

07

Исследование спектральной плотности мощности колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии наклонного магнитного поля при различных температурах

© А.О. Сельский^{1,2,3}, Г.В. Осипов³

¹ Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

E-mail: feanorberserk@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 сентября 2014 г.

Исследованы спектральные плотности мощности колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку при различных значениях напряжения, приложенного к гетероструктуре, и температуры. Особое внимание уделялось изучению спектральной мощности в присутствии наклонного магнитного поля. В целом с увеличением температуры наблюдалось существенное уменьшение спектральной плотности мощности и полной мощности колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку.

Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой сложные наноструктуры, содержащие несколько чередующихся тонких (порядка 10 nm) слоев различных полупроводниковых материалов [1–3]. Предложенные Л. Эсаки и Р. Тсу в 1969 году [4] для 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 [5,6], так и для исследования явлений нелинейной динамики [7–13].

Под воздействием постоянных электрического и наклонного магнитных полей в сверхрешетке образуются электронные домены, дви-

жущиеся вдоль структуры. Прохождение доменов через сверхрешетку приводит к генерации колебаний тока, протекающего через сверхрешетку. В работах [7,11] было показано, что наклонное магнитное поле, приложенное к сверхрешетке, позволяет эффективно управлять свойствами этой структуры.

В данной работе рассматривается вопрос о влиянии температуры на спектральную плотность мощности генерации колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку.

Моделирование процессов, протекающих в полупроводниковой сверхрешетке, осуществлялось с помощью системы уравнений, включающей в себя уравнение непрерывности

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J}{\partial x}, \quad (1)$$

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (n - n_D) \quad (2)$$

и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2,7]:

$$J = env_d(F),$$

где t обозначает время, а координата x соответствует направлению, перпендикулярному к слоям сверхрешетки. Переменные $n(x, t)$, $F(x, t)$ и $J(x, t)$ определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. Параметры ϵ_0 , ϵ_r обозначают абсолютную и относительную диэлектрические проницаемости, n_D — равновесную концентрацию электронов, v_d — дрейфовую скорость электрона, вычисленную для напряженности электрического поля F , и $e > 0$ — заряд электрона.

Зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля рассчитывались численно для различных значений температуры с учетом полуклассического приближения, детально описанного в [5,10,11] в том числе с учетом влияния температуры на зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля [11].

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 $\sigma = 3788 \Omega^{-1}$,

$J_0 = \sigma F(0)$, напряженность электрического поля $F(0)$ может быть найдена из граничных условий

$$V = U + \int_0^L F(x) dx, \quad (4)$$

где V — напряжение, приложенное к сверхрешетке, U описывает падение напряжения на контактах [7].

Как было сказано выше, в полупроводниковых сверхрешетках с приложенным к ним напряжением возможно формирование электронных доменов, прохождение которых вызывает всплески тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку [5,6]. На рис. 1 приведены временные реализации и спектральные плотности мощности колебаний тока при фиксированном значении напряжения, приложенного к сверхрешетке, и различных значениях температуры (магнитное поле отсутствует). С увеличением температуры (рис. 1, *b, c*) частота следования доменов уменьшается и, как следствие, уменьшается частота колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку [11]. Так как колебания тока имеют довольно сложную форму, в спектрах можно наблюдать большое число гармоник, мощность которых уменьшается с ростом их номера. Можно также видеть, что с ростом температуры мощность всех гармоник уменьшается. Также необходимо отметить указанное ранее уменьшение частоты соответствующих гармоник с ростом температуры.

Несколько иная ситуация наблюдается, если поместить полупроводниковую сверхрешетку в наклонное магнитное поле. На рис. 2, *a, b, c* продемонстрированы временные реализации тока при различных значениях температуры для данного случая. Частота и амплитуда колебаний тока оказываются существенно выше, чем в случае, когда магнитного поля нет [11]. Помимо этого меняется характер колебаний: с приложенным наклонным магнитным полем форма колебаний становится более сложной. Как видно из рис. 2, колебания в этом случае характеризуются несколькими максимумами. Как следствие, на рис. 2, *d, e, f* видно, что в присутствии наклонного магнитного поля мощность старших гармоник может быть больше, чем мощность основной гармоники. При низких температурах $T = 4.2$ К наибольшую мощность имеет седьмая гармоника, при температуре $T = 100$ К — вторая. С дальнейшим увеличением температуры наибольшую мощность приобретает основная гармоника;

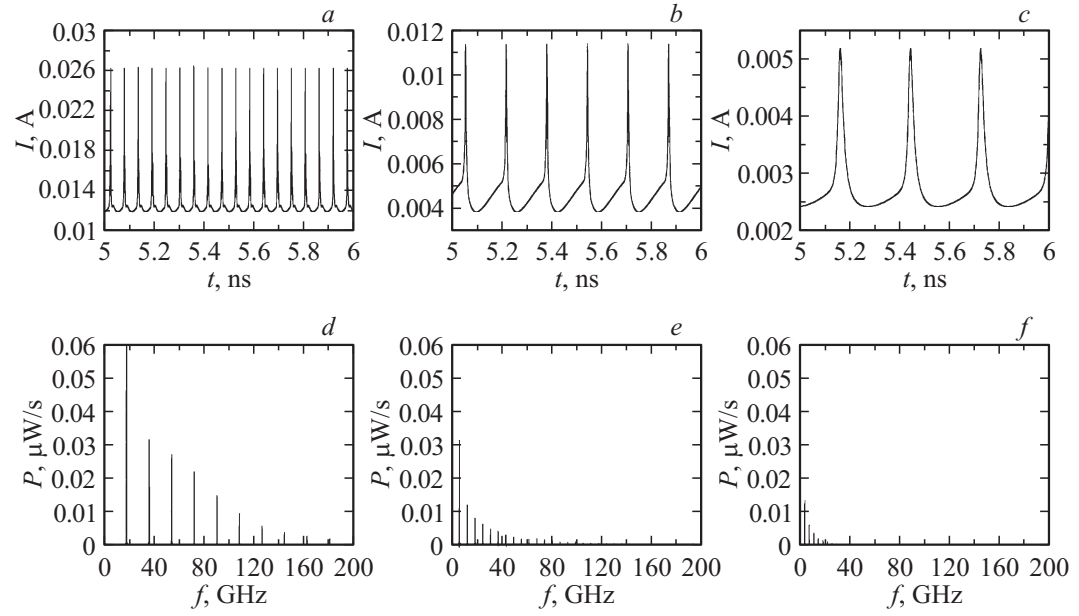


Рис. 1. *a, b, c* — реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку; *d, e, f* — спектральные плотности мощности колебаний тока для значений напряжения $V = 0.5$ В в отсутствие наклонного магнитного поля, $\theta = 0^\circ$. *a, d* — $T = 4.2$ К; *b, e* — $T = 100$ К; *c, f* — $T = 200$ К.

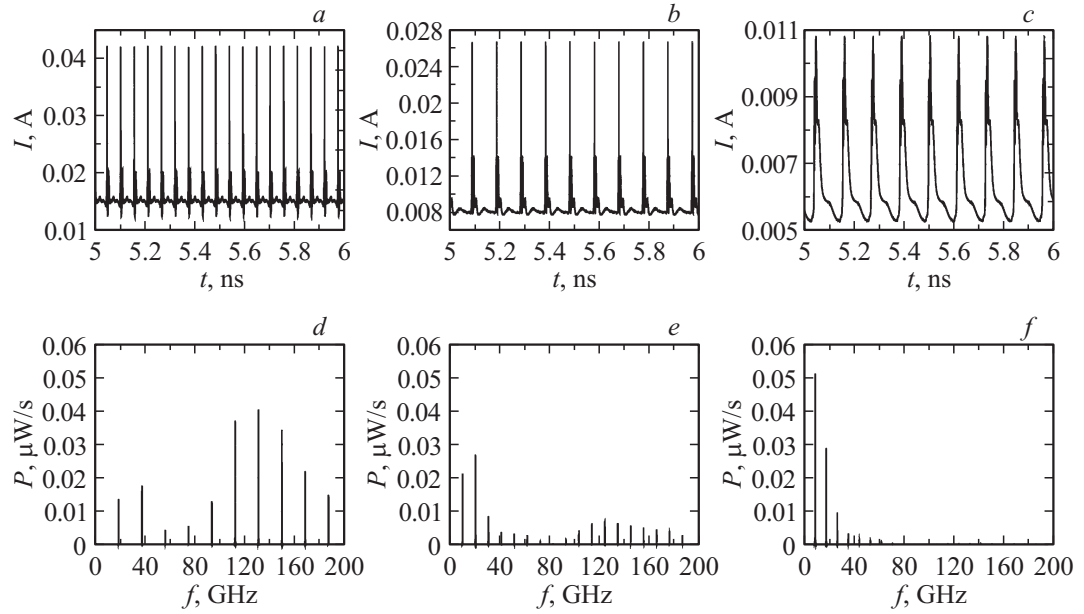


Рис. 2. *a, b, c* — реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку; *d, e, f* — спектральные плотности мощности колебаний тока для значений напряжения $V = 0.7$ В в присутствии наклонного магнитного поля, $B = 15$ Т, $\theta = 40^\circ$. *a, d* — значение температуры $T = 4.2$ К; *b, e* — $T = 100$ К; *c, f* — $T = 200$ К.

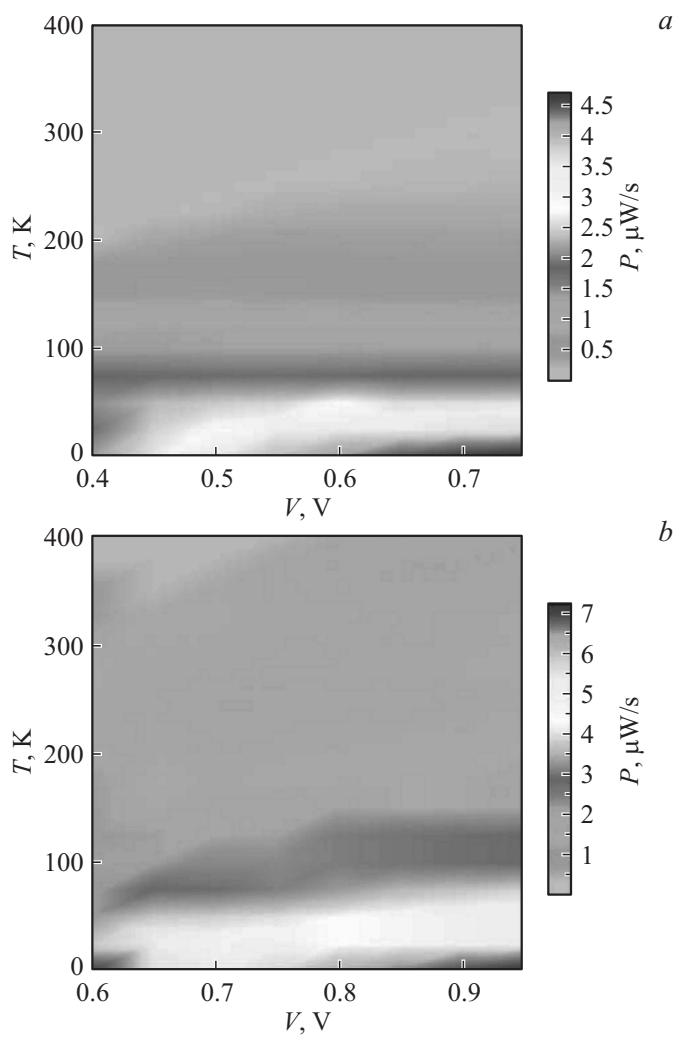


Рис. 3. Зависимости полной мощности колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, от температуры и напряжения, приложенного к сверхрешетке, в отсутствие, $\theta = 0^\circ$ (a) и в присутствии, $B = 15$ Т, $\theta = 40^\circ$ (b) наклонного магнитного поля.

при этом, сравнивая рис. 2, e и f можно видеть, что для температуры $T = 200$ К мощность основной гармоники существенно выше, чем при $T = 100$ К. Однако при этом мощность старших гармоник, кроме второй, уменьшается.

Исходя из анализа полученных результатов, возникает вопрос о том, как ведет себя с ростом температуры полная мощность колебаний тока, протекающая через полупроводниковую сверхрешетку. Для расчета полной мощности спектральные плотности мощности были проинтегрированы по всему диапазону частот. На рис. 3 построены зависимости мощности колебаний тока от значений температуры и напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке. Можно видеть, что для любого значения напряжения в случае, когда наклонного магнитного поля нет, с ростом температуры полная мощность колебаний уменьшается, тогда как в присутствии наклонного магнитного поля возможно локальное увеличение мощности колебаний с ростом температуры.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что в полупроводниковых сверхрешетках рост температуры приводит к уменьшению спектральной плотности мощности и частоты колебаний тока. Показано, что в присутствии наклонного магнитного поля мощность старших гармоник может быть выше, чем мощность основной гармоники. С ростом температуры данный эффект пропадает и наблюдается монотонное уменьшение мощности гармоник с ростом их номера, как и в случае, когда магнитного поля нет.

Работа поддержана грантом (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ); Министерством образования и науки РФ (задание 3.23.2014/К); фондом некоммерческих программ „Династия“.

Авторы выражают благодарность А.Г. Баланову за помощь и консультации.

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., Linell 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. 2004. 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., Gajfullin 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.*