

НЕЗАТУХАЮЩИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ И ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС ПРИ ПРИМЕСНОМ ПРОБОЕ ПОЛУПРОВОДНИКА В РЕЖИМЕ ЗАДАННОГО ТОКА

З.С.Качлишвили, К.М.Джандиери

Тбилисский государственный университет, факультет физики
380028 Тбилиси, Грузия

Поступила в редакцию 26 января 1998 г.

Теоретически показано, что в компенсированном полупроводнике в условиях примесного пробоя возникают хаотические колебания холловского поля, постоянной Холла и магнитосопротивления. Показано, что переход в хаотический режим происходит по известному сценарию Фейгенбаума.

PACS: 05.45.+b, 72.20.-i

Экспериментальные и теоретические исследования последнего времени показывают, что эффект примесного электрического пробоя открывает широкие возможности для наблюдения нелинейного поведения полупроводниковых систем [1–4]. Характер нелинейной динамики зависит от различных внешних и внутренних параметров системы. Среди них одним из важнейших параметров является магнитное поле. По этой причине представляется интересным выяснить условия, которые способствуют возникновению незатухающих, в том числе и хаотических, колебаний в полупроводнике при наличии магнитного поля.

Рассмотрим компенсированный полупроводник n -типа, включенный последовательно с сопротивлением нагрузки R и с батареей постоянного тока с электродвижущей силой \mathcal{E} . Неквантующее магнитное поле H приложено перпендикулярно к электрическому полю. Задача рассматривается в режиме заданного тока (режим заданного поля исследован в работе [5]).

Предложен новый подход к описанию нелинейной динамики системы горячих электронов, основная идея которого состоит в рассмотрении диэлектрической релаксации как приложенного (E_x), так и холловского (E_y) полей (оба эти процесса определяют диэлектрическую релаксацию полного, греющего поля E). Соответствующая математическая модель дается уравнениями

$$\frac{dn}{dt} = -a(z)n^2 + b(z)n + d, \quad (1)$$

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{4\pi L}{\varepsilon SR} [\zeta - E_x - \frac{eSR}{L} (\mu_1(Z)E_x + \mu_2(z)E_y)], \quad (2)$$

$$\frac{dE_y}{dt} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n [\mu_2(z)E_x - \mu_1(z)E_y], \quad (3)$$

$$\frac{dZ}{dt} = -\frac{Z - Z_0(E)}{\tau_d}. \quad (4)$$

Здесь

$$a(z) = A_I(z) + B_T(z), \quad b(z) = -G - B_T N_d C + A_I N_d (1 - C),$$

$$d = G N_d (1 - C), \quad G = j\sigma + A_T, \quad \zeta = \mathcal{E}/L,$$

n - концентрация свободных электронов, A_I и B_T - коэффициенты ударной ионизации и тепловой рекомбинации, а $j\sigma$ и A_T - темпы оптической и тепловой генерации с донорных уровней, S - поперечное сечение образца, L - его длина вдоль E_x , ϵ - диэлектрическая проницаемость образца, μ_1 и μ_2 - продольная и поперечная подвижности.

Уравнение (1) описывает генерационно-рекомбинационные процессы с мелких донорных уровней с концентрацией N_d при степени компенсации $C = N_A/N_d$ (N_A - концентрация компенсирующих акцепторов), а уравнение (4) - запаздывание безразмерной электронной температуры $Z = T_e/T$ (T - температура решетки) относительно изменения E , τ_d - время запаздывания, стационарное значение $Z = Z_0(E)$, для каждого значения E определяется из уравнения баланса энергии.

Как легко убедиться из уравнений (2) и (3), при $L/SR \ll \sigma_1$, где $\sigma_1 = en\mu_1$, характерные времена релаксации E_x и E_y имеют одинаковый порядок $\tau_1 \sim \epsilon/4\pi\sigma_1$. При выполнении обратного неравенства релаксация холловского поля по-прежнему характеризуется временем τ_1 , а релаксация приложенного поля - временем $\tau_2 \sim \epsilon SR/4\pi L \equiv \bar{C}R$, где \bar{C} - емкость, обусловленная накоплением заряда на основных контактах образца, причем $\tau_2 \ll \tau_1$, то есть релаксация E_x происходит гораздо быстрее, чем релаксация E_y . Отметим, что даже в этом случае время запаздывания электронной температуры (τ_d) намного меньше, чем времена релаксации n , E_x и E_y . Поэтому с хорошей точностью можно считать, что при изменении E значение $Z = Z_0(E)$ устанавливается мгновенно, то есть при рассмотрении динамики системы горячих электронов можно ограничиться уравнениями (1) - (3). Следовательно, получается задача в трехмерном фазовом пространстве.

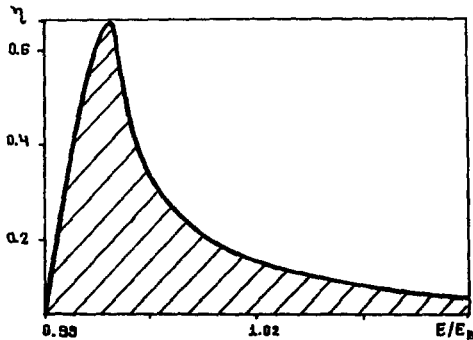


Рис.1. Бифуркационная диаграмма на плоскости $(E/E_B, \eta)$

Рассмотрим случай сильных магнитных полей $\omega_c^2\tau^2 \gg 1$, где ω_c - циклотронная частота, а τ - время релаксации импульса. С применением теории бифуркации на основе условия Раussa - Гурвица можно получить необходимое и достаточное условие возникновения незатухающих автоколебаний в полупроводнике, которое имеет следующий вид:

$$\frac{A_I}{C} \frac{1}{E/E_B - 1} > \frac{\beta (2 + \alpha m)(1 + \alpha m + 1/\gamma^2)}{H^2 1/\gamma^2 - (1 + \alpha m + a/W\mu_1)}. \quad (5)$$

Здесь $\alpha = E \cdot Z'_0(E)/Z$, $m = Z \cdot \mu'_1(z)/\mu_1$, $\gamma = \mu_1/\mu_2$, $W = 4\pi e/\epsilon$, а $\beta = H^2 W \mu_1$ (при $\omega_c^2\tau^2 \gg 1$ имеем $\mu_1 \sim 1/H^2$ и β не зависит от H).

Все значения берутся в точке пробоя, за исключением значения E в знаменателе левой части (5), E_B - напряженность поля пробоя. Штрихами обозначены производные соответствующих величин.

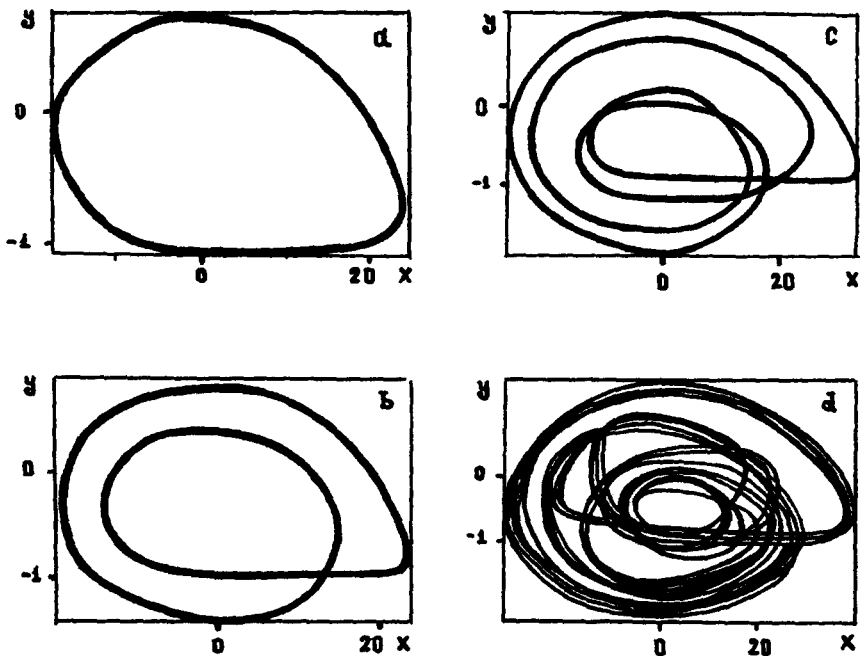


Рис.2. Фазовые портреты системы на плоскости (x, y) для следующих значений η : а) 0.04, б) 0.034, в) 0.028, д) 0.02

Как видно из (5), условие возникновения незатухающих колебаний выполняется тем лучше, чем ближе значение E к точке пробоя. Сильное магнитное поле и доминирование рассеяния импульса на ионах примеси также облегчают выполнение условия (5).

Поскольку при $\omega_c^2 \tau^2 \gg 1$ имеем

$$\gamma \approx \frac{32}{9\pi} \frac{1}{\omega_c \tau}, \frac{1}{\omega_c \tau}, \frac{32}{3\pi} \frac{1}{\omega_c \tau}$$

при рассеянии импульса на акустических фононах, на нейтральных и ионизированных атомах примеси, соответственно, выполнение условия $\gamma \ll 1$ вполне реально. В этом случае условие (5) принимает гораздо простой вид:

$$\frac{A_I}{C} \frac{1}{E/E_B - 1} > \frac{\beta}{H^2} (2 + \alpha m). \quad (6)$$

На рис.1 приведена бифуркационная диаграмма на плоскости $(E/E_B, \eta)$, где величина $\eta = E_x / (\zeta - E_x)$ выступает в роли одного из бифуркационных параметров. Указанная диаграмма получена с помощью численных расчетов для n -Ge при следующих значениях параметров: $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $C = 0.95$, $H = 5 \cdot 10^4 \text{ Гс}$, $G = 10^3 \text{ с}^{-1}$. В уравнении баланса энергии учитываются потери энергии на акустических фононах (соответствующий темп дается известной формулой Шокли), а также потери на возбуждение и ионизацию атомов примеси [6]. На диаграмме выделена заштрихованная область, которая соответствует точкам равновесия типа седло-фокус, то есть незатухающим автоколебаниям в системе. В этой области изучены колебания холловского

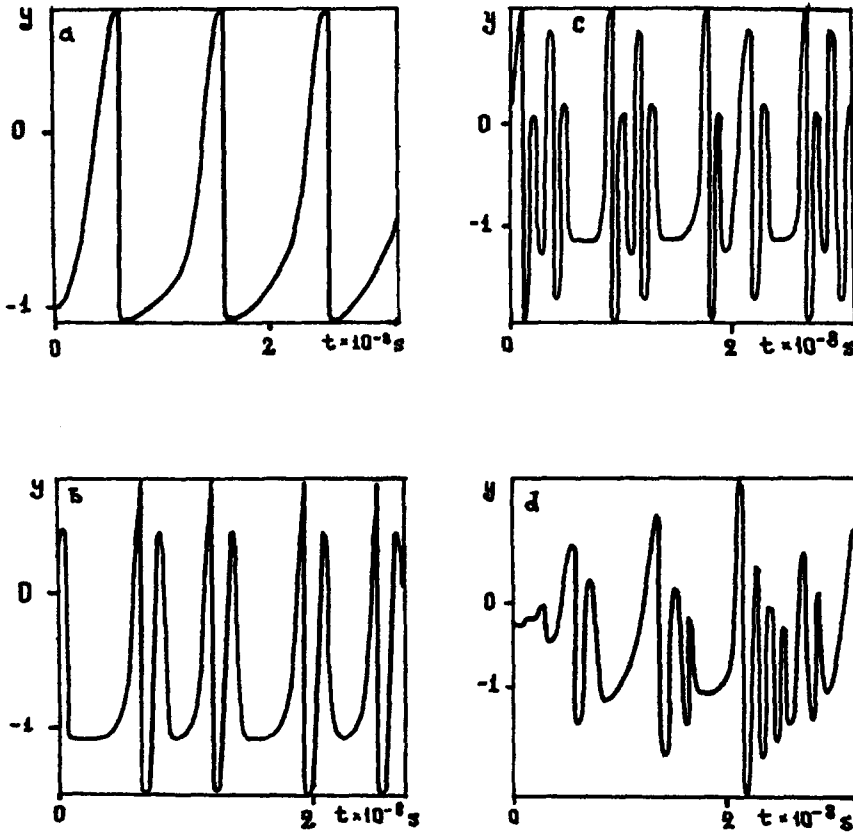


Рис.3. Колебания y для тех же значений η , что и на рис.2

поля, магнитосопротивления и постоянной Холла. Меняя значение η от 0.04 до 0.02 при фиксированном значении $E/E_B = 1.009$ ($E_B = 834.21$ В/см), получаем переход в хаотический режим через удвоение периода, характерный для сценария Фейгенбаума. На рис.2 даются соответствующие фазовые портреты на плоскости (x, y) , где $x = (E_x - E_x^*)/E_x^*$, а $y = (E_y - E_y^*)/E_y^*$ (E_x^* и E_y^* – равновесные значения E_x и E_y) для тех же значений небифуркационных параметров, что и на рис.1, а на рис.3 в качестве примера приведена соответствующая временная эволюция холловского поля.

В заключение авторы выражают свою благодарность И.П.Звягину за интерес к работе и обсуждение результатов.

1. K.Yamada, N.Takara, H.Imada et al., Solid State Electronics **31**, 809 (1988).
2. D.G.Seiler, C.L.Littler, R.J.Justice, and P.W.Milonni, Phys. Lett. **108 A**, 462 (1985).
3. Y.Abe, Solid State Electronics **31**, 795 (1988).
4. A.Brandl, T.Geisel, and W.Prettl, Europhys. Lett. **3**(4) (1990).
5. К.М.Джандиери, З.С.Качлишвили, Письма в ЖТФ **23**, 16 (1997).
6. Z.S.Kachlishvili, Phys. Stat. Sol. (b) **48**, 65 (1971).