

07:08

## **Исследование переходов между различными режимами генерации колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии наклонного магнитного поля при различных температурах**

© 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>1,2,4</sup>

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

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

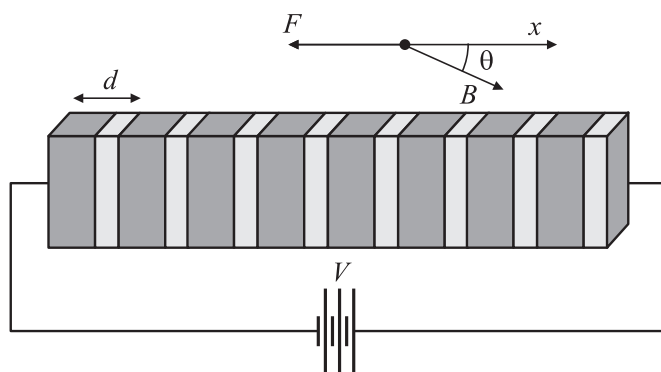
<sup>3</sup> School of Physics & Astronomy, University of Nottingham,  
Nottingham NG7 2RD, UK

<sup>4</sup> Department of Physics, Loughborough University,  
Loughborough, LE11 3TU, UK  
E-mail: feanorberserk@gmail.com

Поступило в Редакцию 8 августа 2014 г.

Исследованы механизмы переходов между различными режимами колебаний в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии внешнего наклонного магнитного поля. В случае небольших температур с ростом напряжения в системе происходит бифуркация удвоения периода, обуславливающая смену динамического режима, тогда как с увеличением температуры переход осуществляется через срыв генерации колебаний тока.

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]. В подобных структурах возможно наблюдать большое разнообразие квантово-механических эффектов [3,4]. Приложение к полупроводниковым сверх-



**Рис. 1.** Схематическое изображение полупроводниковой сверхрешетки в присутствии наклонного магнитного поля. Различными оттенками показаны различные полупроводниковые материалы, например GaAs и AlGaAs. Показаны период сверхрешетки ( $d$ ), направление электрического ( $F$ ) и наклонного (угол наклона  $\theta$ ) магнитного поля ( $B$ ), приложенное к полупроводниковой сверхрешетке напряжение ( $V$ ).

решеткам электрического поля приводит к образованию электронных доменов [5,6] и соответственно к возникновению колебаний. В настоящий момент все больше внимания уделяется рассмотрению транспорта электронов через полупроводниковую сверхрешетку с позиций нелинейной динамики, что позволяет выявлять и объяснять эффекты, наблюдающиеся в исследуемой системе [7–13]. К числу вопросов, связанных с такими эффектами, относится вопрос о характерных бифуркациях, возникающих в полупроводниковой сверхрешетке, которые приводят к смене характерных динамических режимов.

В данной работе рассматривается вопрос о смене характерных режимов генерации колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке (рис. 1), наблюдающейся при различных температурах с увеличением напряжения, приложенного к сверхрешетке.

При моделировании процессов в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии наклонного магнитного поля использовалась система уравнений, включающая в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой

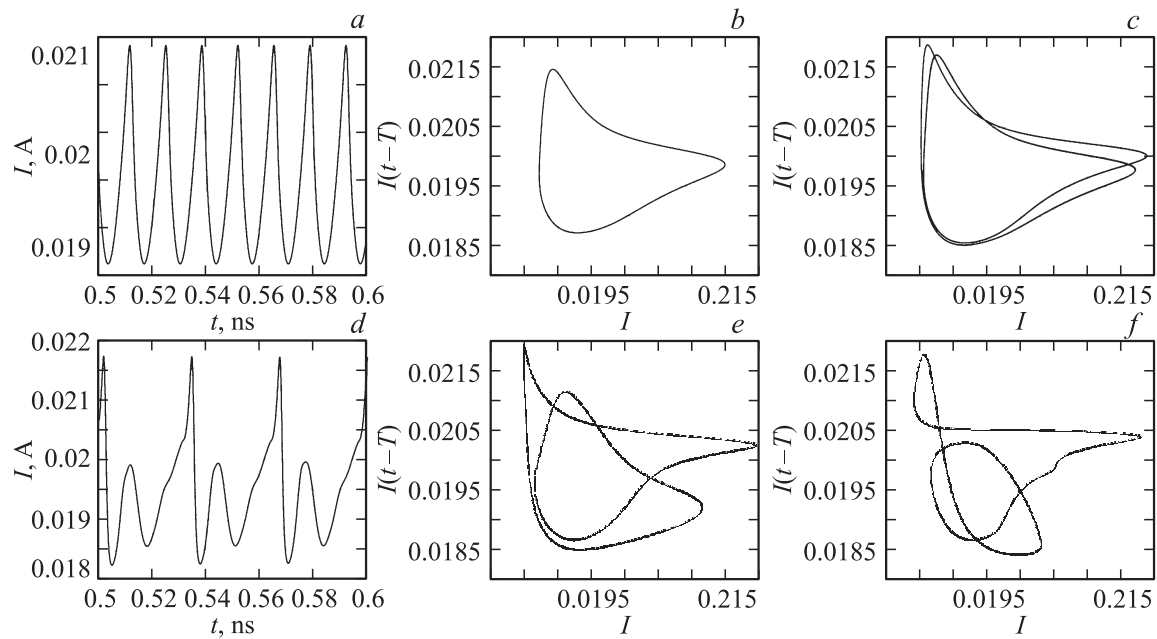
скорости электрона [2,7]:

$$\begin{aligned} e \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial J}{\partial x}, \\ \frac{\partial F}{\partial x} &= \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n - n_D), \\ J &= env_d(\bar{F}) \end{aligned} \quad (1)$$

где  $t$  обозначает время, а координата  $x$  соответствует направлению движения электронов в полупроводниковой сверхрешетке. Переменные  $n(x, t)$ ,  $F(x, t)$  и  $J(x, t)$  определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. Параметры  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_r = 12.5$  обозначают абсолютную и относительную диэлектрические проницаемости,  $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  — равновесную концентрацию электронов,  $v_d$  — дрейфовую скорость электрона, вычисленную для среднего значения  $\bar{F}$ , и  $e > 0$  — заряд электрона.

Зависимость дрейфовой скорости, входящей в уравнение (1), от напряженности электрического поля зависит от наклона магнитного поля и температуры. С ростом температуры дрейфовая скорость уменьшается, тогда как наклонное магнитное поле приводит к появлению резонансных максимумов [11], в результате чего динамика системы становится значительно сложнее. Для расчета системы уравнений (1) зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля рассчитывались численно при различных значениях температуры с использованием модели, детально описанной в [5,10,11]. При расчете использовались следующие параметры, характерные для реальных наноструктур: ширина мини-зоны  $\Delta = 19.1 \text{ meV}$ , период сверхрешетки  $d = 8.3 \text{ nm}$ , наклон магнитного поля  $\theta = 40^\circ$ , значение индукции магнитного поля  $B = 15 \text{ T}$ , значение индукции магнитного поля  $B = 15 \text{ T}$ , время рассеяния  $\tau = 0.25 \text{ ps}$ .

В ходе проведения исследований установлено, что сразу после возникновения генерации колебания тока в полупроводниковой сверхрешетке имеют вид, близкий к гармоническим. Затем, с увеличением напряжения, приложенного к сверхрешетке, происходит быстрая смена характера колебаний, при этом форма колебаний существенно усложняется. Временные реализации тока для различных значений напряжения при небольшом значении температуры ( $T = 4.2 \text{ K}$ ) показаны на рис. 2, а, д. Видно, что с ростом приложенного к полупроводниковой

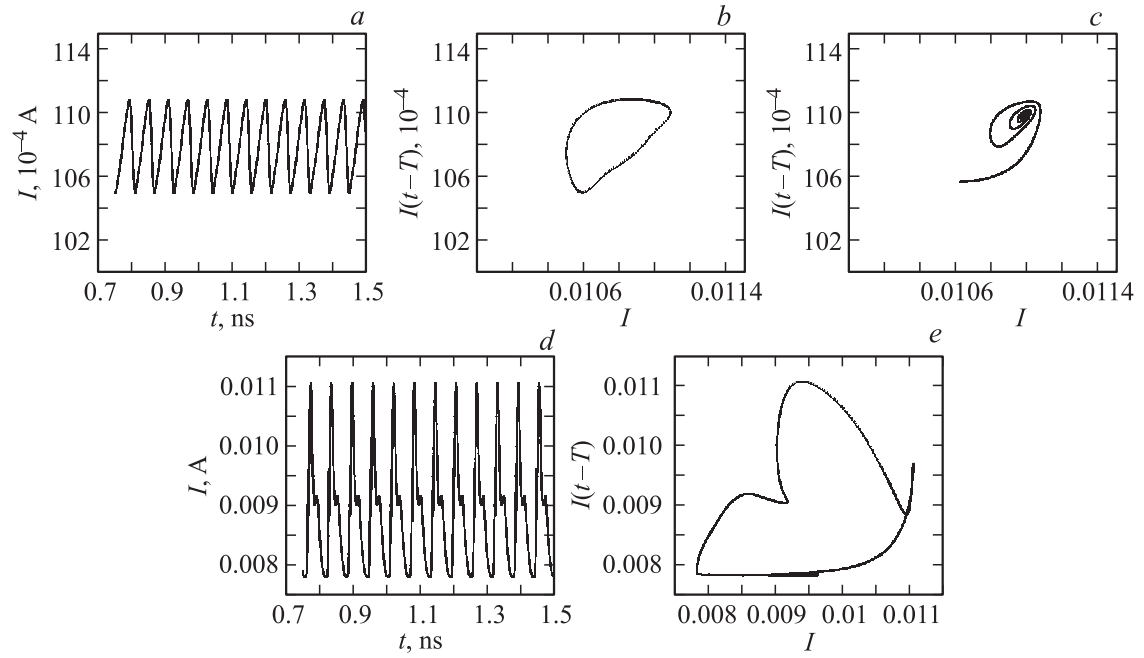


**Рис. 2.** *a, d* — реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, для значений напряжения  $V = 0.56$  В (*a*),  $V = 0.585$  В (*d*). *b, c, e, f* — фазовые портреты, восстановленные по методу Такенса (время задержки  $\tau$  составляет четверть периода колебаний), для значений напряжения  $V = 0.56$  (*b*),  $0.565$  (*c*),  $0.57$  (*e*),  $0.585$  В (*f*). Для температуры  $T = 4.2$  К.

сверхрешетке напряжения характер колебаний существенно меняется. Чтобы более подробно рассмотреть изменение динамики системы, необходимо воспользоваться методом задержек Такенса восстановления фазовых портретов по временным реализациям [14]. Метод состоит в том, что, имея зависимость некоторой переменной от времени  $I(t)$  (в рассматриваемом случае в роли переменной выступает значение тока, протекающего через сверхрешетку) и используя временной шаг  $\tau$  и целое число  $m$ , можно построить  $m$ -мерный вектор, компонентами которого являются значения  $I$  в моменты времени  $t, t-\tau, t-2\tau, \dots, t-(m-1)\tau$ . Данный вектор задает точку в  $m$ -мерном пространстве, которая с течением времени перемещается по некоторой траектории. Если предположить, что мы имеем дело с установившимся режимом колебаний диссипативной системы, то возникающая при описанном построении траектория есть реконструированный портрет аттрактора в фазовом пространстве [15]. Для рассмотрения динамики тока достаточно двумерного фазового портрета, временную задержку удобно выбрать в четверть периода колебаний тока.

Исходя из вида восстановленных фазовых портретов (рис. 2, *b, c, e, f*), можно сделать вывод о том, что при данных значениях параметров имеет место бифуркация удвоения периода. С увеличением напряжения режим колебаний изменяется в точке бифуркации. Особо следует отметить, что в системе наблюдается единственная бифуркация, а не каскад бифуркаций удвоения периода. Появление бифуркации удвоения периода приводит к существенному снижению частоты колебаний — в рассматриваемом случае с 72 до 36 GHz.

Аналогичные временные реализации и фазовые портреты для тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, приведены на рис. 3 для значения температуры  $T = 200$  К. В данном случае переход между различными режимами колебаний (рис. 3, *a, d*) осуществляется не через бифуркацию удвоения периода, а через подавление генерации. Из сравнения фазовых портретов (рис. 3, *b, c, e*) видно, что существующие в системе колебания с увеличением напряжения сначала затухают (рис. 3, *c*), при этом происходит полное затухание колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Однако с дальнейшим ростом значения напряжения генерация колебаний снова возникает (например, для  $V = 0.56$  В), при этом характер колебаний до и после подавления генерации существенно отличается. При этом частота и амплитуда колебаний до затухания и после одинаковы и составляют 18 GHz.



**Рис. 3.** *a, d* — реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, для значений напряжения  $V = 0.542$  В (*a*),  $V = 0.56$  В (*d*). *b, c, e* — фазовые портреты, восстановленные по методу Такенса (время задержки  $\tau$  составляет четверть периода колебаний), для значений напряжения  $V = 0.542$  (*b*),  $0.55$  (*c*),  $0.56$  В (*e*). Для температуры  $T = 200$  К.

Таким образом, можно сделать вывод, что в полупроводниковых сверхрешетках в присутствии наклонного магнитного поля для различных температур можно наблюдать разные варианты переходов между режимами генерации колебаний тока с ростом напряжения. Для малых температур характерен переход через одиночную бифуркацию удвоения периода, тогда как для более высоких температур характерен переход через подавление генерации колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку.

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

## Список литературы

- [1] Шук А.Я. // ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841–1864.
- [2] Wacker A. // Phys. Rep. 2002. V. 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. V. 14. P. 61–65.
- [5] Scheuerer R., Schomburg E., Renk K. F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 1515–1517.
- [6] Eisele H., Khanna S.P., Lineld E.H. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 072 101.
- [7] Greenaway M.T., Balanov A.G., Schöll E. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 205 318.
- [8] Баланов А.Г., Гринавей М.Т., Короновский А.А. и др. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 960–965.
- [9] Fromhold T.M., Krokhin A.A., Tench C.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 046 803.
- [10] Fromhold T.M., Patané A., Bujkiewicz S. et al. // Nature. V. 428. P. 726–730.
- [11] Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235 311.
- [12] Alexeeva N., Greenaway M.T., Balanov A.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 024 102.
- [13] Hramov A.E., Makarov V.V., Koronovskii A.A., Kurkin S.A., Gaifullin M.B., Alexeeva N.V., Alekseev K.N., Greenaway M.T., Fromhold T.M., Patané A., Kusmartsev F.V., Maksimenko V.A., Moskalenko O.I., Balanov A.G. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 116 603.
- [14] Takens F. Lectures Notes in Mathematics. N.Y.: Springer-Verlag, 1981. P. 366.
- [15] Кузнецов С.П. Динамический хаос. М.: Физматлит, 2001. 296 с.