. Сопротивление R_{xx} лишь плавно увеличивалось на десятые доли процента с ростом величины параллельного магнитного поля от 0 до 2 Тл. Такое положительное магнетосопротивление в исследуемых гетероструктурах в параллельном магнитном поле связано с незначительной пространственной модуляцией 2D электронного газа и обусловлено рассеянием носителей заряда на эффективном неоднородном магнитном поле [4, 6]. При этом ВАХ исследуемых образцов в нулевом магнитном поле и параллельном магнитном поле до 2 Тл были одинаковыми с погрешностью не более 1%.

Необходимо отметить, что обнаруженный в GaAs/AlAs гетероструктурах пробой имеет несколько принципиальных отличий от пробоя, возникающего при увеличении транспортного тока в GaAs/AlGaAs гетеропереходах в квантующих магнитных полях [13–15]. Основное отличие состоит в том, что пробой в исследуемой гетероструктуре возникает не в 2D слое Г-электронов, как это происходит в режиме квантового эффекта Холла [13], а в GaAs/AlAs сверхрешеточных барьерах. Другим существенным отличием является то, что обнаруженное резкое увеличение сопротивления в GaAs/AlAs гетероструктуре с ростом J_{dc} возникает в классически сильных магнитных полях на фоне ненулевого сопротивления R_{xx} . Наиболее вероятным механизмом пробоя в исследуемых структурах мы считаем зинеровское туннелирование в поперечном электрическом поле между локализованными состояниями в сверхрешеточных барьерах.

Очевидно, что величина критической напряженности электрического поля E_c в исследуемой структуре будет определяться расстоянием между уровнями Ферми и протекания в сверхрешеточных барьерах. Так как кратковременная подсветка приводит к увеличению концентрации и подвижности 2D электронов в наших образцах, то логично считать, что она приводит и к большему заполнению слоев AlAs X -электронами. Это обстоятельство приводит к тому, что в изучаемых образцах $E_c \sim 50 \text{ В/см}$ имеет большее значение до подсветки, чем $E_c \sim 20 \text{ В/см}$ после подсветки.

Таким образом, мы обнаружили положительное магнетосопротивление, возникающее в GaAs/AlAs гетероструктуре с модулированным легированием в нелинейном режиме вследствие холловского пробоя в AlAs/GaAs сверхрешеточных барьерах.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 04-02-16789

и # 06-02-16869), NSF: DMR # 0349049 и # DOE-FG02-84-ER45153.

1. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
2. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
3. A. J. L. Poulter, J. Zeman, D.K. Maude et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 336 (2001).
4. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 182 (2001).
5. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 165 (2003).
6. А. В. Горан, А. А. Быков, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 608 (2004).
7. C. Faugeras, G. Martinez, A. Riedel et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 107403 (2004).
8. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. К. Калагин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **81**, 348 (2005).
9. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 498 (2005).
10. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 646 (2005).
11. A. A. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
12. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
13. G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, J. Phys. C. Sol. St. Phys. **16**, 5441 (1983).
14. M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).
15. В. Г. Мокеров, Б. К. Медведев, В. М. Пудалов и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 59 (1988).