

Loughborough University Institutional Repository

Electric-field distribution in a quantum superlattice with an injecting contact: exact solution [original Russian text]

This item was submitted to Loughborough University's Institutional Repository by the/an author.

Citation: MAKSIMENKO, V.A. ... et al., 2016. Electric-field distribution in a quantum superlattice with an injecting contact: exact solution. *JETP Letters*, 103 (7), pp. 465 - 470.

Additional Information:

- The text in the file to download is the original article in Russian. Russian Text © V.A. Maksimenko, V.V. Makarov, A.A. Koronovskii, A.E. Hramov, R. Venckevičius, G. Valušis, A.G. Balanov, F.V. Kusmartsev, K.N. Alekseev, 2016, published in *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, 2016, Vol. 103, No. 7, pp. 527–532.

Metadata Record: <https://dspace.lboro.ac.uk/2134/24568>

Version: Submitted for publication

Publisher: © Pleiades Publishing, Inc.

Rights: This work is made available according to the conditions of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International (CC BY-NC-ND 4.0) licence. Full details of this licence are available at: <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Please cite the published version.

Распределение электрического поля в квантовой сверхрешётке с инжектирующим контактом: точное решение.

В. А. Максименко¹⁾, В. В. Макаров (?), А. А. Короновский, А. Е. Храмов, Р. Венкевичюс²⁾, Г. Валюшис,

А. Г. Баланов, Ф. В. Кусмарцев, К. Н. Алексеев

СГТУ им. Гагарина Ю.А., 410054 Саратов, Россия

СГУ им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

Terahertz Photonics Laboratory, Center for Physical Sciences and Technology, A. Goštauto str. 11, Vilnius LT-01108 Lithuania
Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom

Рассматривается простейшая модель, описывающая стационарный электронный транспорт через квантовую сверхрешётку конечной длины при учёте произвольной электрической характеристики инжектирующего контакта. В рамках однозонного приближения получены точные формулы описывающие пространственные распределения электрического поля в сверхрешётке, при различных типах контактов и найдены условия при которых поле становится однородным. Также получены аналитические выражения для вольт-амперных характеристик. В качестве одного из приложений этой теории оценивается возможность достижения однородного поля в естественной сверхрешётке карбида кремния и рассматривается связь этого эффекта с недавним наблюдением терагерцовой электролюминесценции в этой микроструктуре. {В качестве примера одного из приложений этой теории приводятся качественные объяснения результатов недавних экспериментов по наблюдению терагерцовой электролюминесценции в естественных сверхрешётках карбида кремния.}

Стандартная математическая модель, описывающая независимые от времени распределения электрического поля $F(X)$ и объёмной плотности подвижного заряда $N(X)$ в одномерном твёрдотельном образце при инжекции электронов в него с контакта, включает уравнения Пуассона и непрерывности [1]

$$\frac{\partial F}{\partial X} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (N - N_D), \quad (1)$$

$$J = qNV_d(F), \quad (2)$$

а также условие для поля на границе раздела между инжекционным контактом (эмиттером) и образцом: $F(0) = F_e(J)$. Здесь $X \in [0, L]$ – координата внутри твёрдотельного образца имеющего полную длину L , $V_d(F)$ – дрейфовая скорость электронов, $N_D > 0$ – концентрация неподвижных зарядов, J – плотность тока через всю систему включая контакт (J не зависит от X), F_e – поле на контакте пренебрежимой длины, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость образца, ε_0 – электрическая постоянная и $q = -e$. В физику твёрдого тела эта простейшая модель была введена Моттом и Гёрни для описания влияния пространственного заряда на инжекцию электронов с идеального омического контакта ($F_e = 0$) в идеальный диэлектрик ($N_D = 0$),

в случае когда подвижность электронов предполагается постоянной ($V_d \propto F$) [2]. Модель, которая является прямым обобщением модели Мотта-Гёрни на случай диэлектриков с зависящей от поля дифференциальной подвижностью $\mu_d(F) > 0$ ($\mu_d = \partial V_d / \partial F$), в настоящее время широко используется для описания неоднородных распределений полей в приборах органической электроники [3]. Здесь типичным является монотонный рост поля от эмиттера к коллектору.

В полупроводниках, таких как GaAs и InP, μ_d может не только зависеть от поля, но и принимать отрицательные значения, что связано с междолинным переносом электронов. Соответственно, пространственные распределения электрического поля могут быть весьма сложными в связи с формированием статических зарядовых доменов [4]. Здесь важной является статья Крёмера [5], которая была мотивирована моделированием эффекта Ганна в GaAs при наиболее общих граничных условиях. В этой работе, в рамках наиболее полного варианта модели (1)-(2) с $N_D \neq 0$ и $F_e \neq 0$ показано, что могут существовать не только возрастающие, но также и убывающие и, при достаточно жёстких условиях, даже пространственно-однородные распределения поля.

Квантовая сверхрешётка представляет собой специальную твёрдотельную решётку, для которой по крайней мере в одном из направлений подвижность электронов является достаточно высокой, а соответствующий пространственный период существенно превышает типичные значения решёточных

²⁾e-mail:

²⁾R. Venckevičius and G. Valušis

постоянных обычных кристаллов [6, 7]. Примесная проводимость такой наноструктуры вдоль направления сверхпериодичности (ось сверхрешётки) соответствует транспорту электронов принадлежащих одной или нескольким узким минизонам [6, 8]. Большинство используемых квантовых сверхрешёток традиционно представляют собой полупроводниковые гетероструктуры [6, 9], хотя несколько позже также началось систематическое изучение естественных сверхрешёток в политипах карбида кремния (SiC) [10]. Важно, что уже в умеренных электрических полях сверхрешётки способны демонстрировать отрицательную дифференциальную подвижность [6], вызванную возбуждением относительно долгоживущих Блоховских осцилляций в минизоне [11, 12]. С точки зрения приложений наибольший интерес, вероятно, представляет способность сверхрешёток усиливать и генерировать электромагнитные волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов следуя разнообразным физическим механизмам, которые включают в себя движущиеся зарядовые домены [13, 14], Блоховские осцилляции [15, 16], отрицательную эффективную массу электронов [17] и переходы между Ванье-Штарковскими лестницами [18]. Как правило, для эффективной реализации этих механизмов требуется достижение распределения поля близкого к однородному. Необходимо также отметить, что в последние годы появились сверхрешёточные приборы в которых используются сложные, неомические контакты [19, 20, 21]. Всё это делает предсказание пространственного распределения поля в сверхрешёточных приборах актуальной проблемой.

В данной работе мы применяем подход Крёмера [5] для нахождения распределений поля в сверхрешётке с произвольным инжектирующим контактом. Мы показываем, что при учёте только одной зоны проводимости эта модель имеет точное аналитическое решение и приводим классификацию возможных пространственных реализаций поля. Важным результатом нашего анализа является нахождение двух простых достаточных критериев однородного поля как при положительной, так и при отрицательной дифференциальной подвижности электронов [формула (5)]. В обоих случаях необходимым условием является использование неомических контактов. Наконец, в качестве одного из возможных приложений мы показываем, что условия при которых недавно наблюдалась терагерцовая электролюминесценция в естественных сверхрешётках карбида кремния [16, 20, 22] согласуются с нашим критерием однородного поля.

Следуя модели (1)-(2) рассмотрим пространственные распределения поля $F(X)$ в сверхрешётке, которую предполагаем однородно легированной при-

месями с объёмной концентрацией N_D . Зависимость дрейфовой скорости электронов вдоль оси сверхрешётки от поля определяется формулой Эсаки-Тсу [6]

$$V_d(F) = V_0 \frac{F/F_{cr}}{1 + (F/F_{cr})^2}, \quad (3)$$

где $F_{cr} = \hbar/ed\tau$ – критическое поле, соответствующее возникновению отрицательной дифференциальной проводимости, $V_0 = \Delta d/2\hbar$ – максимальная минизонная скорость электронов, Δ – ширина минизоны, d – период сверхрешётки, τ – характерное время рассеяния. Для простоты здесь мы не рассматриваем температурные эффекты, которые легко могут быть учтены в окончательных выражениях соответствующей перенормировкой V_0 [7].

Для дальнейшего удобно ввести безразмерные переменные (строчные буквы) для поля $f = F/F_{cr}$, тока $j = J/qN_D V_0$ и координаты $x = X/L$ ($x \in [0, 1]$). Очевидно, что при этом критическому полю и пиковому току Эсаки-Тсу в условиях электрической нейтральности ($N = N_D$) соответствуют безразмерные $f = 1$ и $j = 1/2$. Теперь, комбинируя уравнения (1), (2) и (3), получаем

$$\frac{df}{dx} = \alpha \left(\frac{j(1+f^2)}{f} - 1 \right), \quad (4)$$

где $\alpha = qLN_D/F_{cr}\varepsilon_0\varepsilon_r$ есть безразмерный NL -параметр. Дифференциальное уравнение (4) имеет две неподвижные точки

$$f_{\pm} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4j^2}}{2j}, \quad (5)$$

соответствующие двум значениям напряжённостей пространственно-однородных полей $f(x) = f_-$ и $f(x) = f_+$, которые в принципе могут быть реализованы в сверхрешётке. Положение обеих точек определяется только током через структуру. Эти зависимости проиллюстрированы на рисунке 1а. Легко видеть, что точки f_{\pm} существуют только если полный ток меньше, чем пиковый ток Эсаки-Тсу $j \leq 0.5$. Кроме того, $\mu_d(F_-) > 0$ и $\mu_d(F_+) < 0$, т.е. поля f_- и f_+ принадлежат, соответственно, областям положительной и отрицательной дифференциальной проводимости.

Более полную информацию о распределении поля можно получить интегрировав уравнение (4) с граничным условием $f(0) = f_e$, задающим напряжённость электрического поля на эмиттере структуры. Получаем следующие формулы (детали вывода описаны в [30])

$$x_1(f) = \frac{1}{2\alpha j} \left[\frac{1}{\sqrt{1-4j^2}} \ln \left(\frac{(1 + \sqrt{1-j^2} - 2jf)(1 - \sqrt{1-4j^2} - 2jf_e)}{(1 - \sqrt{1-4j^2} - 2jf)(1 + \sqrt{1-j^2} - 2jf_e)} \right) + \ln \left(\frac{j-f+jf^2}{j-f_e+jf_e^2} \right) \right], \quad (6)$$

$$x_2(f) = \frac{1}{\alpha j \sqrt{4j^2-1}} \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{2jf-1}{\sqrt{4j^2-1}} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{2jf_e-1}{\sqrt{4j^2-1}} \right) \right] + \frac{1}{2\alpha j} \ln \left(\frac{j-f+jf^2}{j-f_e+jf_e^2} \right), \quad (7)$$

где выражения $x_1(f)$ и $x_2(f)$ следует использовать соответственно при $j < 1/2$ и $j > 1/2$. Когда же ток достигает пикового $j \rightarrow 0.5$, обе эти формулы дают одинаковый результат [30]. Отметим также, что при помощи (5) выражение для $x_1(f)$ может быть переписано в компактной и симметричной форме

$$x_1(f) = \frac{(f_+ + f_-)}{\alpha(f_+ - f_-)} \times \left[f_+ \ln \left(\frac{f_+ - f}{f_+ - f_e} \right) - f_- \ln \left(\frac{f_- - f}{f_- - f_e} \right) \right], \quad (8)$$

подчёркивающей ту важную роль которую играют точки f_{\pm} в определении пространственной зависимости поля при $j < 1/2$.

Пространственные зависимости электрического поля $f(x)$, построенные при помощи наших точных решений для различных значений поля на эмиттере $f_e = f(0)$ и трёх характерных значений тока j , представлены на рис. 1 *bcd*. В данном случае мы выбрали параметры $d = 8.3$ нм, $\Delta = 19.1$ мЭв, $L = 115$ нм, $N_D = 3 \times 10^{16}$ см⁻³ и $\tau = 250$ фс, соответствующие GaAs/AlGaAs сверхрешётке [23]. Из рисунка видно, что при $j < 1/2$, в зависимости от значения f_e , в сверхрешетке возможна реализация трех типов пространственных профилей поля, которые мы будем помечать римскими цифрами.

Первый тип распределения (I) реализуется при $f_e < f_-$. Здесь напряженность электрического поля быстро возрастает с увеличением пространственной координаты и достигая величины f_- далее остается постоянной. Отметим, что при малых значениях тока j поле является практически однородным на большей части длины сверхрешетки (рис. 1*b*).

При $f_- < f_e < f_+$ в сверхрешетке реализуется распределение второго типа (II), характеризующееся убыванием напряженности электрического поля с увеличением координаты. Когда сила тока приближается к пиковому току Эсаки-Тсу, точки f_- и f_+ начинают сближаться и при этом интервал значений f_e , поддерживающий распределения типа II, сужается (ср. рис. *b* и *c*). Однако, что интересно, в этом случае напряжённость полей второго типа убывает с ростом координаты достаточно медленно.

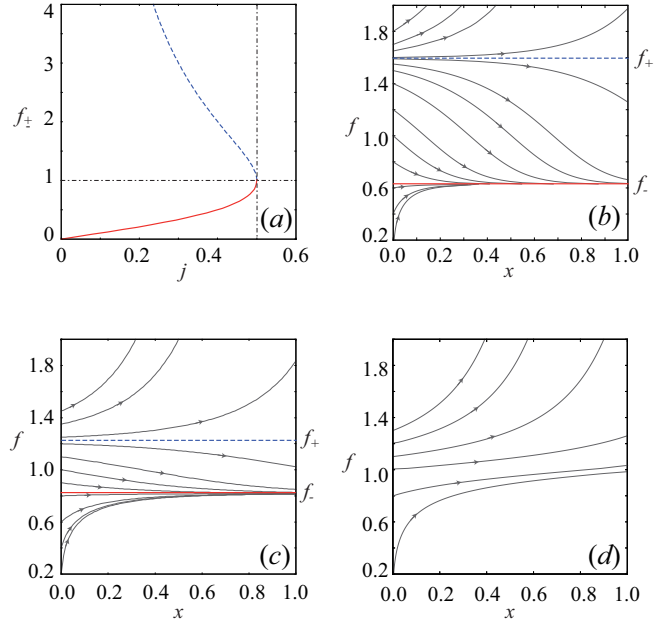


Рис.1. – (a) Зависимости значений f_- (сплошная линия) и f_+ (штриховая линия) от тока j согласно уравнению (5). – (b) Пространственные распределения поля $f(x)$ при различных значениях напряженности поля на эмиттере $f_e = f(0)$ и при силе тока $j = 0.45$. – (c) Тоже, но при $j = 0.49$. – (d) Тоже, но при $j = 0.505$.

Третий тип поведения (III) осуществляется при $f_e > f_+$. Здесь для большинства значений f_e напряженность поля быстро возрастает с увеличением координаты и может достигать достаточно больших значений на коллекторе структуры. Для получения распределения поля близкого к однородному необходимо, чтобы соответствующая величина f_e была очень близка к точке f_+ .

Наконец, когда ток достигает величины пикового ($j = 1/2$), состояния f_{\pm} сливаются и исчезают. Распределения поля, реализующиеся при $j > \frac{1}{2}$, показаны на рисунке 1*d*. Теперь напряженность поля монотонно возрастает на всей длине системы. В согласии с описанным ранее поведением, этот рост является наиболее медленным при выборе напряженности поля на эмиттере близким к критическому полю $f_e = 1$. Полученные результаты свидетельствуют о

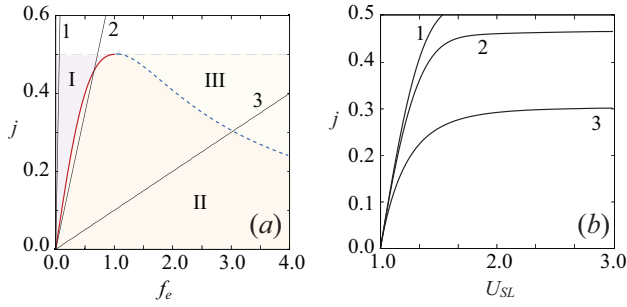


Рис. 2. – (a) Области параметров на плоскости $(f_e, j | j \leq \frac{1}{2})$, соответствующие трём типам пространственного распределения поля (I, II, III), а также кривая Эсаки-Тсу и линейные характеристики эмиттеров с безразмерными проводимостями $s = 17$ (прямая 1), $s = 0.7$ (прямая 2) и $s = 0.1$ (прямая 3). – (b) Вольт-амперные характеристики $j(u)$ сверхрешётки, соответствующие тем же трём контактным характеристикам (1,2,3).

достижимости различных пространственных профилей электрического поля в минизонной сверхрешетке, в том числе близких к однородному, при соответствующем выборе параметров f_e, j .

До сих пор мы рассматривали поле на эмиттере f_e и ток j как два независимых параметра в нашей модели. Однако, более типичным является граничное условие определяющее зависимость f_e от тока согласно некоторой электрической характеристике контакта $j = j_{em}(f_e)$ [5]. В качестве примера такой характеристики мы рассмотрим линейную зависимость $j = s f_e$, где s – безразмерная проводимость эмиттера. Такая модельная зависимость является, с одной стороны, удобной для описания перехода от идеального омического ($s \gg 1$) к блокирующему ($s \ll 1$) типу контактов [24]. С другой стороны, подобные линейные характеристики вовсе не описывают только контакты подчиняющиеся закону Ома [25].

На рисунке 2a показаны три типичные контактные характеристики (прямые 1,2,3) и кривая Эсаки-Тсу, которая в использованных переменных есть V_d/V_0 , см. (3). Та же кривая может рассматриваться и как комбинация f_- -линии и f_+ -линии (ср. с рис. 1a). Поэтому каждая точка пересечения кривой с прямой, $f_e(j) = f_{\pm}(j)$, соответствует тем единственным значениям напряжённости поля $\{f(x) = f_e\}$ и силы тока, которые при заданном параметре s определяют пространственно-однородное решение. Далее, области I, II, III на плоскости (f_e, j) соответствуют граничным условиям, при которых в сверхрешетке реализуются три ранее описанных типа простран-

ственного распределения поля. Из рисунка видно, что описывающая омический контакт прямая 1 лежит в области I и поэтому она не может пересекаться с f_+ -кривой. Это является иллюстрацией невозможности достижения пространственно-однородного поля в условиях отрицательной дифференциальной подвижности при использовании чисто омического контакта. При $j < 0.5$ прямая 2 лежит по большей части в области II в окрестности f_- -линии и пересекает ее при $j \approx 0.47$. Здесь возможна реализация распределений как первого, так и второго типа. Прямая 3, соответствующая контакту с малой проводимостью, пересекает f_+ -линию при $j \approx 0.3$. При этом $f_e > 1$, что соответствует условию отрицательной дифференциальной подвижности. Однородные состояния такого типа, которые могут существовать в различных квантовых сверхрешётках, представляют наибольший физический интерес.

В экспериментах [16, 20, 22] наблюдалась терагерцовая электролюминесценция из диодной 6H-SiC-микроструктуры, которую авторы связывают с возбуждением Блоховских осцилляций в этой естественной сверхрешётке. В наших обозначениях такой режим соответствует $f = \omega_B \tau > 1$, где $\omega_B = \frac{q d F}{\hbar}$ – частота Блоха [6]. Интенсивное излучение наблюдалось при токе $I = 210$ мА. Для параметров сверхрешётки $d = 0.75$ нм, $\Delta = 260$ мЭв, $N_D = 10^{16}$ см $^{-3}$, площади поперечного сечения $S = 3 \times 10^{-5}$ см 2 [16, 20] и $\tau = 3 \times 10^{-13}$ с [26], мы имеем $j = 0.3 < \frac{1}{2}$ ($j \equiv I/qN_D V_0 S$) и затем, используя (5), получаем $f_+ = 3$ или $F_+ = 87$ кВ/см. Эта величина близка к оценке поля генерации $F_{rad} = 84$ кВ/см, полученной в [16] непосредственно из анализа экспериментальных данных. Другим важным обстоятельством является то, что в этой структуре инжекционный контакт является неомическим, с нелинейностью характеристики обусловленной пробоем примесных центров. Поэтому, несмотря на существенную погрешность в определении значений F_{cr} и F_{rad} , можно с достаточной уверенностью связать наблюдаемую генерацию ТГц излучения [16, 20, 22] с переходом SiC-сверхрешётки в пространственно-однородное состояние.

В рамках рассматриваемой модели возможно также найти зависимость падения напряжения на сверхрешетке $U = \int_0^L F(x) dx$ от тока J . Введём безразмерные переменные $u = U/F_{cr} L$ и $f_c = F(L)/F_{cr}$, где $F(L)$ – напряжённость поля на коллекторе структуры. Интегрируя по частям, мы получаем [30]

$$u_1(j) = \frac{2(f_c - f_e) + \alpha}{2\alpha j} - \frac{1}{4\alpha j^2} \left[2\sqrt{1 - 4j^2} \operatorname{arth} \left(\frac{(f_c - f_e)\sqrt{1 - 4j^2}}{f_c + f_e - 2j(1 + f_c f_e)} \right) + \ln \left(\frac{j - f_e + j f_e^2}{j - f_c + j f_c^2} \right) \right], \quad (9)$$

$$u_2(j) = \frac{f_c - f_e + \alpha}{\alpha j} - \frac{2}{\alpha\sqrt{4j^2 - 1}} \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{2j f_c - 1}{\sqrt{4j^2 - 1}} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{2j f_e - 1}{\sqrt{4j^2 - 1}} \right) \right], \quad (10)$$

при $j < 1/2$ и $j > 1/2$, соответственно. В свою очередь, значения f_c находятся как решения уравнений $x_{1,2}(f_c) = 1$, где $x_{1,2}(f)$ определены в (6) и (7). Присутствие в (9) и (10) поля на коллекторе f_c создаёт некоторые неудобства в использовании этих формул. Однако, такая зависимость является неизбежной для моделей, которые включают в себя рассмотрение пространственно-неоднородных электрических полей [27]. На рисунке 2b представлены $j(u)$ -зависимости, рассчитанные с использованием формулы (9) для параметров сверхрешётки [23]. Вольт-амперные характеристики такой формы являются типичными для различных минизонных сверхрешёток, в которых отсутствуют движущиеся зарядовые домены [19, 20, 28].

Таким образом, в данной работе в рамках хорошо апробированной модели мы получили аналитические результаты, которые могут применяться для моделирования пространственных распределений электрического поля и нахождения вольт-амперных характеристик широкого класса сверхрешёточных приборов. С точки зрения приложений [29], представляет несомненный интерес обобщение этих результатов на случай сверхрешётки помещённой в магнитное поле.

Выражаем благодарность L. Subačius, T. Hyart, B. V. Макарову(?) и М. С. Кагану за полезные обсуждения. Эта работа поддержана...

Список литературы

1. М. Ламперт и П. Марк, *Инжекционные токи в твёрдых телах* (Мир, Москва, 1973) [Пер. с англ.: М. А. Lampert, P. Mark, *Current Injection in Solids* (New York, Academic Press, 1970)].
2. Н. Мотт и Р. Гурни, *Электронные процессы ионных кристаллах* (ИЛ, Москва, 1950) [Пер. с англ.: N. F. Mott, R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals* (Oxford University Press, London, 1940)].
3. J. Bisquert et al., *Phys. Stat. Sol. A* **203**, 3762 (2006).
4. K. W. Böer, *Phys. Stat. Sol. B* **248**, 2775 (2011).
5. Н. Кромер, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-15**, 819 (1968).
6. L. Esaki, R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
7. М. И. Овсянников, Ю. А. Романов, В. Н. Шабанов, Р. Г. Логинова, *ФТП* **4**, 2225 (1970).
8. Ж. И. Алферов, Ю. В. Жилиев, Ю. В. Шмарцев, *ФТП* **5**, 196 (1971).
9. Ю. А. Романов, *ФТП* **5**, 1434 (1971).
10. A. A. Lebedev, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, R17 (2006).
11. K. Leo et al., *Solid State Commun.* **84**, 943 (1992).
12. V. G. Lyssenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 301 (1997).
13. Н. Ейсле, S. P. Khanna, E. H. Linfield, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 072101 (2010).
14. V. V. Makarov et al., *Appl. Phys. Lett.* **106**, 043503 (2015).
15. C. Waschke et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, (1993).
16. В. И. Санкин, А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, А. Г. Петров, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 393 (2011).
17. А. В. Шорохов и др., *Письма в ЖЭТФ* **100**, 870 (2014)
18. А. А. Андронов и др., *Письма в ЖЭТФ* **102**, 237 (2015).
19. L. Subačius et al., *Acta Physica Polonica A* **119**, 167 (2011).
20. V. I. Sankin, A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, A. G. Petrov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 111109 (2012).
21. C. Minot et al., *Phys. Rev. B* **91**, 245308 (2015).
22. V. Sankin et al., *Nanoscale Research Letters* **7**, 560 (2012).
23. А. Е. Нрамов et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 116603 (2014).
24. Т. Hyart, N. V. Alexeeva, J. Mattas, K. N. Alekseev, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 140405 (2009).
25. J. F. Scott, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 142202 (2014).
26. В. И. Санкин, А. А. Лепнева, *ФТП* **34**, 831 (2000).
27. Н. Кромер, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-14**, 476 (1967).
28. A. Sibille, J. F. Palmier, C. Minot, and F. Mollot, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 165 (1989).
29. Т. Hyart, J. Mattas, K. N. Alekseev, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 117401 (2009).
30. См. Дополнительный материал по адресу {для принятой к печати статьи ссылка будет введена редакцией}.