

Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке

© А.О. Сельский,^{1,2} А.А. Короновский,^{1,2} О.И. Москаленко,^{1,2}
А.Е. Храмов,^{1,2} Т.М. Fromhold,³ М.Т. Greenaway,³ А.Г. Баланов^{2,4}

¹ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
410056 Саратов, Россия

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

³ School of Physics & Astronomy, University of Nottingham,
Nottingham NG7 2RD, UK

⁴ Department of Physics, Loughborough University,
Loughborough, LE11 3TU, UK
e-mail: feanorberserk@gmail.com

(Поступило в Редакцию 7 ноября 2013 г.)

Теоретически изучено влияние ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами на транспорт заряда в полупроводниковой сверхрешетке, к которой приложены электрическое и наклонное магнитные поля. Были рассчитаны временные зависимости тока, протекающего через сверхрешетку, и построены зависимости амплитуды и частоты колебаний электрического тока от приложенного напряжения. Обнаружено, что межминизонное туннелирование электронов способствует уменьшению амплитуды колебаний тока, но в то же время увеличивает их частоту.

Полупроводниковые сверхрешетки — сложные наноструктуры, состоящие из нескольких чередующихся тонких (~ 10 nm) слоев различных полупроводниковых материалов, обычно с близкими периодами кристаллической решетки, например GaAs и AlGaAs [1,2]. Разница в ширине запрещенных зон используемых материалов обуславливает пространственно-периодическую модуляцию зоны проводимости, что ведет к формированию узких энергетических минизон для зарядов, движущихся в перпендикулярном к поверхности слоя направлении [3,4]. В присутствии постоянного электрического поля эти специфические квантовые свойства полупроводниковой сверхрешетки делают возможным возникновение блоховских колебаний, которые локализуют электроны и, таким образом, приводят к возникновению падающего участка на вольт-амперной характеристике устройства. В условиях отрицательной дифференциальной проводимости полупроводниковая сверхрешетка способна генерировать колебания тока, связанные с дрейфом доменов высокой концентрации заряда. Было экспериментально показано, что частота колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, может достигать нескольких сотен гигагерц [5,6]. Движением доменов в сверхрешетке можно управлять с помощью наклонного магнитного поля [7,8], возникающие при этом сложные траектории отдельных электронов [9–11] могут существенно улучшить амплитудно-частотные характеристики генерируемого тока [7,12].

Обычно при моделировании и изготовлении сильно связанных сверхрешеток расстояние между минизонами задается достаточно большим, чтобы можно было пренебречь межминизонным туннелированием Ландау–Зинера

[7,9,10,12,13]. В этом случае существенно упрощается как описание транспорта зарядов в сверхрешетках, так и интерпретация экспериментальных данных. Однако важной и интересной фундаментальной проблемой, имеющей также большое значение для практического применения, является влияние межзонального туннелирования на амплитудно-частотные характеристики сверхрешеток. Это влияние в настоящее время слабо изучено и требует систематических исследований.

В настоящей работе описываются результаты компьютерного моделирования динамики электрического тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку для различных величин ширины запрещенной зоны, E_g , между первой и второй энергетическими минизонами. В частности, построены зависимости частот и амплитуд колебаний электрического тока в полупроводниковой сверхрешетке в скрещенных электрическом и магнитном полях для различных величин ширины запрещенной зоны.

Моделирование процессов в полупроводниковой сверхрешетке осуществлялось с помощью системы уравнений, включающей в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2,7]:

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J}{\partial x},$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (n - n_D), \quad (1)$$

$$J = env_d(\mathbf{F}),$$

где t обозначает время, а координата x соответствует направлению, перпендикулярному к слоям сверхрешетки

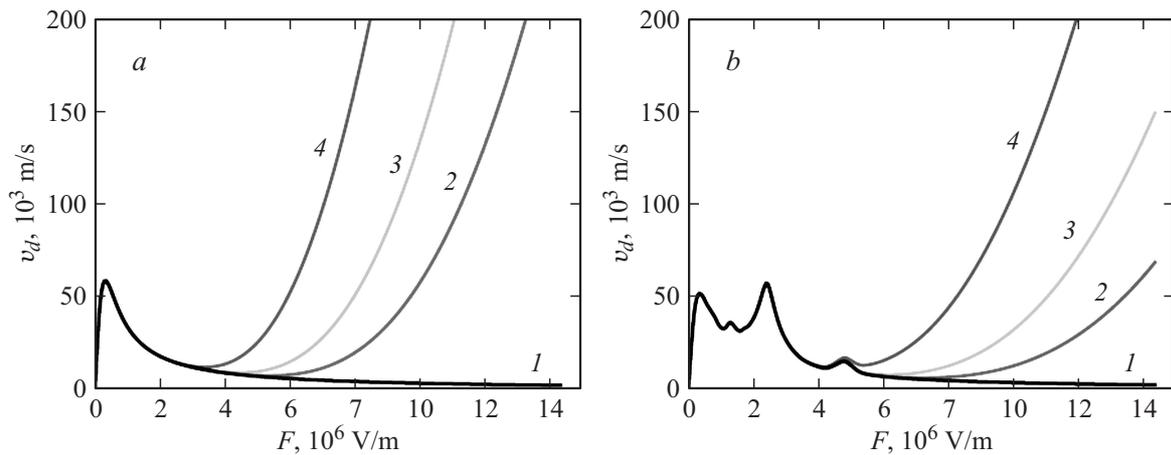


Рис. 1. Зависимости дрейфовых скоростей электронов от напряженности электрического поля для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами: *a* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *b* — в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$. 1 — отсутствие туннелирования, 2 — $E_g = 150$, 3 — $E_g = 133$, 4 — $E_g = 111 \text{ meV}$.

ки. Переменные $n(x, t)$, $F(x, t)$ и $J(x, t)$ определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. Параметры ϵ_0 , ϵ_r обозначают абсолютную и относительную диэлектрические проницаемости, n_D — равновесную концентрацию электронов, v_d — дрейфовую скорость электрона, вычисленную для среднего значения \mathbf{F} , и e — заряд электрона.

Следуя работам [8,11], будем считать, что контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки омические, тогда плотность тока J_0 через эмиттер будет определяться проводимостью контакта $\sigma = 3788 \text{ S}$, $J_0 = \sigma F(0)$, напряженность электрического поля $F(0)$ может быть найдена из граничных условий

$$V = U + \int_0^L F(x) dx,$$

где V — напряжение, приложенное к сверхрешетке, U описывает падение напряжения на контактах [8].

В случае отсутствия наклонного магнитного поля зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при низких температурах может быть вычислена аналитически с помощью формулы Эсаки и Тсу [4]

$$v_d = \frac{\Delta d}{2\hbar} \frac{\omega_B \tau}{(\omega_B \tau)^2 + 1}, \quad (2)$$

где Δ — ширина первой минизоны, d — период сверхрешетки, τ — эффективное время рассеяния электрона, $\omega_B = eFd/\hbar$ — частота колебаний Блоха. В присутствии наклонного магнитного поля зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля рассчитывались численно, используя полуклассическую теорию, детально описанную в [5,10,11]. Для учета возможности туннелирования между первой и второй минизонами применялся подход, описанный в [14,15].

В соответствии с этими работами дрейфовая скорость с учетом межминизонного туннелирования определяется следующим образом:

$$v_{d,\text{mod}} = v_d(1 - T(F)) + T(F)v_{d,\text{free}}, \quad (3)$$

$$v_{d,\text{free}} = \frac{eF\tau}{2m^*} (\cos\theta)^2, \quad (4)$$

где m^* — эффективная масса электрона в полупроводнике, θ — угол наклона магнитного поля по отношению к оси x . В данном случае $v_{d,\text{free}}$ — дрейфовая скорость электрона во второй минизоне, рассчитанная в приближении свободного электрона. Вероятность межминизонного туннелирования $T(F)$ определяется в соответствии с работами [14–16] как

$$T(F) = \exp\left(-\frac{m^* d (E_g)^2}{4\hbar^2 |eF| \cos\theta}\right), \quad (5)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны между первой и второй минизонами. Присутствие косинусов в (4) и (5) отражает факт наличия наклонного магнитного поля, приложенного под углом θ по отношению к полупроводниковой сверхрешетке.

При моделировании использовались следующие значения параметров, описывающие реальные устройства, использованные в экспериментах [10,12]: $m^* = 0.067m_e$, где m_e — масса свободного электрона, $\Delta = 19.1 \text{ meV}$, $d = 8.3 \text{ nm}$, $\tau = 0.25 \text{ ps}$, $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\epsilon_r = 12.5$, индукция магнитного поля $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$.

На рис. 1, *a* представлена зависимость дрейфовых скоростей от напряженности электрического поля при различных значениях E_g в отсутствие магнитного поля. В данном случае можно наблюдать пик, соответствующий максимальной дрейфовой скорости электронов, который остается постоянным для любых E_g . Из формулы (2) видно, что этот пик, который в дальнейшем

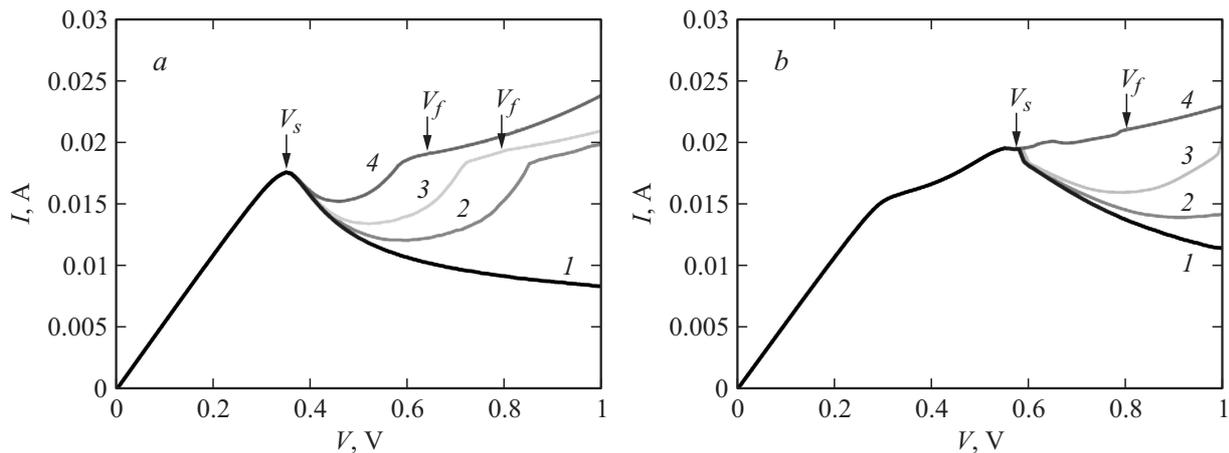


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами: *a* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *b* — в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$. 1 — отсутствие туннелирования, 2 — $E_g = 150$, 3 — $E_g = 133$, 4 — $E_g = 111 \text{ meV}$. Стрелками помечены значения V_s и V_f , соответствующие возникновению (V_s) и прекращению (V_f) генерации колебаний тока.

будем называть пиком Эсаки–Тсу [4], появляется при выполнении условия $\omega_B \tau = 1$, что соответствует установлению блоховских колебаний. С увеличением напряженности электрического поля F количество блоховских колебаний, совершаемых электроном между событиями рассеяния, увеличивается, что приводит к уменьшению их дрейфовой скорости. С дальнейшим ростом F существенно увеличивается вероятность межминизонного туннелирования, что, в свою очередь, ведет к резкому увеличению дрейфовой скорости электронов. Очевидно, что с уменьшением E_g , величина F , при которой начинается рост дрейфовой скорости электрона в результате межминизонного туннелирования, также уменьшается.

В присутствии наклонного магнитного поля на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля (см. рис. 1, *b*) помимо пика Эсаки–Тсу можно наблюдать и другие пики. Появление этих пиков обусловлено резонансами колебаний на блоховской ω_B и циклотронной $\omega_C = eB \cos \theta / m^*$ частотах, которым соответствуют значения $\omega_B / \omega_C = 0.5, 1$ и 2 [9,11]. В присутствии наклонного магнитного поля также происходит увеличение дрейфовой скорости в области высоких значений напряженности электрического поля. Как и в случае отсутствия магнитного поля, данный эффект связан с тем, что подвижность электронов во второй минизоне, куда электрон туннелирует, выше, чем в первой минизоне.

На рис. 2, *a* приведены вольт-амперные характеристики, рассчитанные для различных значений ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами E_g в отсутствие магнитного поля. Рис. 2, *b* иллюстрирует вольт-амперную характеристику в случае, когда к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле. В обоих случаях с началом генерации (V_s) на вольт-амперной характеристике появляется

заметный падающий участок, где дифференциальное сопротивление оказывается отрицательным.

При конечных значениях E_g (кривые 2–4) с увеличением напряжения падающий участок вольт-амперной характеристики сменяется областью роста тока. Это может быть объяснено тем, что с ростом V значения напряженности электрического поля F в значительной области сверхрешетки становятся достаточными, чтобы индуцировать межминизонное туннелирование и, таким образом, увеличить дрейфовую скорость электронов (см. рис. 1). С дальнейшим увеличением V эта область расширяется, и при достаточно большом V (V_f на рис. 2) происходит срыв генерации колебаний тока.

На рис. 3, *a* приведены зависимости амплитуды колебаний тока ΔI от напряжения V в отсутствие магнитного поля. Можно видеть что для конечной ширины запрещенной зоны существует конечный диапазон значений V , при котором протекающий через сверхрешетку ток демонстрирует колебания (пример зависимости тока от времени для $V = 0.8 \text{ V}$ и $E_g = 150 \text{ meV}$ показан на рис. 3, *c, d*). Характер аналогичных зависимостей меняется, если к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле (см. рис. 3, *b* и *d*). Как можно видеть, магнитное поле сдвигает порог генерации колебаний тока в сторону больших значений V (сравни рис. 3, *a* и 3, *b*). Конечная ширина запрещенной зоны, так же как и отсутствие магнитного поля, ограничивает область генерации колебаний. Кроме того, магнитное поле приводит к усложнению зависимости $\Delta I(V)$, которое начинает демонстрировать несколько локальных максимумов (см. кривая 4 на рис. 3, *b*). Магнитное поле изменяет также и форму колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке при одних и тех же значениях управляющих параметров. Например, для $V = 0.8 \text{ V}$ и $E_g = 150 \text{ meV}$ (см. рис. 3, *c, d*) магнитное поле значительно увеличивает амплитуду колебаний (частота колебаний при этом

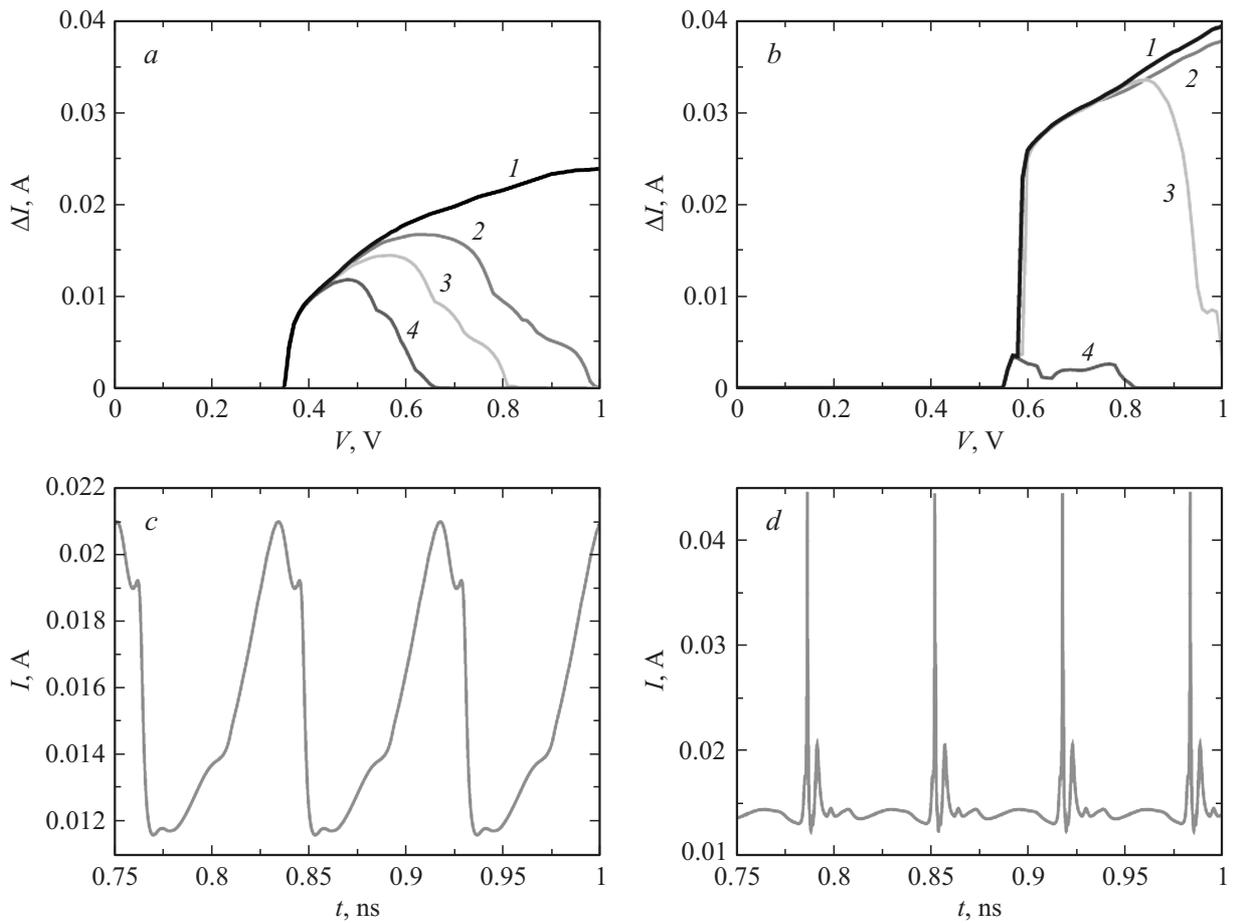


Рис. 3. Зависимости амплитуды колебаний электрического тока от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами: *a* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *b* — в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$. *1* — отсутствие туннелирования, *2* — $E_g = 150$, *3* — $E_g = 133$, *4* — $E_g = 111 \text{ meV}$. И временные реализации тока для $V = 0.8 \text{ V}$ и $E_g = 150 \text{ meV}$: *c* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *d* — в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$.

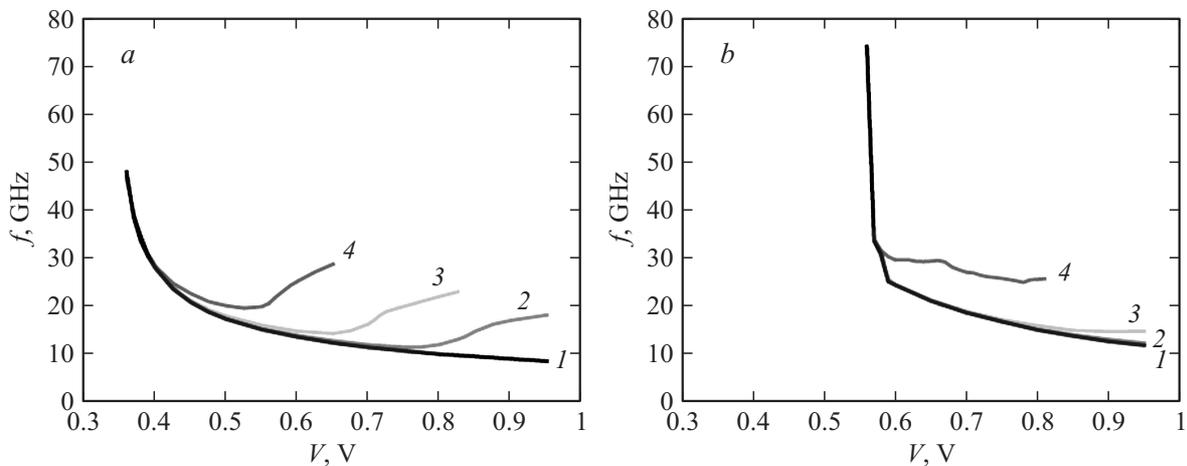


Рис. 4. Зависимости частоты колебаний электрического поля от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами: *a* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *b* — в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15 \text{ T}$, $\theta = 40^\circ$. *1* — отсутствие туннелирования, *2* — $E_g = 150$, *3* — $E_g = 133$, *4* — $E_g = 111 \text{ meV}$.

тоже изменяется, хотя для использованных на рис. 3, *c*, *d* значений V и E_g это изменение не столь значительно).

Рис. 4 иллюстрирует зависимости частоты колебаний тока f от приложенного напряжения V для различных E_g в отсутствие (см. рис. 4, *a*) и в присутствии (см. рис. 4, *b*) наклонного магнитного поля. В обоих случаях уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к увеличению частоты следования доменов. Это связано с тем, что межминизонное туннелирование уменьшает концентрацию электронов в дрейфующем домене заряда. Формирование движущегося домена ассоциируется с падающим участком на зависимости $v_d(F)$ (см. рис. 1) [7], для которого большее значение F означает меньшую дрейфовую скорость электронов v_d . Таким образом, снижение концентрации заряда в домене уменьшает локальную напряженность электрического поля, что приводит к ускорению электронов в домене и увеличению частоты колебаний. Вместе с тем можно видеть, что если для случая отсутствия туннелирования присутствие магнитного поля увеличивает частоту для любых значений V , то для конечных E_g влияние магнитного поля на частоту колебаний тока зависит от приложенного напряжения. Если для малых напряжений V магнитное поле увеличивает частоту колебаний тока, то в области относительно высоких напряжений, частота колебаний в присутствии магнитного поля может уменьшаться (см. кривые 2–3 на рис. 4, *a* и *b*).

Таким образом, было обнаружено, что межминизонное туннелирование электронов в полупроводниковой сверхрешетке может существенно влиять на амплитудно-частотные характеристики генерируемых колебаний тока. В частности, уменьшение ширины запрещенной зоны между первой и второй минизонами может привести к уменьшению амплитуды колебаний тока, но в то же время частота колебаний может заметно вырасти. Данные эффекты сохраняются в присутствии наклонного магнитного поля и могут быть использованы при разработке устройств на базе полупроводниковых сверхрешеток. Природа этих феноменов объясняется влиянием межминизонного туннелирования на концентрацию заряда в движущихся доменах, однако детальное объяснение их механизмов требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (задания 3.23.2014/К и 931); Совета по грантам президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (проект НШ-828.2014.2), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 15-32-20299), фонда некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] Шук А.Я. // ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841–1864.
- [2] Wacker A. // Phys. Rep. 2002. Vol. 357. P. 1–111.
- [3] Келдыш Л.В. // ФТТ. 1962. Т. 4. С. 2265–2267.
- [4] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Develop. 1970. Vol. 14. P. 61–65.
- [5] Scheuerer R., Schomburg E., Renk K.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 1515–1517.
- [6] Eisele H., Khanna S.P., Lineld E.H. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 072101.
- [7] Greenaway M.T., Balanov A.G., Schöll E. et al. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80. P. 205318.
- [8] Баланов А.Г., Гринавей М.Т., Короновский А.А. и др. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 960–965.
- [9] Fromhold T.M., Krokkin A.A., Tench C.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 046803.
- [10] Fromhold T.M., Patané A., Bujkiewicz S. et al. // Nature. Vol. 428. P. 726–730.
- [11] Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. et al. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 235311.
- [12] Alexeeva N., Greenaway M.T., Balanov A.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. P. 024102.
- [13] Schomburg E., Blomeier T., Hofbeck K. et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. P. 4035–4038.
- [14] Hardwick D.P.A., Naylor S.L., Bujkiewicz S. et al. // Physica E. 2006. Vol. 32. P. 1–2.
- [15] Hardwick D.P.A. Quantum and semiclassical calculations of electron transport through a stochastic system. PhD thesis, University of Nottingham, Nottingham, 2007. 223 p.
- [16] Zener C. // Proc. Royal Soc. London A. 1934. Vol. 145. P. 523–529.