

- [1] Вайсс Г. Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение М., 1974. 384 с.
 [2] Добровольский В. Н., Кролевец А. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 3—12.
 [3] Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 192 с.

Киевский государственный
 университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 27.11.1989
 Принято к печати 8.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ

Качлишвили З. С., Кезерашвили И. Д.

За последние годы несомненно возрос интерес к хаотическому поведению полупроводниковых систем. Экспериментально такое поведение наблюдалось Тейтсвордом с соавт. [1] в допробивной области освещенного p -Ge в температурном интервале от 1.5 до 4.2 К, Хелдом с соавт. [2] в двойко инжектированных образцах Ge при температуре 77 К, Аюки и Ямамато [3], которые изучали неустойчивость токовых шнуров в эпитаксиально выращенных образцах n -GaAs при температуре 4.2 К, и Пейнком с соавт. [4] в образцах неосвещенного p -Ge в температурном интервале от 1.7 до 4.2 К с участием и без участия магнитного поля. Имеются и теоретические работы, предсказывающие хаотическое поведение полупроводниковых систем в различных условиях. В работе [5] авторы рассматривают поведение носителей заряда в полупроводнике, содержащем мелкие доноры и два типа примесей с более глубокими уровнями, при наличии греющего электрического поля. Рекомбинация осуществляется через отталкивающие центры. Показано, что с учетом тока смещения в такой системе могут возникать стохастические автоколебания тока и напряженности поля. В работе [6] исследуется аналогичная задача для случая трех типов рекомбинационных центров. Механизм, предложенный авторами [5, 6], является интересным, но не может иметь отношение к указанным выше экспериментальным фактам. Проведенный в работе [7] анализ уравнений сохранения полного тока и баланса для концентраций свободных носителей при сохранении квазинейтральности показал, что хаос, по мнению авторов, может реализоваться только в случае, когда вероятность ударной ионизации является немонотонной функцией электрического поля. В работе [8] показано, что такая зависимость коэффициента ударной ионизации электрического поля может реализоваться в условиях охлаждения носителей заряда электрическим полем, при этом возникает отрицательное дифференциальное сопротивление N -типа. Показано, что в зависимости от степени компенсации N -образность может возникать в допробивной и запробивной областях полей.

В данной работе предлагается новый механизм, порождающий хаотическое поведение концентраций носителей и электрического поля. Показано, что в освещенных полупроводниках стохастичность может проявляться в допробивной и запробивной областях полей, а в случае неосвещенного полупроводника — только в запробивной области полей. Этим механизмом является процесс запаздывания ударной ионизации относительно изменения электрического поля. Запаздывание существенно при близких к насыщению дрейфовых скоростях [9]. Полученные результаты могут быть применены для объяснения ряда отмеченных выше экспериментальных фактов.

Основными уравнениями являются уравнение кинетики электронов для «вымороженного», частично компенсированного полупроводника n -типа

$$\frac{dn}{dt} = J\sigma(N_D - N_A - n) + A_I(N_D - N_A - n)n - B_T(N_A + n)n, \quad (1)$$

первый член описывает световую генерацию с донорного уровня, A_I и B_T — темпы ударной ионизации и тепловой рекомбинации соответственно, N_D , N_A и n — концентрации доноров, акцепторов и свободных электронов; уравнение, описывающее процесс запаздывания

$$\frac{dA_I}{dt} = -\frac{A_I - A_I^0(E)}{\tau}, \quad (2)$$

$A_I^0(E)$ — равновесное значение коэффициента ударной ионизации, τ — время запаздывания; и уравнение для напряженности поля [6]

$$EL + \left(\sigma'E + \frac{\varepsilon^{**}}{4\pi} \frac{dE}{dt} \right) SR = \mathcal{E}, \quad (3)$$

E — напряженность электрического поля, \mathcal{E} — ЭДС батарей постоянного тока, L — длина образца вдоль тока, $\sigma' = en\mu$ — электропроводность образца (n и μ зависят от E), $\varepsilon^{**} = \varepsilon_0 + 4\pi CL/S$, S — поперечное сечение образца, C — емкость образца, R — сопротивление нагрузки.

Для качественного исследования системы уравнений (1)–(3) удобно перейти к новым переменным, полагая

$$J\sigma = \gamma, \quad n = Nx, \quad N_D - N_A = Nn_D^+, \quad A_I N = y, \quad A_I^0 N = y_0, \quad B_T N = b_T, \quad E = \mathcal{E}L^{-1}z, \quad N_A = Nn_A, \\ \beta = \frac{L}{SR\varepsilon^{**}}, \quad \alpha = \frac{N\varepsilon_0\mu}{L}, \quad SR = \frac{N\varepsilon_0\mu^m SR}{L} = \alpha_0 E^m,$$

m — показатель полевой зависимости подвижности от поля в случае, когда дрейфовая скорость близка к насыщению ($m \rightarrow -1$).

Следует отметить, что в рассматриваемой задаче бесконечность абсолютно неустойчива.

Система (1)–(3) имеет единственное физическое состояние равновесия

$$\bar{x} = \frac{r + \sqrt{r^2 + 4gs}}{2s}, \quad \bar{y} = y_0, \quad z = 1 - \alpha_0 \bar{x},$$

где $r = yn_D^+ - b_T n_A - \gamma$, $g = \gamma n_D^+$, $s = y + b_T$.

Для выяснения типа особой точки исследуем секулярное уравнение $\lambda^2 + a\lambda + b + c_0 = 0$, где

$$a = a' + \frac{1}{\tau} + \beta, \quad (4)$$

$$b = a'\beta + \frac{\beta}{\tau} - \varphi(n_A + \bar{x})\bar{x}\alpha_0\beta + \frac{a'}{\tau}, \quad (5)$$

$$c_1 = \frac{a'\beta}{\tau} + \frac{\psi(n_D^+ - \bar{x})\bar{x}\alpha_0\beta}{\tau} - \frac{\psi(n_A + \bar{x})\bar{x}\alpha_0\beta}{\tau}, \quad (6)$$

$$a' = \sqrt{r^2 + 4gs}, \quad \varphi = \frac{\partial b_T}{\partial z} < 0, \quad \psi = \frac{\partial y_0}{\partial z} > 0.$$

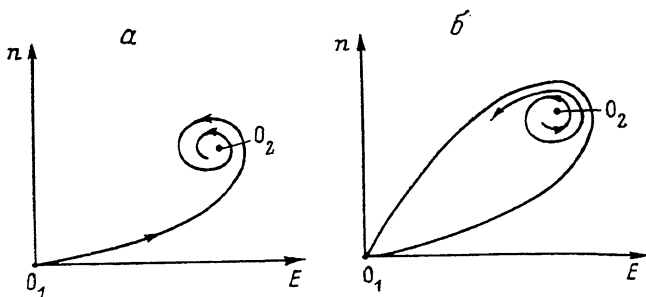
Воспользуемся критерием устойчивости Рауса—Гурвица. Очевидно, $a > 0$, $b > 0$ и $c_0 > 0$; в этом случае все корни секулярного уравнения имеют отрицательные вещественные части и при выполнении условия $ab - c_0 > 0$ состояние равновесия является устойчивым узлом, а при выполнении обратного условия — седлом-узлом или седлом-фокусом.

В условиях, когда единственная особая точка есть седло-узел или седло-фокус, а бесконечность абсолютно неустойчива, в системе должны возникнуть либо периодические, либо стохастические автоколебания. Из-за наличия «внешнего» шума последняя возможность представляется более вероятной. Условие возникновения стохастических автоколебаний имеет вид

$$(a' + \beta) \left[a'\beta + \frac{1}{\tau^2} - \varphi(n_A + \bar{x}) \bar{x} \alpha_0 \beta \right] + \frac{2a'^2 + a'^2 + \beta^2}{\tau} - \frac{\psi(n_D^+ - \bar{x}) \bar{x} \alpha_0 \beta}{\tau} < 0. \quad (7)$$

Легко можно убедиться в том, что выполнение этого условия не зависит от знака r (подкоренное выражение a'), т. е. от условия пробоя. Следовательно, соответствующим подбором интенсивности подсветки и сопротивлением нагрузки в принципе возможно удовлетворить (7) и до пробоя.

В случае неосвещенного полупроводника ($J=0$) до пробоя ($yn_D^+ - b_T n_A < 0$) вновь полученная система имеет единственное устойчивое состояние равновесия



Фазовый портрет системы в плоскости (n, E) .

а) O_1 — седло, O_2 — устойчивый узел; б) O_1 — седло, O_2 — седло-фокус.

сия O_1 ($x_1=0, \bar{y}_1=y_0, \bar{x}_1=1$). После пробоя O_1 теряет устойчивость (особая точка типа седла) и появляется второе состояние равновесия O_2

$$\bar{x}_2 = \frac{yn_D^+ - b_T n_A}{y + b_T}, \quad \bar{y}_2 = y_0, \quad \bar{x}_2 = 1 - \alpha_0 \bar{x}_2,$$

которое до выполнения условия

$$(r + \beta) \left[r\beta + \frac{1}{\tau^2} - \varphi(n_A + \bar{x}) \bar{x} \alpha_0 \beta \right] + \frac{2r\beta + r^2 + \beta^2}{\tau} - \frac{\psi(n_D^+ - \bar{x}) \bar{x} \alpha_0 \beta}{\tau} > 0 \quad (8)$$

является устойчивым узлом, а при выполнении обратного условия — седлом-фокусом. В случае, когда второе состояние равновесия является устойчивым узлом, интегральные кривые, выходящие из седловой особой точки, наматываются на устойчивый узел (рис. 1, а). В случае же, когда второе состояние равновесия является седлом-фокусом, выходящая из седлового состояния интегральная кривая в него же возвращается, образуя замкнутую траекторию, а выходящие из седла-фокуса интегральные кривые разбегаются внутрь этого замкнутого контура (рис. 1, б). С учетом того что фазовый объем системы вблизи седла-фокуса сжимается, здесь возможно возникновение стохастических автоколебаний. Следует отметить, что полученные нами фазовые портреты возникновения хаоса существенно отличаются от полученных в отмеченных теоретических работах.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. Б. Левинсону и Г. Фрицше за интерес к работе и обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Teitworth S. W., Westervelt R. M., Haller E. E. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 825—828.
- [2] Held G. A., Jeffries G., Haller E. E. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 12. P. 1037—1040.
- [3] Aioki A., Yamamoto K. // Phys. Lett. 1983. V. 98A. N 1. P. 72—75.
- [4] Peinke J., Mühlbach A., Nuebener R. P., Parisi A. // Phys. Lett. 1985. V. 108A. N 8. P. 407—412.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Ле Ву Ки // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 5 (11). С. 1701—1706.

[6] Пирагас К. А. Одиннадцатое совещание по теории полупроводников. Ужгород, 1983. 496 с.

[7] Teitswarth S. W., Westerwell R. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 27. P. 2587—2590.

[8] Митин В. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 231—237.

[9] Владимиров В. В., Горшков В. Н. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 417—423.

Тбилисский государственный университет

Получено 16.03.1989

Принято к печати 17.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ 2D-ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кадушкин В. И., Сеничкин А. П.

В [1-3] установлено влияние магнитного поля B на разогрев электронов n -InSb сильным электрическим полем E и обнаружена осциллирующая зависимость электронной температуры $T_e(E)$ с магнитным полем в области осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШдГ). Насколько известно из литературы, влияние магнитного поля на эффекты разогрева двумерных электронов полупроводниковых систем Si—SiO₂ [4, 5], AlGaAs/GaAs [6-10] не изучалось, хотя в качестве метода определения зависимости $T_e(E)$ использовались особенности осцилляций ШдГ в электрическом поле. Вместе с тем было показано [11, 12], что классическое магнитное поле оказывает охлаждающее воздействие на эффекты разогрева 2D-электронов, что проявлялось в смещении характерных нелинейностей ВАХ на область более сильных E с увеличением B на образце.

В настоящей работе исследованы эффекты разогрева 2D-электронов в квантовых магнитных полях селективно-легированной гетероструктуры n -Al _{x} Ga _{$1-x$} As/GaAs ($x \approx 0.30$), выращенной методом МПЭ и содержащей одиночную квантовую яму. Измерены осцилляции ШдГ компонент тензора поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} при различных T в интервале 4.2÷20 К и тянущего поля E (до 1 В/см) на образце, а также вольттемпературные и вольт-амперные характеристики $\rho_{xx}(T)$, $\rho_{xx}(E)$ в экстремумах осцилляций. Техника эксперимента и методика установления зависимости $T_e(E, B)$ аналогичны [2, 3].

Основные экспериментальные результаты представлены на рис. 1 и 2. Характерная особенность на зависимостях $T_e(E)$ и $P(T_e)$ — это иллюстрация охлаждения квантующим магнитным полем 2D-электронного газа. С увеличением магнитного поля (кривые 1 и 3) скорость возрастания $T_e(E, B_1)$ меньше $T_e(E, B_3)$, т. е. отвод энергии от 2D-электронной подсистемы в термостат идет более эффективно в большем по величине магнитном поле. Зависимость $T_e(E, B)$ имеет осциллирующий характер: кривая 2 смещена относительно 1 и 3 на область меньших E ($B_1 > B_2 > B_3$). Происхождение осцилляции электронной температуры в магнитном поле объяснено в [3]. Зависимости $T_e(E)$ для B_1 и B_2 обнаруживают два квадратичных участка: I — в области T_e до 9 К, II — в $T_e > 9$ К, что сопровождается характерным изломом на зависимости $P(T_e)$ (рис. 2). Эти результаты показывают, что разогрев 2D-электронов в квантующем магнитном поле имеет отличный от условий $B=0$ [12] характер.

2. Теория разогрева 2D-электронов в квантующем магнитном поле отсутствует [5, 9], и для дальнейшего анализа аналогично [4-10] воспользуемся выражением, связывающим P и T_e из [13],

$$P = \frac{2}{5} \frac{2ms^2}{\tau_e} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (1)$$

где τ_e — время релаксации 2D-электронов на акустических фононах, $2ms^2$ — характерная энергия, $\gamma=5$. Это выражение применимо при условии низких