

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ДИНАМИКУ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Г. Баланов^{a,b}, М. Т. Гринавэй^{c}, А. А. Короновский^{a**}, О. И. Москаленко^a,
А. О. Сельский^a, Т. М. Фромхолд^{c*}, А. Е. Храмов^a*

*^a Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
410012, Саратов, Россия*

^b Loughborough University, England, Loughborough, LE11 3TU

^c University of Nottingham, England, Nottingham, NG7 2RD

Поступила в редакцию 23 мая 2011 г.

Изучена пространственно-временная динамика электронных доменов в полупроводниковой сверхрешетке в наклонном магнитном поле с учетом влияния температуры. Показано, что увеличение температуры существенно меняет пространственно-временную динамику системы. Это приводит к уменьшению частоты и амплитуды колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Обнаружен эффект срыва колебаний, обусловленный перестройкой зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при изменении температуры.

Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой сложные наноструктуры, содержащие несколько чередующихся тонких (толщиной порядка 10 нм) слоев различных полупроводниковых материалов. Предложенные Эсаки и Тсу в 1969 г. [1] для экспериментального исследования разнообразных квантово-механических эффектов, связанных с резонансным туннелированием и блоховскими колебаниями, сверхрешетки являются уникальным полигоном как для изучения и понимания процессов физики твердого тела [2, 3], так и для исследования явлений нелинейной динамики [4–7]. Кроме того, сверхбыстрые блоховские колебания, а также ассоциирующиеся с ними нелинейные процессы [4, 8] делают сверхрешетку перспективным элементом для генерации, усиления и детектирования высокочастотных (с частотой до нескольких терагерц) сигналов.

В последнее время все большее внимание уделяется изучению групповой динамики электронов в полупроводниковых сверхрешетках в наклонном маг-

нитном поле [6, 9]. В этом режиме электроны в сверхрешетке способны совершать хаотические колебания, возникающие в результате резонанса между циклотронными и блоховскими колебаниями электронов и характеризующиеся резкой сменой характера движения электронов. Траектории электронов, вне резонансов сильно локализованные в пространстве, при наступлении резонанса становятся неограниченными [6, 9]. Таким образом, небольшое изменение параметров полей может существенно менять дрейфовую скорость электронов и, соответственно, электрическую проводимость сверхрешетки [6, 7, 9, 10]. С групповой динамикой электронов ассоциируется использование полупроводниковых сверхрешеток как высокочастотных приборов. При этом колебания осуществляют не отдельные электроны, а большие группы (или домены) электронов. Прохождение доменов по сверхрешетке вызывает колебания тока с частотами 10–100 ГГц [11, 12].

Как правило, теоретические работы, в которых рассматривается генерация доменов в полупроводниковой сверхрешетке, находящейся в продольном электрическом и наклонном магнитном полях, концентрируются на рассмотрении случая, когда тем-

*М. Т. Greenaway, Т. М. Fromhold

**E-mail: alexey.koronovskii@gmail.com

пература T оказывается близкой к нулю, $T \approx 0$ К. В то же самое время температурные эффекты могут приводить к существенному изменению поведения рассматриваемой системы. В частности, ранее было показано, что для сверхрешетки, находящейся в наклонном магнитном поле, увеличение температуры приводит к появлению локальных максимумов на зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности продольного электрического поля. Эти максимумы соответствуют различным резонансам блоховской и циклотронной частот, причем с ростом температуры эти максимумы становятся все более отчетливо выраженными [13, 14]. В этой связи остается неясным влияние температуры на коллективную пространственно-временную динамику заряда в сверхрешетке. Кроме того, не изучено влияние диффузионных процессов, которыми обычно пренебрегают при моделировании, но вклад которых, очевидно, растет с увеличением температуры.

В настоящей работе рассматривается влияние температурных эффектов на динамику доменов заряда в полупроводниковой сверхрешетке, находящейся в наклонном магнитном поле. Для описания коллективной динамики заряда в полупроводниковой сверхрешетке используется система уравнений Пуассона и уравнений непрерывности, которые интегрируются численно. По аналогии с работой [15] сверхрешетка разбита на достаточно большое число N узких слоев шириной Δx . В пределах каждого m -го слоя концентрация электронов n_m полагается постоянной.

Эволюция плотности заряда в слое m описывается уравнением непрерывности

$$e\Delta x \frac{dn_m}{dt} = J_{m-1} - J_m, \quad m = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где $e > 0$ — заряд электрона, J_{m-1} и J_m — плотности тока, протекающего соответственно через левую и правую границу m -го слоя. В рамках дрейфового приближения, с учетом диффузии, плотность тока J_m определяется как

$$J_m = en_m v_d(\bar{F}_m) + D(\bar{F}_m) \frac{n_{m+1} - n_m}{\Delta x}, \quad (2)$$

где $v_d(\bar{F}_m)$ — дрейфовая скорость электрона для среднего значения напряженности электрического поля \bar{F}_m в слое m [6], коэффициент диффузии имеет вид [4]

$$D(\bar{F}_m) = \frac{v_d(\bar{F}_m) d \exp(-e\bar{F}_m d/kT)}{1 - \exp(-e\bar{F}_m d/kT)}, \quad (3)$$

где T — температура в градусах Кельвина, k — постоянная Больцмана, $d = 8.3$ нм — период сверхрешетки.

Для каждого слоя m справедливо дискретное представление уравнения Пуассона:

$$F_{m+1} = \frac{e\Delta x}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n_m - n_D) + F_m, \quad m = 1, \dots, N, \quad (4)$$

в котором $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ — равновесная концентрация электронов, определяемая уровнем легирования, а ε_0 и $\varepsilon_r = 12.5$ — соответственно электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость материала.

Полагая, что контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки омические, а плотность тока J_0 через эмиттер определяется проводимостью контакта $\sigma = 3788 \text{ Ом}^{-1}$, $J_0 = \sigma F_0$, напряженность электрического поля F_0 может быть найдена из уравнения Кирхгофа

$$V = U + \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^N (F_m + F_{m+1}), \quad (5)$$

где V — напряжение, приложенное к сверхрешетке, U — падение напряжения на контактах. С учетом формирования слоев повышенной концентрации заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешетки падение напряжения U определяется соотношением [6]

$$U = F_0(\Delta x_l - \Delta x_s) + F_0(\Delta x_l - \Delta x_q) + F_1 \Delta x_s + F_{N+1} \Delta x_q + F_{N+1} \Delta x_q - \frac{en_0(\Delta x_q)^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} + \sigma F_0 S R_c. \quad (6)$$

Здесь $\Delta x_l = 50$ нм — длина контактов, Δx_s и Δx_q — протяженности областей повышенной и пониженной концентрации электронов вблизи контактов, $n_0 = 3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ — концентрация электронов в контактном слое, $S = 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$ — площадь контакта, а $R_c = 17 \text{ Ом}$ — контактное сопротивление с учетом сопротивления измерительной линии. Зная плотность тока в каждом слое, можно вычислить силу тока, протекающего через сверхрешетку,

$$I(t) = \frac{S}{N+1} \sum_{m=0}^N J_m, \quad (7)$$

и соответствующую той, которую можно измерить в эксперименте.

Важную роль в описанной выше модели играет зависимость дрейфовой скорости v_d от напряженности \mathbf{F} электрического поля. Именно эта зависимость

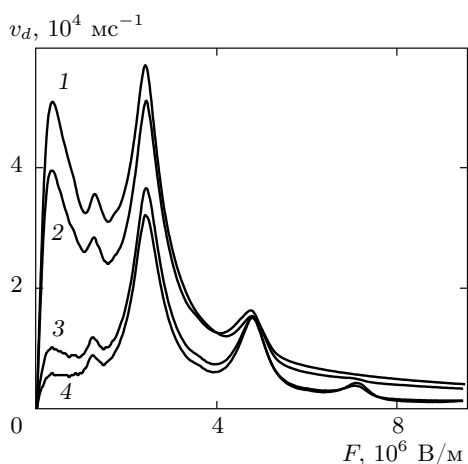


Рис. 1. Зависимости дрейфовых скоростей электрона от напряженности электрического поля при различных температурах и магнитном поле $B = 15$ Тл с углом наклона $\theta = 40^\circ$. Кривая 1 соответствует температуре $T = 0$ К; кривая 2 — $T = 50$ К; кривая 3 — $T = 200$ К; кривая 4 — $T = 300$ К

содержит информацию о пространственной структуре (периоде d) и энергетических характеристиках полупроводниковой наноструктуры, внешнем магнитном поле \mathbf{B} и температуре T . И хотя такие параметры, как ширина Δ минизоны (в нашем случае $\Delta = 19.1$ мэВ), вектор магнитной индукции \mathbf{B} и температура T явным образом не входят в модельные уравнения (1)–(7), описывающие динамику доменов заряда, они оказывают существенное влияние на характер зависимости дрейфовых скоростей от напряженности электрического поля, $v_d(F)$, и, как следствие, на динамические режимы в полупроводниковой сверхрешетке. При моделировании поведения полупроводниковой сверхрешетки мы использовали полученные зависимости дрейфовых скоростей от напряженности электрического поля, $v_d(F)$ (рис. 1), при различных температурах и магнитном поле $B = 15$ Тл с углом наклона $\theta = 40^\circ$, методика расчета которых подробно описана в нашей работе [13].

Все численные значения управляющих параметров были выбраны из соображений максимального соответствия экспериментальным образцам [6]. При этом, шаг пространственного разбиения при моделировании выбирался так, чтобы обеспечить сходимость численной схемы: ширина слоя $\Delta x = 0.24$ нм, количество слоев $N = 480$. В работах [6, 15] было показано, что при таких параметрах дискретизации модель (1)–(7) с хорошей точностью описывает ряд экспериментальных результатов, в частности

вольт-амперные характеристики сверхрешеток.

На рис. 2 приведены результаты численного моделирования поведения сверхрешетки при нулевой температуре и приложенном напряжении, соответствующем области развитой генерации колебаний. Колебаниям тока, изображенным на рис. 2а, соответствует динамика концентрации заряда, проиллюстрированная на рис. 2б. На пространственно-временной диаграмме (рис. 2б) можно наблюдать сложную динамику заряда в сверхрешетке, сопровождающуюся появлением, исчезновением и взаимодействием доменов высокой концентрации заряда. Как было показано в работе [15], возникновение и эволюция этих доменов обусловлена наличием на зависимости $v_d(F)$ максимумов, связанных с появлением блоховских колебаний в минизонной динамике электронов (крайние левые максимумы на рис. 1), а также с возникновением резонансов блоховской и циклотронной частот. Наличие нескольких пиков на зависимости $v_d(F)$ (см. рис. 1), приводит к возникновению нескольких доменов, которые появляются в разное время. При этом первым появляется домен, связанный с возникновением блоховских колебаний. Как можно видеть из рис. 1, увеличение температуры, как правило, подавляет пики дрейфовой скорости. Пик дрейфовой скорости, ассоциирующийся с возникновением блоховских колебаний, быстро уменьшается с ростом температуры. Пики, связанные с резонансами блоховской и циклотронной частот, изменяются существенно медленнее. Уменьшение пиков дрейфовых скоростей неизбежно отражается на коллективной динамике заряда.

Как показали проведенные исследования, увеличение температуры приводит к уменьшению частоты и амплитуды генерации тока. Это отчетливо видно на рис. 3а, демонстрирующем развитие колебания тока при комнатной температуре $T = 300$ К при том же напряжении, что и в случае рис. 2, приложенном к полупроводниковой сверхрешетке. Как видно из рис. 3б, концентрация заряда в доменах стала меньше, а период их следования увеличился. Видно также, что увеличение температуры приводит (за счет диффузии) к «размыванию» доменов зарядов, которые при высокой температуре становятся более делокализованными (ср. рис. 2б и 3б).

Безусловный интерес вызывают не только динамические режимы, но и процессы, которые протекают при установлении генерации. В ходе исследований было установлено, что при низких температурах ее увеличение приводит к сдвигу порога V_c установления генерации в сторону меньших значений напряжений V , приложенных к сверхрешетке. При этом

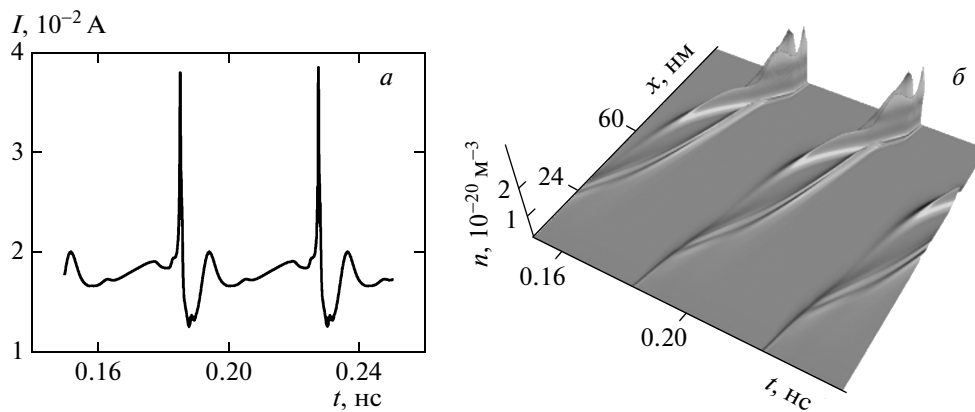


Рис. 2. а) Временная реализация тока $I(t)$, протекающего через сверхрешетку при $T = 0$ К и $V = 0.61$ В. б) Пространственно-временная диаграмма, характеризующая эволюцию доменов заряда в зависимости от времени и координаты

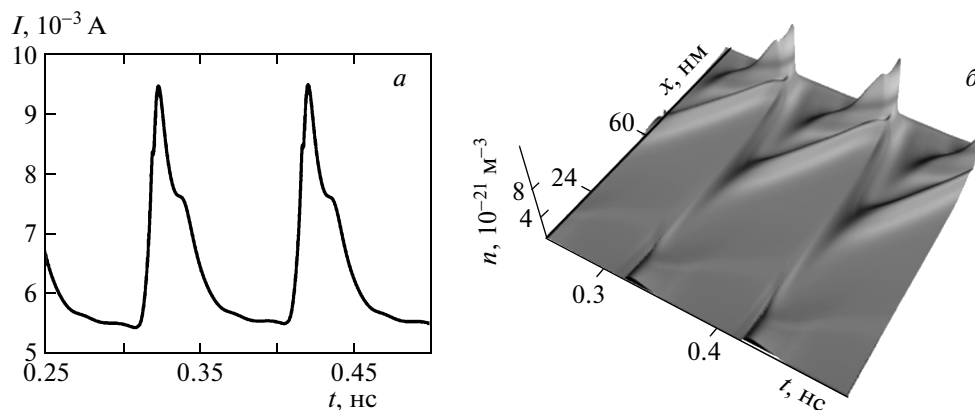


Рис. 3. То же, что на рис. 2 при $T = 300$ К

в определенном диапазоне температур (примерно от 175 до 225 К) наблюдается интересный эффект (который отсутствует в случае $B = 0$), заключающийся в том, что существует интервал значений напряжения $V \in [V_1, V_2]$, $V_1 > V_c$, для которого наблюдается срыв генерации (рис. 4). Иными словами, для этих температур при $V_c < V < V_1$ наблюдается режим колебаний с формированием доменов заряда (рис. 4а), однако при дальнейшем увеличении напряжения ($V_1 < V < V_2$) колебания затухают (рис. 4б) и возникают снова уже при $V > V_2$ (рис. 4в). При этом слева и справа от области отсутствия генерации динамические режимы, наблюдающиеся в полупроводниковой сверхрешетке, оказываются различными. Об этом свидетельствуют поверхность концентрации носителей заряда $n(x, t)$ и форма колебаний тока $I(t)$ в сверхрешетке.

По мере увеличения температуры область генерации $[V_c, V_1]$ уменьшается и при $T_c \approx 250$ К (для выбранных параметров полупроводниковой сверхрешетки) исчезает. Соответственно, для температур $T > T_c$ порог генерации совпадает с величиной V_2 , которая, в свою очередь, оказывается сопоставимой с порогом генерации при нулевой температуре.

Эффект возникновения зоны срыва генерации в случае наклонного магнитного поля \mathbf{B} может быть объяснен изменениями зависимости дрейфовой скорости v_d от напряженности электрического поля \mathbf{F} , которые происходят с увеличением температуры. Как уже отмечалось в работе [15], процессы формирования и взаимодействия доменов во многом определяются характером зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, более того, сам факт генерации колебаний обуслов-

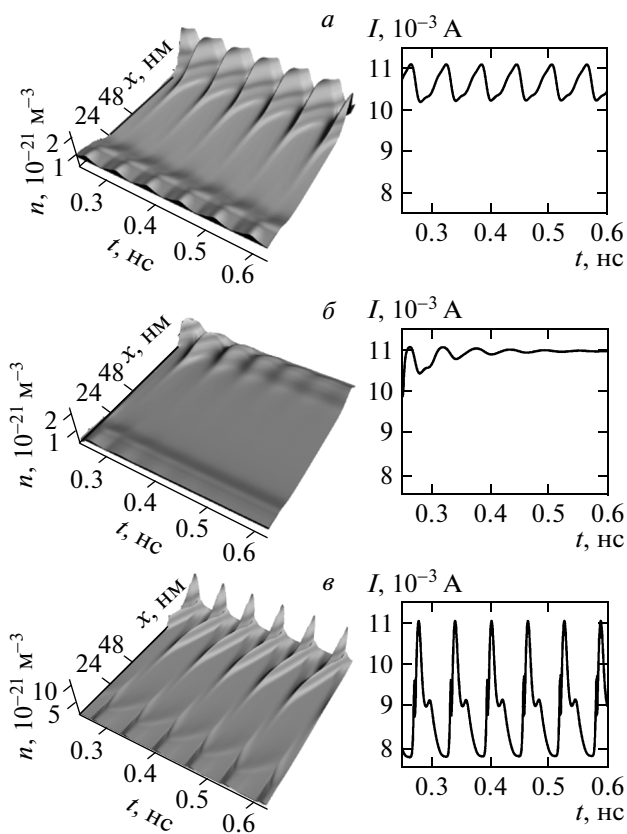


Рис. 4. Пространственно-временные диаграммы, характеризующие эволюцию доменов заряда в зависимости от времени и координаты, и временные реализации тока $I(t)$, протекающего через сверхрешетку при температуре $T = 200$ К и напряжении $V = 0.54$ В (а), 0.55 В (б), 0.56 В (в)

лен немонотонным характером этой зависимости. В свою очередь, характер зависимости $v_d(F)$ во многом определяется магнитным полем [15] и температурой [13, 14]. Для $B = 15$ Тл с углом наклона $\theta = 40^\circ$ зависимость $v_d(F)$ характеризуется наличием нескольких максимумов (максимума Эсаки–Тсу и максимумов, обусловленных резонансами блоховской и циклотронной частот) [13, 14]. При малых значениях температуры доминирующую роль играют максимум Эсаки–Тсу и максимум, соответствующий резонансу блоховской и циклотронной частот первого порядка. При температурах $T \approx 300$ К максимум Эсаки–Тсу уже практически не выражен, а высота максимума, соответствующего резонансу первого порядка, уменьшается примерно в два раза. При этом проявляются максимумы резонансов более высоких порядков. При напряжениях $V \in [V_c, V_1]$

основную роль играют максимум Эсаки–Тсу и максимум резонанса первого порядка, тогда как за колебания при напряжениях $V > V_2$ отвечают также максимумы, соответствующие резонансам блоховской и циклотронной частот более высоких порядков. С ростом температуры высоты пика Эсаки–Тсу и пика резонанса первого порядка уменьшаются и, соответственно, уменьшается зона генерации, отвечающая этому режиму, до тех пор, пока соответствующая зона генерации $[V_c, V_1]$ не исчезнет совсем.

Таким образом, обнаружено, что увеличение температуры существенно влияет на пространственно-временную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке, находящейся в наклонном магнитном поле. Рост температуры приводит к снижению пиковых значений дрейфовой скорости электронов, что в совокупности с диффузионными процессами приводит к снижению мобильности и концентрации заряда в решетке и, таким образом, к снижению частоты и амплитуды колебаний тока. Вместе с тем, особенности изменения профиля дрейфовых скоростей с увеличением температуры могут приводить к возникновению нетривиального эффекта срыва колебаний, который будет наблюдаться в определенном диапазоне температур.

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-1430.2012.2) и Фонда некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
2. А. Я. Шик, ФТП **8**, 1841 (1974).
3. R. Tsu, *Superlattices to Nanoelectronics*, Elsevier, Amsterdam (2005).
4. A. Wacker, Phys. Rep. **357**, 1 (2002).
5. L. L. Bonilla and H. T. Grahn, Rep. Progr. Phys. **68**, 577 (2005).
6. T. M. Fromhold, A. Patanè, S. Bujkiewicz et al., Nature (London) **428**, 726 (2004).
7. A. G. Balanov, D. Fowler, A. Patanè et al., Phys. Rev. E **77**, 026209 (2008).

8. А. А. Игнатов, В. И. Шашкин, ЖЭТФ **93**, 935 (1987).
9. T. M. Fromhold, A. A. Krokhin, C. R. Tench et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 046803 (2001).
10. D. Fowler, D. P. A. Hardwick, A. Patanè et al., Phys. Rev. B **76**, 245303 (2007).
11. E. Schomburg, M. Henini, J. M. Chamberlain, D. P. Steenson et al., Appl. Phys. Lett. **74**, 2179 (1999).
12. M. Haeussler, E. Schomburg, J.-M. Butke et al., Electr. Lett. **39**, 784 (2003).
13. А. Г. Баланов, А. А. Короновский, А. О. Сельский и др., Изв. вузов, прикладная нелинейная динамика **18**, 128 (2010).
14. A. O. Selskii, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov et al., Phys. Rev. B **84**, 235311 (2011).
15. M. T. Greenaway, A. G. Balanov, E. Scholl et al., Phys. Rev. B **80**, 205318 (2009).