ФЛУКТУАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ В СИСТЕМЕ С ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Э.Р. ГАСАНОВ[1], С.А. ГУСЕЙНОВА[2], С.С. АХАДОВА[2], В.М. ГАДЖИЕВА[2]
[1]*Бакинский Государственный Университет, AZ-1143, Баку, ул. З.Халилова, 23, Азербайджан*
[2]*Институт Физики НАН Азербайджана AZ-1143, Баку, пр.Г.Джавида, 131*
Email: vefa86haciyeva@gmail.com
sabina_quseynova1977@hotmail.com

Показано, что электронная температура для устойчивости системы должна иметь определенные значения. Вычислена, мощность определения связи с электронной температурой. Получены аналитические формулы для потока энергии электронов.

Ключевые слова*:* электронная температура, вариация мощности, плотность энергии, электроны, коэффициент диффузии, флуктуацонная устойчивость.

Ограничимся здесь только случаем дрейфовой нелинейности и периодических граничных условий $\delta E(0,t) = \delta E(L,t) = 0$. По-прежнему рассматриваем только одномерную задачу в невырожденном полупроводнике, характеризуя электроны скалярной эффективной массой m и временем релаксации импульса $\tau(W)$; оно зависит от энергии W.

Исходная система уравнений включает здесь формулу для тока $j = en\mu(T)\left\{E - \frac{T}{en}\nabla n - \alpha(T)\nabla T\right\}$, уравнение непрерывности $\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\,\mathrm{j} = 0$, уравнение Пауссона и наконец, уравнение баланса энергии $\frac{\partial}{\partial t}\{n(\overline{W} + W_d)\} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}\{nu_\alpha(\overline{W} + W_d) + nQ_\alpha + nQ_{d\alpha}(u)\} - n(F,u) = J[W]$. Варьируя последнее, получением (при $F=eE$)

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(n_0\delta\overline{W} + \overline{W_0\delta n}\right) + \frac{\partial\delta q}{\partial x} + P_0\delta n + n_0\delta P = E_0\delta j + j_0\delta E \tag{1}$$

здесь $P_0 = P(T_0)$.

По определению электронной температуры

$$\overline{W}_0 = \frac{3}{2}T_0, \qquad \delta\overline{W} = \frac{3}{2}\delta T\,. \tag{2}$$

Вариацию мощности δP представим в виде

$$\delta P = \frac{\partial P_0}{\partial T_0} \qquad \delta T = \frac{3}{2}\frac{\delta T}{\tau_{эн}}, \tag{3}$$

где

$$\tau_{эн} = \frac{3}{2}\left(\frac{\partial P_0}{\partial T_0}\right)^{-1} \tag{4}$$

есть время релаксации электронов по энергии.

Флуктуация плотности тока δj дается формулой для флуктуации потока энергии δq имеем в соответствии с $q = \frac{\theta}{e}j - \chi(T)\nabla T$,

$$\delta q = \frac{1}{e}\theta_0\delta j - \chi_0\frac{\partial\delta T}{\partial x} + \frac{j_0}{e}\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial T_0}\right)\delta T. \tag{5}$$

Решение системы (1), (5),

$$\delta j = e\mu_0 E_0\delta n + \sigma\delta E - e\frac{\partial}{\partial x}\left(D_0\delta n + n_0\frac{dD}{dE}\delta E\right),$$

$\frac{\partial\rho}{\partial t} + divj = 0,$ и $divE = \frac{4\pi}{\varepsilon}(\rho - \rho_0)$ будем искать в виде гармоник $\delta\rho = \rho_k e^{ikx - i\omega t}$, $\delta E = E_k e^{ikx - i\omega t}$.

Точное выражение для частоты как функции волнового числа k оказывается чрезвычайно громоздким (его можно найти в работе [1]). Заметим лишь, что критерий флуктуационной неустойчивости, в данном случае, сводится к уже известному нам неравенству

$$Re\,\sigma(\omega,k) < 0, \tag{6}$$

131, H.Javid ave, AZ-1143, Baku
ANAS, Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

Где $\sigma(\omega,k)$ есть комплексная продольная дифференциальная проводимость системы.

Формулы заметно упрощаются в частном случае, когда

$$k\mu_0 E_0 \tau'_{эн} << 1, \quad \tau'_{эн} / \tau_{М} << 1, \qquad (7)$$

$$\left(\tau'_{эн}\right)^{-1} = \tau_{эн}^{-1} + \frac{2}{3}\chi_0 k^2, \qquad (8)$$

а $\tau_{М} = \varepsilon / 4\pi e n_0 \mu_0$ - максвеллевское время релаксации. Смысл неравенство (7) очевиден: первое из них означает, что мы ограничиваемся достаточно длинными флуктуационными волнами, второе – что релаксация энергии происходит гораздо быстрее, нежели рассасывание объемного заряда в условиях равновесия. Такие условия действительно могут осуществляться в некоторых экспериментально интересных системах.

В условиях (7) вещественная часть частоты дается уже известным нам выражением

$$\operatorname{Re}\omega = k\mu_0 E_0 , \qquad (9)$$

а критерий флуктуационной неустойчивости принимает вид (в пренебрежении членами порядка k^4)

$$\tau_M^{-1}\left(1 + eE_0^2 \frac{d\mu_0 / dT_0}{dP_0 / dT_0}\right) + k^2 D_0 + k^2 \frac{\chi_0}{n_0}\tau_{М}^{-1}\left(\frac{dP_0}{dT_0}\right)^{-1} + k^2 D_0\left(\frac{\theta_0}{T_0} - \frac{3}{2}\right) eE_0^2 \frac{d\mu_0 / dT_0}{dP_0 / dT_0} < 0 . \qquad (10)$$

Здесь $D_0 = \mu_0 T_0 / e$ есть коэффициент диффузии.

Первое слагаемое в левой части (10), очевидно, пропорционально дифференциальной проводимости пространственно однородного образца σ, второе слагаемое описывает уже известную нам релаксацию флуктуации за счет диффузии, а третье – релаксацию за счет электронной теплопроводности.

Четвертое слагаемое связано с переносом энергии сгустками объемного заряда. Формально его можно объединить со вторым слагаемым, введя эффективный коэффициент диффузии

$$D_0^* = D_0\left\{1 + \left(\frac{\theta_0}{T_0} - \frac{3}{2}\right) eE_0^2 \frac{d\mu_0}{}\right\} \qquad (11)$$

При этом, однако, следует помнить, что величина D_0^* не обязана быть положительной (второе слагаемое в фигурных скобках при $\sigma < 0$ и $\theta_0/T_0 > 3/2$ заведомо отрицательно). Суть дела здесь в том, что средняя энергия, переносимая одним электроном, зависит от механизма рассеяния (в противном случае мы имели бы $\theta_0/T_0 = 3/2$и коэффициент D^* совпадал бы с). По этой причине энергия может либо втекать в область, охваченную флуктуацией температуры, либо вытекать из нее. При $\sigma < 0$ это будет способствовать либо нарастанию, либо рассасыванию флуктуации.

В условиях, когда ситуация, описываемая формулой (10), в сущности, не отличается от рассмотренной работе достаточно коротких образцах пространственно однородное распределение поля, электронной температуры и плотности заряда флуктуационно устойчиво даже при $\sigma < 0$. с другой стороны, при $D^* < 0$ флуктуационная устойчивость может быть обеспечена (в рассматриваемом случае) только за счет электронной теплопроводности, причем последняя должна быть достаточно велика. Связанные с этим возможности, однако, до сих пор детально не исследованы.

До сих пор мы ограничивались рассмотрением одномерной модели. Такой подход позволяет выяснить основные черты доменной электрической неустойчивости. Однако для некоторых специальных систем, весьма перспективных в техническом отношении, этот подход оказывается недостаточным и возникает вопрос о том или ином обобщении рассматриваемой модели.

РЕЗУЛЬТАТ

Итак, было сказано, что образец макроскопически однороден, учет эффектов, связанных с конечностью его поперечных размеров, для тонких образцов может быть проведен феноменологически в рамках одномерной модели. Особенность развития неустойчивости в тонких образцах связана с тем, что электрическое поле частично «выходит» из образца и условия распространения электрических возмущений в образце изменяются [2,3]. Эффект особенно ярко выражен, когда диэлектрическая проницаемость окружающей среды велика: условие флуктуационной не устойчивости при этом может заметно измениться [4].

В работе было экспериментально обнаружено, что покрытие поверхности образца GaAs диэлектрическом с большой диэлектрической проницаемостью ($BaTiO_3$) приводит к подавлению колебаний, связанных с движением доменов дрейфового происхождения, даже если выполнено условие $n_0 L > 4 \cdot 10^{10} |\gamma|^{-1} см^{-2}$. Наблюдалось также изменение времени образования доменов в тонких образцах GaAs [19].

[1] *E.R. Hasanov, N.M. Tabatabaei, S.A. Huseynova, V.M. Hajiyeva, E.O. Mansurova.* International Journal on "Technical and Physical Problems of Engineering" (IJTPE) Published by International Organization of IOTPE. Iss.42, Vol.12, Num.1, pp110-113, March 2020.

[2] *E.R. Hasanov, Sh.G. Khalilova, Z.A. Tagiyeva, V.M. Hajiyeva, S.S. Ahadova*. International Journal on “Technical and Physical Problems of Engineering” Iss.46, Vol.13 Num.1 pp. 57-61 March 2021.

[3] *E.R. Hasanov, G.M. Mammadova, E.O. Mansurova*. International Journal on “Technical and Physical Problems of Engineering” (IJTPE) Published by International Organization of IOTPE, Iss.50, Vol.14., Num.1, pp.233-237, March 2022.

[4] E*.R. Hasanov, R.K. Mustafayeva, S.G. Khalilova*. International Journal on “Technical and Physical Problems of Engineering” (IJTPE) Published by International Organization of IOTPE, Iss.50, Vol.14, N.1, pp.228-232, March 2022.

E.R. Həsənov, S.A. Hüseynova, S.S. Əhədova, V.M. Hacıyeva

ELEKTRON TEMPERATURLU SİSTEMİNDƏ FLUKTUASİYA DAYANIQLIĞI

Göstərilmişdir ki, sistemin dayanıqlığı üçün elektron temperaturu müəyyən qiymətdə olmalıdır. Hesablanmış gücün elektron temperaturla əlaqəsi müəyyən edilmişdir. Elektron enerji axını üçün analitik düsturlar alınmışdır.

E.R. Hasanov, S.A. Huseynova, S.S. Ahadova, V.M. Hacieva

FLUCTUATION STABILITY IN THE ELECTRON TEMPERATURE SYSTEM

It is shown that the electron temperature must have a certain value for the stability of the system. Calculated, the power of determining the connection with the electron temperature. Analytical formulas for the electron energy flux are obtained.