



<http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2020-18-3-28-35>

Оригинальная статья  
Original paper

УДК 537.312.6

## ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В n-Si ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

ДАНИЛЮК А.Л.<sup>1</sup>, ТРАФИМЕНКО А.Г.<sup>1</sup>, ФЕДОТОВ А.К.<sup>2</sup>, ПРИЩЕПА С.Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
(г. Минск, Республика Беларусь)

<sup>2</sup>Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета (г. Минск, Республика Беларусь)

Поступила в редакцию 30 января 2020

© Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2020

**Аннотация.** Приводятся данные измерений транспортных свойств Si, легированного Sb, в температурном диапазоне 1,9–3,0 К и при плотностях токов  $J < 0,2$  А/см<sup>2</sup>. На основе анализа вольт-амперных характеристик получены значения сопротивления при разных плотностях токов. Обнаружено, что с увеличением тока изменяется знак температурного коэффициента сопротивления. При значениях  $J < 0,045$  А/см<sup>2</sup> температурный коэффициент сопротивления положительный, а с превышением плотности тока значения 0,045 А/см<sup>2</sup> он становится отрицательным. Для объяснения этого токового кроссовера в знаке температурного коэффициента сопротивления были проведены холловские измерения при температуре 2 К, позволившие определить значения концентрации носителей заряда и их подвижность. На основе этих измерений и с учетом модели концентрационной нестабильности были получены токовые зависимости таких параметров, описывающих электрический транспорт в полупроводниках, как энергия активации, неравновесная концентрация носителей заряда, подвижность и время рассеяния электронов проводимости. В результате проведенного анализа было установлено, что изменение знака температурного коэффициента сопротивления с ростом тока можно объяснить обменом электронами между верхней зоной Хаббарда, формирующейся за счет захвата инжектируемых электронов нейтральными атомами примеси, и краем зоны проводимости. При этом происходит делокализация электронных состояний с ростом тока. Полученные данные хорошо согласуются с выдвинутой гипотезой. Проведено рассмотрение возможных механизмов делокализации путем анализа времени рассеяния электронов. В результате установлено, что электрон-электронные взаимодействия, вызванные кулоновским потенциалом, являются доминирующими.

**Ключевые слова:** токовая нестабильность, делокализация, верхняя зона Хаббарда, температурный коэффициент сопротивления.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

**Для цитирования.** Данилюк А.Л., Трафименко А.Г., Федотов А.К., Прищепя С.Л. Делокализация электронных состояний в n-Si при низких температурах. Доклады БГУИР. 2020; 18(3): 28-35.

## DELOCALIZATION OF ELECTRON STATES IN n-Si AT LOW TEMPERATURES

ALEXANDER L. DANILYUK<sup>1</sup>, ANTON G. TRAFIMENKO<sup>1</sup>, ALEXANDER K. FEDOTOV<sup>2</sup>,  
SERGHEJ L. PRISCHEPA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Republic of Belarus)

<sup>2</sup>Research Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University (Minsk, Republic of Belarus)

Submitted 30 January 2020

© Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2020

**Abstract.** We report on the electric transport properties of Si heavily doped with Sb in the temperature range of 1.9 – 3.0 K and at current density of  $J < 0.2$  A/cm<sup>2</sup>. Based on the analysis of the current – voltage characteristics, the resistance values at different current densities are obtained. It was found that an increase in current changes the sign of the temperature coefficient of resistance. At  $J < 0,045$  A/cm<sup>2</sup>, the temperature coefficient of resistance is positive, whereas when the current density exceeds the value of 0,045 A/cm<sup>2</sup> it becomes negative. To explain this current crossover in the sign of the temperature coefficient of resistance, we performed Hall measurements at a temperature of 2 K, which allowed us to determine the values of the concentration of charge carriers and their mobility. Based on these measurements and taking into account the concentration instability model, we obtained current dependences of the parameters describing the electric transport in semiconductors, such as activation energy, non-equilibrium concentration of charge carriers, mobility, and scattering time of conduction electrons. As a result of the analysis, it was found that the change in the sign of the temperature coefficient of resistance with an increase in current can be explained by the exchange of electrons between the upper Hubbard band, formed by the capture of injected electrons by neutral impurity atoms, and the edge of the conduction band. In this case, delocalization of electronic states occurs with an increase in current. The data obtained are in good agreement with the proposed hypothesis. Possible delocalization mechanisms are considered by analyzing the electron scattering time. As a result, it was found that electron-electron interactions caused by the Coulomb potential are dominant.

**Keywords:** current instability, delocalization, upper Hubbard band, temperature coefficient of resistance.

**Conflict of interests.** The authors declare no conflict of interests.

**For citation.** Danilyuk A.L., Trafimenko A.G., Fedotov A.K., Prischepa S.L. Delocalization of electron states in n-Si at low temperatures. Doklady BGUIR. 2020; 18(3): 28-35.

### Введение

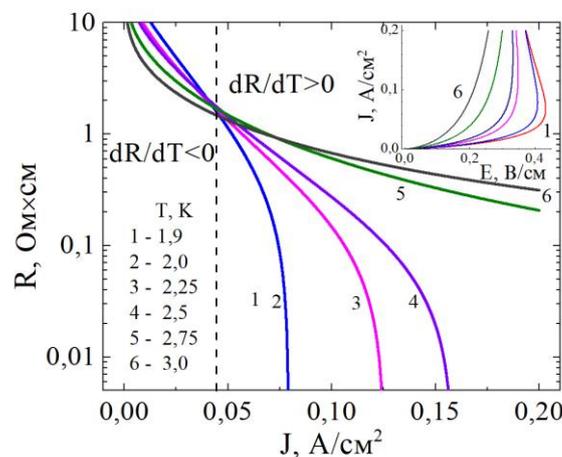
Исследование транспортных свойств в легированном Si и наноструктур на основе Si очень важно для кремниевой наноэлектроники, квантовых вычислений, энергонезависимой памяти и логики с малой потребляемой мощностью и энергией переключения [1]. Значительное развитие получили такие наноструктуры, как спиновые транзисторы [2], логические вентили [3], наноструктуры с единичными атомами легирующей примеси [4]. Для достижения дальнейшего прогресса кремниевой наноэлектроники одним из эффективных путей является адаптация нелинейных процессов. В частности, использование эффекта отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) при малых значениях напряженности электрического поля  $E$  является одним из перспективных подходов для проектирования новых электронных устройств [5]. Для более глубокого понимания физики возникновения ОДС при малых значениях  $E$  необходимо проанализировать процессы, предшествующие области ОДС. В данной работе, основываясь на токовых и температурных зависимостях сопротивления, полученных из вольтамперных характеристик (ВАХ),  $R(J) = dE/dJ$ , проанализированы различные электрофизические параметры, позволяющие обсудить механизмы возникновения токовой нестабильности и изменения знака температурного коэффициента сопротивления (ТКС) в области ВАХ, предшествующей ОДС.

## Результаты

Образцы представляли собой пластины монокристаллического Si, легированного Sb ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Для проведения транспортных и холловских измерений использовались припаянные индиевые омические контакты. Образцы помещались в криогенную вставку (Cryogenic Ltd., London) со сверхпроводящим магнитом. Подробнее детали эксперимента описаны в работах [5, 6].

На вставке к рис. 1 показаны низкотемпературные ВАХ, на которых видна область токовой неустойчивости, предшествующая ОДС. При понижении температуры область, предшествующая ОДС, расширяется, ВАХ приближаются к оси  $E$  и вытягиваются вдоль нее. На основе измеренных ВАХ были построены зависимости  $R(J)$  при разных температурах. Они приведены на рис. 1. Очевидно, что ТКС меняет свой знак, с отрицательного при  $J \leq 0,045 \text{ А/см}^2$  до положительного при  $J \geq 0,045 \text{ А/см}^2$ .

В области, близкой к току перехода к ОДС, были проведены холловские измерения. Они показали, что при  $J = 0,02 \text{ А/см}^2$  и  $T = 2 \text{ К}$  концентрация электронов проводимости составляет  $n = (6 \pm 0,75) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , их подвижность равна  $\mu \approx 15,4 \pm 2,3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а время рассеяния  $\tau \approx 2 \text{ фс}$ .



**Рис. 1.** Зависимости  $R(J)$  при разных температурах. Вертикальная штриховая линия разделяет области с разными знаками ТКС. На вставке показаны измеренные ВАХ

**Fig. 1.**  $R(J)$  dependencies at different temperatures. The vertical dashed line separates regions with different signs of the TCR. The inset shows the measured current-voltage characteristics

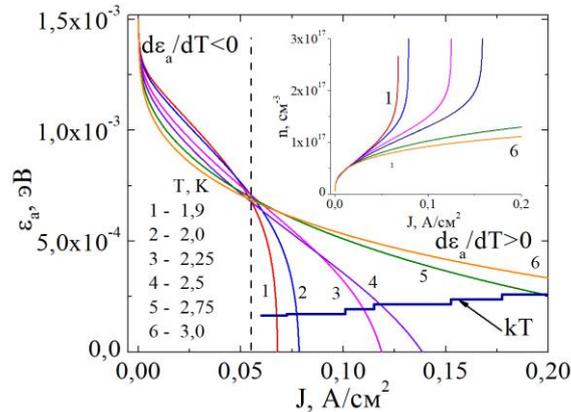
## Обсуждение

Обнаруженный кроссовер в знаке ТКС при росте тока свидетельствует о следующих физических процессах. На начальных участках ВАХ механизм переноса заряда в основном активационного типа вследствие захвата носителей заряда нейтральными  $D^0$  состояниями нижней зоны Хаббарда и их трансформации в  $D^-$  состояния верхней зоны Хаббарда (ВЗХ) [6]. В этом случае наблюдается отрицательный ТКС [5, 6]. Рост тока сопровождается резким уменьшением  $R$  и кроссовером к положительному знаку ТКС. Подобный кроссовер указывает на возможное изменение механизма переноса заряда, от активационного по локализованным  $D^-$  состояниям до делокализованного по зоне проводимости. При этом смена механизма обусловлена увеличением концентрации носителей заряда, инжектируемых в образец. Достижение определенного значения неравновесной концентрации может служить триггером для делокализации  $D^-$  состояний вследствие кулоновского взаимодействия.

Для подтверждения этих качественных рассуждений авторами был проведен количественный анализ данных. Поскольку вблизи области ОДС  $R$  резко уменьшается, то и энергия активации  $\varepsilon_a$  должна уменьшаться. Поэтому была применена модель концентрационной неустойчивости в полупроводниках [7]. В рамках этой модели предполагается, что рост концентрации электронов проводимости приводит к уменьшению  $\varepsilon_a$ ,

$$\varepsilon_a = \varepsilon_{a0} - (n/n_k)kT, \quad (1)$$

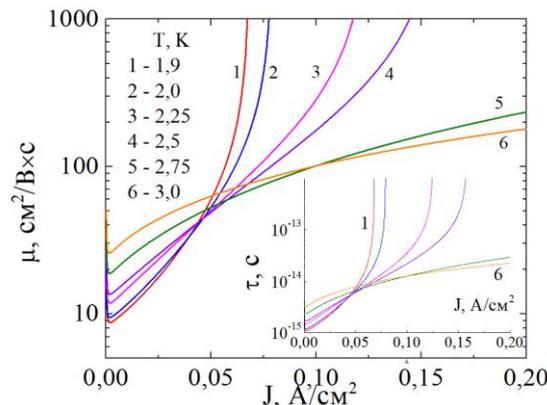
где  $n_k$  – концентрация, при которой энергия активации уменьшается на  $kT$ . Из уравнения (1) можно получить токовые зависимости  $\varepsilon_a(J)$ . Этот результат представлен на рис. 2. Видно, что характер токовой зависимости энергии активации различается для  $J < 0,055 \text{ A/cm}^2$  и  $J > 0,06 \text{ A/cm}^2$ . Более сильное снижение  $\varepsilon_a$  с ростом тока в первой области при  $T = 3 \text{ K}$  сменяется более сильным снижением во второй области уже при  $T = 1,9 \text{ K}$ .



**Рис. 2.** Зависимости  $\varepsilon_a(J)$  при разных температурах. Вертикальная штриховая линия разделяет области с разными знаками  $d\varepsilon_a/dT$ . На вставке показаны зависимости  $n(J)$

**Fig. 2.**  $\varepsilon_a(J)$  dependencies at different temperatures. The vertical dashed line separates regions with different signs of the  $d\varepsilon_a/dT$ . The inset shows the  $n(J)$  dependencies

Из анализа уравнения (1) получили отношение  $n/n_k = 2,78 \pm 0,6$  при  $J = 0,02 \text{ A/cm}^2$  и  $T = 2 \text{ K}$ . Исходя из экспериментально определенной из холловских измерений концентрации  $n$ , рассчитано  $n_k = (2,5 \pm 0,45) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , что позволило получить значения  $n$  при разных  $J$ . Этот результат показан на вставке к рис. 2. Полученные  $R(J)$  и  $n(J)$  зависимости позволили установить изменение подвижности  $\mu$  и времени рассеяния электронов  $\tau$  с током. Этот результат приведен на рис. 3. Видно, что  $\mu$  растет с ростом  $J$ , несмотря на рост  $n$ . Это обусловлено более резким падением  $R$  с ростом  $J$  по сравнению с увеличением концентрации с током. Особенно хорошо это видно при  $T = 1,9 \text{ K}$ , при которой резкий рост  $\mu$  наблюдается при меньших значениях  $J$  по сравнению с более высокими температурами. Время рассеяния составляет  $1,5 \text{ fs}$  при  $J = 0,02 \text{ A/cm}^2$ , зависит от  $T$  и увеличивается до  $1 \text{ ps}$  с ростом тока. Такое изменение  $\tau$  указывает на изменение механизма рассеяния при приближении к области ОДС.



**Рис. 3.** Зависимость  $\mu$  от  $J$  при разных  $T$ . На вставке показана зависимость  $\tau$  от  $J$

**Fig. 3.**  $\mu$  versus  $J$  at different  $T$ . The inset shows  $\tau$  versus  $J$

Полученные токовые зависимости  $\varepsilon_a$ ,  $n$ ,  $\mu$  и  $\tau$  свидетельствуют о том, что наиболее вероятный механизм токовой нестабильности вблизи области ОДС – кулоновское отталкивание между электронами D<sup>-</sup> состояний и зоны проводимости. Вследствие этого взаимодействия в ВЗХ и в зоне проводимости возникает флуктуирующий потенциал. Как результат, эти зоны перекрываются в соответствии с моделью [7]. Ниже будут рассмотрены более подробно механизмы такого уширения зон.

С микроскопической точки зрения перекрывание зон может быть описано на основании следующих рассуждений. Электроны D<sup>-</sup> состояний обладают конечной энергией связи  $\varepsilon_a$ . В системе с хаотически распределенными кулоновскими зарядами всегда найдутся такие D<sup>-</sup> состояния, чья энергия кулоновского взаимодействия с другими электронами на D<sup>-</sup> состояниях и/или электронами из зоны проводимости превысит энергию  $\varepsilon_a$ . В этом случае электрон с D<sup>-</sup> состояния перейдет в минимум потенциала на краю зоны проводимости. Рассматривая лишь попарное взаимодействие, концентрацию таких электронов  $n_{ic}$  можно оценить из выражения  $n_{ic} = \int_{\varepsilon_n}^{\infty} q(\varepsilon) d\varepsilon$ , где  $q(\varepsilon)$  – плотность числа D<sup>-</sup> состояний, электроны

которых испытывают кулоновское взаимодействие  $\varepsilon$  с соседями [8]. Для рассматриваемой системы мы определили, что  $q(\varepsilon) = 4\pi\xi n_t(n_t+n)r^2(dr/d\varepsilon)$ , где  $n_t$  – концентрация D<sup>-</sup> состояний,  $\varepsilon = (2q/kr)\exp(-\beta r)$ ,  $k$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость Si,  $\beta$  – обратная длина экранирования,  $\xi$  – коэффициент, учитывающий отношение между электронами на D<sup>-</sup> состояниях и электронами проводимости,  $\xi = 1 - (1/2)/\{1 + \exp[(n-n_t)/n_{t0}]\}$ ,  $n_{t0}$  – параметр уширения перехода от  $n < n_t$  к  $n > n_t$ . При  $n < n_t$ ,  $\xi = 1/2$ , в то время как при  $n > n_t$ ,  $\xi \rightarrow 1$ . Оценки изменения отношения  $n_{ic}/n_t$  с концентрацией  $n$  при  $T = 1,9-2,5$  К показали, что оно изменяется в пределах 15–20 % для  $J < 0,06$  А/см<sup>2</sup>, а при  $J = 0,06 - 0,08$  А/см<sup>2</sup> оно возрастает почти до 100 %.

На основе полученных зависимостей  $n(J)$  были оценены время жизни электронов относительно захвата на D<sup>0</sup> центры с концентрацией  $N_{D0}$  и концентрация  $n_t$  таких электронов (т. е. концентрация D<sup>-</sup> состояний). Время жизни определялось из выражения  $\tau_{if} = 1/(R_n N_{D0})$  [13], где  $R_n$  – скорость захвата. С учетом уравнения баланса для  $n_t$  получаем

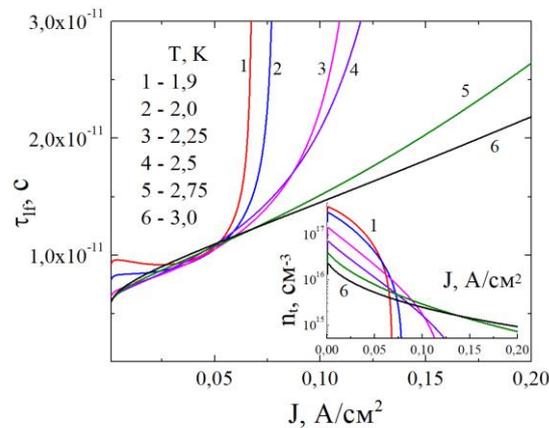
$$\tau_{if} = \frac{1}{R_n N_d} \left( 1 + \frac{n R_n}{G} \right), \quad (2)$$

где  $N_d$  – концентрация доноров,  $G = G_0 \exp(-\varepsilon_a/kT)$  – вероятность генерации электрона с D<sup>-</sup> состояния в зону проводимости,  $G_0$  – частотный фактор, определяющий вибрационный спектр примесного центра. Для Sb в Si  $G_0 = (2 - 3) \times 10^{13}$  Гц [10]. Для оценки скорости захвата на D<sup>0</sup> центры применяли модель захвата электрона на водородоподобный нейтральный донор с испусканием акустического фонона [11]. Поскольку отрицательно заряженный D<sup>-</sup> центр существует только в синглетном состоянии, то при отсутствии поляризации свободных носителей заряда и примесных центров захват может осуществляться только в одной четверти общего количества актов столкновения, что приводит к следующему выражению [11]:

$$R_n = \zeta \frac{\pi^3}{16l_n} \left( \frac{2\varepsilon_a}{m_d} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{h}{2\pi m_d s} \right)^3 \psi(\varepsilon_a), \quad (3)$$

где  $\zeta = 1,1$ ,  $l_0$  – длина свободного пробега электрона,  $s$  – скорость звука в Si,  $m_d$  – масса плотности состояний, а волновая функция  $\psi(\varepsilon_a) = \frac{4}{\pi^2} \left[ \arctan(\chi^{-1}) + \chi / (\chi^2 + 1) \right]^2$ ,  $\chi = (2m_d s^2 \varepsilon_a)^{1/2} / (\varepsilon_a + \varepsilon_n)$ , где  $\varepsilon_n$  – термическая энергия электронов. Полученная зависимость  $\tau_{if}(n)$  приведена на рис. 4. Параметры модели захвата электронов на нейтральной примеси в Si были:  $\varepsilon_n = (0,214 - 0,27)$  мэВ,  $m_d = 0,33m_0$ ,  $s = 9,15 \times 10^5$  см/с,  $l_0 = 7,5 \times 10^{-4}$  см [11]. Из рис. 4 видно, что время жизни слабо зависит от  $J$  и  $T$  вплоть до  $J \approx 0,055$  А/см<sup>2</sup>. При более высоких  $J$

значения  $\tau_{lf}$  увеличиваются в несколько раз. Это соответствует уменьшению скорости захвата на состояниях в ВЗХ. На вставке к рис. 4 показана зависимость  $n_t(J)$ . При низких плотностях токов концентрация  $D^-$  состояний максимальна, что подтверждает доминирование механизма захвата инжектированных электронов с образованием  $D^-$  состояний в ВЗХ. С ростом  $J$  наблюдается снижение  $n_t$ . Особенно заметным этот процесс становится вблизи перехода к области ОДС. Эффект температуры проявляется в том, что при низких  $T$  концентрация  $n_t$  выше при малых токах, а резкое снижение величины  $n_t$  с ростом тока сменяется на более плавное уменьшение с ростом температуры. Подобное поведение коррелирует с уменьшением активационной энергии при росте  $J$  и свидетельствует о том, что делокализация  $D^-$  состояний становится более очевидной со снижением температуры, поскольку концентрационная неустойчивость происходит при меньших  $J$ . Полученные зависимости  $n_t(J)$  однозначно указывают на то, что токовые зависимости электрофизических параметров коррелируют с перераспределением электронов между ВЗХ и зоной проводимости. Это соотношение меняется с ростом тока и переходом в область ОДС.



**Рис. 4.** Зависимость  $\tau_{lf}$  от  $J$  при разных температурах. На вставке показана зависимость  $n_t$  от  $J$   
**Fig. 4.**  $\tau_{lf}$  versus  $J$  at different  $T$ . Inset:  $n_t$  versus  $J$  at different  $T$

Для того чтобы идентифицировать механизм электронного рассеяния, авторами был проведен анализ времени рассеяния (время релаксации импульса)  $\tau$ . Установлено, что электроны проводимости в рассматриваемом случае обладают малой энергией (характерное значение тепловой энергии составляет  $\epsilon_n < 0,3$  мэВ). Кроме того, вследствие низкой энергии связи  $D^-$  состояний локализованные электроны характеризуются относительно большим боровским радиусом, равным 8,5 нм. В этой связи разумно предположить, что основным механизмом рассеяния электронов на  $D^-$  состояниях есть электрон-электронное рассеяние. Особенностью данного механизма является тот факт, что электроны проводимости термализованы, а электроны  $D^-$  состояний связаны. С учетом этого была выбрана модель столкновения электрона со стационарной мишенью [12] с численными поправками [13]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{nq^4L}{4 \times 2^{3/2} \pi k^2 m_n^2 \epsilon_n^{3/2}}, \quad (4)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $m_n$  – эффективная масса электрона проводимости,  $L$  – функция, зависящая от тепловой энергии электрона и длины экранирования. Было получено, что время рассеяния составляет 1–3 фс, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. С ростом  $J$  растет и время рассеяния  $\tau$  из-за падения концентрации  $D^-$  центров. При  $J > 0,05$  А/см<sup>2</sup>, когда  $\tau$  увеличивается до 40–60 фс, происходит изменение механизма рассеяния – доминирующим становится рассеяние на нейтральных центрах.

## Заключение

В работе продемонстрировано, что в некомпенсированном Si отрицательный ТКС обусловлен активационным механизмом, в то время как положительный ТКС вызван уменьшением подвижности электронов вследствие увеличения количества центров рассеяния, соответствующих D<sup>-</sup> состояниям. Указанные эффекты обусловлены зарядовой нестабильностью, управляемой током. Полученные результаты перспективны для создания новых энергоэффективных элементов логики на основе кремниевых наноструктур.

## Список литературы / References

1. Dobrosavljević V., Trivedi N., Valles J.M.Jr. *Conductor-Insulator Quantum Phase Transitions*. Oxford University Press; 2012.
2. Huang B., Monsma D.J., Appelbaum I. Experimental Realization of a Silicon Spin Field-Effect Transistor. *Appl. Phys. Lett.* 2007;91(7):072501. DOI: 10.1063/1.2770656.
3. Dery H., Dalal P., Cywiński Ł., Sham L.J. Spin-Based Logic in Semiconductors for Reconfigurable Large-Scale Circuits. *Nature*. 2007;447:573-576. DOI: 10.1038/nature05833.
4. Moraru D., Udhiarto A., Anwar M., Nowak R., Jablonski R., Hamid E., Tarido J.C., Mizuno T., Tabe M. Atom Devices Based on Single Dopants in Silicon Nanostructures. *Nanoscale Res. Lett.* 2011;6(1):479. DOI: 10.1186/1556-276X-6-479.
5. Danilyuk A.L., Trafimenko A.G., Fedotov A.K., Svito I.A., Prischepa S.L. Negative Differential Resistance in n-Type Noncompensated Silicon at Low Temperature. *Appl. Phys. Lett.* 2016;109(22):222104. DOI: 10.1063/1.4968825.
6. Danilyuk A.L., Trafimenko A.G., Fedotov A.K., Svito I.A., Prischepa S.L. Low Temperature Conductivity in n-Type Noncompensated Silicon below Insulator-Metal Transition. *Adv. Cond. Matt. Phys.* 2017;2017:5038462. DOI: 10.1155/2017/5038462.
7. Sandomirskii V.B., Sushanov A.A., Zdan A.G. [Phenomenological Theory of Concentration Instability in Semiconductors]. *Sov. Phys. JETP*, 1970;31(5):902-907. (in Russ.) Сандомирский В.Б., Сушанов А.А., Ждан А.Г. Феноменологическая теория концентрационной нестабильности в полупроводниках. *ЖЭТФ*. 1970;58(5):1683-1694.
8. Petrov P.V., Ivanov Yu.L., Averkiev N.S. [Spin and Charge Effects due to Positively Charged Acceptors in GaAs/AlGaAs Quantum Wells]. *Low Temp. Phys.* 2015;41(2):90-97. DOI: 10.1063/1.4913583. (in Russ.) Петров П.В., Иванов Ю.И., Аверкиев Н.С. Спиновые и зарядовые явления, связанные с положительно заряженными акцепторами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. *Физика низких температур*. 2015;41(2):119-128.
9. *Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices*. 2nd Edition. New York: John Wiley and Sons; 1981.
10. Pajot B., Kauppinen J., Anttila R. High Resolution Study of the Group V Impurities Absorption in Silicon. *Sol. St. Comm.* 1979;31(10):759-763. DOI: 10.1016/0038-1098(79)90784-1.
11. Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. *Nonradiative Recombination in Semiconductors, Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, Vol. 33, edited by Agranovich V.M. and Maradudin A.A. North Holland, Amsterdam; 1991.
12. Ridley B.K. *Quantum Processes in Semiconductors*. Clarendon Press, Oxford; 1982.
13. Abrahams E. Electron-Electron Scattering in Alkali Metals. *Phys. Rev.* 1954;95(3):839-840. DOI: 10.1103/PhysRev.95.839.

## Вклад авторов

Данилюк А.Л. обосновал применимость физических моделей, провел расчеты электрофизических параметров и их токовые зависимости в исследованных образцах, интерпретировал полученные результаты.

Трафименко А.Г. провел анализ вольт-амперных характеристик, определил их аналитический вид, принял участие в моделировании электрофизических параметров.

Федотов А.К. провел измерения электрофизических свойств, рассчитал концентрацию и подвижность электронов из холловских измерений, а также принимал участие в обсуждении результатов и построении физических моделей.

Прищепка С.Л. определил задачи, которые необходимо было решить в ходе проведения исследований, а также принимал участие в интерпретации результатов.

### Authors' contribution

Danilyuk A.L. has substantiated the applicability of physical models, performed calculations of electrophysical parameters and their current dependences in the studied samples, and interpreted the obtained results.

Trafimenko A.G. has carried out analysis of current voltage characteristics, determined their analytical expression, participated in simulation of the electrophysical parameters.

Fedotov A.K. has carried out measurements of electrophysical properties, calculated the concentration and mobility of electrons from the Hall measurements, and participated in the discussion of the results and the elaboration of physical models.

Prischepa S.L. has set out the problems to be solved during the research and participated in the interpretation of the results.

### Сведения об авторах

Данилюк А.Л., к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Трафименко А.Г., младший научный сотрудник Центра наноэлектроники и новых материалов Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Федотов А.К., д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов Института ядерных проблем Белорусского государственного университета.

Прищепа С.Л., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры защиты информации Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

### Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,  
г. Минск, ул. П. Бровки, 6,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники  
тел. +375-17-293-23-17;  
e-mail: prischepa@bsuir.by  
Прищепа Сергей Леонидович

### Information about the authors

Danilyuk A.L., PhD, Associate Professor, Associate Professor of Micro- and Nanoelectronics Department of Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Trafimenko A.G., Junior Researcher of Center of Nanoelectronics and Novel Materials of Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Fedotov A.K., D.Sci., Professor, Chief Researcher of the Laboratory of Physics of Prospective Materials, Research Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University.

Prischepa S.L., D.Sci., Professor, Professor of Information Security Department of Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

### Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,  
Minsk, P. Brovka str., 6,  
Belarusian State University  
of Informatics and Radioelectronics  
tel. +375-17-293-23-17;  
e-mail: prischepa@bsuir.by  
Prischepa Serghej Leonidovich