Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 4, стр. 233 - 237 25 февраля 1992 г.

ПОДАВЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА

Н.А.Захленюк, В.А.Кочелап, В.Н.Соколов

Институт полупроводников АН Украины
252650, Киев

Поступила в редакцию 10 декабря 1991 г.
После переработки 21 января 1992 г.

Теоретически исследованы флуктуации горячих электронов в пространственно-неоднородной плазме полупроводников в условиях размерного эффекта на длине их энергетической релаксации L_ϵ. Рассчитаны полевые зависимости спектральной плотности флуктуаций электронной температуры и тока. Спектр флуктуаций зависит от толщины образца $2d$ и имеет ряд нетривиальных особенностей, при $2d \lesssim L_\epsilon$ возникает подавление флуктуаций в области частот $\omega \ll \tau_\epsilon^{-1}$.

Обычным результатом физики флуктуационных явлений в неравновесной полупроводниковой плазме является возрастание флуктуаций (шумовой температуры, спектральной плотности, корреляционных функций) при увеличении напряженности электрического поля вследствие увеличения средней энергии носителей и независимость их интенсивности от размеров кристалла (за исключением тривиальной $\sim 1/V$, V - объем кристалла). Рост флуктуаций в сильных электрических полях, а также роль фактора $1/V$ в неравновесных системах малого объема ограничивают практическое применение полупроводников с субмикронными размерами.

Кинетические явления в кристаллах малых размеров, толщина которых $2d$ сравнима с характерной диффузионной длиной $L = \sqrt{D\tau}$, - классические размерные эффекты на длине L [1], подробно изучались экспериментально и теоретически (D - коэффициент диффузии, τ - характерное время релаксации неравновесных носителей). Теория флуктуаций горячих электронов была построена без учета влияния границ кристалла в случае, когда средние характеристики электронного газа являются пространственно-однородными и имеются только объемные источники флуктуаций [2]. Работы по теории флуктуаций горячих электронов в неоднородном электронном газе в условиях размерных эффектов в литературе отсутствуют.

В настоящей работе впервые теоретически исследованы флуктуации горячих электронов в пространственно-неоднородном газе в условиях размерного эффекта на длине энергетической релаксации [3] $L = L_\epsilon$, $\tau = \tau_\epsilon$. Для флуктуаций электронной температуры найдено в аналитическом виде точное решение уравнения с ланжевеновскими источниками, получены нетривиальные зависимости спектра флуктуаций от толщины кристалла и показано, что при $2d \lesssim L_\epsilon$ на частотах

$$\omega\tau_\epsilon, \quad \omega D/(2d)^2 \ll 1 \tag{1}$$

флуктуации значительно подавлены.

Отметим, что ограничение рассматриваемого диапазона частот снизу определяется характерными временами генерационно-рекомбинационных процессов.

Пусть в однородном образце толщиной $2d$ в y-направлении, внешнее электрическое поле $\vec{E}$ приложено вдоль оси x. Все величины будем считать зависящими от y, в плоскости xz с разогревом электронный газ остается однородным. При выполнении типичных критериев

$$\tau_p \ll \tau_{ee} \ll \tau_\epsilon, \quad l_p, l_D \ll 2d, L_\epsilon \tag{2}$$

стационарная функция распределения электронов по энергии ϵ имеет максвелловский вид $F_0(\epsilon, T) \sim \exp(-\epsilon/k_0T(y))$, а ее флуктуация определяется из кинетического уравнения Больцмана-Ланжевена и непосредственно связана с флуктуацией $\delta T(y,t)$ температуры разогретых электронов $T(y)$: $\delta F_0 = [\partial F_0(\epsilon, T)/\partial T]\delta T$, где τ_p, l_p - характерные импульсные время и длина, τ_{ee} - время межэлектронных столкновений, l_D - дебаевская длина, t - время. Флуктуация анизотропной части функции распределения δF_1 определяется через флуктуацию δF_0 и анизотропную часть ланжевеновского источника стандартным образом [2].

Энергетические потери носителей заряда на поверхностях $y = \pm d$ лимитируют разогрев и приводят к зависимости от поперечной координаты величин $T(y)$, $\delta T(y,t)$, в образце возникают поперечные стационарное и флуктуационное электрические поля, помимо объемных появляются также поверхностные источники флуктуаций.

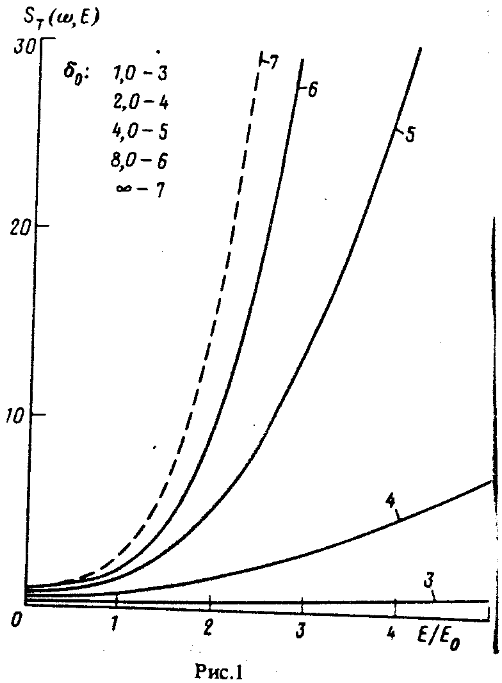

Рис.1

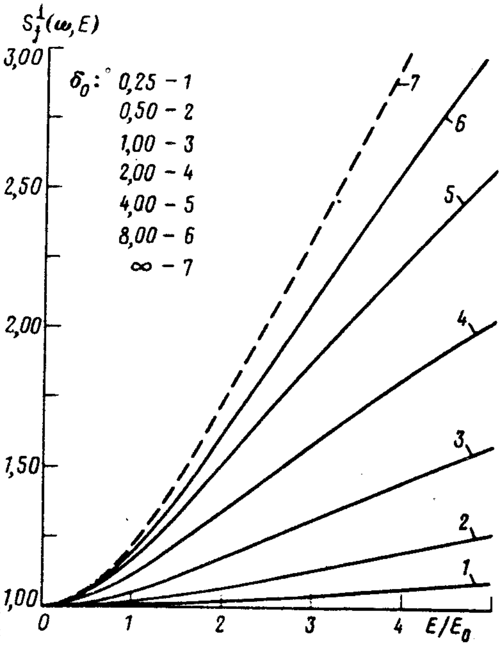

Рис.2

Рис. 1. Полевые зависимости СПФ электронной температуры для разных δ_0 : $S_T(\omega, E) = (\delta T\, \delta T)_\omega(E)/(\delta T\, \delta T)^\infty_\omega(0)$, $\delta_0 = d/L_\epsilon$, $E_0 = k_0T_0/eL_\epsilon$

Рис. 2. Полевые зависимости СПФ тока для разных δ_0 : $S_j^\perp(\omega, E) = (\delta j_x \delta j_x)_\omega(E)/(\delta j_x \delta j_x)^\infty_\omega(0)$

Запишем уравнение непрерывности для фурье-образа флуктуаций $\delta T(y,\omega)$, следующее из кинетического уравнения Больцмана-Ланжевена:

$$-i\omega\frac{3}{2}n\delta T(y,\omega) + \hat{\delta}_T Z(T) = \tilde{U}(y,\omega) - eE\tilde{I}_x(y,\omega) - \frac{d\tilde{R}_y(y,\omega)}{dy} \equiv \tilde{f}(y,\omega), \tag{3}$$

$$Z(T) = \frac{dq_y}{dy} - \sigma(T)E^2 + P(T), \quad \tilde{\tilde{R}} = \tilde{\tilde{Q}} - \frac{d(\sigma T^{5/2})/dT}{\sigma T^{1/2}}\tilde{\tilde{I}}$$

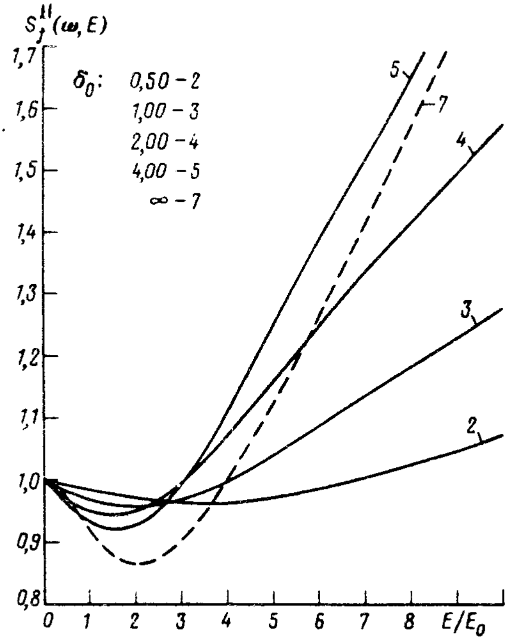

Рис.3. Полевые зависимости СПФ тока для разных δ_0 : $S_j^{\parallel}(\omega, E) = (\delta j_x \delta j_x)_\omega(E)/(\delta j_x \delta j_x)_\omega^\infty(0)$

и граничные условия для флуктуационного потока энергии $\delta\vec{q}$:

$$\delta q_y(y = \pm d, \omega) = \mp\tilde{U}(y = \pm d, \omega) \pm n\left\{\delta T(y, \omega)\frac{d}{dT}[(T - T_0)S(T)]\right\}_{y=\pm d}, \qquad (4)$$

где n - концентрация электронов, $\sigma(T)$ - проводимость, $P(T)$ - мощность, передаваемая электронами решетке (термостату с температурой T_0), $\hat{\delta}_T = \delta T\frac{d}{dT}$. Стационарный и флуктуационный потоки энергии определяются выражениями

$$q_y = -\left(\frac{E_y}{eT} + \frac{1}{e^2}\frac{d}{dy}\right)T^{1/2}\frac{d}{dT}(\sigma T^{5/2}), \qquad \delta q_y(y, \omega) = \hat{\delta}_T q_y + R_y(y, \omega). \qquad (5)$$

Компонента стационарного поля $E_y(y)$ и ее флуктуационная добавка $\delta E_y(y, t)$ находятся самосогласованным образом с учетом критерия (2) и условия отсутствия поперечного тока $j_y = 0$, $\delta j_y = 0$.

Корреляционные функции ланжевеновских источников флуктуаций энергии $\tilde{U}(\vec{r}, t)$, плотности потока электронов $\tilde{\vec{I}}(\vec{r}, t)$ и плотности потока их энергии $\tilde{\vec{Q}}(\vec{r}, t)$ в правой части уравнения (3) вычислены в [4] и являются δ-коррелированными. Коррелятор поверхностных источников флуктуаций энергии выражается через скорость поверхностной релаксации энергии электронов [3] $S^\pm$:

$$(\tilde{U}\tilde{U})_\omega^\pm = \frac{4dnT_0T^\pm}{V}S^\pm. \qquad (6)$$

В силу критерия (2) выражения для корреляторов поверхностных источников $\tilde{\vec{I}}$ и $\tilde{\vec{Q}}$ определяются их объемными значениями.

Для низкочастотных флуктуаций, в смысле критерия (1), в уравнении (3) можно пренебречь первым слагаемым в левой части, после чего решение может быть найдено с помощью следующей процедуры. Очевидно, что одним частным решением однородного уравнения $\hat{\delta}_T Z(T) = 0$ является функция $\delta T_1(y, \omega) = dT(y)/dy$, где $T(y)$ - решение стационарной задачи

$$Z[T(y)] = 0, \quad q_y(y = \pm d) = \pm n(T^{\pm} - T_0)S^{\pm}, \qquad (7)$$

которое удается выразить в квадратурах. С помощью $\delta T_1(y,\omega)$ определим второе частное решение

$$\delta T_2(y,\omega) = \delta T_1(y,\omega) \int\limits_{-d}^{y} \frac{\exp(-\int^{y'} a dy'')}{(\delta T_1)^2} dy'$$

и, следовательно, найдем общее решение уравнения (3)

$$\delta T(y,\omega) = \frac{1}{2n} \left\{ \delta T_1 \int\limits_{C_1}^{y} \frac{\delta T_2 \tilde{f}}{D(T)\Delta} dy' - \delta T_2 \int\limits_{C_2}^{y} \frac{\delta T_1 \tilde{f}}{D(T)\Delta} dy' \right\}, \qquad (8)$$

где использованы обозначения

$$a = \frac{2}{D}\frac{dD(T)}{dy}, \quad \Delta = \delta T_1 (\delta T_2)'_y - \delta T_2 (\delta T_1)'_y.$$

Константы $C_{1,2}$ находятся из граничных условий, которые в случае сильного поверхностного рассеяния $S^{\pm} \gg D/L_\epsilon$ имеют особенно простой вид:

$$T^{\pm} = T_0, \quad (\delta T)^{\pm} = 0. \qquad (9)$$

Полученные выражения дают в аналитическом виде точное решение задачи о флуктуациях в неоднородном электронном газе горячих носителей в области частот, определяемой критерием (1).

Исследуем спектральную плотность флуктуаций (СПФ) электронной температуры $(\delta T \delta T)_\omega$ и плотности тока $(\delta j_i \delta j_k)_\omega$ в зависимости от E и d. Флуктуация плотности тока δj_i выражается через флуктуацию δT и ланжевеновский источник $\tilde{I}$: $\delta j_i(y,\omega) = \frac{\partial\sigma}{\partial T} E_i \delta T(y,\omega) - e\tilde{I}_i(y,\omega)$.

На рис.1-3 представлены полевые зависимости СПФ для различной толщины образца, рассчитанные на основе полученных выражений с граничными условиями (9). Расчеты были проведены для различных комбинаций механизмов рассеяния. При этом качественная картина эффектов остается неизменной. Здесь для иллюстрации, как и в [3], предполагается, что рассеяние импульса электронов происходит в основном на акустических фононах, а квазиупругое рассеяние их энергии на деформационных оптических фононах, СПФ вычислялась как среднее по толщине кристалла, индексом ∞ обозначена СПФ в отсутствие влияния границ кристалла. Видно, что в ограниченных полупроводниках $(2d \lesssim L_\epsilon)$ с охлаждающей поверхностью низкочастотные флуктуации горячих электронов имеют нетривиальные особенности, наиболее интересной из которых является значительное (на порядок для $S_T(\omega,E)$ и в несколько раз для $S_j(\omega,E)$) подавление этих флуктуаций по сравнению с массивным образцом (тонким кристаллом при $S^{\pm} = 0$). Различие в поведении $S_j^{\perp}(\omega,E)$ и $S_j^{\parallel}(\omega,E)$, а также немонотонная зависимость $S_j^{\parallel}(\omega,E)$ от d при фиксированной величине E в области сильных полей обусловлены конвективным вкладом флуктуаций в эти величины. Заметим, что наличие дополнительного рассеяния на поверхности не приводит к уменьшению интегральной интенсивности флуктуаций: при $2d \lesssim L_\epsilon$ возникает перераспределение флуктуаций по спектру, уменьшение их в низкочастотной области и увеличение в области $\omega \approx D/(2d)^2$. Подавление флуктуаций приводит к улучшению соотношения сигнал/шум, определяемого параметром $\delta = j_x/\Delta\omega\sqrt{(\delta j_x \delta j_x)_\omega}$. В массивных образцах $(2d/L_\epsilon \gg 1)$ плотность тока в сильных полях насыщается,

$(\delta j_x \delta j_x)^{\infty}_{\omega} \sim E$ и $\delta \sim E^{-1/2}$, то есть уменьшается с ростом E. Для тонких кристаллов $(2d/L_\epsilon \ll 1)$ реализуется закон Ома $j_x \sim E$ и подавление флуктуаций $(\delta j_x \delta j_x)_\omega \sim E^{1/2}$, что приводит к возрастанию отношения сигнал/шум $\delta \sim E^{3/4}$.

Рассмотренное подавление низкочастотных флуктуаций горячих электронов должно экспериментально наблюдаться в таких же условиях, в которых проводились исследования размерного эффекта на длине L_ϵ. Согласно [5] в $n - Si$ этим условиям соответствуют характерные параметры $n = 10^{14}$ см$^{-3}$, подвижность $\mu \approx 10^4$ см^2/В·с, $S^{\pm} \approx 10^6$ см/с, $2d \lesssim L_\epsilon \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см при $T_0 = 77$ K и $E \approx (1-4)10^3$ В/см $(\vec{E} \parallel [100])$.

Мы благодарны д-ру Брайэну Джонсу из Ланкастерского университета за полезные обсуждения и Е.И.Моздор за помощь в проведении численных расчетов.

---

1. Электроны проводимости. М.: Наука, 1985.

2. S.V.Gantsevich, V.L.Gurevich and R.Katilius, Riv. del Nuovo Cimento 2, 1 (1979).

3. З.С.Грибников, В.И.Мельников, Т.С.Сорокина, ФТТ 8, 3379 (1966).

4. А.Я.Шульман, Ш.М.Коган, ЖЭТФ 57, 2112 (1969).

5. А.И.Климовская, О.В.Снитко, В.И.Мельников, Труды IX Международной конференции по физике полупроводников (Москва, июль, 1968). Л.: Наука, 2, 848 (1969).