

07

## Эффективная масса и время релаксации импульса электронов в односторонне $\delta$ -легированных РНЕМТ квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs с высокой электронной плотностью

© Д.А. Сафонов<sup>1</sup>, А.Н. Виниченко<sup>1,2</sup>, Н.И. Каргин<sup>1</sup>,  
И.С. Васильевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград,  
Россия

E-mail: safonov.dan@mail.ru

Поступило в Редакцию 20 августа 2018 г.

По эффекту Шубникова–де Гааза определены зависимости эффективной массы электронов  $m^*$ , транспортного и квантового времени релаксации импульса в псевдоморфных квантовых ямах Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs с односторонним  $\delta$ -легированием кремнием от концентрации электронов в интервале  $(1.1–2.6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Коэффициент непараболичности  $m^*$  в линейном приближении оказался равен  $0.133 m_0/eV$ . Как транспортное, так и квантовое время релаксации импульса немонотонно зависит от холловской концентрации электронов  $n_H$ , что связано с конкуренцией механизмов роста фермиевского импульса и увеличением вклада рассеяния на большие углы при увеличении концентрации доноров.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.24.47039.17501

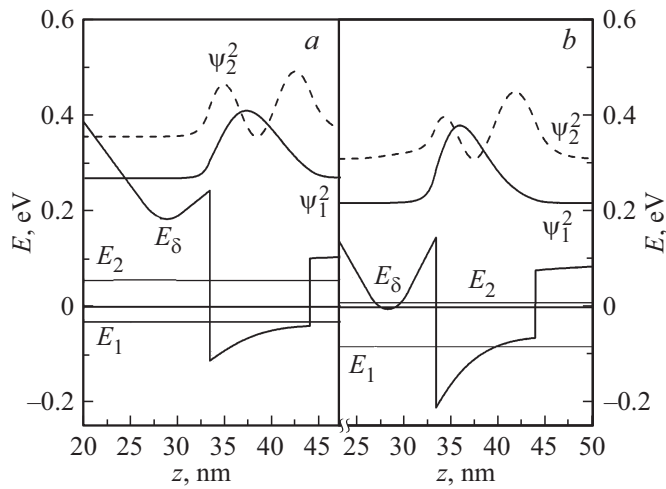
В настоящее время псевдоморфные РНЕМТ квантовые ямы (КЯ) Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As/GaAs с высокой электронной плотностью остаются одними из наиболее массово используемых структур в сверхвысокочастотной электронике. Важнейшими величинами, определяющими параметры электронного транспорта, в таких КЯ являются проводимость двумерного электронного газа (ДЭГ), подвижность  $\mu$  и концентрация  $n$  электронов, дрейфовая скорость в сильном электричес-

ком поле. Увеличение подвижности ДЭГ при сохранении его высокой концентрации представляет собой актуальную задачу. Поскольку для обеспечения высокой концентрации ДЭГ в РНЕМТ КЯ спейсерный слой имеет умеренную толщину  $\sim 2-6$  nm [1,2], рассеяние электронов на ионизированной примеси ограничивает максимально достижимые значения подвижности электронов в слабом электрическом поле.

Эффективная масса электронов  $m^*$  влияет как на подвижность электронов в слабом электрическом поле, так и на дрейфовую скорость насыщения электронов в сильном электрическом поле. Снижение  $m^*$  за счет увеличения содержания In в КЯ приводит к увеличению граничных частот транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) [3]. С другой стороны, увеличение эффективной массы должно приводить к снижению энергии размерного квантования и увеличенной плотности состояний. Вследствие этих факторов возрастает эффективная глубина КЯ, должна снижаться вероятность переходов горячих электронов в широкозонный барьер, что может приводить к увеличению дрейфовой скорости насыщения [4].

В гетероструктурных КЯ на эффективную массу электронов в квантовой яме оказывают влияние состав и толщина слоев, механическое напряжение кристаллической решетки и концентрация электронов в структуре. При увеличении содержания индия  $y$  в  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  эффективная масса электронов уменьшается. Однако узкозонные КЯ при увеличении концентрации ДЭГ демонстрируют заметную непараболичность энергетического спектра электронов. Например, при холловской концентрации электронов  $n_H = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  наблюдались значения  $m^* \sim 0.073$ , что превышает значения в GaAs на дне зоны проводимости [2].

Несмотря на широкую распространенность РНЕМТ КЯ, систематические исследования их квантовых магнетотранспортных свойств недостаточно освещены в литературе. В известных работах для варьирования концентрации электронов, как правило, используются различные внешние воздействия (подсветка, затворное напряжение, одноосная деформация) [5,6]. Исследования образцов одинаковой слоевой структуры с большим интервалом изменения концентрации доноров кремния прежде не проводились. В настоящей работе представлены результаты исследования квантовых магнетотранспортных свойств РНЕМТ КЯ, полученных изменением концентрации доноров кремния, в широком диапазоне концентрации электронов  $(1.1-2.6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .



**Рис. 1.** Поперечные профили зоны проводимости для концентрации доноров  $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$  (a) и  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (b).  $E_1$  и  $E_2$  — энергии первой и второй подзон размерного квантования соответственно,  $\psi_1^2$  и  $\psi_2^2$  — квадраты их волновых функций,  $E_\delta$  — энергия дна зоны проводимости в центре  $\delta$ -слоя.

Серия образцов РНЕМТ с односторонним  $\delta$ -легированием кремнием имела толщины КЯ  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  и спейсера  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  10.5 и 5.3 nm соответственно. Образцы различались только концентрацией донорного легирования кремнием в диапазоне от  $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$  до  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

Расчет профиля дна зоны проводимости при помощи численного решения уравнений Шредингера и Пуассона для  $\Gamma$ -электронов при различной концентрации доноров  $N_D$  и температуре 300 K показывает, что при увеличении  $N_D$  потенциал зоны проводимости в окрестности  $\delta$ -слоя  $E_\delta$  заметно снижается (рис. 1). Снижение потенциала в области доноров достигает 90 meV при увеличении концентрации доноров с  $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$  до  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , что приводит к увеличению амплитуды волновой функции основного состояния  $\psi_1$  в области  $\delta$ -легированного барьера. Вероятность туннелирования электрона в область  $\delta$ -слоя, определенная как  $\psi_1^2$ , увеличивается в  $\sim 12$  раз для максимальной рассматриваемой концентрации  $N_D$ . Отметим, что в данном случае подразумеваются квантовые состояния, волновая функция

которых имеет значительную амплитуду в области  $V$ -образной потенциальной ямы, сформированной в широкозонном барьере в окрестности  $\delta$ -слоя, а не водородоподобный уровень примеси кремния. Расчет также показал, что с ростом  $N_D$  увеличивается встроенное электрическое поле в КЯ и уменьшается ее эффективная ширина. Из-за этого разность энергии первой и второй подзон  $E_2 - E_1$  размерного квантования увеличивается с ростом  $N_D$  (на  $\sim 50$  meV).

Измерения тензора магнетосопротивления в образцах проводились в темноте в магнитных полях до 6 Т при температурах 2.1, 4.2 и 8.4 К на мостах Холла. Холловская концентрация электронов  $n_H$  оказалась в интервале значений  $(1.1 - 2.6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

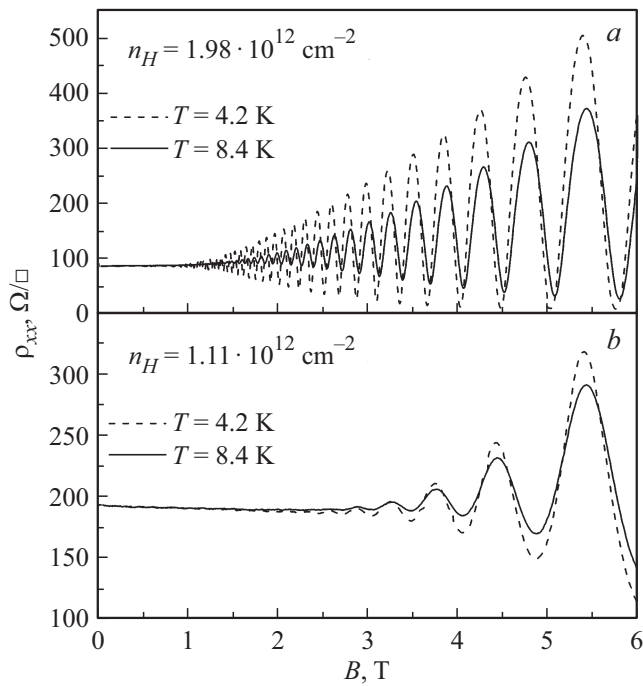
Во всех образцах наблюдался эффект Шубникова–де Гааза (ШдГ) (рис. 2). Определенная на основе фурье-анализа осцилляций ШдГ при температурах 2.1–8.4 К концентрация электронов в основной подзоне КЯ совпадает с холловской концентрацией электронов во всех образцах, кроме образца с максимальной концентрацией электронов  $n_H = 2.58 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Кроме того, монотонная часть зависимостей холловского сопротивления  $\rho_{xy}(B)$  имела превосходную линейность во всем исследованном диапазоне магнитного поля. Это указывает на то, что в РНЕМТ КЯ с односторонним  $\delta$ -легированием при низких температурах заполнена только одна подзона вплоть до  $n_H \approx 2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  в отличие от двусторонне легированных РНЕМТ, поэтому межподзонное рассеяние в исследуемых образцах не является причиной немонотонной зависимости  $\tau(n_H)$ .

Эффективная масса электронов вычислялась на основе температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ по формуле [7]:

$$m^* = \hbar e B \text{ Arch}[\Delta R(T_2, B) / \Delta R(T_1, B)] / (2\pi^2 k T_2),$$

где  $T_1 = 2T_2$ ,  $\Delta R = R_{xx} - R_0$ ,  $R_{xx}$  — амплитуда осцилляций сопротивления,  $R_0$  — сопротивление при  $B = 0$  Т. Квантовое время релаксации импульса  $\tau_q$  также рассчитывается из пиков осцилляций ШдГ [8] методом Дингла по наклону зависимости  $\ln(\Delta R \text{ sh}(A_T)) / 4R_0 A_T$  от  $1/B$ , где  $A_T = 2\pi^2 k T / \hbar \omega_c$ ,  $\omega_c = eB / m^*$ .

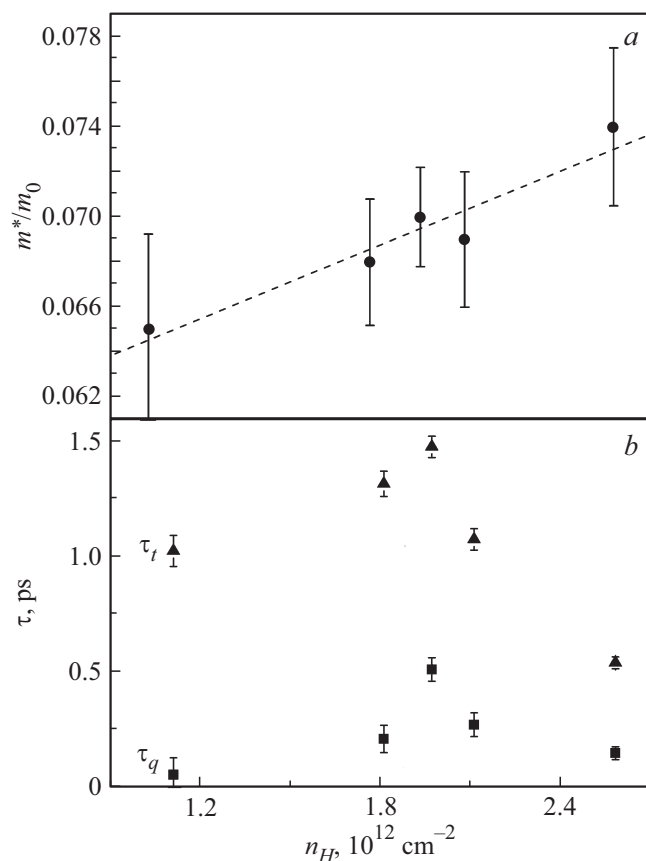
По температурным изменениям амплитуды осцилляций были определены эффективные массы электронов в КЯ (рис. 3, а). Наблюдается увеличение  $m^*$  в КЯ при увеличении  $n_H$ , которое обусловлено непараболичностью закона дисперсии. В линейном приближении коэффициент непараболичности равен  $0.133 m_0 / \text{eV}$ . Погрешность определения



**Рис. 2.** Магнетосопротивление  $\rho_{xx}(B)$  и осцилляции Шубникова–де Гааза при температурах 4.2 и 8.4 К в образце с сильным (а) и умеренным (б) легированием.

$m^*$  зависит от количества осцилляций. В образце с концентрацией  $n_H = 1.11 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  погрешность оказывается почти вдвое выше, чем в образцах с  $n_H \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Квантовое  $\tau_q$  и транспортное  $\tau_t$  времена релаксации импульса немонотонно зависят от концентрации электронов  $n_H$  (рис. 3, б). При увеличении  $n_H$  до  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  наблюдается возрастание  $\tau_t$  и  $\tau_q$ , а при  $n_H > 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  наблюдается их убывание. Возрастание связано с увеличением импульса Ферми (аналогично НЕМТ КЯ AlGaAs/GaAs). Уменьшение  $\tau_q$  и  $\tau_t$  сопровождается снижением отношения  $\tau_t/\tau_q$ , что означает увеличение вклада рассеяния электронов на удаленной ионизированной примеси на большие углы [9,10]. Эффективная глубина



**Рис. 3.** Зависимости эффективной массы электронов (а) и квантового (квадраты) и транспортного (треугольники) времен релаксации (b) от холловской концентрации.

КЯ, оцененная согласно расчетам как разность  $E_\delta - E_1$ , уменьшается на 136 meV, что соответствует  $\sim 38\%$  от глубины нелегированной РНЕМТ КЯ. Таким образом, туннельная проницаемость спейсера увеличивается. Однако даже при максимальных значениях концентрации  $n_H$  электронная плотность в окрестности  $\delta$ -слоя не превышает  $\sim 5\%$ .

В структурах же с  $n_H < 2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  в V-образной потенциальной яме в окрестности  $\delta$ -слоя находится меньше 1.5% от всех электронов в структуре. При этом важно отметить, что доля электронной плотности в окрестности  $\delta$ -слоя доноров, оценка которой приведена выше, не является независимым каналом проводимости, а рассчитана из волновой функции электронов в основном состоянии квантовой системы.

Отношение времен релаксации оказалось  $\tau_t/\tau_q \gg 1$  для всех образцов, что характерно для структур с высоким кристаллическим совершенством и высокой электронной подвижностью. Однако в отличие от НЕМТ КЯ AlGaAs/GaAs в области низкой концентрации электронов  $\tau_t/\tau_q$  имеет большие значения из-за микросплавного рассеяния электронов в КЯ In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As, что сильно уменьшает значение  $\tau_q$ .

Таким образом, в работе исследованы квантовые электронные транспортные свойства псевдоморфных односторонне  $\delta$ -легированных кремнием КЯ Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs. Наблюдается увеличение эффективной массы электронов с ростом концентрации. Показано, что уменьшение эффективной ширины КЯ с увеличением легирования приводит к тому, что даже при высоких концентрациях электронов в структуре ( $n_H = 2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) остается заполненной только одна подзона размерного квантования.

Исследование проводилось в рамках научно-исследовательской работы по выполнению государственного задания (№ 8.3887.2017/ПЧ).

## Список литературы

- [1] Cao X., Zeng Y., Kong M., Pan L., Wang B., Zhu Z., Wang X., Chang Y., Chu J. // *J. Cryst. Growth*. 2001. V. 231. N 4. P. 520–524.
- [2] Litwin-Staszewska E., Kobbi F., Kamal-Saadi M., Dur D., Skierbiszewski C., Sibari H., Zekentes K., Mosser V., Raymond A., Knap W., Robert J.L. // *Solid-State Electron*. 1994. V. 37. N 4-6. P. 665–667.
- [3] Ahmed S., Holland K.D., Paydavosi N., Rogers C.M.S., Alam A.U., Neophytou N., Kienle D., Vaidyanathan M. // *IEEE Transact. Nanotechnol*. 2012. V. 11. N 6. P. 1160–1173.
- [4] Пашковский А.Б. // *ФТП*. 1991. Т. 25. В. 12. С. 2179–2183.
- [5] Babiński A., Siwiec-Matuszyk J., Baranowski J.M., Li G., Jagadish C. // *Appl. Phys. Lett*. 2000. V. 77. N 7. P. 999–1001.

- [6] *Dmowski L.H., Zduniak A., Litwin-Staszewska E., Contreras S., Knap W., Robert J.L.* // *Phys. Status Solidi B*. 1996. V. 198. N 1. P. 283–288.
- [7] *Кульбачинский В.А., Овешников Л.Н., Лукин Р.А., Юзеева Н.А., Галиев Г.Б., Климов Е.А., Мальцев П.П.* // *ФТП*. 2015. Т. 49. В. 2. С. 204–213.
- [8] *Diez E., Chen Y.P., Avesque S., Hilke M., Peled E., Shahar D., Cerveró J.M., Sivco D.L., Cho A.Y.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. N 5. P. 052107.
- [9] *Сафонов Д.А., Виниченко А.Н., Каргин Н.И., Васильевский И.С.* // *ФТП*. 2018. Т. 52. В. 2. С. 201–206.
- [10] *Protasov D.Yu., Zhuravlev K.S.* // *Solid-State Electron*. 2017. V. 129. P. 66–72.