наблюдения $\tau \gg (\delta_e^{-1}, \omega_\mu^{-1}, \delta_\mu^{-1})$ из (3) для естественной нестабильности частоты получаем

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)=\left[\left(\frac{\hbar\omega_0}{2}\operatorname{cth}\frac{\hbar\omega_0}{2\varkappa T}+\varkappa T_N\right)\times\right.$$
$$\times(2Q_e^2 W)^{-1}\cdot\left(1+\frac{64\,W^2 Q_e^2}{5\,E_{Ю}^2 V\omega_\mu^4\tau^4 p^2}\right)+$$
$$\left.+\frac{8\varkappa T_\mu\delta_\mu}{E_{Ю} V\omega_\mu^2}+\frac{4\pi\varkappa T^2\alpha_T^2\tau_T}{C_V V}\right]^{1/2}\tau^{-1/2}. \tag{4}$$

Здесь для простоты положено $p \gg \alpha_1\lambda$. Из соотношения (4) следует, что имеется не зависящее от мощности W предельное значение для $\sigma_\tau(\Delta\omega/\omega_0)$, которое достигается при $W=W_{\text{опт}}=\dfrac{\sqrt{5}\,E_{Ю} V\omega_\mu^2 p}{8\,Q_e\pi^2}\tau^2$. В частности, для $T_\mu\to 0$ и $\tau_T\to 0$ этот предел имеет вид

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)=\left(\frac{(\hbar\omega_0/2\cdot\operatorname{cth}(\hbar\omega_0/(2\varkappa T))+\varkappa T_N)\cdot 8\pi^2}{\sqrt{5}\,E_{Ю} VQ_e\omega_\mu^2 p\tau^3}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

При $\hbar\omega_0/\varkappa \gg (T_N, T)$ формула (5) стремится к своему квантовому пределу [2]:

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{\text{мин}}=\left(\frac{8\pi^2\hbar\,\delta_e}{\sqrt{5}\,E_{Ю} V\omega_\mu^2 p\tau^3}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

Сравнивая (5), (6) с предельным значением нестабильности частоты для изохронных генераторов [2, 3], видим, что влияние амплитудных флуктуаций в неизохронных генераторах уменьшается в $(\omega_\mu\tau)^2$ раз и основной вклад в естественные вариации частоты могут давать механические и термодинамические флуктуации резонансной системы генератора.

В заключение автор благодарит В. В. Брагинского и В. И. Панова за внимание и ценные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 828. [2] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П., Панов В. И. ДАН СССР, 1979, 247, № 3, с. 583. [3] Панов В. И., Руденко В. Н. Радиотехн. и электроника, 1979, 24, № 3, с. 1036. [4] Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию
10.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 537.311.21

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ В РЕЖИМЕ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ

П. А. Воробьев, И. П. Звягин

(кафедра физики полупроводников)

В ряде теоретических и экспериментальных работ было показано, что при низких температурах T в проводимости двумерных систем имеется логарифмически зависящая от T часть. Появление логарифмической температурной зависимости связано с диффузионным характером движения электронов при упругом рассеянии на примеси.

«Локализационные поправки» к проводимости при постоянном токе σ_L обусловлены веерными диаграммами, сумма которых имеет полюсную структуру [1, 2]. Логарифмическая расходимость выражения для σ_L при малых значениях суммарного импульса в случае рассеяния назад устраняется путем учета неупругих процессов. Для рассеяния на короткодействующих потенциалах и круговой поверхности Ферми расчет дает [1, 2]

$$\sigma_L = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\ln\frac{\tau_{in}}{\tau}, \tag{1}$$

где τ и τ_{in} — времена релаксации для упругих и неупругих процессов соответственно. Часто можно положить $\tau_{in}\sim T^{-p}$. При этом выражение (1) логарифмически зависит от температуры.

Диффузионные полюсы в выражениях для проводимости при учете взаимодействия между электронами дают «корреляционную» поправку к проводимости, которая в низшем порядке по взаимодействию имеет вид [3, 4]

$$\sigma_I = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\, g\ln\frac{\hbar}{T\tau}. \tag{2}$$

Здесь g — безразмерная константа электрон-электронного взаимодействия. Логарифмическая зависимость σ_I от T связана с тем, что взаимодействие носителей идет с передачей энергии, и при конечных температурах тепловое размытие фермиевского распределения приводит к появлению эффективного затухания, пропорционального T. Наряду с этим неупругие процессы, приводящие к затуханию одноэлектронных состояний с данной энергией, также могут приводить к эффективному обрезанию логарифмических расходимостей. Учет затухания, связанного с неупругими процессами, приводит к тому, что под знаком логарифма в (2) фактически стоит величина $\max(\hbar/(T\tau), \tau_{in}/\tau)$.

Техника вычислений аналогична использованной в работе [5]. При учете неупругого затухания диффузионные полюсы имеют вид

$$(Dq^2 + |\omega_n| + \tau_{in}^{-1})^{-1}, \tag{3}$$

где q — суммарный импульс, D — коэффициент диффузии, а ω_n — мацубаровские частоты. Используя выражение (3), получаем для корреляционной поправки σ_I:

$$\sigma_I = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\, g\left(\ln\frac{\tau_{in}}{\tau} + \Phi\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right)\right), \tag{4}$$

где функция Φ определяется выражением

$$\Phi(\mu) = 2\int_0^\infty \frac{d}{dx}\left(\frac{x}{e^x-1}\right)\frac{x\,dx}{x^2+\mu^2} = \begin{cases}\ln\mu, & \mu\ll 1,\\ -\pi^2/3\mu^2, & \mu\gg 1.\end{cases}$$

При $\hbar/\tau_{in}\ll T$ отсюда получается формула (2), а при $\hbar/\tau_{in}\gg T$ функцией Φ можно пренебречь, так что $\sigma_I\sim\ln T$.

Аналогично для корреляционного вклада в магнитосопротивление при одновременном учете температурного и неупругого затуханий находим:

$$\Delta\sigma_I = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\{g[f(x) + J(\alpha/x,\ \alpha) - \Phi(\hbar/T\tau_{in})] - \beta f(x)\}. \tag{5}$$

Здесь

$$f(x)=\ln(1/x)-\psi(1/2+1/x),$$

$$J(\varkappa,\alpha)=\alpha\int_0^\infty \frac{\exp(-2\varkappa t)}{\operatorname{sh}\alpha t}\left(\frac{t^2}{\operatorname{sh}^2 t}-1\right)dt,$$

$$x=4\,DeH\,\tau/\hbar c,\quad \alpha=2\,DeH/\pi Tc,$$

$\beta(g)$ — функция, табулированная в [6], а последнее слагаемое в (5) есть вклад поправок Маки — Томпсона.

Если неупругое затухание мало ($\hbar/T_{in}\ll T$), то из формулы (5) получается результат работы [7]:

$$\Delta\sigma_I=-\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}g\varphi(\alpha),$$

$$\varphi(\alpha)=\int_0^\infty \frac{t}{\operatorname{sh}\alpha t}\left(\frac{\alpha t}{\operatorname{sh}\alpha t}-1\right)dt. \tag{6}$$

В обратном предельном случае функции J и Φ в (5) малы, так что

$$\Delta\sigma_I=-\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}(g-\beta)f(x).$$

В области магнитных полей $eDH/c\gg\hbar/\tau_{in}\gg T$ из (6) получаем

$$\Delta\sigma_I=-\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}(g-\beta)\ln\frac{\hbar c}{DeH\tau_{in}}. \tag{7}$$

Таким образом, корреляционный вклад в проводимость двумерных неупорядоченных систем может быть пропорционален как $\ln T$, так и $p\ln T$ в зависимости от того, что доминирует: температурное уширение или неупругое затухание. Вероятно, это обстоятельство может быть существенно при экспериментальном разделении локализационных и корреляционных вкладов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Abrahams E. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, p. 673. [2] Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, с. 248. [3] Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee P. A. Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, p. 1288. [4] Fukuyama H. J. Phys. Soc. Jap., 1980, **48**, p. 2169. [5] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. ЖЭТФ, 1979, **77**, с. 2028. [6] Ларкин А. И. Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, с. 239. [7] Альтшулер Б. Л. и др. ЖЭТФ, 1981, **81**, с. 768.

Поступила в редакцию
22.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В СПЛАВЕ $Hg_{0,80}Cd_{0,20}Te$

Е. В. Богданов, Н. Б. Брандт, Л. С. Флейшман
(кафедра физики низких температур)

Несмотря на то что исследованию влияния сильного электрического поля на носители заряда в полупроводниковых сплавах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ посвящено значительное число работ (см., например,