

Влияние подсветки на квантовое время жизни в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами

© А.А. Быков, Д.В. Номоконов[✉], А.В. Горан, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

[✉] E-mail: nomokonov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 12 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 3 мая 2023 г.

Принята к публикации 3 мая 2023 г.

Исследовано влияние подсветки на высокоподвижный двумерный электронный газ с высокой концентрацией в селективно-легированных одиночных GaAs-квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Показано, что в изучаемых гетероструктурах подсветка при низких температурах приводит к увеличению концентрации, подвижности и квантового времени жизни электронов. Увеличение квантового времени жизни после подсветки в одиночных GaAs-квантовых ямах с модулированным сверхрешеточным легированием объясняется уменьшением эффективной концентрации удаленных ионизированных доноров.

Ключевые слова: незатухающая фотопроводимость, квантовое время жизни, анизотропная подвижность, сверхрешеточные барьеры.

DOI: 10.21883/FTP.2023.03.55630.4840

1. Введение

Незатухающая фотопроводимость (НФП), возникающая в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs при низких температурах (T) после подсветки видимым излучением, широко используется как метод изменения концентрации (n_e), подвижности (μ) и квантового времени жизни (τ_q) электронов в таких двумерных (2D) системах [1–5]. Кроме того, явление НФП используется для реализации одномерных латеральных сверхрешеток на основе высокоподвижных селективно-легированных гетероструктур GaAs/AlGaAs [6,7]. Одна из причин НФП — изменение под действием света зарядового состояния DX-центров в легированных слоях AlGaAs [8,9]. Незатухающая фотопроводимость является нежелательной в высокоподвижных гетероструктурах, предназначенных для изготовления полевых транзисторов, так как вносит нестабильность в их рабочие характеристики. Один из способов подавления НФП — использование в качестве барьеров к одиночным GaAs-квантовым ямам короткопериодных AlAs/GaAs-сверхрешеток [10]. В этом случае источниками свободных носителей заряда являются тонкие δ -легированные слои GaAs, расположенные в короткопериодных сверхрешеточных барьерах, в которых DX-центры не возникают.

Другая цель использования схемы удаленного сверхрешеточного легирования одиночных GaAs-квантовых ям — реализация 2D электронных систем с одновременно высокими концентрацией n_e и подвижностью μ . В селективно-легированных гетероструктурах

GaAs/AlGaAs для подавления рассеяния 2D электронного газа на случайном потенциале ионизированных доноров область переноса заряда отделяется от области легирования слоем нелегированного AlGaAs (спейсером) [4]. В такой системе высокая подвижность μ достигается за счет „толстого“ спейсера ($d_S > 50$ нм) при относительно низкой концентрации $n_e \sim 3 \cdot 10^{15}$ м⁻². Для реализации высокоподвижных 2D электронных систем с „тонким“ спейсером ($d_S < 50$ нм) и, соответственно, высокой концентрацией n_e в работе [11] было предложено использовать в качестве барьеров к одиночным GaAs-квантовым ямам короткопериодные AlAs/GaAs-сверхрешетки (рис. 1). В этом случае подавление рассеяния на удаленных ионизированных Si-донорах достигается не только разделением областей легирования и транспорта, но еще и экранирующим действием X-электронов, локализованных в AlAs-слоях [11–13].

Сверхрешеточное легирование одиночных GaAs-квантовых ям используется не только для реализации высокоподвижных 2D электронных систем с „тонким“ спейсером [11,12], но и для достижения ультравысокой подвижности в 2D электронных системах с „толстым“ спейсером [14–16]. В гетероструктурах GaAs/AlAs с модулированным сверхрешеточным легированием НФП, обусловленная изменением зарядовых состояний DX-центров, возникать не должна [10]. Однако установлено, что в селективно-легированных одиночных GaAs-квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами и „тонким“ спейсером подсветка увеличивает n_e и μ [17–19], а с „толстым“ спейсером существенно увеличивает τ_q [20] при прак-

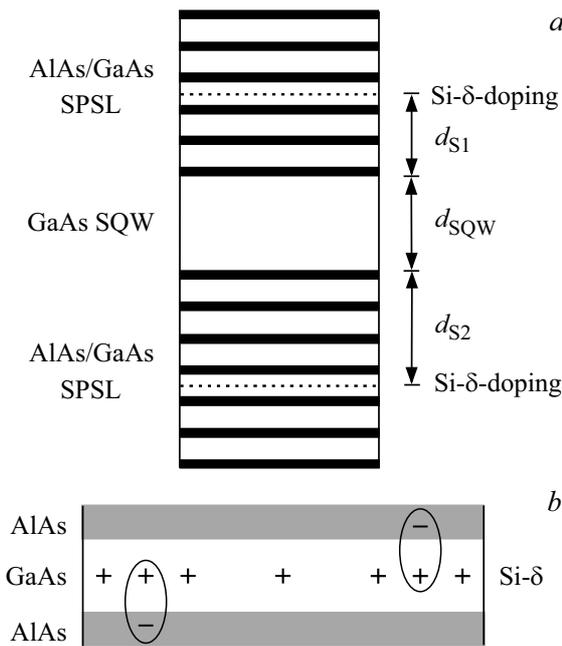


Рис. 1. *a* — схематический вид одиночной GaAs-квантовой ямы (SQW) с боковыми барьерами из короткопериодных AlAs/GaAs-сверхрешеток (SPSL). *b* — увеличенный вид участка δ -легированного слоя в узкой GaAs-квантовой яме с прилегающими к ней AlAs-слоями. Эллипсами отмечены компактные диполи, образованные положительно заряженными Si-донорами в δ -легированном GaAs-слое и X -электронами в AlAs-слоях [13].

тически неизменных μ и n_e . Указанное увеличение τ_q было объяснено перераспределением X -электронов в слоях AlAs, прилегающих к тонким δ -легированным слоям GaAs. Однако влияние подсветки на τ_q в одиночных GaAs-квантовых ямах с „тонким“ спейсером и сверхрешеточным легированием остается до сих пор не изученным.

Одной из особенностей гетероструктур GaAs/AlAs с „тонким“ спейсером и сверхрешеточным легированием, выращенных при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии на (001) GaAs-подложках, является анизотропия подвижности μ [21]. В таких структурах подвижность μ_y в кристаллографическом направлении $[\bar{1}10]$ может превышать подвижность μ_x в направлении $[110]$ в несколько раз [22]. Анизотропия μ обусловлена рассеянием на шероховатостях гетерограниц, вытянутых вдоль направления $[\bar{1}10]$ и возникающих в процессе роста гетероструктур [23,24]. Настоящая работа посвящена исследованию влияния подсветки на 2D электронный газ с анизотропной подвижностью μ в одиночных GaAs-квантовых ямах с „тонким“ спейсером и сверхрешеточным легированием. Установлено, что в исследуемых гетероструктурах подсветка увеличивает n_e , μ и τ_q . Показано, что увеличение τ_q после подсветки обусловлено уменьшением эффективной концентрации удаленных ионизированных доноров.

2. Квантовое время жизни

Традиционный метод измерения квантового времени τ_q в 2D электронном газе базируется на изучении зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) от магнитного поля (B) [25–30]. В 2D электронных системах с изотропной подвижностью $\mu = \mu_x = \mu_y$ слабополевые осцилляции ШдГ описываются следующим соотношением [28]:

$$\rho^{\text{SdH}} = 4\rho_0 X(T) \exp(-\pi/\omega_c \tau_q) \cos(2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c - \pi), \quad (1)$$

где ρ^{SdH} — осциллирующая компонента зависимости диссипативного сопротивления от B , $\rho_0 = \rho_{xx}(B=0) = \rho_{yy}(B=0)$, $X(T) = (2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c) / \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c)$, $\omega_c = eB/m^*$, m^* — эффективная масса электрона, ε_F — энергия Ферми. В 2D системе с анизотропной подвижностью, когда $\mu_x \neq \mu_y$, нормированная амплитуда осцилляций ШдГ будет определяться следующими выражениями [31]:

$$A_x^{\text{SdH}} = \Delta\rho_x^{\text{SdH}} / \rho_{0xx} X(T) = A_{0x}^{\text{SdH}} \exp(-\pi/\omega_c \tau_{qx}), \quad (2)$$

$$A_y^{\text{SdH}} = \Delta\rho_y^{\text{SdH}} / \rho_{0yy} X(T) = A_{0y}^{\text{SdH}} \exp(-\pi/\omega_c \tau_{qy}), \quad (3)$$

где $\Delta\rho_x^{\text{SdH}}$ и $\Delta\rho_y^{\text{SdH}}$ — амплитуды осцилляций ШдГ, измеренные в направлениях $[110]$ и $[\bar{1}10]$ соответственно, $\rho_{0xx} = \rho_{xx}(B=0)$, $\rho_{0yy} = \rho_{yy}(B=0)$, $A_{0x}^{\text{SdH}} = A_{0y}^{\text{SdH}} = 4$. В соответствии с (2) и (3) зависимости $A_x^{\text{SdH}}(1/B)$ и $A_y^{\text{SdH}}(1/B)$ в полулогарифмическом масштабе являются линейными с наклонами, которые определяются величинами τ_{qx} и τ_{qy} , и с начальными точками $A_x^{\text{SdH}}(1/B=0) = A_y^{\text{SdH}}(1/B=0) = 4$.

В рассматриваемой 2D системе с анизотропным рассеивающим потенциалом квантовое время жизни, измеренное с помощью осцилляций ШдГ, является эффективно изотропной величиной [31]. Это обусловлено тем, что при движении электрона по циклотронным орбитам результаты индивидуальных актов рассеяния усредняются [32].

Величина τ_q в одиночных GaAs-квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами определяется преимущественно малоугловым рассеянием [11,12]. В этом случае τ_q можно выразить соотношением [33,34]

$$\tau_q \approx \tau_{qR} = (2m^*/\pi\hbar)(k_F d_R) / n_R^{\text{eff}}, \quad (4)$$

где τ_{qR} — квантовое время жизни при рассеянии на случайном потенциале удаленной примеси, $k_F = (2\pi n_e)^{1/2}$, $d_R = (d_S + d_{\text{SQW}}/2)$, d_{SQW} — толщина одиночной GaAs-квантовой ямы, n_R^{eff} — эффективная 2D концентрация удаленных ионизированных доноров. Величина n_R^{eff} учитывает изменение степени влияния рассеивающего потенциала удаленных доноров в результате связывания части из них с X -электронами (рис. 1, *b*) [13]. Зависимость n_R^{eff} от n_e в исследуемых гетероструктурах описывается

Параметры гетероструктур

| Структура | d_{SQW} , нм | d_s , нм | n_{Si} , 10^{16} м^{-2} | n_e , 10^{15} м^{-2} | μ_y , $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ | μ_x , $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ | μ_y/μ_x |
|-----------|----------------|------------|-------------------------------------|----------------------------------|--|--|---------------|
| 1 | 13 | 29.4 | 3.2 | 7.48 | 124 | 80.5 | 1.54 |
| | | | | 8.42* | 206* | 103* | 2.0* |
| 2 | 10 | 10.8 | 5 | 11.5 | 14.7 | 9.33 | 1.58 |
| | | | | 14.5* | 27.2* | 18.6* | 1.46* |

Примечание. d_{SQW} — толщина квантовой ямы; $d_s = (d_{s1} + d_{s2})/2$ — толщина спейсера; n_{Si} — суммарная концентрация удаленных Si-доноров в δ -легированных тонких слоях GaAs; n_e — электронная концентрация; μ_x — подвижность в направлении [110]; μ_y — подвижность в направлении $[\bar{1}10]$. Звездочкой отмечены значения, полученные после подсветки.

следующим феноменологическим соотношением [35]:

$$n_R^{eff} = n_{R0}^{eff} / \{ \exp[(n_e - a)/b] + 1 \} \equiv n_{R0}^{eff} f_{ab}(n_e), \quad (5)$$

где n_{R0}^{eff} , a и b — подгоночные параметры. По своей сути f_{ab} — это доля ионизированных удаленных доноров, не связанных с X-электронами в компактные диполи.

3. Исследуемые образцы и детали эксперимента

Исследуемые гетероструктуры GaAs/AlAs выращивались при помощи метода молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих GaAs (001)-подложках. Они представляли собой одиночные GaAs-квантовые ямы с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами [11,12]. Источниками свободных электронов служили два δ -слоя Si, расположенных на расстояниях d_{s1} и d_{s2} от верхней и нижней гетерограниц GaAs-квантовой ямы соответственно. На основе выращенных гетероструктур при помощи оптической литографии и жидкостного травления были изготовлены L-образные мостики, ориентированные вдоль направлений [110] и $[\bar{1}10]$. Длина мостиков составляла 100 мкм, а ширина — 50 мкм. Сопротивление мостиков измерялось на переменном токе $I_{ac} < 1$ мкА частотой $f_{ac} \sim 0.5$ кГц при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Для подсветки использовался красный светодиод. Параметры гетероструктур представлены в таблице.

4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2, а приведены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$ при $T = 4.2$ К для гетероструктуры 1 до подсветки (кривые 1 и 2) и после подсветки (кривые 3 и 4). В области $B > 0.5$ Тл наблюдаются осцилляции ШдГ, период которых в обратном магнитном поле после подсветки уменьшился, что указывает на возрастание n_e . После подсветки уменьшились и величины ρ_{0x} и ρ_{0y} , что обусловлено не только возрастанием n_e , но и увеличением подвижностей μ_x и μ_y . Также подсветка привела к увеличению квантового положительного магнетосопротивления (МС) 2D электронного газа, что указывает на увеличение квантового времени

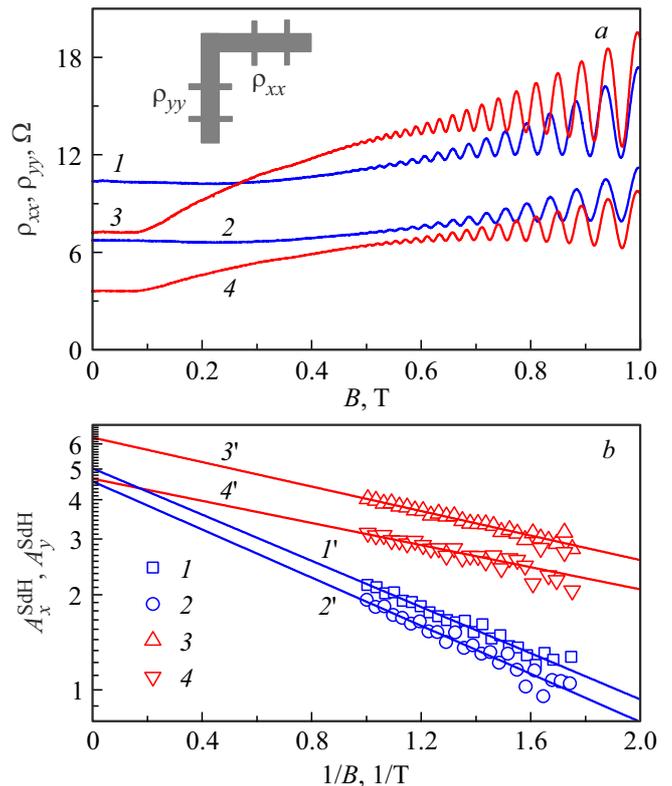


Рис. 2. а — экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$, измеренные на структуре 1 на L-образном мостике при $T = 4.2$ К до подсветки (1, 2) и после подсветки (3, 4). 1, 3 — $\rho_{xx}(B)$; 2, 4 — $\rho_{yy}(B)$. На вставке изображена геометрия L-образного мостика. б — зависимости A_x^{SdH} и A_y^{SdH} от $1/B$ до подсветки (1, 2) и после подсветки (3, 4). Символы — экспериментальные данные. Сплошные линии — расчет по формулам (2) и (3): 1' — $A_{0x}^{SdH} = 5.02$, $\tau_{qx} = 1.44$ пс; 2' — $A_{0y}^{SdH} = 4.68$, $\tau_{qy} = 1.35$ пс; 3' — $A_{0x}^{SdH} = 6.29$, $\tau_{qx} = 2.72$ пс; 4' — $A_{0y}^{SdH} = 4.66$, $\tau_{qy} = 3.01$ пс.

жизни [36,37]. Зависимости A_x^{SdH} и A_y^{SdH} от $1/B$ для структуры 1 представлены на рис. 2, б. В соответствии с формулами (2) и (3) наклоны этих зависимостей в полулогарифмическом масштабе определяются величинами τ_{qx} и τ_{qy} . Уменьшение наклона после подсветки указывает на увеличение квантового времени жизни. Наблюдаемое небольшое отличие величин τ_{qx} и τ_{qy} мы объясняем экспериментальной погрешностью.

На рис. 3, *a* приведены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$ при $T = 4.2\text{ K}$ для гетероструктуры 2 до подсветки (кривые 1 и 2) и после подсветки (кривые 3 и 4). Для этой структуры, как и для структуры 1, кратковременная подсветка при низкой температуре приводит к увеличению n_e , μ_x и μ_y . Однако для структуры 2, в отличие от структуры 1, в зависимостях $\rho_{xx}(B)$ не проявляется квантовое положительное МС, а наблюдается классическое отрицательное МС [38], которое значительно уменьшается после подсветки. Зависимости $\tau_{ix}(n_e)$ и $\tau_{iy}(n_e)$ представлены на рис. 3, *b*. Эти зависимости не описываются теорией [33], учитывающей изменение τ_i лишь с увеличением n_e , так как это обусловлено изменением n_R^{eff} [35] после подсветки. Подобное поведение τ_{ix} и τ_{iy} от n_e наблюдается и при изменении концентрации 2D электронного газа при помощи затвора Шоттки [12,35].

Экспериментальные зависимости $\tau_{qx}(n_e)$ и $\tau_{qy}(n_e)$ для структуры 2 (рис. 4, *a*) показывают, что величины квантового времени жизни для различных кристаллографических направлений с нашей экспериментальной точностью равны, что согласуется с работой [31]. Экспери-

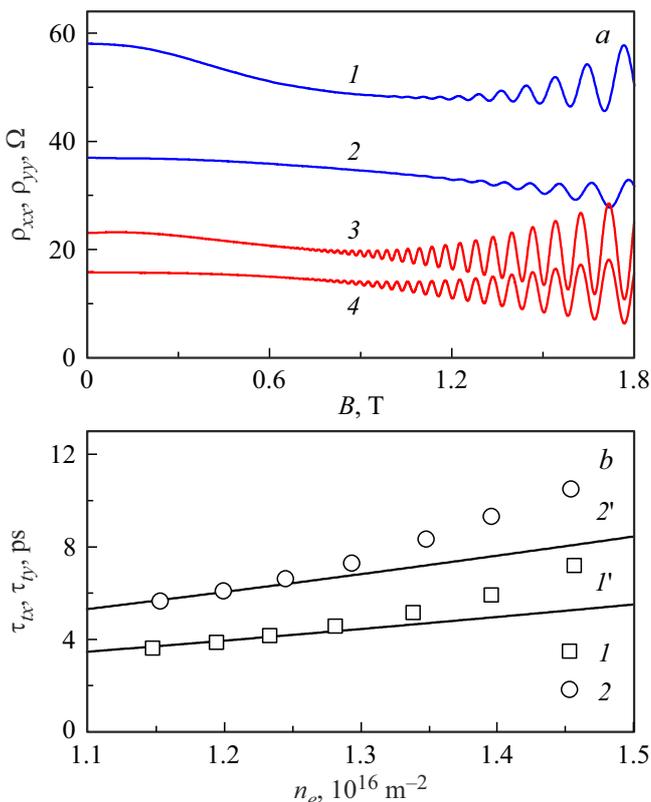


Рис. 3. *a* — зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$, измеренные на структуре 2 на *L*-образном мостике при $T = 4.2\text{ K}$: 1, 2 — до подсветки; 3, 4 — после кратковременной подсветки красным светодиодом. *b* — зависимости $\tau_{ix}(n_e)$ и $\tau_{iy}(n_e)$. Экспериментальные данные: 1 — квадраты — τ_{ix} ; 2 — окружности — τ_{iy} . Сплошные линии — расчет по формулам: 1' — $\tau_{ix} = C_x n_e^{3/2}$ и 2' — $\tau_{iy} = C_y n_e^{3/2}$; $C_x = 3.0 \cdot 10^{-36} \text{ с}\cdot\text{м}^3$, $C_y = 4.6 \cdot 10^{-36} \text{ с}\cdot\text{м}^3$.

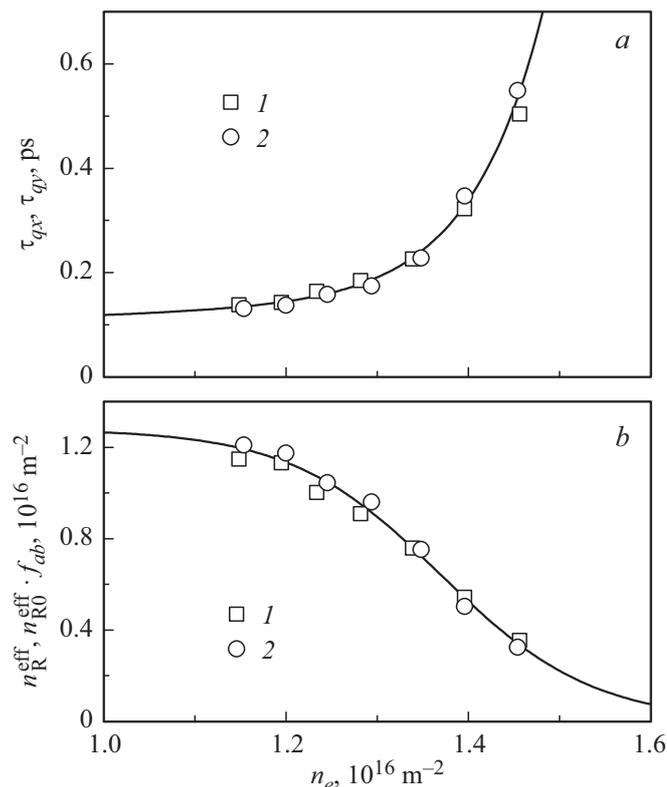


Рис. 4. *a* — зависимости $\tau_{qx}(n_e)$ и $\tau_{qy}(n_e)$: квадраты — экспериментальные значения τ_{qy} ; окружности — экспериментальные значения τ_{qx} ; сплошная линия — расчет по формуле (4) для $n_R^{\text{eff}} = n_{R0}^{\text{eff}} f_{ab}$. *b* — зависимости n_R^{eff} и $n_{R0}^{\text{eff}} f_{ab}$ от n_e : квадраты и окружности — значения n_R^{eff} , вычисленные из экспериментальных значений τ_{qx} и τ_{qy} ; сплошная линия — $n_{R0}^{\text{eff}} f_{ab}$ для $n_{R0}^{\text{eff}} = 1.26 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, $a = 1.37 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ и $b = 0.082 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$.

ментальные данные хорошо описываются формулой (4), где эффективная концентрация положительно заряженных Si-доноров рассчитана по формуле (5). Согласие экспериментальных зависимостей $\tau_{qx}(n_e)$ и $\tau_{qy}(n_e)$ с расчетной зависимостью указывает на то, что увеличение квантового времени жизни электронов в одиночной GaAs-квантовой яме после низкотемпературной подсветки обусловлено уменьшением n_R^{eff} .

5. Заключение

В данной работе было изучено влияние кратковременной подсветки при температуре жидкого гелия на квантовое время жизни электронов в гетероструктурах GaAs/AlAs с „тонким“ спейсером — одиночных GaAs-квантовых ямах с модулированным сверхрешеточным легированием. Такая схема легирования исключает формирование глубоких донорных состояний. В этом случае практически все атомы Si в тонких δ -легированных слоях GaAs ионизованы, но при этом значительная часть отданных донорами электронов заселяет X-зоны в прилегающих AlAs-слоях. Недавние теоретические

исследования показали, что положительно заряженные Si-доноры в тонких GaAs-слоях и X-электроны в прилегающих к ним AlAs-слоях могут формировать компактные диполи [13] и тем самым уменьшать эффективную концентрацию удаленных ионизированных доноров n_R^{eff} . В рамках такого рассмотрения темп рассеяния электронов на случайном потенциале удаленной легирующей примеси определяется n_R^{eff} . Было показано, что кратковременная подсветка при низкой температуре приводит к уменьшению n_R^{eff} , что и является физической причиной возрастания квантового времени жизни электронов в исследуемой 2D системе.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-02-00309.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Stormer, R. Dingle, A. Gossard, W. Wiegmann, M. Sturge. *Solid State Commun.*, **29**, 705 (1979).
- [2] E.F. Schubert, J. Knecht, K. Ploog. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **18**, L215 (1985).
- [3] R.G. Mani, J.R. Anderson. *Phys. Rev. B*, **37**, 4299(R) (1988).
- [4] Loren Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, K.W. Baldwin. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1888 (1989).
- [5] M. Hayne, A. Usher, J.J. Harris, V.V. Moshchalkov, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **57**, 14813 (1998).
- [6] D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog, G. Weimann. *Europhys. Lett.*, **8**, 179 (1989).
- [7] C. Hnatovsky, M.A. Zudov, G.D. Austing, A. Bogan, S.J. Mikhailov, M. Hilke, K.W. West, L.N. Pfeiffer, S.A. Studenikin. *J. Appl. Phys.*, **132**, 044301 (2022).
- [8] R.J. Nelson. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 351 (1977).
- [9] D.V. Lang, R.A. Logan, M. Jaros. *Phys. Rev. B*, **19**, 1015 (1979).
- [10] T. Baba, T. Mizutani, M. Ogawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22**, L627 (1983).
- [11] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4616 (1996).
- [12] Д.В. Дмитриев, И.С. Стрыгин, А.А. Быков, С. Дитрих, С.А. Виткалов. *Письма ЖЭТФ*, **95**, 467 (2012) [*JETP Lett.*, **95**, 420 (2012)].
- [13] M. Sammon, M.A. Zudov, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. Mater.*, **2**, 064604 (2018).
- [14] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler, M. Dolev. *J. Cryst. Growth*, **311**, 1658 (2009).
- [15] G.C. Gardner, S. Fallahi, J.D. Watson, M.J. Manfra. *J. Cryst. Growth*, **441**, 71 (2016).
- [16] Y.J. Chung, K.A. Villegas Rosales, K.W. Baldwin, K.W. West, M. Shayegan, L.N. Pfeiffer. *Phys. Rev. Mater.*, **4**, 044003 (2020).
- [17] А.А. Быков, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров, Ж.К. Занг, С.А. Виткалов. *Письма ЖЭТФ*, **85**, 69 (2007) [*JETP Lett.*, **85**, 63 (2007)].
- [18] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.В. Горан, *Письма ЖЭТФ*, **99**, 347 (2014) [*JETP Lett.*, **99**, 303 (2014)].
- [19] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, Е.Е. Родякина, В. Майер, С.А. Виткалов. *Письма ЖЭТФ*, **101**, 781 (2015) [*JETP Lett.*, **101**, 703 (2015)].
- [20] X. Fu, A. Riedl, M. Borisov, M.A. Zudov, J.D. Watson, G. Gardner, M.J. Manfra, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. B*, **98**, 195403 (2018).
- [21] А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, А.В. Латышев, А.И. Торопов, *Письма ЖЭТФ*, **74**, 182 (2001) [*JETP Lett.*, **74**, 164 (2001)].
- [22] K.-J. Friedland, R. Hey, O. Bierwagen, H. Kostial, Y. Hirayama, K.H. Ploog. *Physica E*, **13**, 642 (2002).
- [23] Y. Tokura, T. Saku, S. Tarucha, Y. Horikoshi. *Phys. Rev. B*, **46**, 15558 (1992).
- [24] M.D. Johnson, C. Orme, A.W. Hunt, D. Graff, J. Sudijono, L.M. Sander, B.G. Orr. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 116 (1994).
- [25] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. *ЖЭТФ*, **29**, 730 (1955) [*Sov. Phys. JETP*, **2**, 636 (1956)].
- [26] A. Isihara, L. Smrcka. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **19**, 6777 (1986).
- [27] P.T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher. *Phys. Rev. B*, **39**, 1120 (1989).
- [28] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **44**, 3793 (1991).
- [29] С.Д. Быстров, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. *ФТП*, **27**, 645 (1993) [*Semiconductors*, **27**, 358 (1993)].
- [30] С.Д. Быстров, А.М. Крещук, Ле Туан, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.Я. Шик. *ФТП*, **28**, 91 (1994) [*Semiconductors*, **28**, 55 (1994)].
- [31] Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров, А.А. Быков. *ФТП*, **57**, 102 (2023).
- [32] A.C. Churchill, G.H. Kim, A. Kurobe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, M. Pepper, G.A.C. Jones. *J. Phys.: Condens. Matter*, **6**, 6131 (1994).
- [33] A. Gold. *Phys. Rev. B*, **38**, 10798 (1988).
- [34] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, M.A. Zudov. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1709 (2012).
- [35] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, А.В. Горан, Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров. *Письма ЖЭТФ*, **112**, 475 (2020) [*JETP Lett.*, **112**, 437 (2020)].
- [36] M.G. Vavilov, I.L. Aleiner. *Phys. Rev. B*, **69**, 035303 (2004).
- [37] S. Dietrich, S. Vitkalov, D.V. Dmitriev, A.A. Bykov. *Phys. Rev. B*, **85**, 115312 (2012).
- [38] А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, Н.Д. Аксенова, А.В. Попова, А.И. Торопов. *Письма ЖЭТФ*, **78**, 165 (2003) [*JETP Lett.*, **78**, 134 (2003)].

Редактор А.Н. Смирнов

Impact of illumination on quantum lifetime in selectively doped GaAs single quantum wells with short-period AlAs/GaAs superlattice barriers

A.A. Bykov, D.V. Nomokonov, A.V. Goran, I.S. Strygin, I.V. Marchishin, A.K. Bakarov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Impact of illumination on high-mobility dense 2D electron gas in selectively doped single GaAs quantum well with short-period AlAs/GaAs superlattice barriers at $T = 4.2$ K in magnetic fields $B < 2$ T has been studied. It was demonstrated that illumination at low temperatures gives rise to enhancement of electron density, mobility and quantum lifetime in studied heterostructures. The enhancement of quantum lifetime after illumination for single GaAs quantum well with modulated superlattice doping had been explained as consequence of decrease in effective concentration of remote ionized donors.