



ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕНОВ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ*

*О.И. Москаленко, А.А. Короновский, А.Е. Храмов,
К.Н. Алексеев, А.Г. Баланов*

В работе исследуется влияние периодического внешнего сигнала на коллективную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке. Показано, что внешнее периодически осциллирующее электрическое поле способно синхронизировать движение доменов высокой концентрации зарядов и таким образом – колебания электрического тока, протекающего через структуру. При этом в плоскости параметров «частота электрического поля – амплитуда электрического поля» возникают «языки синхронизации», чья ширина практически не зависит от отношения частот приложенного поля и собственной частоты следования доменов. Обнаружено, что синхронизация сопровождается резким увеличением поглощения на частоте внешнего поля.

Ключевые слова: Полупроводниковая сверхрешетка, домены заряда, синхронизация.

Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой наноструктуры, состоящие из перемежающихся слоев нескольких (двух и более) полупроводниковых материалов [1]. Из-за разницы в ширине запрещенной зоны в разных полупроводниках, граница зоны проводимости идеальной сверхрешетки периодически модулируется, что создает условия для формирования энергетических «мини-зон» [2, 3]. В присутствии внешних электрических и магнитных полей транспорт электронов в мини-зонах может иметь сложный характер и сопровождаться рядом интересных нетривиальных эффектов, включающих возникновение сверхвысокочастотных блоховских колебаний, динамическую локализацию электронов, отрицательную дифференциальную дрейфовую скорость электронов, циклотрон-блоховские резонансы и динамический хаос.

Одним из способов управления колебаниями заряда в полупроводниковой сверхрешетке является периодическое внешнее воздействие на систему [4–7]. При этом, в зависимости от параметров внешнего воздействия характер динамики заряда может существенно меняться, а при определенных условиях внешнее воздействие

*Статья написана по материалам доклада на IX Международной школе «Хаотические автоколебания и образование структур», Саратов, Россия, 4–9 октября, 2010.

может синхронизовать осцилляции заряда. В этом случае внешнее воздействие сдвигает основную частоту колебаний заряда так, что последняя становится соизмеримой с частотой самого воздействия.

Следует отметить, что явление синхронизации [8–11] имеет важное фундаментальное и практическое значение в самых различных областях науки и техники [12–22], в том числе и при управлении системами сверхвысокочастотной электроники (см., например, [23]).

В рамках настоящей работы изучаются эффекты внешнего периодического воздействия на динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке, в которой реализуется мини-зонный транспорт электронов [1]. В частности, исследуется, как эффекты самоорганизации (подобные синхронизации) влияют на поглощение электромагнитных волн полупроводниковой сверхрешеткой.

Для описания коллективной динамики заряда в полупроводниковой сверхрешетке используется система уравнений Пуассона и непрерывности, которые интегрируются с помощью численных методов. По аналогии с [24] разобьем сверхрешетку на достаточно большое число N узких слоев шириной Δx . В пределах каждого m -го слоя концентрация электронов n_m полагается постоянной.

Предполагаем, что (i) транспорт электронов рассматривается в нижней мини-зоне сверхрешетки в приближении сильной связи; (ii) межзонным туннелированием Ландау–Зинера можно пренебречь; (iii) при определении плотности тока электронов в мезоскопической модели можно пренебречь диффузией; (iv) равновесная концентрация носителей (в отсутствие поля) одинакова для всех слоев решетки. Следует отметить, что подобные приближения широко распространены при моделировании транспорта заряда в полупроводниковых сверхрешетках и во многих случаях хорошо описывают экспериментальные результаты [1, 25].

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 через левую и правую границу m -го слоя, соответственно. В рамках дрейфового приближения, пренебрегая диффузией, запишем плотность тока J_m

$$J_m = en_m v_d(\overline{F_m}), \quad (2)$$

где v_d – дрейфовая скорость электрона для среднего значения напряженности электрического поля $\overline{F_m}$ в слое m [25].

Дрейфовая скорость вычисляется с помощью соотношения

$$v_d = \iiint_V w(\mathbf{p}_0) u_d(\mathbf{p}_0) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z}, \quad (3)$$

где w – вероятность того, что частица имеет некоторый начальный импульс \mathbf{p}_0 из элементарного объема пространства импульсов $dV = dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z}$; $u_d(\mathbf{p}_0)$ – дрейфовая скорость одного отдельно взятого электрона, соответствующая начальному импульсу $\mathbf{p}_0 = (p_{x0}, p_{y0}, p_{z0})$,

$$u_d = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} v_x(t) e^{-t/\tau} dt. \quad (4)$$

Здесь τ – время рассеяния электронов, $v_x(t)$ – x -компонента скорости рассматриваемого электрона, определяемая из уравнений движения электрона в сверхрешетке [3, 26]. В рассматриваемом случае при нулевых начальных условиях ($p_{0x} = 0$, $p_{0y} = 0$, $p_{0z} = 0$)

$$u_d = \frac{d\Delta_0}{2\hbar} \frac{\tau\omega_B}{(1 + \tau^2\omega_B^2)}, \quad (5)$$

где \hbar – постоянная Планка, $\Delta_0 = 19.1$ мэВ – ширина мини-зоны, $d = 8.3$ нм – период сверхрешетки, $\omega_B = eFd/\hbar$ – круговая частота блоховских колебаний электрона (более подробно см. [27]).

В теоретическом полуклассическом рассмотрении часто предполагается больцмановская статистика температурного распределения электронов в энергетических зонах сверхрешетки [28–30]:

$$dw = C \exp\left(-\frac{E(\mathbf{p}_0)}{kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z}, \quad (6)$$

где T – температура в градусах Кельвина; k – постоянная Больцмана, E – кинетическая энергия электронов. Константа C в соотношении (6) определяется из условия нормировки

$$\iiint_V C \exp\left(-\frac{E(\mathbf{p}_0)}{kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z} = 1. \quad (7)$$

Для полупроводниковой сверхрешетки, находящейся в продольном электрическом поле \mathbf{F} (электрическое поле приложено вдоль решетки, чтобы обеспечить направленный дрейф электронов), дисперсионное соотношение между кинетической энергией электрона и импульсом имеет вид [3, 31]:

$$E(\mathbf{p}_0) = \frac{\Delta_0}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{p_{0x}d}{\hbar}\right)\right] + \frac{p_{0y}^2 + p_{0z}^2}{2m^*}, \quad (8)$$

где $m^* = 0.067m_e$ – эффективная масса электрона в полупроводниковом материале (здесь GaAs), m_e – масса свободного электрона. В этом случае соотношение (3) с учетом формул (6)–(8) примет вид

$$v_d(T) = C \iiint_V u_d(\mathbf{p}_0) \exp\left(-\frac{E(\mathbf{p}_0)}{2kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z}, \quad (9)$$

а нормировочный множитель, найденный из условия (7),

$$C = \frac{d \exp\left(\frac{\Delta_0}{2kT}\right)}{4\pi^2 \hbar m^* kT I_0\left(\frac{\Delta_0}{2kT}\right)}, \quad (10)$$

где $I_n(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя. В рассматриваемом случае интеграл (9) может быть вычислен аналитически, а дрейфовая скорость будет иметь вид

$$v_d = \frac{d\Delta_0}{2\hbar} \frac{\tau\omega_B}{(1 + \tau^2\omega_B^2)} \frac{I_1\left(\frac{\Delta_0}{2kT}\right)}{I_0\left(\frac{\Delta_0}{2kT}\right)}. \quad (11)$$

Для каждого слоя m справедливо дискретное представление уравнение Пуассона

$$F_{m+1} = \frac{e\Delta x}{\varepsilon_0\varepsilon_r} (n_m - n_D) + F_m, \quad m = 1 \dots N, \quad (12)$$

в котором $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ описывает равновесную концентрацию электронов, определяемую уровнем легирования, а ε_0 и $\varepsilon_r = 12.5$ обозначают электрическую постоянную и относительную диэлектрическую проницаемость материала, соответственно.

Если предположить омические контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки, то плотность тока через эмиттер J_0 будет определяться проводимостью контакта σ : $J_0 = \sigma F_0$, а напряженность электрического поля F_0 может быть найдена из уравнения Кирхгофа

$$V = U + \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^N (F_m + F_{m+1}), \quad (13)$$

где V – напряжение, приложенное к сверхрешетке, U описывает падение напряжения на контактах. В случае наличия внешнего воздействия на сверхрешетку напряжение V определяется соотношением

$$V = V_0 + V_m \cos(\omega_e t + \varphi_0), \quad (14)$$

где V_0 – постоянная разность потенциалов, приложенная к полупроводниковой наноструктуре, V_m – амплитуда внешнего воздействия, ω_e – круговая частота внешнего воздействия, φ_0 – начальная фаза. Таким образом, внешнее воздействие на полупроводниковую сверхрешетку реализуется путем модуляции приложенного к ней напряжения, создающего продольное электрическое поле. При этом разность потенциалов V_0 выступает в качестве управляющего параметра, определяющего динамический режим в автономной системе. С учетом формирования слоев повышенной концентрации заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешетки падение напряжения U определяется соотношением [25]

$$U = F_0(\Delta x_l - \Delta x_s) + F_0(\Delta x_l - \Delta x_q) + F_1\Delta x_s + F_{N+1}\Delta x_q + \quad (15)$$

$$+ F_{N+1}\Delta x_q - \frac{en_0(\Delta x_q)^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} + \sigma F_0 S R_c.$$

Здесь Δx_l определяет длину контактов, Δx_s и Δx_q задают протяженность области повышенной и пониженной концентрации электронов вблизи контактов, n_0 – концентрация электронов в контактном слое, S – площадь контакта, а R_c – контактное сопротивление, учитывающее сопротивление измерительной линии. Зная плотность тока в каждом слое, можно вычислить силу тока, протекающего через сверхрешетку

$$I(t) = \frac{S}{N+1} \sum_{m=0}^N J_m, \quad (16)$$

соответствующую той, которую можно измерить в реальном эксперименте.

На основе построенной модели исследуем, как амплитуда и частота внешнего воздействия влияют на колебания заряда в полупроводниковой сверхрешетке, уделяя

особое внимание синхронизации колебаний заряда внешним воздействием. При этом под синхронизацией понимаем такой режим, при котором колебания в рассматриваемой системе осуществляются на частоте внешнего воздействия или на частотах, связанных рационально с частотой внешнего воздействия [11].

На рис. 1 приведены области синхронных колебаний на плоскости «частота $f_e = \omega_e/2\pi$ – амплитуда V_m внешнего воздействия» для полупроводниковой сверхрешетки, находящейся при нулевой температуре. Постоянное напряжение, приложенное к полупроводниковой наноструктуре, V_0 было выбрано равным 510 мВ, что соответствует ре-

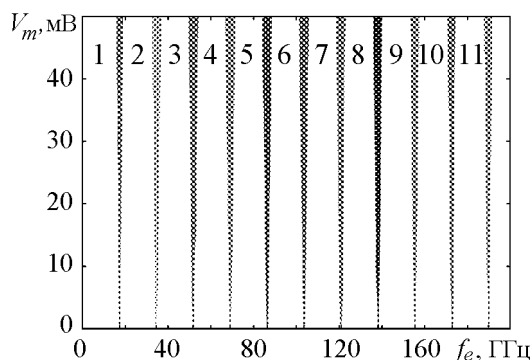


Рис. 1. Карта режимов на плоскости «частота внешнего воздействия – амплитуда внешнего воздействия» для полупроводниковой сверхрешетки, находящейся при нулевой температуре. Градациями серого показаны области синхронизации, соответствующие значениям $\rho = 1, 2 \dots 11$, приведенным рядом с соответствующими областями синхронизации

жиму формирования доменов в автономном режиме. Для того чтобы охарактеризовать наблюдающийся колебательный режим, используется величина $\rho = \omega_e/\omega$ (где ω – циклическая частота колебаний тока в сверхрешетке, ω_e – циклическая частота внешнего воздействия), называемая числом вращения. Число вращения ρ характеризует наблюдающийся режим колебаний: целые значения соответствуют основным синхронным режимам (так, $\rho = 1$ соответствует режиму синхронизации «один к одному», когда в системе устанавливаются колебания на частоте внешнего воздействия), иррациональные значения свидетельствуют об асинхронном режиме в исследуемой системе.

Как следует из рис. 1, на котором области синхронных режимов $\rho = 1, 2, \dots$ выделены градиациями серого, дрейф доменов заряда в полупроводниковой сверхрешетке может быть синхронизован внешним гармоническим сигналом в широком диапазоне частот f_e . При этом ширина области синхронизации практически не зависит от значений числа вращения ρ , что является нетипичным для синхронизации периодических колебаний.

Рис. 2 иллюстрирует пространственно-временную динамику концентрации заряда $n(x, t)$ и соответствующие колебания тока $I(t)$ в отсутствие внешнего воздействия, а также для случаев синхронного и асинхронного режимов, реализующихся в системе в результате внешнего воздействия. В отсутствие внешнего воздействия приложенное напряжение $V_0 = 510$ мВ приводит к возникновению и дрейфу областей (доменов) высокой концентрации заряда (рис. 2, а). Прибытие домена на коллектор приводит к резкому увеличению тока через решетку, что инжектирует в систему новый домен, который, в свою очередь, также начинает дрейфовать к коллектору и, таким образом, процесс повторяется. В результате, в сверхрешетке возникают периодические релаксационные автоколебания тока, подобные приведенным на рис. 2, б.

В зависимости от частоты f_e и амплитуды V_m внешнее периодическое воздействие может по-разному влиять на автономную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке. В случае синхронизации колебания заряда и тока по-прежнему

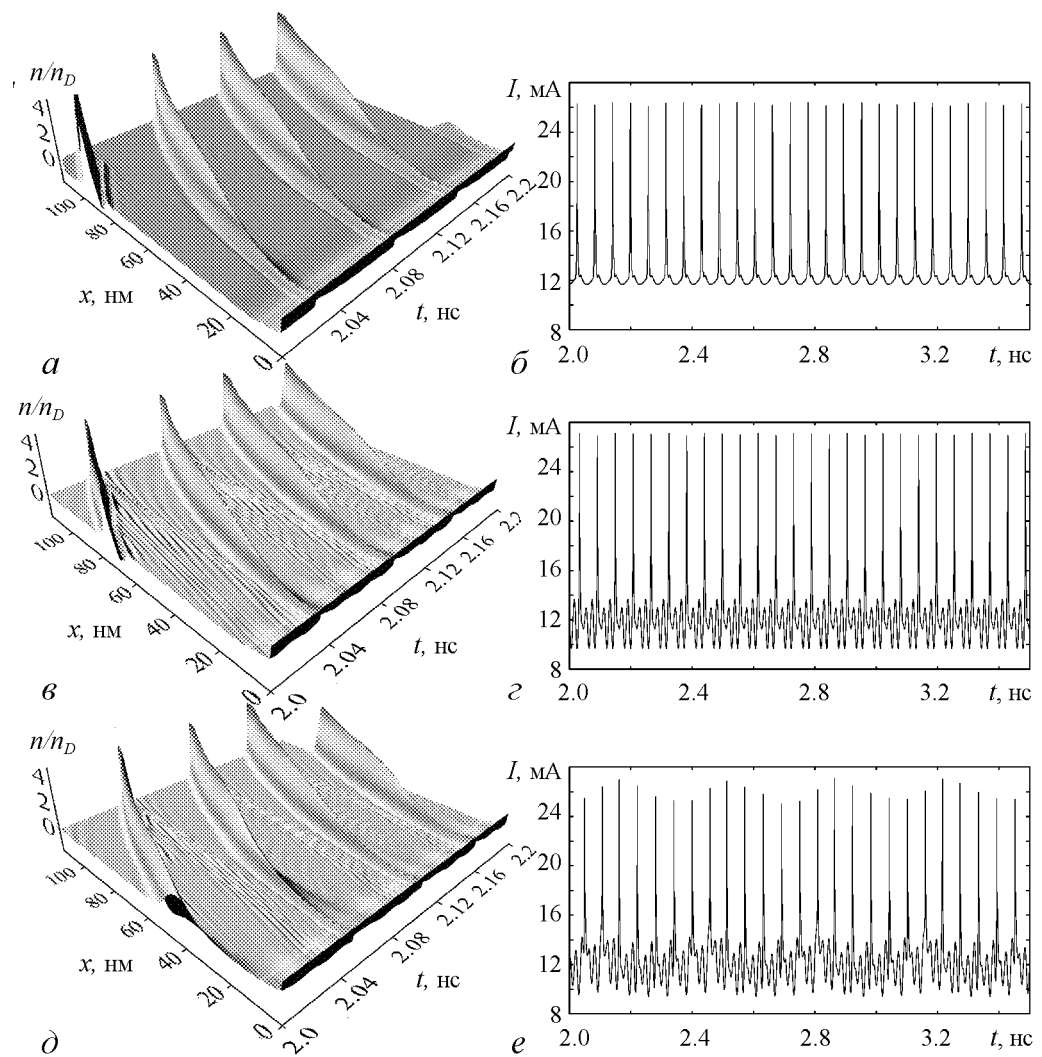


Рис. 2. Пространственно-временная динамика концентрации заряда $n(x,t)/n_D$ (а, в, д) и соответствующие колебания тока $I(t)$ (б, з, е) в отсутствие внешнего воздействия (а, б), а также для случая синхронизации при $\rho = 3$ (в, з) и в отсутствие синхронизации при $\rho = 2.84$ (д, е); $V_0 = 510$ мВ, $V_m = 50$ мВ

носят периодический характер, однако их частота становится рационально связанной с частотой внешнего воздействия f_e (рис. 2, в, з). При этом в асинхронном режиме динамика системы становится квазипериодической (рис. 2, д, е). Такой режим характеризуется двумя несоизмеримыми временными масштабами и проявляется в характерной амплитудной модуляции колебаний.

Спектральные плотности мощности колебаний тока в отсутствие внешнего воздействия, а также в синхронном и асинхронном режимах приведены на рис. 3. Как можно видеть из сравнения рис. 3, а, б и в, в случае синхронизации частота колебаний тока подстраивается под внешнее воздействие, при этом мощность колебаний на частоте воздействия, позиция которой на рисунке показана стрелкой, резко возрастает. В асинхронном режиме подстройка частоты колебаний тока к частоте внешнего воздействия и резкое увеличение мощности одной из гармоник не происходит, и спектр представляет собой набор гармоник двух несоизмеримых частот и их комбинации.

Резкое увеличение мощности колебаний на частоте внешнего воздействия при синхронизации позволяет предположить, что синхронизация существенно усиливает поглощение мощности на частоте внешнего воздействия. Чтобы оценить такое поглощение, вводилась следующая величина:

$$A(\omega_e) = \langle I(t) \cos(\omega_e t) \rangle_t, \quad (17)$$

где $\langle \cdot \rangle_t$ обозначает усреднение по бесконечному интервалу времени, $I(t)$ – ток, возникающий в сверхрешетке под действием полного приложенного к ней напряжения (14). Величина $A(\omega)$ напрямую с связана с коэффициентом поглощения, традиционно используемым в оптических и СВЧ-измерениях. При этом $A > 0$ означает поглощение на данной частоте, а $A < 0$ соответствует вынужденному (стимулированному) излучению на частоте ω_e в перпендикулярном к сверхрешетке направлении [6].

На рис. 4 приведена зависимость числа вращения ρ от частоты внешнего воздействия (так называемая «чертова лестница») и соответствующая ей зависимость абсорбции A для сверхрешетки, находящейся в режиме генерации доменов заряда, когда наблюдаются колебания тока, протекающего через сверхрешетку. Значения управляющих параметров выбраны теми же самыми, что и при построении областей режимов синхронных колебаний на плоскости управляющих параметров (ср. с рис. 1). «Полочки» на «чертовой лестнице» $\rho = 1, 2, \dots$ соответствуют областям синхронных режимов. Из рисунка видно, что в режиме синхронизации колебаний тока в сверхрешетке наблюдается резкое увеличение абсорбции A , что соответствует интенсивному поглощению энергии внешнего воздействия. Интересно также отметить, что и в асинхронных режимах колебаний величина абсорбции также оказывается положительной, что свидетельствует об

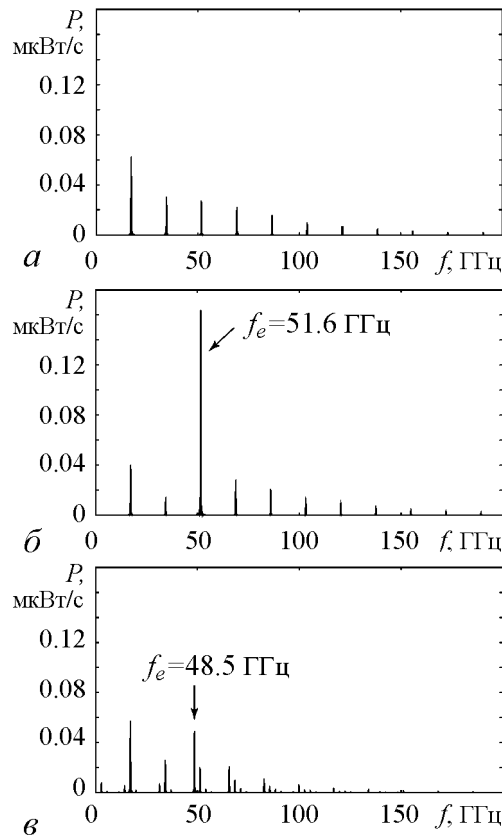


Рис. 3. Спектральная плотность мощности колебаний тока $P(f)$ в полупроводниковой сверхрешетке в отсутствие внешнего воздействия $V_m = 0$ (а); для синхронного режима при $V_0 = 510$ мВ, $V_m = 50$ мВ, $f_e = 51.6$ ГГц ($\rho = 3$) (б); для асинхронного режима при $V_0 = 510$ мВ, $V_m = 50$ мВ, $f_e = 48.5$ ГГц ($\rho = 2.84$) (в). Стрелками на рисунках (б, в) указаны пики в спектре, соответствующие частоте внешнего воздействия. См. также рис. 2

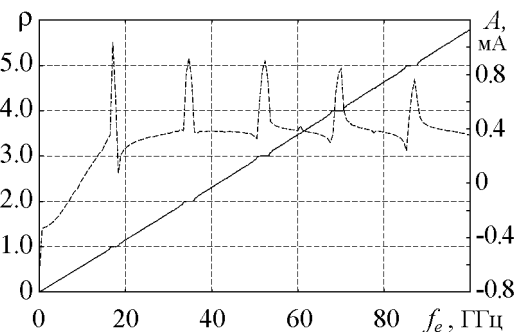


Рис. 4. Зависимость числа вращения ρ (сплошная линия) и величины абсорбции A (пунктирная линия) от частоты внешнего воздействия f_e (показана линейная частота). Значения управляющих параметров $V_0 = 510$ мВ, $V_m = 30$ мВ, $T = 0$ К

ослаблении внешнего сигнала в полупроводниковой наноструктуре, хотя это ослабление оказывается не столь ярко выраженным, как в случае синхронизации.

Таким образом, слабый внешний периодический сигнал может эффективно синхронизовать движение доменов в полупроводниковой сверхрешетке в широком диапазоне частот воздействия. Примечательно, что ширина зон синхронизации практически не зависит от отношения частот следования доменов и воздействия, что необычно с точки зрения теории синхронизации и может быть связано с богатым спектральным составом колебаний тока в автономной сверхрешетке (см. рис. 3, *a*). Здесь следует отметить, что вопрос о ширине зоны синхронизации на разных гармониках лежит в сфере проблем теории синхронизации и до сих пор является не решенным для общего случая. Вместе с тем, во многих работах (см., например, [11] и список литературы к ней) наблюдались корреляции зависимости ширины зоны синхронизации (при фиксированной силе внешнего воздействия) и мощности соответствующей гармоники в спектре невозмущенной системы: чем выше мощность невозмущенной гармоники, тем шире зона синхронизации на ней. В нашем случае спектр колебаний, которые синхронизируются внешним воздействием, имеет богатый состав с многими мощными гармониками. В этой связи, хотя мы и не можем математически точно обосновать почти не меняющуюся ширину зон синхронизации, но можем предположить, что это связано с богатым спектральным составом невозмущенных колебаний. Следует также подчеркнуть, что синхронизация сопровождается резким ростом поглощения на частоте внешнего воздействия. Последнее делает использование внешнего периодического воздействия перспективным не только для управления динамикой заряда, но и для измерения частоты следования доменов.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-02-92624-КО_а) и Президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-3407.2010.2). А.А.К. благодарит также ФНП «Династия» за финансовую поддержку.

Библиографический список

1. *Wacker R.* Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport // *Physics Reports*. 2002. Vol. 357. P. 1.
2. *Келдыш Л.В.* Свойства полупроводниковых сверхрешеток // *Физика твердого тела*. 1962. Т. 4. С. 2265.
3. *Esaki L., Tsu R.* Superlattices and negative differential conductivity in semiconductors // *IBM Journal of Research and Development*. 1970. Vol. 14, № 1. P. 61.
4. *Schomburg E., Hofbeck K., Scheuerer R. et al.* Control of the dipole domain propagation in a GaAs/AlAs superlattice with a high-frequency field // *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65. P. 155320.
5. *Jappsen A.-K., Wacker A., Schöll E., Schomburg E.* High-frequency impedance of driven superlattices // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 92. P. 3137.
6. *Hyart T., Alekseev K., Thuneberg E.* Bloch gain in dc-ac-driven semiconductor superlattices in the absence of electric domains // *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*. 2008. Vol. 77, № 16. P. 165330.
7. *Hyart T., Alexeeva N.V., Mattas J., Alekseev K.* Terahertz bloch oscillator with a modulated bias // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 140405.

8. *Блехман И.И.* Синхронизация в природе и технике. М.: Наука, 1981.
9. *Landa P.S., Rosenblum M.G.* Synchronization and chaotization of oscillations in coupled self-oscillating systems // *Appl. Mech. Rev.* 1993. Vol. 46, № 7. P. 414.
10. *Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., и др.* Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах М.; Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
11. *Balanov A.G., Janson N.B., Postnov D.E., Sosnovtseva O.V.* Synchronization: from simple to complex. Springer, 2009.
12. *Glass L.* Synchronization and rhythmic processes in physiology // *Nature (London)*. 2001. Vol. 410. P. 277.
13. *Anishchenko V.S., Balanov A.G., Janson N.B. et al.* Entrainment between heart rate and weak nonlinear forcing // *Int. J. Bifurcation and Chaos*. 2000. Vol. 10, № 10. P. 2339.
14. *Parmananda P.* Generalized synchronization of spatiotemporal chemical chaos // *Phys. Rev. E*. 1997. Vol. 56. P. 1595.
15. *Blasiusc B., Stone L.* Chaos and phase synchronisation in ecological systems // *Int. J. Bifurcation and Chaos*. 2000. Vol. 10, № 10. P. 2361.
16. *Palus M., Kurths J., Schwarz U. et al.* Is the solar activity cycle synchronized with the solar inertial motion? // *Int. J. Bifurcation and Chaos*. 2000. Vol. 10, № 11. P. 2519.
17. *Murali K., Lakshmanan M.* Transmission of signals by synchronization in a chaotic van der Pol–Duffing oscillator // *Phys. Rev. E*. 1993. Vol. 48, № 3. R1624.
18. *Дмитриев А.С., Панас А.И.* Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
19. *Anishchenko V.S., Pavlov A.N.* Global reconstruction in application to multichannel communication // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 57. P. 2455.
20. *Pyragas K.* Synchronisation of coupled time-delay systems: analytical estimations // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 58, № 3. P. 3067–3071.
21. *Суото К., Oppenheim A.V.* Circuit implementation of synchronized chaos with applications to communications // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71, № 1. P. 65.
22. *Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е.* О применении хаотической синхронизации для скрытой передачи информации // *Успехи физических наук*. 2009. Т. 179, № 12. С. 1281.
23. *Трубецков Д.И., Короновский А.А., Храмов А.Е.* Синхронизация распределенных автоколебательных систем электронно-волновой природы с обратной волной // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2004. Т. XLVII, № 5–6. С. 343.
24. *Greenaway M.T., Balanov A.G., Schöll E., Fromhold T.M.* Controlling and enhancing terahertz collective electron dynamics in superlattices by chaos-assisted miniband transport // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 80. P. 205318.
25. *Fromhold T.M., Patane A., Bujkiewicz S. et al.* Chaotic electron diffusion through stochastic webs enhances current flow in superlattices // *Nature*. 2004. April. Vol. 428. P. 726.
26. *Balanov A. G., Fowler D., Patane A. et al.* Bifurcations and chaos in semiconductor superlattices with a tilted magnetic field // *Phys. Rev. E*. 2008. Vol. 77, № 2. P. 026209.
27. *Баланов А.Г., Короновский А.А., Сельский А.О., Храмов А.Е.* Влияние температуры на дрейфовую скорость электронов в полупроводниковой сверхрешетке

в продольном электрическом и наклонном магнитном полях // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 3. С. 128.

28. *Игнатов А.А., Шаикин В.И.* Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 935.
29. *Басс Ф.Г., Зорченко В.В., Шашора В.И.* Штрак-циклотронный резонанс в полупроводниках со сверхрешеткой // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31, № 6. С. 345.
30. *Басс Ф.Г., Зорченко В.В., Шашора В.И.* К теории гальваномагнитных и высокочастотных явлений в полупроводниках со сверхрешеткой // Физика и техника полупроводников. 1981. Т. 15. С. 459.
31. *Шик А.Я.* Сверхрешетки–периодические полупроводниковые структуры // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. С. 1841.

*Саратовский госуниверситет
Loughborough University, UK*

*Поступила в редакцию 17.12.2010
После доработки 4.04.2011*

EFFECT OF EXTERNAL PERIODIC FORCE ON THE DYNAMICS OF THE CHARGE DOMAINS IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE

O.I. Moskalenko, A.A. Koronovskii, A.E. Hramov, K.N. Alekseev, A.G. Balanov

Periodic external signal effect on the collective dynamics of charge in semiconductor superlattice is studied. It is shown, that periodically-oscillating external electrical field can be to synchronize the transport of domains of the high density of charge as well as oscillations of electrical current flowing through the superlattice. At this, the synchronization tongues are occurred in the control parameter «frequency of electrical field – electrical field amplitude» plane, and the width of such tongues does not almost depend on the frequency of external field and proper frequency of the domain follow ratio. Synchronization is shown to be accompanied by the sharp increase of absorption on the frequency of external field.

Keywords: Semiconductor superlattice, charge domains, synchronization.



Москаленко Ольга Игоревна – родилась в Саратове (1984). Окончила факультет нелинейных процессов Саратовского госуниверситета (2006), кандидат физико-математических наук (2008). Доцент кафедры физики открытых систем СГУ, старший научный сотрудник лаборатории физики нелинейных явлений отделения физики нелинейных систем НИИ Естественных наук СГУ. Область научных интересов – исследование классической и хаотической синхронизации в нелинейных системах; применение непрерывного вейвлет- и фурье-анализа к проблеме хаотической синхронизации в системах с малым числом степеней свободы и пространственно-распределенных средах; изучение обобщенной синхронизации в системах с однонаправленной и взаимной связью и ее возможных приложений; влияние шума на установление синхронных режимов; применение хаотической синхронизации для скрытой передачи информации; исследование кооперативных явлений в сетях со сложной топологией; анализ хаотической синхронизации в сложных сетях. Автор более 20 статей в центральных реферируемых отечественных и зарубежных научных журналах.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: moskalenko@nonlin.sgu.ru



Алексеев Кирилл Николаевич – кандидат физико-математических наук, специалист в области теоретической физики. В настоящее время на постоянной основе работает в университете Лафборо (Великобритания).



Баланов Александр Геннадьевич – родился в Саратове (1973), окончил Саратовский государственный университет (1995). После окончания СГУ работал инженером в том же университете. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2000). В настоящее время на постоянной основе работает в университете Лафборо (Великобритания), по совместительству является ведущим научным сотрудником СГУ. Научные интересы – нелинейная динамика классических и квантовых систем. Опубликовал около 100 научных работ по вышеуказанной тематике.

England, Loughborough, LE11 3TU
Loughborough University
E-mail: a.balanov@lboro.ac.uk