

Оригинальные статьи

Научная статья

УДК 537.311.33

<https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3671>

Статистический подход к процессу туннельной ионизации примесных центров вблизи гетерограницы

Т. Т. Муратов✉

Ташкентский государственный педагогический университет им. Низами,
ул. Бунёдкор, 27, Ташкент 100185, Узбекистан

Аннотация

К настоящему времени всесторонне изучены процессы туннельной ионизации примесей вблизи границы раздела двух различных полупроводников. Определены важнейшие параметры контактных электронных состояний примеси. Однако расчетные выражения для этих параметров носят локальный характер, применительно к индивидуальной примеси. Между тем, как нетрудно понять, ряд процессов, таких как поток и диффузия носителей заряда через гетеропереход, носят ярко выраженный статистический характер. Это же относится и к процессам туннельной ионизации мелких и/или глубоких примесей вблизи границы раздела. Статистический подход к расчету параметров туннельной ионизации примесей открывает новые перспективы для получения фундаментальной информации о поверхностных электронных состояниях.

Целью данной работы являлось исследование в рамках статистического подхода влияния гетерограницы на энергетический спектр мелких и глубоких центров. С этой целью на основе разложения отраженной квазиклассической волновой функции по полной системе сферических гармоник и последующего выделения амплитуды нулевой гармоники (s-компоненты) получена оценка для минимального расстояния от примеси до гетеробарьера и проведено уточнение пределов применимости результатов, полученных в других работах. Анализируются условия выполнения квазиклассического приближения, исходя из которых оценивается порядок величины минимальной высоты потенциального барьера (ямы).

В работе (с учетом оценки для минимального расстояния) получены усредненные формулы для энергетического сдвига основного уровня и времени жизни квазистационарного состояния в зависимости от расстояния до гетеробарьера. Приведены некоторые качественно новые соображения. Распределение примесных центров вблизи гетеробарьера предполагается равномерным. Обсуждается роль электронных переходов для реализации эффекта буферного поля как в случае мелких, так и глубоких центров. Центральное место уделяется оценкам различных физических параметров, характеризующих электронные переходы вблизи гетеробарьера.

Ключевые слова: гетеробарьер, туннелирование, мелкие и глубокие центры, энергетический сдвиг основного уровня, время жизни

Для цитирования: Муратов Т. Т. Статистический подход к процессу туннельной ионизации примесных центров вблизи гетерограницы. *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2021;23(4): 529–534. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3671>

For citation: Muratov T. T. Statistical approach to the process of tunnel ionisation of impurity centres near the heterointerface. *Kondensirovannyye sredy i mezhfaznyye granitsy = Condensed Matter and Interphases*. 2021;23(4): 529–534. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3671>

✉ Муратов Темур Ташкабаевич, e-mail: temur-muratov@yandex.ru

© Муратов Т. Т., 2021



1. Введение

Квазиклассическая теория туннельной ионизации нейтральных примесных центров вблизи гетеробарьера была построена в работах [1–4]. Однако в указанных работах расчет основных параметров метастабильных состояний (энергетический сдвиг основного уровня, время жизни) примеси носит локальный характер и не охватывает в совокупности множество примесей, сосредоточенных вблизи гетероперехода. Учет скопления мелких и/или глубоких нейтральных примесей вблизи гетероперехода необходим для уточнения пределов применимости полученных результатов [1].

Различные аспекты надбарьерного отражения и туннелирования носителей заряда с широкозонной части гетероперехода в узкозонную часть были рассмотрены в работе [2]. При этом электрон с донорного центра, находящегося, например, в широкозонной части гетероперехода, сможет протуннелировать через потенциальный барьер в узкозонную часть гетероперехода с последующей рекомбинацией с дыркой. Избыток энергии проявляется в спектре объемной люминесценции [5]. С учетом разрыва зоны электрон, изначально находящийся в квазисвязанном состоянии, переходит в квазисвободное состояние. При этом его энергия не изменяется.

В работах [3, 4] была построена квазиклассическая теория ионизации примесных центров под действием внешних электрических полей. Основные результаты были получены методом «мнимого времени».

Основным теоретическим достижением работы [1] было выделение *s*-компоненты отраженной квазиклассической волновой функции в пределе большого отношения расстояния *L* от примесного центра до гетеробарьера к эффективному борновскому радиусу мелкой примеси ($L/r_B \gg 1$). В результате авторами [1] была получена асимптотическая формула для энергетического сдвига основного уровня мелкой примеси:

$$\delta E_B = -G(V_0) \frac{2L}{r_B} \exp\left(-\frac{2L}{r_B}\right) \cdot E_B, \tag{1}$$

где $G(V_0) = \frac{\sqrt{E_B} - \sqrt{V_0 + E_B}}{\sqrt{E_B} + \sqrt{V_0 + E_B}}$ – коэффициент, опре-

деляющий условие отражения волновой функции, E_B – энергия связи мелкой примеси, V_0 – высота (глубина) гетеробарьера.

Процедура выделения *s*-компоненты, приведенная в работе [1], не позволяет, однако, указать то пороговое расстояние L_{min} от центра, начиная с которого, асимптотические формулы, полученные в [1], и в частности формула (1), были бы эффективны для нахождения энергетического сдвига основного уровня мелкой и/или глубокой примеси.

Установление параметра L_{min} – актуально, если учесть, что вблизи примеси условие квазиклассического приближения может быть нарушено [6]. Параметр L_{min} задает «нижнюю границу» применимости теории, разработанной в [1], а, следовательно, и оптимальное расстояние от скопления нейтральных примесей до гетеробарьера. Как следствие этого, формула (1) должна содержать параметр L_{min} .

Целью настоящего исследования является нахождение параметра L_{min} и получение на его основе (с учетом результатов работы [1]) усредненных формул для энергетического сдвига примесного уровня и времени жизни квазистационарного состояния в зависимости от параметра L_{min} .

2. Методика расчета

Математически корректное выделение *s*-компоненты отраженной квазиклассической волновой функции

$$\psi_+(\theta, L) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} G(V_0) \exp\left(-\frac{2L}{r_B \cos\theta}\right) \exp\left(\frac{L}{r_B}\right), \tag{2}$$

($0 \leq \theta \leq \pi/2$)

(если разложить $\cos\theta \approx 1 - \theta^2/2$ в формуле (2), где θ – угол падения (отражения) волны, мы придем к приближенной формуле из работы [1]) означает разложение функции (2) по полной системе сферических гармоник с последующим выделением амплитуды нулевой гармоники:

$$\psi_+(\theta, L) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi). \tag{3}$$

Коэффициенты a_{lm} определяются формулами:

$$a_{lm} = \int Y_{lm}^*(\theta, \varphi) \psi_+(\theta, L) d\Omega. \tag{4}$$

Для коэффициента нулевой гармоники:

$$a_{00} = \int Y_{00}^*(\theta, \varphi) \psi_+(\theta, L) d\Omega = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} G(V_0) \exp\left(\frac{L}{r_B}\right) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{2L}{r_B \cos\theta}\right) \sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{r_B^3}} G(V_0) \exp\left(\frac{L}{r_B}\right) \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{2L}{r_B \cos\theta}\right) \sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{r_B^3}} G(V_0) \exp\left(-\frac{L}{r_B}\right) \left\{ 1 - \frac{2L}{r_B} \exp\left(\frac{2L}{r_B}\right) \left[-\text{Ei}\left(-\frac{2L}{r_B}\right) \right] \right\}, \quad (5)$$

где $-\text{Ei}(-z)$ – интегральная экспонента [7].
 При $2L/r_B \gg 1$ из выражения (5) следует:

$$a_{00} \approx \frac{G(V_0)}{2L\sqrt{r_B}} \exp\left(-\frac{L}{r_B}\right). \quad (6)$$

Подстановка (6) в разложение (3) дает амплитуду нулевой гармоники:

$$\psi_+(\theta, L) \approx a_{00} \cdot Y_{00} \approx \frac{G(V_0)}{2L\sqrt{r_B}} \exp\left(-\frac{L}{r_B}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} =$$

$$= \frac{G(V_0)}{4L\sqrt{\pi r_B}} \exp\left(-\frac{L}{r_B}\right). \quad (7)$$

Как видно из (7), асимптотика s -компоненты функции (2) соответствует асимптотике, полученной в [1]. Численные расчеты функции $\Phi(z) = 1 - z \exp(z) [-\text{Ei}(-z)]$ из выражения (5) показывают (таблица):

Из таблицы видно, что переход к асимптотическим формулам работы [1] начинается, примерно, с расстояния $L_{\min} \approx 5r_B$, и в этом контексте:

$$\Phi(z) = \begin{cases} 1 - z \exp(z) [-\text{Ei}(-z)], & (z < 10) \\ 1/z, & (z \geq 10) \end{cases}. \quad (8)$$

При меньших расстояниях чем $L_{\min} \approx 5r_B$, теория, разработанная авторами [1], не может достаточно адекватно объяснить экспериментальные результаты работ [2, 5] и является довольно грубым приближением.

Для расчета энергетического сдвига в расчете на единицу расстояния будем для простоты считать распределение атомов примеси по объему матрицы вблизи гетероперехода равномерным и изотропным.

$$\overline{\delta E_B} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta L} \int_{L_{\min}}^L \delta E_B(x) dx = \frac{1}{\Delta L} \int_{L_{\min}}^{\infty} \delta E_B(x) dx. \quad (9)$$

Подставляя в выражение (9) формулу (1) (считая при этом величину L переменной) получим:

$$\overline{\delta E_B} = -G(V_0) \left(1 + \frac{2L_{\min}}{r_B} \right) \frac{r_B}{2\Delta L} \exp\left(-\frac{2L_{\min}}{r_B}\right) \cdot E_B. \quad (10)$$

Соответственно для среднего времени жизни электрона при $V_0 < -E_B$:

Таблица. Значения функции $\Phi(z)$

z	5	10	15	20
$\Phi(z)$	0.15	0.09	0.07	0.05

$$\tau_B = \frac{\hbar}{2E_B} \frac{|V_0|}{\sqrt{E_B(|V_0| - E_B)}} \frac{\Delta L \exp(2L_{\min}/r_B)}{r_B (1 + 2L_{\min}/r_B)}. \quad (11)$$

Это время минимально, если $V_0 = -2E_B$.

Здесь ΔL характеризует эффективный размер примесного слоя вблизи гетероперехода (рис. 1). По мере перехода электронов с примесных уровней в свободное состояние слой заряжается положительно и приобретает характер буферного электрического поля, который, однако, не оказывает существенного влияния на эффект туннелирования. Величина ΔL не может существенно превышать r_B ($\sim 10 \text{ \AA}$). В то же время ΔL не может быть меньше критического расстояния между атомами ($\Delta L \geq 4r_B$) (переход Мотта) [8]. Для оценок можно положить $\Delta L \approx L_{\min} \approx 5r_B$. Для модельного полупроводника с параметрами $E_B = 0.01 \text{ эВ}$, $V_0 = 0.1 - 1 \text{ эВ}$ оценка времени жизни связанного электрона по формуле (11) дает значение порядка $5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. На основе $L_{\min} \approx 5r_B$ можно установить критерий квазиклассичности ($\lambda < L_{\min}$):

$$|V_0| > 1.04 E_B. \quad (12)$$

Следовательно, при $|V_0| = 1.04 E_B$ условие применимости квазиклассического приближения нарушается, т. е. гетеробарьер должен быть достаточно высок (глубок). Далее, развивая эти качественные рассуждения, можно интерпрети-

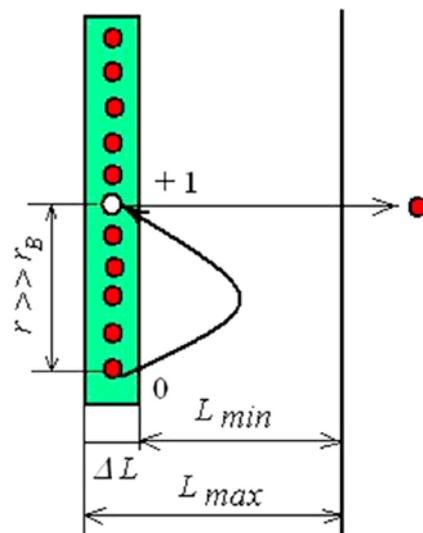


Рис. 1. Схема электронных переходов вблизи гетероперехода

рывать $\overline{\delta E_B}$ в качестве средней энергии сдвига основного уровня примесных атомов в пределах эффективной ширины ΔL , полученной от пучка квазиклассических электронов. Оценка $\overline{\delta E_B}$ по формуле (10) для модельного полупроводника составляет примерно 10^{-5} эВ. Энергетический сдвиг основного уровня примеси (10) не может быть меньше величины его естественной ширины 10^{-7} эВ. Это налагает определенные ограничения на величину L , а именно $L_{\max} < 10 r_B$. При больших расстояниях формула (10) дает нереально заниженные значения для $\overline{\delta E_B}$. Для сопоставления, например, энергия связи $D^-(A^+)$ -центров порядка мэВ [9].

Интересно сравнить время жизни связанного электрона по отношению к уходу в свободное состояние с его временем туннелирования между мелкими примесями (рис. 1). Теория дает для времени туннелирования между центрами следующую формулу [6]:

$$\overline{\tau_{0 \rightarrow 1^+}} = \frac{\pi \hbar}{\overline{\delta E_{0 \rightarrow 1^+}}}, \quad (13)$$

с тем, что

$$\overline{\delta E_{0 \rightarrow 1^+}} \approx \frac{8r}{3r_B} \exp\left(-\frac{r}{r_B}\right) \cdot E_B, \quad (14)$$

где r - среднее расстояние между атомами примеси.

При концентрациях мелкой примеси 10^{18} см $^{-3}$ формула (14) дает значение $1.2 \cdot 10^{-5}$ эВ, почти равное $\overline{\delta E_B}$, т.е. $\overline{\tau_B} / \overline{\tau_{0 \rightarrow 1^+}} \approx 3$. Это означает, что для сильно легированных полупроводников при очень низких температурах (порядка 2–4 К) эффект буферного (квазиэлектрического) поля почти не реализуется, и в целом примесный слой ΔL – квазинейтральный. Квазинейтральность слоя может быть нарушена при воздействии радиации, термической обработки, травления, наложении внешнего электрического поля и т. д. [10].

Для глубокого центра, описываемого потенциалом «нулевого» радиуса [1] (в рамках данной модели у связанного электрона отсутствуют возбужденные состояния, и имеется одно единственное связанное состояние. Это позволяет сразу рассмотреть амплитуду «нулевой гармоники» разложения (3), которая и является единственной в своем роде [9]) расчеты, аналогичные при выводе формулы (7), дают для амплитуды нулевой гармоники отраженной квазиклассической волновой функции формулу:

$$\Psi_+(\theta, L) = \frac{A(V_0)}{8L^2} \sqrt{\frac{a_0}{\pi}} \exp\left(-\frac{L}{a_0}\right) \quad (2L/a_0 \gg 1), \quad (15)$$

где $A(V_0) = \frac{\sqrt{E_0 - \sqrt{V_0 + E_0}}}{\sqrt{E_0 + \sqrt{V_0 + E_0}}}$, $a_0 = \hbar / \sqrt{2m^* E_0}$ – раз-

мер волновой функции электрона, связанного на глубоком центре (обычно a_0 не превышает нескольких постоянных решетки [11]), m^* – эффективная масса электрона, E_0 – энергия связи электрона на глубоком центре (порядка эВ),

Учитывая универсальность функции (8), можно и в этом случае сразу указать нижний предел применимости формулы (15): $L_{\min} \approx 5a_0$. Усредняя формулу для энергетического сдвига глубокого уровня, полученную в работе [1]:

$$\delta E_0 = -A(V_0) \frac{a_0}{L} \exp\left(-\frac{2L}{a_0}\right) \cdot E_0. \quad (16)$$

на основе выражения (9), имеем:

$$\overline{\delta E_0} = -A(V_0) \frac{a_0}{\Delta L} \left[-\text{Ei}\left(-\frac{2L_{\min}}{a_0}\right) \right] \cdot E_0 \quad (\Delta L \approx L_{\min}). \quad (17)$$

Из (17) следует приближенная формула:

$$\overline{\delta E_0} \approx -A(V_0) \frac{a_0}{10L_{\min}} \exp\left(-\frac{2L_{\min}}{a_0}\right) \cdot E_0. \quad (L_{\min} \approx 5a_0) \quad (18)$$

Соответственно среднее время жизни электрона на глубоком центре при $V_0 < -E_0$:

$$\overline{\tau_0} = \frac{5\hbar}{2E_0} \frac{|V_0|}{\sqrt{E_0} (|V_0| - E_0)} \frac{L_{\min}}{a_0} \exp\left(\frac{2L_{\min}}{a_0}\right). \quad (19)$$

Сопоставляя (11) и (19) можно заключить, что гетеробарьер сильнее (примерно в 30 раз) влияет на положение мелкой примеси. Качественно ясно, что экранирование сильно уменьшает вероятность прыжка электрона с нейтральной примеси на ионизированную (+1) примесь. Время для нейтрализации глубокой примеси существенно превышает время жизни связанного электрона мелкой примеси, и эффект буферного поля будет соблюдаться достаточно продолжительно. При этом вполне возможны электронные переходы между глубокими и мелкими центрами. Соответствующие расчеты приведены в работах [12–17].

3. Обсуждение результатов на примере гетероструктуры AlGaAs/GaAs

Обсудим условия применимости полученных формул применительно к конкретной ге-

тероструктуре AlGaAs/GaAs с глубоким центром (рис. 2). Ширина запрещенной зоны арсенида галлия составляет 1.5 эВ, а в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ она растет с ростом x . Так при $x = 1$, т. е. в соединении AlAs, ширина запрещенной зоны равна 2.2 эВ. Как выше отмечалось эффект буферного поля (развитый в рамках статистического подхода) будет соблюдаться достаточно долго в случае глубокого центра. Оценим минимальную величину буферного поля для DX-центра в AlGaAs. Положив $|V_0| = 0.75$ эВ, $E_0 = 0.7$ эВ (рис. 2), находим (e -заряд электрона):

$$E_{\text{buff}} = \frac{|V_0| - E_0}{eL_{\text{min}}} \approx 2.4 \cdot 10^2 \text{ В/см.}$$

$$(|V_0| - E_0 \ll E_{\text{opt}}) \quad (20)$$

Действительно, как мы можем видеть, напряженность буферного поля гораздо меньше напряженности поля оптической ионизации DX-центра ($E_{\text{opt}} \approx 1.3$ эВ) [18].

Также заметим, что основная величина L_{min} , с которой мы оперировали в рамках статистического подхода, совпадает с критическим расстоянием из [18] ($L \approx 70 \text{ \AA}$). Все это подтверждает в общих чертах корректность исходных формул (10), (11), (18) и (19).

Таким образом, статистический подход к туннельной ионизации глубоких центров приводит примерно к тем же результатам, что и многофононный механизм ионизации DX-центров в гетероструктурах [18].

4. Заключение

Основное содержание работы можно резюмировать формулами (10), (11), (18) и (19), уточняющими соответствующие формулы, полученные в работе [1]. Численные оценки (таблица) указывают на наличие вполне определенного расстояния от примесного центра $L_{\text{min}} \approx 5r_B$ ($L_{\text{min}} \approx 5a_0$) до гетеробарьера, начиная с которого асимптотические формулы, полученные в [1], являются достаточно точными. В равной степени это относится и к формулам (10), (11), (18) и (19), полученных на основе этих асимптотик. После усреднения, формулы (1) и (16) Эфроса и др., приобрели среднестатистический смысл (10) и (18). Из формул (10) и (18) следует, что наибольший вклад в суммарный энергетический сдвиг дают примесные центры, локализованные на расстоянии $L = L_{\text{min}}$ от гетерограницы. Этот факт не отражен в асимптотических формулах Эфроса и др. Кроме того, на основе формул Эфроса и др. не представляется возможным развить пред-

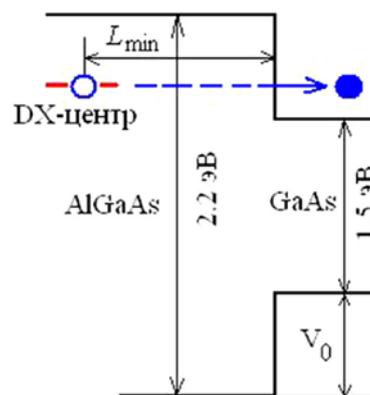


Рис. 2. Гетеропереход I рода (AlGaAs/GaAs). Указан туннельный переход электрона с DX-центра

ставление об эффекте «буферного поля», имеющего сугубо статистический характер.

Эффект «буферного поля» реализуется в случае глубоких примесей [18], при этом отмечается некоторое сходство с квазиэлектрическими полями в варизонных полупроводниках. Для мелких примесей указанный эффект в данной ситуации никогда не реализуется.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет известных финансовых конфликтов интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

Список литературы

1. Иванов М. Г., Меркулов И. А., Эфрос Ал. Л. Энергия и ширина примесного уровня вблизи гетерограницы. *Физика и техника полупроводников*. 1988;22(4): 628–633. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/29200>
2. Бреслер М. С., Гусев О. Б., Михайлова М. П., Шерстнев В. В., Яковлев Ю. П., Яссиевич И. Н. Интерфейсная люминесценция, обусловленная надбарьерным отражением, в изотипной гетероструктуре p-InAs/P-InAsPSb. *Физика и техника полупроводников*. 1991;25(2): 298–306. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/23313>
3. Крючков С. В., Сыроедов Г. А. Ионизация примесных центров в узкозонных полупроводниках переменным электрическим полем. *Физика и техника полупроводников*. 1988;22(9): 1695–1697. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/29445>
4. Глазов С. Ю., Бадикова П. В. Ионизация примесей постоянным электрическим полем в графене с широкой запрещенной зоной. *Журнал нано- и электронной физики*. 2018;10(2): 02020-1–02020-5. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(2\).02020](https://doi.org/10.21272/jnep.10(2).02020)

5. Béanger M. Study on the use of silicon drift detector to get information on light emitted by luminescent materials. *American Journal of Physics and Applications*. 2019;7(2): 34–42. <https://doi.org/10.11648/j.ajpa.20190702.11>
6. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. М.: Наука; 1979. 416 с.
7. Худяев С. И. Оценки интегралов с помощью средних и некоторые их применения. *Журнал вычислительной математики и математической физики*. 1982;22(2): 280–295.
8. Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Царенков Б. В. Фазовый переход диэлектрик-металл: термодинамический аспект проблемы. *Физика и техника полупроводников*. 1995;29(1): 152–161. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/18064>
9. Имамов Э. З., Колчанова Н. М., Крещук Л. Н., Ясиевич И. Н. Роль рассеяния на мелких нейтральных центрах в кинетических явлениях при низкой температуре. *Физика твердого тела*. 1985;27(1): 69–76.
10. Брудный В. Н. Влияние жесткой радиации на электронные, оптические и рекомбинационные свойства соединений (Al,Ga,In)-P,(Al,Ga)-As и их твердых растворов. *Известия вузов. Физика*. 2013;56(8): 37–39. Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20282740>
11. Миронов А. Г., Серов А. С. Энергии и состояния электрона на глубоком примесном уровне в полупроводнике. *Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2011;3: 65–69. Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=16523255>
12. Стыс Л. Е. Механизм туннельной термостимулированной релаксации тока. *Физика и техника полупроводников*. 1989;23(11): 1971–1975. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/29999>
13. Теруков И. Е., Хужакулов Э. С. Электронный обмен между нейтральными и ионизированными центрами германия в PbSe. *Физика и техника полупроводников*. 2005;39(12): 1420–1422. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/5948>
14. Муратов Т. Т. Рекомбинация носителей заряда через возбужденные уровни бора в кремнии при низких температурах. *Физика и техника полупроводников*. 2019;53(12): 1609–1613. <https://doi.org/10.21883/ftp.2019.12.48611.9078>
15. Colston G., Myronov M. Electrical properties of n-type 3C-SiC epilayers *in situ* doped with extremely high levels of phosphorus. *Semiconductor Science and Technology*. 2018;33(10): 1–6. <https://doi.org/10.1088/1361-6641/aade67>
16. Ma N., Jena D. Charge scattering and mobility in atomically thin semiconductors. *Physical Review X*. 2014;4(1): 011043-1–011043-9. <https://doi.org/10.1103/physrevx.4.011043>
17. Мукашев Б. Н., Абдуллин Х. А., Горелкинский Ю. В. Метастабильные и бистабильные дефекты в кремнии. *Успехи физических наук*. 2000;170(2): 143–155.
18. Пахомов А. А. Термоионизация глубоких центров вблизи интерфейса. *Физика твердого тела*. 1992;34(11): 3417–3420. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/22718>

Информация об авторе

Муратов Темура Ташкабаевич, доктор философии ф.-м. н., и/о доцента кафедры «Физики и астрономии» Ташкентского государственного педагогического университета им. Низами, Ташкент, Узбекистан; e-mail: temur-muratov@yandex.ru. ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-0905-6620>.

Поступила в редакцию 03.07.2021; одобрена после рецензирования 16.08.2021; принята к публикации 15.09.2021; опубликована онлайн 25.12.2021.