ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕРМОЭДС В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

Х.А.ГАСАНОВ

НТК «Информатика»
AZ 1143, г.Баку, ул. Ф.Агаева,9

В настоящей работе получены аналитические выражения для термоэдс вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим удерживающим потенциалом для трех механизмов рассеяния: на ионизированных примесях, пьезоакустических фононах и деформационных акустических фононах.

Как известно, для вырожденного электронного газа имеет место следующее универсальное выражение для термоэдс [1]

$$\alpha = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}k_0 T\frac{\partial Log\tau(\varepsilon_F)}{\partial\varepsilon_F}. \tag{1}$$

Выражение для обратного времени релаксации в приближении упругого рассеяния имеет вид

$$\frac{1}{\tau_I} = 2\sum_{k'} W\left(0,k',0,k\right)\left(1-\frac{k'}{k}\right). \tag{2}$$

Мы рассматриваем ситуацию квантового предела, когда занята лишь одна подзона $\left(N = N' = 0\right)$.

$$W(0,k',0,k) = \frac{2\pi}{\hbar}|\tilde{M}_{0k',0k}|^2\,\delta(\varepsilon_{0k'}-\varepsilon_{0k}), \tag{3}$$

$$\tilde{M}_{0k',0k} = M_{0k',0k}(1+M_{0k',0k}\Pi(0,0)^{-1}, \tag{4}$$

$$M_{0k',0k} = \iiint\psi_{0k'}(x,y,z)V(x,y,z)\psi_{0k}(x,y,z)dxdydz. \tag{5}$$

Для рассеяния на ионизированных примесях

$$V\left(x,y,z\right) = \frac{Ze^2}{\chi}\left(x^2+y^2+z^2\right)^{-1/2}, \tag{6}$$

$$\psi_{0,k}(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{L_z}}\frac{1}{\sqrt{\pi}R}Exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2R^2}\right)e^{ikz}, \tag{7}$$

$$\varepsilon_{0,k} = \frac{\hbar^2k^2}{2m}+\hbar\omega, \tag{8}$$

$$\Pi(0,0) = \int_{\varepsilon_0}^{\infty}\rho\left(\varepsilon\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon \tag{9}$$

- поляризационный оператор, учитывающий экранировку кулоновского потенциала примеси.

При этом для времени релаксации получаем

$$\frac{1}{\tau_I} = L_z\frac{2m}{\hbar^3k}N_I\frac{\left(\frac{Ze^2}{\chi L_z}Exp\left(R^2k^2\right)\Gamma\left(0,R^2k^2\right)\right)^2}{\left(1+\frac{Ze^2}{\chi L_z}Exp\left(R^2k^2\right)\Gamma\left(0,R^2k^2\right)\Pi\left(0,0\right)\right)^2}, \tag{10}$$

N_I - концентрация примесей, χ - статическая диэлектрическая проницаемость, Z - заряд примеси, Γ(0,x) - неполная гамма–функция [2].

Для вырожденного электронного газа время релаксации электронов в квантовой проволоке при рассеянии на ионизированных примесях имеет вид:

$$\tau_I = \frac{\hbar^3 \pi n}{4mN_I} \frac{\left(1+\frac{Ze^2}{\chi} Exp\left(\frac{1}{4}R^2\pi^2 n^2\right)\Gamma\left(0,\frac{1}{4}R^2\pi^2 n^2\right)\frac{4m}{\pi^2\hbar^2 n}\right)^2}{\left(\frac{Ze^2}{\chi} Exp\left(\frac{1}{4}R^2\pi^2 n^2\right)\Gamma\left(0,\frac{1}{4}R^2\pi^2 n^2\right)\right)^2}, \qquad (11)$$

здесь мы положили L_z=1 и воспользовались тем, что $k_F = \frac{\pi n}{2}$ и $\Pi(0,0) = \rho(\varepsilon_F) = \frac{4m}{\pi^2\hbar^2 n}$.

Отсюда определим выражение для термодс вырожденного электронного газа при рассеянии на ионизированных примесях

$$\alpha_I = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}k_0 T \frac{4m}{\pi^2\hbar^2 n^2} \times$$

$$\left(-1+\frac{4}{Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)\Gamma\left(0,\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)}+\frac{-16Ze^2 m+\pi^2 n\left(2-\pi^2 n^2 R^2\right)\chi\hbar^2}{\pi^2 n\chi\hbar^2+4Ze^2 m\, Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)\Gamma\left(0,\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)}\right). \qquad (12)$$

Рассмотрим теперь рассеяние электронов на пьезоакустических фононах. Пьезоакустический потенциал рассеяния имеет вид [1]

$$V(x,y,z) = \frac{eE_{pz}\sqrt{k_0 T}}{\chi\sqrt{\rho\Omega}s}\sum_{\vec q}\frac{Exp(i\vec q\vec r)}{q}, \qquad (13)$$

здесь E_{pz} – пьезоэлектрическая константа, ρ - плотность, Ω - объем, s - скорость звука, k_0 – постоянная Больцмана.

Для времени релаксации получаем

$$\frac{1}{\tau_{PA}} = L_z \frac{4m}{\hbar^3 k}\left(\frac{\frac{L_x L_y}{\pi}\frac{eE_{pz}\sqrt{\pi k_0 T}}{\chi\sqrt{\rho\Omega}s}Exp\left(R^2k^2\right)\left(1-Erf\left(Rk\right)\right)}{1+\frac{L_x L_y}{\pi}\frac{eE_{pz}\sqrt{\pi k_0 T}}{\chi\sqrt{\rho\Omega}s}Exp\left(R^2k^2\right)\left(1-Erf\left(Rk\right)\right)\Pi(0,0)}\right)^2, \qquad (14)$$

Erf(x) – интеграл вероятностей[2].

Соответственно время релаксации для вырожденного электронного газа при рассеянии на пьезоакустических фононах имеет вид

$$\tau_{PA} = \frac{\hbar^3\pi n}{8m}\left(\frac{1+\pi R\frac{eE_{pz}\sqrt{\pi k_0 T}}{\chi\sqrt{\rho\Omega}s}Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2R^2n^2\right)\left(1-Erf\left(\frac{1}{2}\pi Rn\right)\right)\frac{4m}{\hbar^2\pi n}}{\pi R\frac{eE_{pz}\sqrt{\pi k_0 T}}{\chi\sqrt{\rho\Omega}s}Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2R^2n^2\right)\left(1-Erf\left(\frac{1}{2}\pi Rn\right)\right)}\right)^2 \qquad (15)$$

Дифференцируя последнее выражение, получим для термодс вырожденного электронного газа при рассеянии на пьезоакустических фононах

$$\alpha = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}k_0 T\frac{4m}{\pi^2 n^2 \hbar^2}(-\pi n R\hbar^2 s\chi\sqrt{\rho}\left(-2\sqrt{\pi}nR + \left(-1+\pi^2 n^2 R^2\right)Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)Erf\left(\frac{\pi n R}{2}\right)\right) -$$
$$-4em\sqrt{\pi}R E_{pz}\sqrt{k_0 T}Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)Erf\left(\frac{\pi n R}{2}\right)^2) \quad . \quad (16)$$
$$\left(Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)Erf\left(\frac{\pi n R}{2}\right)\left(\pi n R\hbar^2 s\chi\sqrt{\rho} + 4em\sqrt{\pi}R\,Exp\left(\frac{1}{4}\pi^2 n^2 R^2\right)Erf\left(\frac{\pi n R}{2}\right)E_{pz}\sqrt{k_0 T}\right)\right)^{=1}$$

Рассмотрим теперь рассеяние электронов на акустических фононах через деформационный потенциал акустической волны. Потенциал взаимодействия для этого механизма рассеяния имеет вид [3]

$$V(x,y,z) = \frac{E_1\sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho\Omega s}}\sum_{\vec{q}} Exp(i\vec{q}\vec{r}), \quad (17)$$

здесь E_1 - деформационный потенциал.

Используя (17) для обратного времени релаксации, находим

$$\frac{1}{\tau_{PA}} = L_z\frac{4m}{\hbar^3 k}\left(\frac{\frac{L_x L_y}{\pi R^2}\frac{E_1\sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho\Omega s}}}{1+\frac{L_x L_y}{\pi R^2}\frac{E_1\sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho\Omega s}}\Pi(0,0)}\right)^2 . \quad (18)$$

Время релаксации для вырожденного электронного газа при рассеянии на деформационных акустических фононах имеет вид

$$\tau_{PA} = \frac{\hbar^3 \pi n}{8m}\left(\frac{1+\frac{\pi E_1\sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho\Omega s}}\frac{4m}{\hbar^2 \pi n}}{\frac{\pi E_1\sqrt{k_0 T}}{\sqrt{2\rho\Omega s}}}\right)^2 . \quad (19)$$

Отсюда определим выражение для термодс вырожденного электронного газа при рассеянии на деформационных акустических фононах

$$\alpha = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}k_0 T\frac{4m}{\pi^2 n^2 \hbar^2}\frac{ns\sqrt{\rho}\hbar^2 - 2\sqrt{2k_0 T}\,mE_1}{ns\sqrt{\rho}\hbar^2 + 2\sqrt{2k_0 T}\,mE} . \quad (20)$$

Интересно отметить, что в случае сильной экранировки термоэдс вырожденного электронного газа независимо от механизма рассеяния определяется простым выражением

$$\alpha = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}k_0 T\frac{4m}{\pi^2 n^2 \hbar^2} . \quad (21)$$

Таким образом, термоэдс сильно вырожденного электронного газа в квантовой проволоке изменяется прямо пропорционально температуре и обратно пропорционально квадрату концентрации носителей тока.

1. Б.М.Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках, «Наука», Москва,* (1985) 318.
2. Handbook of mathematical functions, ed. by M.Abramowitz and I.A.Stegun, (1964) *(Справочник по специальным функциям, под ред. М.Абрамовица и И.Стиган, «Наука», Москва,* (1979) 830).
3. Э.П.Синявский, Р.А.Хамидуллин, *ФТП,* **40** (2006) 1368.

KVANT MƏFTİLİNDƏ ELEKTRON TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

X.A.HƏSƏNOV

Bu işdə parabolik potensiallı kvant məftilində cırlaşmış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün aşqar ionlardan, pyezoakustik fononlardan və akustik fononlardan səpilmə mexanizmləri üçün analitik ifadələr alınmışdır.

ELECTRON THERMOPOWER IN QUANTUM WIRE

Kh.A.HASANOV

The analytic expressions for thermopower of degenerated electron gas in quantum wire with parabolic confinement for three scattering mechanisms (ionizing impurity, piezoacoustic and deformation acoustic phonons) have been obtained.

Редактор:Г.Ибрагимов