Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 7, с. 527 – 532 © 2016 г. 10 апреля

Распределение электрического поля в квантовой сверхрешетке с инжектирующим контактом: точное решение[1)]

В. А. Максименко[+], В. В. Макаров[+], А. А. Короновский[*], А. Е. Храмов[+*], Р. Венкевичиюс[× 2)], Г. Валушис[× 2)], А. Г. Баланов[+○], Ф. В. Кусмарцев[○], К. Н. Алексеев[○ 3)]*

[+] *Саратовский государственный технический университет им. Гагарина, 410054 Саратов, Россия*

[*] *Саратовский государственный университет им. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия*

[×] *Terahertz Photonics Laboratory, Center for Physical Sciences and Technology, LT-01108 Vilnius, Lithuania*

[○] *Department of Physics, Loughborough University, LE11 3TU Loughborough, United Kingdom*

Поступила в редакцию 9 февраля 2016 г.

Рассматривается простейшая модель, описывающая стационарный электронный транспорт через квантовую сверхрешетку конечной длины при учете произвольной электрической характеристики инжектирующего контакта. В рамках одноминизонного приближения получены точные формулы, описывающие пространственные распределения электрического поля в сверхрешетке для различных типов контактов. Найдены условия, при которых поле становится однородным. Получены аналитические выражения для вольт-амперных характеристик. В качестве одного из приложений развитой теории оценивается возможность достижения однородного поля в диодной структуре с естественной сверхрешеткой карбида кремния.

DOI: 10.7868/S0370274X16070080

Стандартная математическая модель, описывающая пространственные распределения электрического поля $F(X)$ и объемной плотности подвижного заряда $N(X)$ в одномерном твердотельном образце при инжекции в него электронов с контакта, включает уравнения Пуассона и непрерывности [1]:

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

$$J = qNV_d(F), \tag{2}$$

а также условие для напряженности электрического поля на границе раздела между инжекционным контактом (эмиттером) и образцом: $F(X = 0) = F_e(J)$. Здесь $X \in [0, L]$ – координата внутри твердотельного образца, имеющего полную длину L, F_e – поле на контакте пренебрежимой длины, J – плотность тока через всю систему, включая контакт (J не зависит от X), $V_d(F)$ – дрейфовая скорость электронов, $N_D > 0$ – концентрация неподвижных зарядов, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость образца, ε_0 – электрическая постоянная, $q = -e$. В физику твердого тела эта простейшая модель была введена Моттом и Герни 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 ($V_d \propto \propto F$) [2]. Прямое обобщение модели Мотта–Герни 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 поля могут быть весьма сложными в связи с возможностью формирования статических зарядовых доменов [4]. Здесь важной, хотя во многом недооцененной является статья Кремера [5], которая была мотивирована моделированием эффекта Ганна в GaAs при произвольных 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 толь-

---

[1)] См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)] R. Venckevičius, G. Valušis

[3)] e-mail: K.Alekseev2@lboro.ac.uk

ко возрастающие, но также и убывающие и, при достаточно жестких условиях, даже пространственно-однородные распределения поля.

Квантовая сверхрешетка представляет собой специальную твердотельную решетку, для которой по крайней мере в одном из направлений подвижность электронов является достаточно высокой, а соответствующий пространственный период существенно превышает типичные значения решеточных постоянных обычных кристаллов [6, 7]. Примесная проводимость такой наноструктуры вдоль направления сверхпериодичности (ось сверхрешетки) соответствует транспорту электронов, принадлежащих одной или нескольким узким минизонам [6, 8]. Большинство используемых квантовых сверхрешеток традиционно представляет собой полупроводниковые гетероструктуры [6, 9], хотя несколько позже также началось систематическое изучение естественных сверхрешеток в политипах карбида кремния (SiC) [10]. Важно, что даже в умеренных электрических полях сверхрешетки 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 сверхрешеток усиливать и генерировать электромагнитные волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов благодаря 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 сверхрешеточные микроструктуры, в которых используются сложные неомические контакты [19–21]. Все это делает предсказание пространственного распределения поля в сверхрешеточных приборах актуальной проблемой.

В данной работе мы применяем подход Кремера [5] для нахождения пространственных профилей поля в сверхрешетке с произвольным инжектирующим контактом. Мы показываем, что при учете только одной зоны проводимости эта модель имеет точное аналитическое решение, и приводим классификацию возможных пространственных распределений поля. Важным результатом нашего анализа является нахождение двух простых достаточных критериев реализации однородного поля как при положительной, так и при отрицательной дифференциальной подвижности электронов. В обоих случаях необходимым условием является использование неомических контактов. В качестве важного приложения полученных результатов мы показываем, что условия, при которых недавно наблюдалась терагерцовая электролюминесценция в естественных сверхрешетках SiC [16, 20, 22], согласуются с нашим критерием однородного поля.

Следуя модели (1), (2), рассмотрим пространственные распределения поля $F(X)$ в сверхрешетке, которую будем предполагать однородно легированной примесями с объемной концентрацией N_D. Зависимость дрейфовой скорости электронов вдоль оси сверхрешетки от поля определяется формулой Эсаки–Тсу [6]:

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

где $F_{cr} = \hbar/ed\tau$ – критическое поле, соответствующее возникновению отрицательной дифференциальной подвижности, $V_0 = \Delta d/2\hbar$ – максимальная минизонная скорость электронов, Δ – ширина минизоны, d – период сверхрешетки, τ – характерное время рассеяния. Для простоты мы не рассматриваем здесь температурные эффекты, которые легко могут быть учтены в окончательных выражениях соответствующей перенормировкой V_0 [7, 9].

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести безразмерные переменные (строчные буквы): $f = F/F_{cr}$ для поля, $j = J/qN_DV_0$ для тока и $x = X/L$ ($x \in [0,1]$) для координаты. 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)–(3), получаем

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

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

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

соответствующие двум значениям напряженностей пространственно-однородных полей: $f(x) = f_-$ и $f(x) = f_+$, которые, в принципе, могут быть реализованы в сверхрешетке. Как видно из (5), положение обеих точек определяется только током через структуру. Эти зависимости проиллюстрированы на рис. 1a. Видно, что точки $f_\pm$ существуют, только если полный ток меньше, чем пиковый ток Эсаки–Тсу,

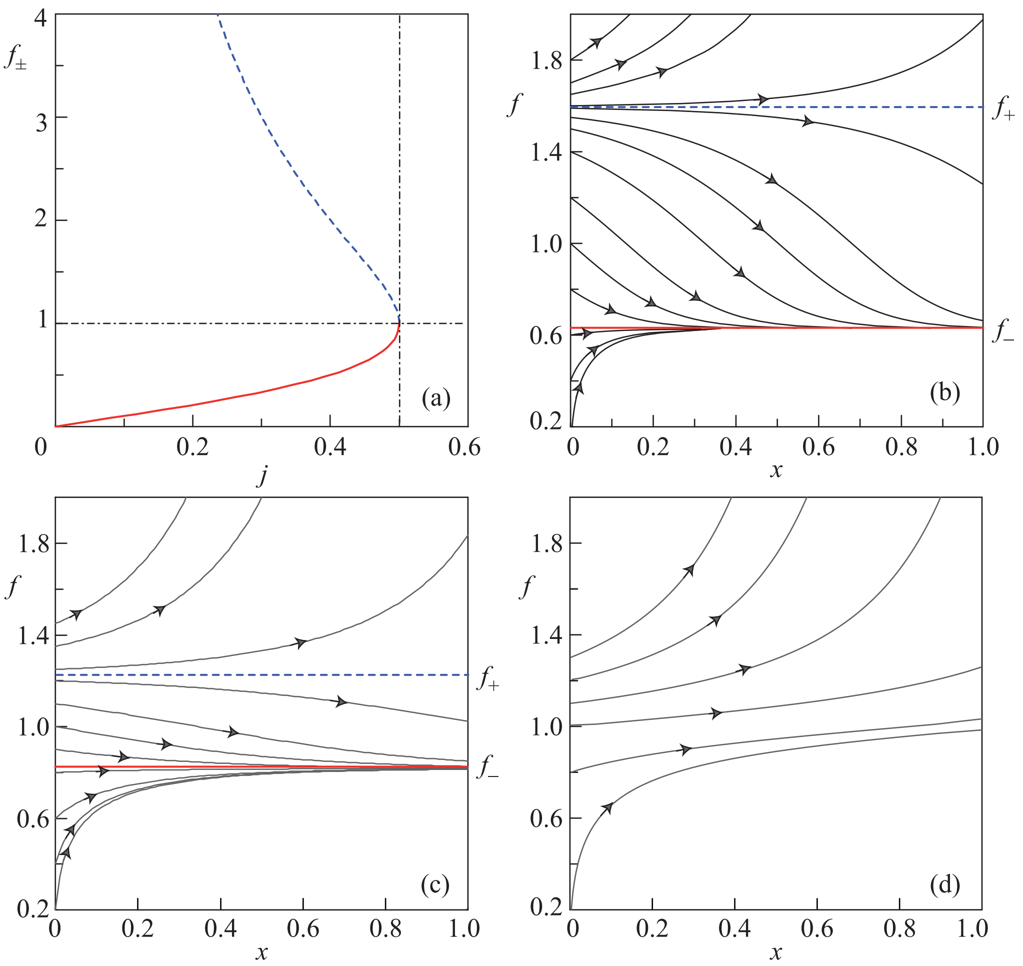

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости значений f_- (красная сплошная линия) и f_+ (синяя штриховая линия) от тока j согласно уравнению (5). (b) – Пространственные распределения поля $f(x)$ при различных значениях напряженности поля на эмиттере $f_e = f(0)$ и при силе тока $j = 0.45$. (c) – То же,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

$j \leq 0.5$. Кроме того, $\mu_d(F_-) > 0$ и $\mu_d(F_+) < 0$, т.е. поля f_- и f_+ принадлежат, соответственно, областям положительной и отрицательной дифференциальной подвижности.

Более полную информацию о распределении поля можно получить, проинтегрировав уравнение (4) с граничным условием $f(0) = f_e$, задающим напряженность электрического поля на эмиттере структуры. Получаем следующие формулы (детали вывода описаны в [23])

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

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

где выражения $x_1(f)$ и $x_2(f)$ следует использовать при $j < 1/2$ и $j > 1/2$ соответственно. Когда же ток достигает пикового значения, $j \to 0.5$, обе эти формулы дают одинаковый результат [23]. Отметим также, что при помощи (5) выражение для $x_1(f)$ может быть переписано в компактной и симметричной форме:

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

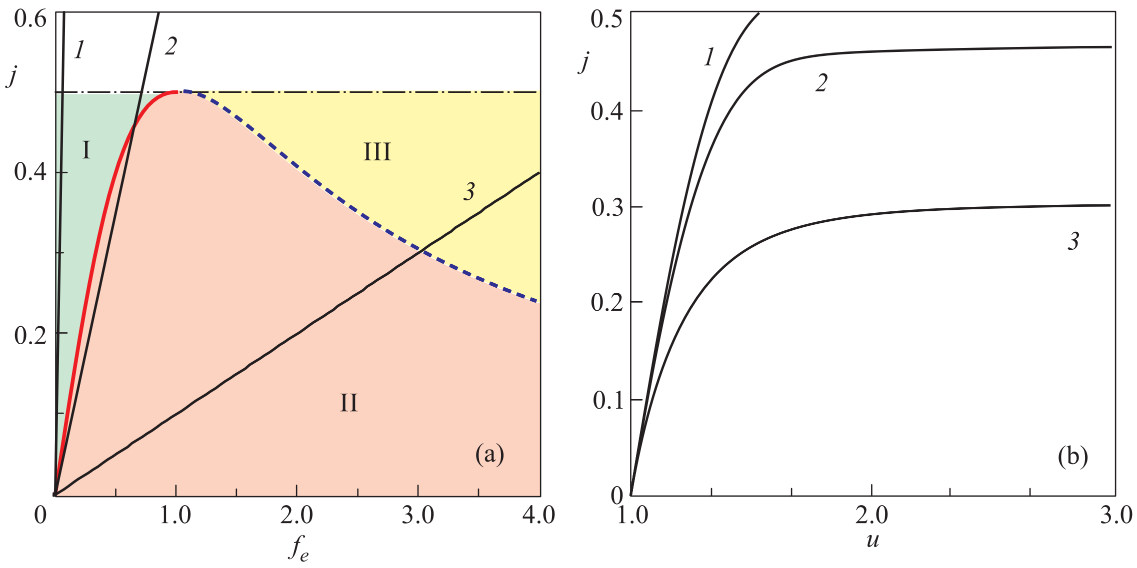

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Области параметров на плоскости $(f_e, j|j \leq \frac{1}{2})$, соответствующие трем типам пространственного распределения поля (I, II, III), а также кривая Эсаки–Тсу (комбинация красной сплошной и синей штриховой линий) и линейные характеристики эмиттеров с безразмерными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

подчеркивающей 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 полученных точных решений для различных значений поля на эмиттере $f_e = f(0)$ и трех характерных значений тока j, представлены на рис. 1b–d. В данном случае мы выбрали параметры $d = 8.3$ нм, $\Delta = 19.1$ мэВ, $L = 115$ нм, $N_D = 3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ и $\tau = 250$ фс, соответствующие GaAs/AlGaAs сверхрешетке из экспериментальной работы [24].

Из рисунка видно, что при $j < 1/2$ в зависимости от значения f_e в сверхрешетке возможна реализация трех типов пространственных профилей поля. Будем помечать их римскими цифрами.

Первый тип пространственных распределений (I) реализуется при $f_e < f_-$. Здесь напряженность 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. 1b).

При $f_- < f_e < f_+$ в сверхрешетке реализуются распределения второго типа (II), характеризующиеся убыванием напряженности электрического поля с увеличением координаты. Когда сила тока приближается к пиковому току Эсаки–Тсу, точки f_- и f_+ сближаются. При этом интервал значений f_e, поддерживающий распределения типа II, сужается (ср. рис. 1b и c). Важно, что в данном случае напряженность полей второго типа убывает с ростом координаты достаточно медленно.

Третий тип пространственного распределения (III) имеет место 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 f_+.

Наконец, когда ток достигает величины пикового ($j = 1/2$), состояния $f_\pm$ сливаются и исчезают, что соответствует седлоузловой бифуркации. Распределения поля, реализующиеся при $j > \frac{1}{2}$, показаны на рис. 1d. Теперь напряженность поля монотонно возрастает на всей длине системы. В соответствии с описанным ранее поведением этот рост является наиболее медленным при выборе напряженности поля на эмиттере около критического поля сверхрешетки $f_e = 1$, что объясняется близостью к точке бифуркации.

До сих пор мы рассматривали поле на эмиттере f_e и ток j как два независимых параметра 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 $j = sf_e$, 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 [25]. С другой стороны, подобные линейные характеристики описывают не только контакты, подчиняющиеся закону Ома, но и другие типы контактов [26].

На рис. 2a показаны три типичные контактные характеристики (прямые *1–3*) и кривая Эсаки–Тсу, которая в использованных переменных представляет собой отношение V_d/V_0, см. (3). Последняя может рассматриваться как комбинация f_-- и f_+-линий (ср. с рис. 1a). Поэтому каждая точка ее пересечения с прямой, $f_e(j) = f_\pm(j)$, соответствует тем единственным значениям напряженности 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 распределений поля. Из рисунка видно, что описывающая омический контакт прямая *1* лежит в области I. Поэтому она не может пересекаться с f_+-кривой. Это является иллюстрацией невозможности достижения однородного поля в условиях отрицательной дифференциальной подвижности при использовании чисто омического контакта. Прямая *2* ($j < 0.5$) лежит по большей части в области II в окрестности f_--линии и пересекает ее при $j \approx 0.47$. Здесь возможна реализация распределений как типа I, так и типа II. 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 $\mu_d < 0$. Однородные состояния такого типа, которые могут существовать в различных квантовых сверхрешетках, 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 сверхрешетке. В наших обозначениях такой режим соответствует $f = \omega_\mathrm{B}\tau > 1$, где $\omega_\mathrm{B} = \frac{qdF}{\hbar}$ – частота Блоха [6]. Интенсивное излучение наблюдалось при токе $I = 210$ мА. Для параметров сверхрешетки $d = 0.75$ нм, $\Delta = 260$ мэВ, $N_D = 10^{16}$ см$^{-3}$, площади поперечного сечения $S = 3 \cdot 10^{-5}$ см^2 [16, 20] и $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$ с [27] имеем $j = 0.3 < \frac{1}{2}$ ($j \equiv I/qN_DV_0S$). Используя (5), получаем $f_+ = 3$, или $F_+ = 87$ кВ/см. Эта величина близка к оценке поля генерации $F_\mathrm{rad} = 84$ кВ/см, полученной в [16] непосредственно из анализа экспериментальных данных. Другим важным обстоятельством служит то, что в данной 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-сверхрешетки 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. Введем безразмерные переменные $u = U/F_{cr}L$ и $f_c = F(L)/F_{cr}$, где $F(L)$ – напряженность поля на коллекторе структуры. Интегрируя по частям, получаем [23]

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

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

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 создает некоторые неудобства в использовании этих формул. Однако такая зависимость является неизбежной для моделей, которые включают в себя рассмотрение пространственно-неоднородных электрических полей [28, 29]. На рис. 2b представлены $j(u)$-зависимости, рассчитанные с использованием формулы (9) для параметров сверхрешетки [24]. Вольт-амперные характеристики такой формы являются типичными для различных минизонных сверхрешеток, в которых отсутствуют движущиеся зарядовые домены [19, 20, 30].

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 сверхрешеточных приборов. С точки зрения приложений [31, 32] представляет несомненный интерес обобщение этих результатов на случай сверхрешетки, помещенной в магнитное поле.

Выражаем благодарность L. Subačius, T. Hyart, A. Lisauskas и М.С. Кагану за полезные обсуждения, а также H. Roskos за постоянный интерес и поддержку нашей деятельности. Работа поддержана Российским научным фондом (проект # 14-12-00222). А.Г.Б. благодарит за поддержку EPSRC (грант # EP/M016099/1).

1. М. Ламперт, П. Марк, *Инжекционные токи в твердых телах*, Мир, М. (1973) [Пер. с англ.: M. A. Lampert, P. Mark, *Current Injection in Solids*, Academic Press, N.Y. (1970)].
2. Н. Мотт, Р. Герни, *Электронные процессы в ионных кристаллах*, ИЛ, М. (1950) [Пер. с англ.: N. F. Mott and R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford University Press, London (1940)].
3. J. Bisquert, J. M. Montero, H. J. Bolink, E. M. Barea, and G. Garcia-Belmont, Phys. Stat. Sol. A **203**, 3762 (2006).
4. K. W. Böer, Phys. Stat. Sol. B **248**, 2775 (2011).
5. H. Kroemer, IEEE Trans. Electron Devices **ED-15**, 819 (1968).
6. L. Esaki and 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. Жиляев, 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, P. H. Bolivar, F. Brüggemann, R. Schwedler, and K. Köhler, Sol. State Comm. **84**, 943 (1992).
12. V. G. Lyssenko, G. Valušis, F. Löser, T. Hasche, K. Leo, M. M. Dignam, and K. Köhler, Phys. Rev. Lett. **79**, 301 (1997).
13. V. V. Makarov, A. E. Hramov, A. A. Koronovskii, K. N. Alekseev, V. A. Maksimenko, M. T. Greenaway, T. M. Fromhold, O. I. Moskalenko, and A. G. Balanov, Appl. Phys. Lett. **106**, 043503 (2015).
14. И. В. Алтухов, С. Е. Дижур, М. С. Каган, С. К. Папроцкий, Н. А. Хвальковский, А. Д. Буравлев, А. П. Васильев, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, А. А. Усикова, В. М. Устинов, Письма в ЖЭТФ **103**, 128 (2016).
15. C. Waschke, H. G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz, and K. Köhler, Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993).
16. В. И. Санкин, А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, А. Г. Петров, Письма в ЖЭТФ **94**, 393 (2011).
17. А. В. Шорохов, М. А. Пятаев, Н. Н. Хвастунов, Т. Хъярт, Ф. В. Кусмарцев, К. Н. Алексеев, Письма в ЖЭТФ **100**, 870 (2014).
18. А. А. Андронов, Е. П. Додин, Д. И. Зинченко, Ю. Н. Ноздрин, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, В. А. Беляков, И. В. Ладенков, А.Г. Фефелов, Письма в ЖЭТФ **102**, 235 (2015).
19. L. Subačius, R. Venckevičius, I. Kašalynas, D. Seliuta, G. Valušis, J. Schmidt, A. Lisauskas, H. G. Roskos, K. Alekseev, and K. Köhler, Acta Phys. Polonica A **119**, 167 (2011).
20. V. I. Sankin, A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, and A. G. Petrov, Appl. Phys. Lett. **100**, 111109 (2012).
21. C. Minot, V. S. Jagtap, E. Galopin, J. C. Harmand, S. Barbay, and J. Mangeney, Phys. Rev. B **91**, 245308 (2015).
22. V. Sankin, A. Andrianov, A. Petrov, A. Zakhar'in, A. Lepneva, and P. Shkrebiy, Nan. Res. Lett. **7**, 560 (2012).
23. См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.
24. A. E. Hramov, V. V. Makarov, A. A. Koronovskii, S. A. Kurkin, M. B. Gaifullin, N. V. Alexeeva, K. N. Alekseev, M. T. Greenaway, T. M. Fromhold, A. Patanè, F. V. Kusmartsev, V. A. Maksimenko, O. I. Moskalenko, and A. G. Balanov, Phys. Rev. Lett. **112**, 116603 (2014).
25. T. Hyart, N. V. Alexeeva, J. Mattas, and K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **102**, 140405 (2009).
26. J. F. Scott, J. Phys.: Cond. Mat. **26**, 142202 (2014).
27. В. И. Санкин, А. А. Лепнева, ФТП **34**, 831 (2000).
28. H. Kroemer, IEEE Trans. Electron Devices **ED-14**, 476 (1967).
29. G. S. Gildenblat, A. R. Rao, and S. S. Cohen, IEEE Trans. Electron Devices **ED-34**, 2165 (1987).
30. A. Sibille, J. F. Palmier, C. Minot, and F. Mollot, Appl. Phys. Lett. **54**, 165 (1989).
31. T. Hyart, J. Mattas, and K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **103**, 117401 (2009).
32. T. M. Fromhold, A. Patanè, S. Bujkiewicz, P. B. Wilkinson, D. Fowler, D. Sherwood, S. P. Stapleton, A. A. Krokhin, L. Eaves, M. Henini, N. S. Sankeshwar, and F. W. Sheard, Nature **428**, 726 (2004).