

УДК 621.382

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ РАВНОВЕСНЫХ $1/f$ -ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА В ОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 июня 2002 г.)

Исследованы флуктуации тока, обусловленные асимметричными флуктуациями функции распределения электронов, возникающими в равновесных и однородных n -полупроводниках в результате случайных рассеяний между фононами. Получено выражение для спектра равновесных флуктуаций тока $S_I(\omega)$. Показано, что $S_I \approx \text{const}$ в области $\omega < \omega_0$. В области $\omega_0 < \omega < \omega_1$ частотная зависимость $S_I(\omega)$ описывается законом $1/\omega$, а в области $\omega > \omega_1$ законом $1/\omega^2$. Характерные частоты ω_1 и ω_0 определяются как параметрами исследуемого полупроводника, так и процессами рассеяния и диффузии электронов и фононов в импульсном пространстве.

1. Введение

До сих пор в теории полупроводников и металлических пленок механизм возникновения $1/f$ -флуктуаций тока в общем случае является неопределенным. Хорошо известные результаты измерений, проведенных в отсутствие внешнего электрического тока, по мнению авторов работ [1-4], указывают на то, что эти флуктуации имеют равновесную природу. Вместе с тем, равновесные $1/f$ -флуктуации тока (или сопротивления) все еще мало изучены. Ниже вычислен спектр равновесных флуктуаций тока, возникающих в однородных и невырожденных n -полупроводниках с простой зонной структурой, находящихся в состоянии теплового равновесия.

2. Теория

В работах [5,6] рассмотрен физический механизм возникновения и последующего медленного (диффузионного) затухания равновесных флуктуаций функции распределения (ФР) электронов. Согласно результатам этих работ, в равновесных n -полупроводниках во взаимодей-

вующей электрон-фононной системе существуют такие асимметричные флуктуации ФР продольных акустических фононов $\tilde{g}_q^a$ и электронов $\tilde{f}_k^a$, Фурье-составляющие которых можно представить в следующем виде:

$$\tilde{f}_{|k| \leq k_0}^a(\omega) = -\frac{d\tilde{f}_k^0}{d\varepsilon_k} C(\omega)[\hat{u}k], \quad \tilde{f}_{|k| > k_0}^a = 0, \quad (1a)$$

$$\tilde{g}_{|q| \leq q_0}^a(\omega) = -\frac{d\tilde{g}_q^0}{d\hbar\omega_q} C(\omega)[\hat{u}q]. \quad (1b)$$

Здесь

$$C(\omega) = \frac{C_0 q_m}{\sqrt{2\pi i \omega B}} \operatorname{th} \left(q_m \sqrt{\frac{i\omega}{B}} \right), \quad C_0 \hat{u} = \frac{9(\hbar v_0)^2}{4\pi k_B T q_0^3 (1 + \xi)} \int_{|q| \leq q_0} d\mathbf{q} q G_q^a(t=0),$$

$$\xi = \frac{3}{80} \left(\frac{\hbar v_0 q_0}{k_B T} \right)^2 \frac{n}{N_c}, \quad n = N_c e^{F/k_B T}, \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2}, \quad \omega = 2\pi f,$$

B – коэффициент диффузии фононов в импульсном пространстве, $\varepsilon_k = (\hbar k)^2 / 2m_n$ – энергия электрона в состоянии с волновым вектором k зоны проводимости, $\omega_q = v_0 q$ – частота фонона с волновым вектором q , v_0 – скорость фонона, $\tilde{f}_k^0$ и $\tilde{g}_q^0$ – средние значения ФР равновесных электронов и фононов, соответственно, F – уровень Ферми, n – концентрация равновесных электронов проводимости, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, f – частота. Источник асимметричных флуктуаций ФР фононов G_q^a и единичный вектор $\hat{u}$ характеризуют, соответственно, величину и направление квазиимпульса фононов, возникающих в начальный момент времени $t=0$ в результате случайных рассеяний фононов на фононах (или на точечных дефектах). Определение характерных величин q_m , q_0 и k_0 более подробно дано в [5,6].

Следует отметить, что флуктуации ФР фононов, волновые векторы которых находятся за пределами области $|q| < q_0$, в отличие от закона (1б) затухают по более быстрому экспоненциальному закону [5]. Подставляя ур.(1а) в хорошо известное выражение флуктуации плотности электронного тока $\tilde{j}(\omega) = -[2e/(2\pi)^3] \int_{BZ} d\mathbf{k} v_k \tilde{f}_k^a(\omega)$, после интегрирования по k получим

$$\tilde{j}(\omega) = \frac{3e\hbar}{80(2\pi)^3 m_n} \frac{\xi}{1 + \xi} \frac{q_m}{\sqrt{2\pi i \omega B}} \operatorname{th} \left(q_m \sqrt{\frac{i\omega}{B}} \right) \int_{|q| \leq q_0} d\mathbf{q} q G_q^a(t=0). \quad (2)$$

В (1) и (2) $\tilde{f}_k^0$ определяется распределением Больцмана, а $\tilde{g}_q^0 \approx k_B T / \hbar \omega_q$. Учтено, что величины q_0 и k_0 обычно намного меньше, чем волновые векторы тепловых фононов и электронов, соответственно.

В общем случае источник флуктуаций G_q^a является случайной функцией от времени, поскольку помимо начального момента времени $t=0$ такие флуктуации возникают также и в другие моменты времени. Тогда, как обычно [7], необходимо построить новый случайный процесс $G_q^a(t)$ как суперпозицию таких единичных событий. Используя упрощенное выражение для спектра источников флуктуации $G_q^a(t)$ [4], из ур.(2) получим выражение для спектральной плотности флуктуации электронного тока в виде

$$S_I(\omega) = \frac{12\sqrt{2}q_0^7 q_m^2}{25(4\pi)^5 (l+3)(1+\xi)^2} \frac{(ev_0 n S)^2}{V N_c^{10/3}} \frac{\left| \operatorname{th} \left(q_m \sqrt{\frac{i\omega}{B}} \right) \right|^2}{B \omega \tau_{ph,ph}(q_0)}. \quad (3)$$

Здесь $\tau_{ph,ph}(q) \sim q^{-l}$ — время релаксации фонон-фононных рассеяний, показатель l характеризует механизм этих рассеяний, V — объем, а S — площадь поперечного сечения образца.

В невырожденных полупроводниках обычно $\xi \ll 1$. Кроме того, в области $\omega > \omega_0$ (где $\omega_0 = B/q_m^2$) гиперболическую функцию в ур.(3) можно заменить единицей. Тогда S_I можно представить в упрощенном и более наглядном виде:

$$S_I(f) = \frac{12\sqrt{2}}{25(4\pi)^6 (l+3)} \frac{(ev_0 n S)^2}{V N_c^{10/3}} \frac{q_0^7 q_m^2}{B \tau_{ph,ph}(q_0) f}. \quad (4)$$

Как видно из ур.(3) и (4), спектр равновесных флуктуаций тока имеет ряд интересных особенностей. Ниже вкратце рассмотрены некоторые из них.

3. Обсуждение

Анализ уравнения (3) показывает, что с уменьшением частоты спектр шума увеличивается и стремится к конечному значению $S_I(\omega) \approx S_I(\omega=0) = \text{const}$ при $\omega < \omega_0$. Характерная частота ω_0 помимо зависимости от коэффициента диффузии фононов B через q_m зависит также от таких параметров полупроводника, как времена релаксации электрон-фононных ($\tau_{e,ph}$) и фонон-электронных ($\tau_{ph,e}$) рассеяний, концентрация электронов проводимости. Важно отметить, что ур.(3) применимо в достаточно широкой, но ограниченной области частот $0 \leq \omega \leq \omega_1$. Величина верхнего частотного предела ω_1 определяется временем установления динамического равновесия между длинноволновыми фононами и электронами, т.е. $\omega_1 \approx \min(1/\tau_{ph,e}, 1/\tau_{e,ph})$ (более подробно см. в [5,6]). Предварительные оценки показывают, что, например, для n -Si при комнатных температурах $\omega_0 \sim 10^{-11} - 10^{-10} \text{ с}^{-1}$, а $\omega_1 \sim 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Процесс установления динамического равновесия протекает по экспоненциальному закону [5], а как известно [7], спектр экспоненци-

ально релаксирующих флуктуаций изменяется с частотой по закону ω^{-2} . Следовательно, $S_I(\omega) \sim 1/\omega^2$ при $\omega > \omega_1$. Другой, очень важной особенностью частотной зависимости спектра равновесных флуктуаций тока является то, что в области $\omega_0 \leq \omega \leq \omega_1$ она определяется ур.(4) и имеет форму $1/\omega$.

Данная работа выполнена в рамках гранта МНТЦ А-322.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н.Бочков, Ю.Е.Кузовлев. УФН, **141**, 151 (1983).
2. R.F.Voss, J.Clark. Phys. Rev., **13B**, 362 (1976); Phys. Rev. Lett., **36**, 142 (1976).
3. F.N.Hooge. IEEE Trans., **ED41**, 1926 (1994).
4. И.М.Дыкман, П.М.Томчук. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. Киев, Наукова Думка, 1981.
5. S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, F.V. Gasparyan, C.E. Korman. Journal of Fluctuation and Noise Letters, 2002 (submitted).
6. S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, F.V. Gasparyan, C.E. Korman. Journal of Fluctuation and Noise Letters, 2002 (submitted).
7. А.Ван дер Зил. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., ИЛ, 1961.

ՀԱՍԱՆՔԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ 1/f ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՅԻԱՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ
ԽՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՍԱՍԵՌ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ս.Վ. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիայի սիմետրիկ ֆլուկտուացիաներով պայմանավորված հոսանքի ֆլուկտուացիաները, որոնք առաջանում են հավասարակշիռ և համասեռ n-տեսակի կիսահաղորդիչներում՝ ֆոնոնների միջև տեղի ունեցող պատահական ցրումների հետևանքով: Ստացված է արտահայտություն հոսանքի հավասարակշիռ ֆլուկտուացիաների $S_I(\omega)$ սպեկտրի համար: Ցույց է տրված, որ $\omega < \omega_0$ տիրույթում $S_I \approx \text{const}$: $S_I(\omega)$ հաճախային կախվածությունը $\omega_0 < \omega < \omega_1$ տիրույթում նկարագրվում է $1/\omega$ օրենքով, իսկ $\omega > \omega_1$ տիրույթում՝ $1/\omega^2$ օրենքով: ω_1 և ω_0 բնութագրական հաճախությունները որոշվում են ինչպես հետազոտվող կիսահաղորդիչ պարամետրերով, այնպես էլ ինպուլսային տարածության մեջ ընթացող էլեկտրոնների և ֆոնոնների ցրման և դիֆուզիայի պրոցեսներով:

SPECTRAL DENSITY OF CURRENT EQUILIBRIUM 1/f FLUCTUATIONS IN HOMOGENEOUS SEMICONDUCTORS

S.V. MELKONYAN

Current fluctuations conditioned by asymmetric fluctuations of the electron distribution function are studied. The fluctuations originate in equilibrium and homogeneous n-type semiconductors as a result of the random scattering between phonons. An expression for the current equilibrium fluctuation spectra $S_I(\omega)$ is obtained. It is shown that $S_I \approx \text{const}$ in the range $\omega < \omega_0$. In the range $\omega_0 < \omega < \omega_1$ the frequency dependence of $S_I(\omega)$ is described by the $1/\omega$ law, and in the range $\omega > \omega_1$ by the $1/\omega^2$ law. The characteristic frequencies ω_1 and ω_0 are determined by the semiconductor parameters as well as by the electron and phonon diffusion and scattering processes in the momentum space.