

УДК530.182:621.385.6

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННЫХ РЕЖИМОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В ПРИСУТСТВИИ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

© 2018 г. А. О. Сельский^{1,2}, А. А. Короновский¹, О. И. Москаленко¹, А. Е. Храмов²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина

E-mail: selskii@gmail.com

Изучается влияние периодического электрического поля на динамику электронных доменов в полупроводниковой сверхрешетке с приложенным напряжением и магнитным полем, которое наклонено относительно оси сверхрешетки. Показано, что это периодическое электрическое поле оказывает выраженное влияние на вольт-амперную характеристику сверхрешетки и способно вызывать ряд интересных явлений, включая установление синхронных режимов. Полученные результаты сравниваются с результатами в отсутствие наклонного магнитного поля.

DOI:

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые сверхрешетки – наноструктуры, образованные из нескольких чередующихся слоев различных полупроводниковых материалов, способные в присутствии внешних электрического и наклонного магнитного полей демонстрировать ряд интересных квантово-механических эффектов, таких как генерация терагерцевых блоховских колебаний, ограничения динамики электронов, отрицательная дифференциальная дрейфовая скорость, блох-циклотронные резонансы и динамический хаос [1–5]. В последнее время автономная динамика заряда в сверхрешетке с приложенным постоянным напряжением и наклонным магнитным полем привлекает значительный интерес исследователей (см., например, [6–8]), в то время как влияние внешнего электрического поля переменного тока на такую систему все еще плохо изучено. В настоящей статье показано, как параметры внешнего периодического поля влияют на ток, протекающий через полупроводниковую сверхрешетку с приложенным напряжением и наклонным магнитным полем. Параллельно со случаем наличия наклонного магнитного поля рассмотрено влияние внешних возмущений на динамику доменов заряда в сверхрешетке в отсутствие наклонного магнитного поля (см. [9]).

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Чтобы описать коллективную динамику доменов зарядов в полупроводниковой сверхрешетке, самосогласованно решались дискретные уравнения непрерывности плотности тока и Пуассона, при этом транспортная минizona длиной $L = 115.2$ нм была разделена на $N = 480$ слоев, каждый из которых имеет ширину $\Delta x = L/N = 0.24$ нм, которая достаточно мала, чтобы считать среду непрерывной [7]. Концентрация электронов n_m в слое m считалась постоянной в пределах слоя.

Изменение концентрации электронов в m -ом слое определяется дискретизированным уравнением непрерывности тока

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

где $e > 0$ – заряд электрона, J_{m-1} (J_m) – плотность тока на левой (правой) границе m -го слоя. В пределах дрейфового приближения, пренебрегая диффузией, плотность тока равна

$$J_m = en_m v_d (\bar{F}_m), \quad (2)$$

здесь v_d определяет скорость дрейфа электрона для среднего электрического поля F_m в m -ом слое [6].

Электрическое поле F_{m-1} (F_m) на левой (правой) границе m -го слоя может быть описано дискретизированным уравнением Пуассона

$$F_{m+1} = \frac{e\Delta x}{\epsilon_0 \epsilon_r} (n_m - n_D) + F_m, m = 1 \dots N, \quad (3)$$

где $\epsilon_0, \epsilon_r = 12.5$ соответствуют абсолютной и относительной диэлектрическим проницаемостям; $n_{D0} = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ – равновесная концентрация электронов.

Мы используем омические граничные условия для определения тока $J_0 = \sigma F_0$ в сильно легированном эмиттерном контакте, электрическая проводимость $\sigma = 3788 \text{ См}^{-1}$. Напряжение V , приложенное к устройству, является глобальным ограничением, заданным как

$$V = U + \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^N (F_m + F_{m+1}); \quad (4)$$

здесь U – напряжение, описывающее падение на контактах, включая эффекты накопления и истощения заряда в областях эмиттера и коллекторов, и сопротивление контактов $R = 17$. В случае наличия внешнего воздействия, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, напряжение V задается формулой

$$V = V_0 + V_m \cos(\omega_e t + \phi_0), \quad (5)$$

где V_0 – постоянное напряжение, приложенное к сверхрешетке, V_m – амплитуда внешнего воздействия, ω_e – угловая частота внешней силы, ϕ_0 – начальная фаза. Таким образом, внешнее воздействие на сверхрешетку реализуется через модуляцию напряжения, приложенного к структуре. При этом напряжение V_0 рассматривается как управляющий параметр, определяющий динамический режим, реализующийся в автономной системе. Ток вычисляется по формуле

$$I(t) = \frac{A}{N+1} \sum_{m=0}^N J_m, \quad (6)$$

здесь $A = 5 \cdot 10^{10} \text{ м}^2$ – площадь поперечного сечения сверхрешетки [7].

Одной из наиболее важных характеристик описанной выше модели является зависимость скорости дрейфа электрона от электрического поля F . Именно такая зависимость содержит всю необходимую информацию о пространственной структуре (период сверхрешетки d) и энергетические характеристики структуры, внешнее магнитное поле B и температуру T . И хотя такие параметры как ширина минизоны $\Delta = 19.1 \text{ мэВ}$, вектор магнитной индукции B и температура T не включены явно в уравнения (1) – (6),

описывающие динамику доменов заряда в полупроводниковых сверхрешетках, они учтены в зависимости скорости дрейфа v_d от электрического поля.

В наших расчетах мы использовали зависимости скорости дрейфа $v_d(F)$, полученные с использованием подхода, описанного подробно в работе [8], для нулевой температуры ($T = 0$). В случае отсутствия магнитного поля ($B = 0$) такую зависимость можно вычислить как аналитически, так и численно, при этом аналитическая зависимость примет форму

$$v_d = \frac{d\Delta}{2\hbar} \frac{\tau\omega_B}{(1 + \tau^2\omega_B^2)}, \quad (7)$$

где \hbar – постоянная Планка, τ – среднее время рассеяния электронов, $\omega_B = eFd$ – угловая частота блоховских колебаний электрона [1, 8]. Если в общем случае магнитное поле $B \neq 0$, скорость дрейфа $v_d(F)$ можно вычислить только численно [8]. Типичные зависимости скорости дрейфа v_d от электрического поля F в случае отсутствия ($B = 0$) и наличия ($B = 12 \text{ Тл}$, $\theta = 40^\circ$) магнитного поля показаны на рис. 1. Явно видно, что в случае отсутствия магнитного поля такая зависимость содержит только один максимум (связанный с появлением блоховских колебаний [1, 10]), тогда как при наличии магнитного поля появляется несколько максимумов. Первый максимум для самого низкого значения F также связан с появлением блоховских колебаний, а другие появляются из-за резонансного соотношения блоховской и циклотронной частот [8]. Понятно, что появление таких максимумов может быть связано с появлением сложных динамических режимов в полупроводниковых сверхрешетках.

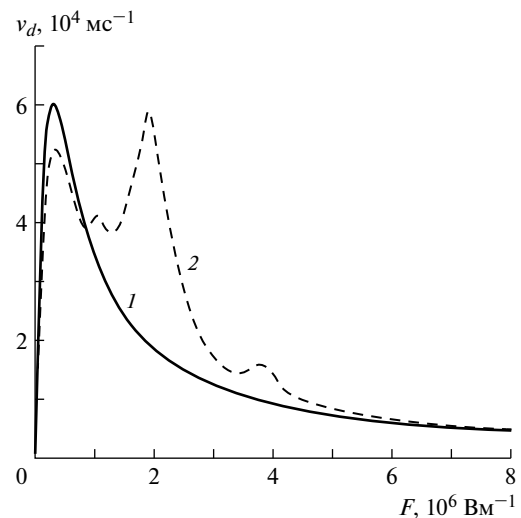


Рис. 1. Зависимости скорости дрейфа v_d от электрического поля F , рассчитанного для $B = 0$ (кривая 1, сплошная линия) и $B = 12 \text{ Тл}$ и $\theta = 40^\circ$ (кривая 2, штриховая линия) для нулевой температуры.

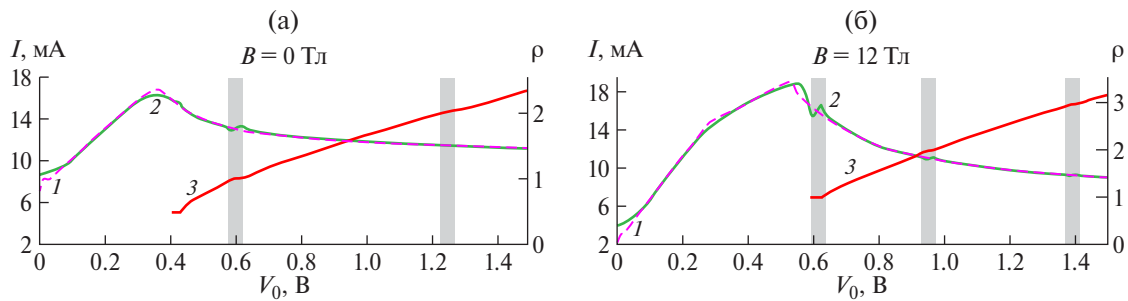


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в отсутствие (кривая 1) и в присутствии (кривая 2) внешнего воздействия ($V_m = 60$ мВ, $f_e = f_0$, где f_0 – собственная частота колебаний тока в сверхрешетке); зависимость отношения ρ (частоты внешней силы и собственной частоте) от напряжения V_0 , приложенного к полупроводниковой сверхрешетке (кривая 3), рассчитаны для $B = 0$ Тл (а) и $B = 12$ Тл и $\theta = 40^\circ$ (б) при $T = 0$ К.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Если напряжение модуляции $V_m = 0$, сверхрешетку можно описать уравнениями (1) – (6). В этом случае, как известно, режимы системы позволяют наблюдать как постоянный ток, так и высокочастотные колебания тока в зависимости от напряжения V_0 , прикладываемого к устройству. При этом момент возникновения генерации колебаний тока соответствует максимальному значению тока на вольт-амперной характеристике. Типичные вольт-амперные характеристики в случае отсутствия и наличия внешнего воздействия показаны на рис. 2: а – $B = 0$; б – к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле $B = 12$ Тл, $\theta = 40^\circ$. Заметно, что при $B = 0$, как в присутствии, так и в отсутствии внешнего воздействия кривые $I(V_0)$ демонстрируют обычное поведение, характеризующееся одним максимумом тока, связанным с появлением одноэлектронных блоховских колебаний в полупроводниковой сверхрешетке. При $B \neq 0$, ситуация изменяется. В этом случае вольт-амперные характеристики демонстрируют большее значение порогового напряжения и максимального постоянного тока. В то же время, несмотря на упомянутые выше различия, в вольт-амперных характеристиках имеются одинаковые ярко выраженные скачки тока в присутствии внешнего воздействия, как в отсутствие, так и в присутствии магнитного поля. Можно предположить, что такие скачки соответствуют синхронным режимам, реализуемым в полупроводниковой сверхрешетке. При этом можно предположить, что режим является синхронным, если рассматриваемая система совершает колебания на частоте внешнего воздействия или кратной ей.

Для характеристики режима, реализуемого в полупроводниковой сверхрешетке, будем вычислять число вращения $\rho = \omega_e / \omega_0$ (где ω_0 – угловая частота колебаний тока в сверхрешетке, ω_e – угловая частота внешней силы). Если $\rho = 1$, то в полупроводниковой сверхрешетке наблюдается

синхронизация 1:1. Если ρ целое, то имеет место синхронизация на гармониках. Рациональные значения ρ соответствуют синхронизации на субгармониках, тогда как иррациональные относятся к асинхронным режимам.

Зависимости числа вращения ρ от напряжения V_0 , приложенного к сверхрешетке (так называемая «чертова лестница») как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля показаны на рис. 2 (кривые 3). «Плато» на чертовой лестнице $\rho = 1, 2, \dots$ соответствуют синхронным режимам (они показаны серыми прямоугольниками). Четко видно, что скачки вольт-амперных характеристик связаны с наступлением синхронного режима.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что слабый внешний периодический сигнал может синхронизировать транспорт электронных доменов в полупроводниковой сверхрешетке в широком диапазоне частот внешнего воздействия. При этом как в отсутствие, так и при наличии наклонного магнитного поля ширина областей синхронизации практически не зависит от отношения внешней и собственной частот, что не является типичным для синхронизации периодических колебаний и может быть связано с богатым спектральным составом колебаний тока в автономной сверхрешетке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 16–32–60059.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14. P. 61.
2. Келдыш Л.В. // Физика твердого тела. 1962. Т. 4. С. 2265.
3. Wacker A. // Phys. Rep. 2002. V. 357. P. 1.

4. Шук А.Я. // ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841.
5. Tsu R. Superlattices to Nanoelectronics. Elsevier, 2005.
6. Fromhold T.M., Patanè A., Bujkiewicz S. et al. // Nature. 2004. V. 428. P. 726.
7. Greenaway M.T., Balanov A.G., Scholl E., Fromhold T.M. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80 P. 205318.
8. Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235311.
9. Москаленко О.И., Короновский А.А., Храмов А.Е., и др. // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19. № 3. С. 143.
10. Balanov A.G., Fowler D., Patane A. et al. // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 026209.