

## Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке

© А.О. Сельский,<sup>1,2</sup> А.А. Короновский,<sup>1,2</sup> О.И. Москаленко,<sup>1,2</sup>  
А.Е. Храмов,<sup>1,2</sup> Т.М. Fromhold,<sup>3</sup> М.Т. Greenaway,<sup>3</sup> А.Г. Баланов<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,  
410056 Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410012 Саратов, Россия

<sup>3</sup> School of Physics & Astronomy, University of Nottingham,  
Nottingham NG7 2RD, UK

<sup>4</sup> 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 ( $\sim 10$  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 межзонного 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.

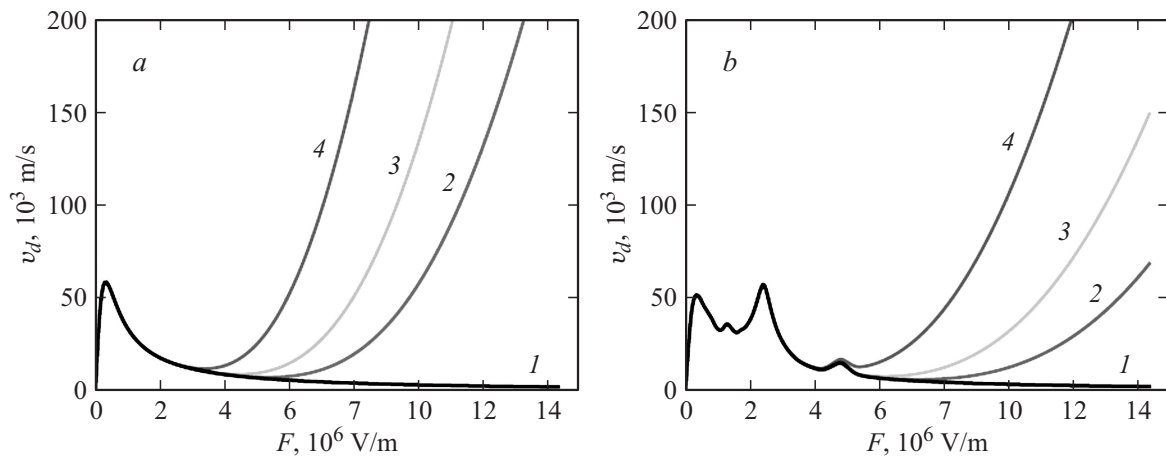
Моделирование процессов в полупроводниковой сверхрешетке осуществлялось с помощью системы уравнений, включающей в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2,7]:

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

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

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

где  $t$  обозначает время, а координата  $x$  соответствует направлению, перпендикулярному к слоям сверхрешет-



**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  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  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  $\Delta$  — ширина первой минизоны,  $d$  — период сверхрешетки,  $\tau$  — 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:

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

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

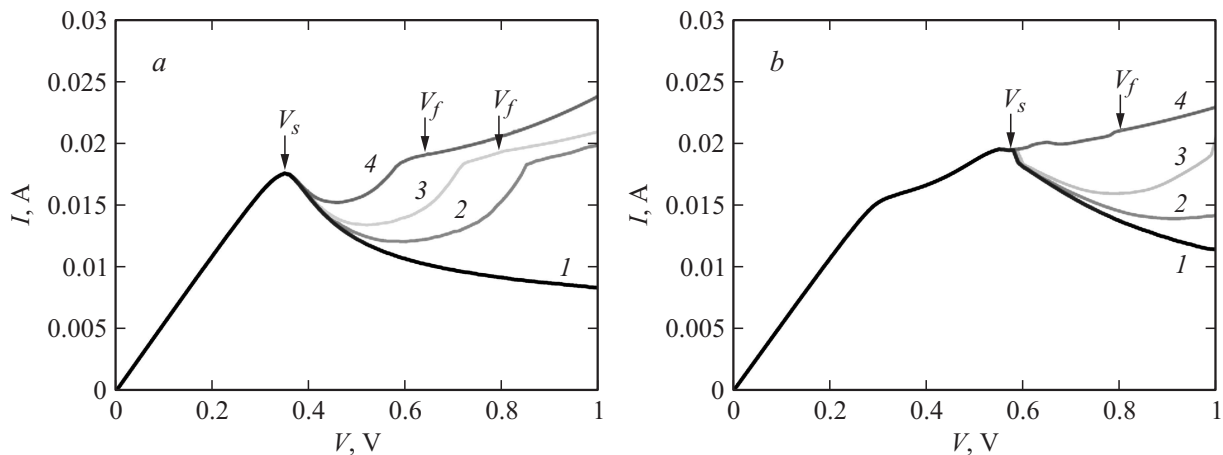
где  $m^*$  — эффективная масса электрона в полупроводнике,  $\theta$  — угол наклона магнитного поля по отношению к оси  $x$ . В данном случае  $v_{d,\text{free}}$  — дрейфовая скорость электрона во второй минизоне, рассчитанная в приближении свободного электрона. Вероятность межминизонного туннелирования  $T(F)$  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  $\theta$  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.

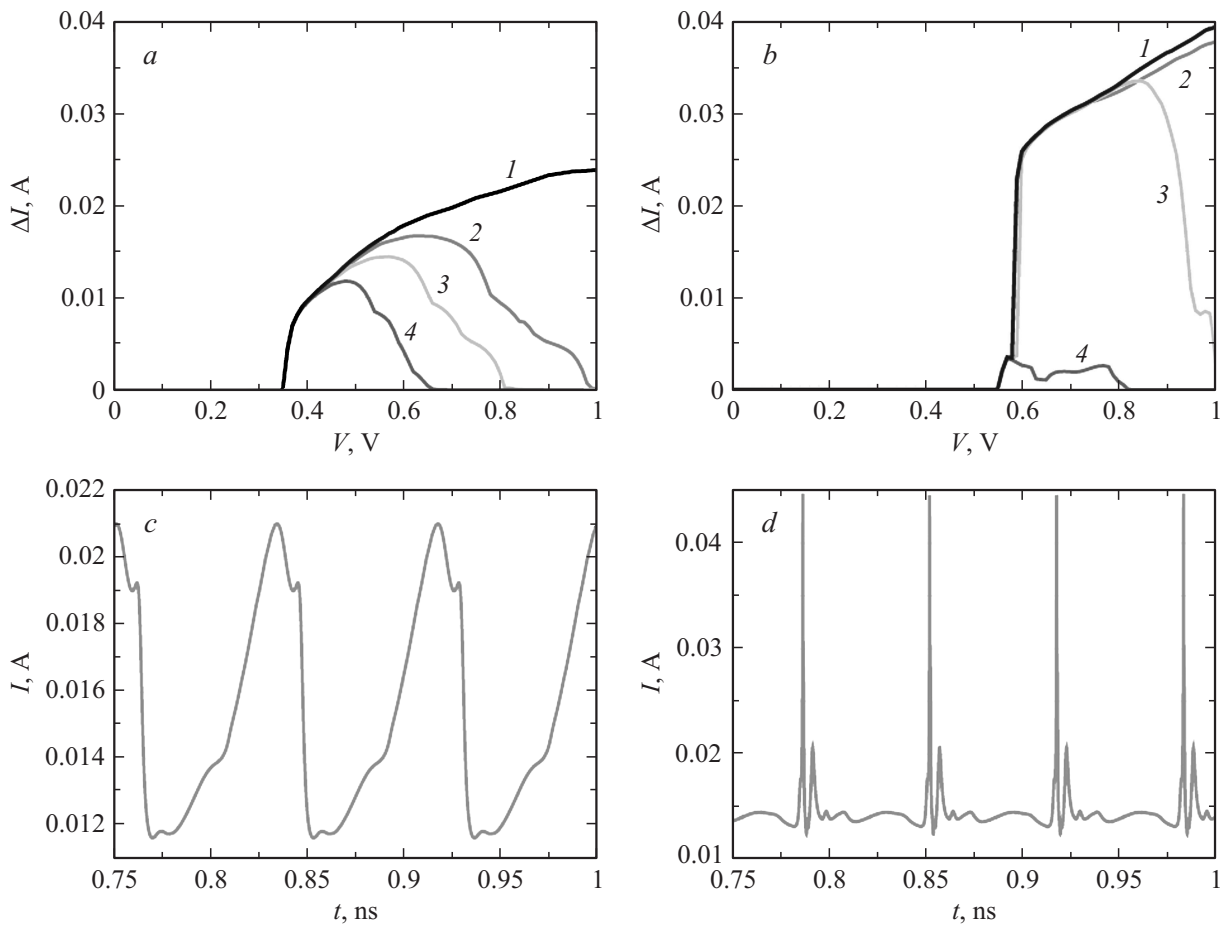
В присутствии наклонного магнитного поля на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля (см. рис. 1, *b*) помимо пика Эсаки–Тсу можно наблюдать и другие пики. Появление этих пиков обусловлено резонансами колебаний на блоховской  $\omega_B$  и циклотронной  $\omega_C = eB \cos \theta / m^*$  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

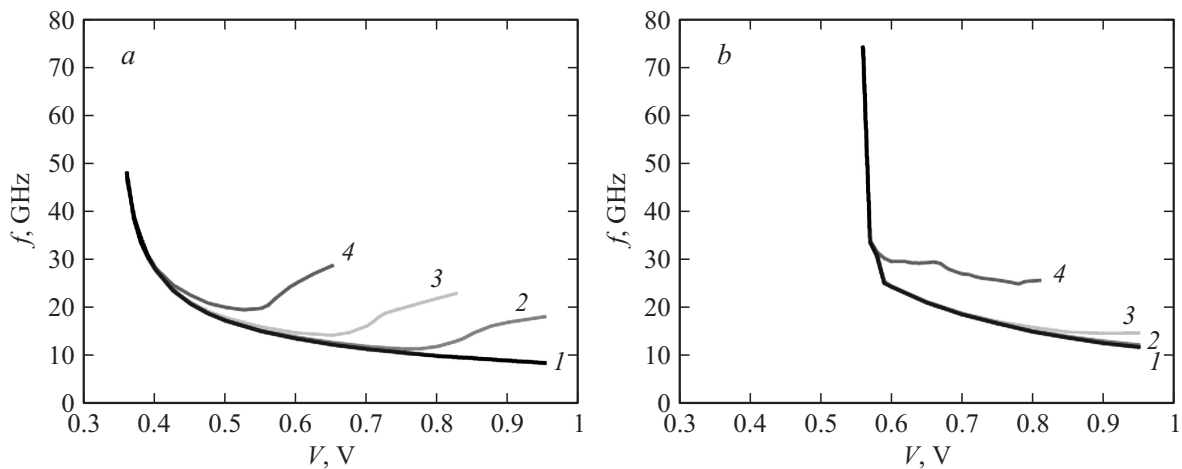
заметный падающий участок, где дифференциальное сопротивление оказывается отрицательным.

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  $\Delta I$  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,  $B = 15$  Т,  $\theta = 40^\circ$ . *1* — отсутствие туннелирования, *2* —  $E_g = 150$ , *3* —  $E_g = 133$ , *4* —  $E_g = 111$  meV. И временные реализации тока для  $V = 0.8$  В и  $E_g = 150$  meV: *c* — в отсутствие наклонного магнитного поля, *d* — в присутствии наклонного магнитного поля,  $B = 15$  Т,  $\theta = 40^\circ$ .



**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,  $B = 15$  Т,  $\theta = 40^\circ$ . *1* — отсутствие туннелирования, *2* —  $E_g = 150$ , *3* —  $E_g = 133$ , *4* —  $E_g = 111$  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.