ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Карапетян С.А.

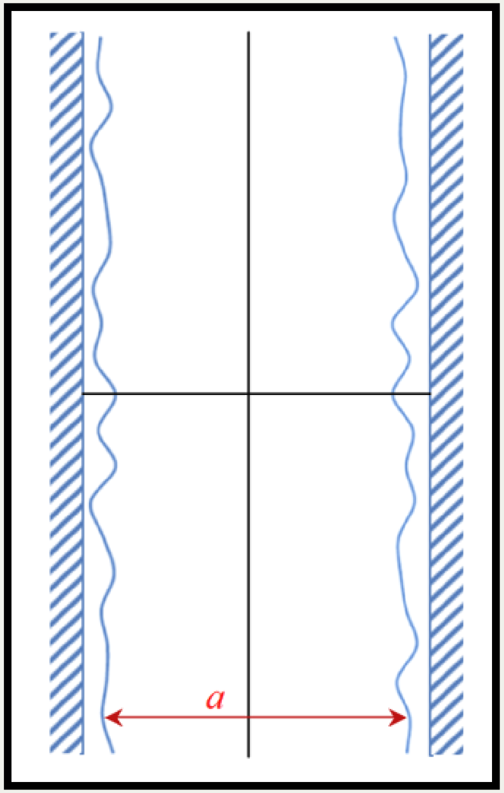
Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г.Шевченко

Тирасполь, 2017

Механизм рассеяния на шероховатой поверхности

$$V(x, y) = \frac{\partial E_\alpha}{\partial a} \Delta(x, y) \equiv V_\alpha \Delta(x, y)$$

$\Delta(x, y)$ – случайная функция



Для прямоугольной квантовой ямы с бесконечными стенками:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} \equiv E_0 n^2 \Rightarrow V_n = -\frac{2}{a} E_0 n^2$$

Для квантовой ямы с параболическим потенциалом:

$$E_n = 2\hbar \left[\frac{2\Delta E_c}{m_e}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{a}\left(n + \frac{1}{2}\right) = \hbar\omega_e \left(n + \frac{1}{2}\right), V_n = -\frac{1}{a}\hbar\omega_e \left(n + \frac{1}{2}\right),$$

$$\hbar\omega_e = \frac{2\hbar}{a}\sqrt{\frac{2\Delta E_c}{m_e}}$$

ΔE_c — высота параболического потенциала на границе наноструктуры,

$\hbar\omega_e$ — энергия размерного квантования.

Флуктуация поверхности в случае квантовой ямы

Гауссова:

$$\{\Delta(x,y)\Delta(x',y')\}_V = \Delta^2 \exp\left\{-\frac{1}{\Lambda^2}\left[(x-x')^2+(y-y')^2\right]\right\} \equiv F\left(|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|\right),$$

здесь: $|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'| = \sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}$, Δ, Λ — высота и ширина гауссовой флуктуации соответственно, $\{\dots\}_V$ описывает усреднение по реализации случайного процесса, $\Delta(x,y)$

δ-образная:

$$\{\Delta(x,y)\Delta(x',y')\} = \gamma_0\delta\left(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'\right) = \gamma\delta(x-x')(y-y') = \tilde{F}\left(|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|\right)$$

γ_0 определяет квадрат амплитуды флуктуации

Флуктуация поверхности для одномерного электронного газа

Гауссова:

$$\{\Delta(x)\Delta(x')\} = \Delta_0^2 \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{\Lambda_0^2}\right] = F_0(x-x')$$

δ-образная:

$$\{\Delta(x)\Delta(x')\} = \gamma_0\delta(x-x') = \tilde{F}_0(x-x')$$

Формула Кубо

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{2Vm^2} \sum_{\alpha,\beta,\alpha_1,\beta_1} \hat{p}^{(i)}_{\alpha\beta} \hat{p}^{(j)}_{\alpha_1\beta} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \left\langle a^+_\alpha(t) a_\beta(t) a^+_{\alpha_1} a_{\beta_1} \right\rangle$$

$$K(\Omega) = \frac{2\pi e^2}{Vcn_0\hbar\Omega m_e^2}\left(1 - e^{-\beta_0\hbar\Omega}\right) \sum_{\alpha\alpha_1\beta\beta_1} \left\langle \alpha \left| (\hat{\mathbf{P}}\boldsymbol{\xi}) \right| \alpha_1 \right\rangle \left\langle \beta \left| (\hat{\mathbf{P}}\boldsymbol{\xi}) \right| \beta_1 \right\rangle \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\Omega t} \left\langle a^+_\alpha(t) a_{\alpha_1}(t) a^+_\beta a_{\beta_1} \right\rangle$$

здесь:

$$a^+_\alpha(t) = \exp\left(\frac{it\hat{H}}{\hbar}\right) a^+_\alpha \exp\left(-\frac{it\hat{H}}{\hbar}\right), \; \hat{H} = \sum_\alpha \varepsilon_\alpha a^+_\alpha a_\alpha + \sum_{\alpha,\beta} \langle\alpha|\hat{V}|\beta\rangle a^+_\alpha a_\beta$$

Приближение времени релаксации

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{V m_e^2} \sum_\alpha \left| \hat{P}^{(i)}_{\alpha\alpha} \right|^2 n_\alpha \left(1 - n_\alpha\right) \tau_{\alpha\alpha}$$

$$K(\Omega) = \frac{4\pi e^2}{\hbar c V n_0 \Omega} \left| \frac{\mathbf{P}_{\alpha\beta} \boldsymbol{\xi}}{m_e} \right|^2 \sum_{\alpha\beta} \frac{\tau_{\alpha\beta} n_\alpha}{1 + \frac{\tau_{\alpha\beta}^2}{\hbar^2} (\hbar\Omega + E_\alpha - E_\beta)^2}$$

$$\frac{1}{\tau_{\alpha\beta}} = \frac{\pi}{\hbar} \sum_\gamma \left[W_{\alpha\gamma} \delta\left(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\gamma\right) + W_{\beta\gamma} \delta\left(\varepsilon_\beta - \varepsilon_\gamma\right) \right]$$

$$W_{\alpha\beta} = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r_1} \, \Psi^*_\alpha(\mathbf{r}) \Psi^*_\beta(\mathbf{r_1}) V_\alpha V_\beta F \Psi_\alpha(\mathbf{r}) \Psi_\beta(\mathbf{r_1})$$

Время релаксации для различных систем:

Квазидвумерные системы с бесконечным потенциалом и гауссовой флуктуацией поверхности

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{m_e}{\hbar^3}\pi(\Delta\Lambda)^2 V_n^2 \exp\left[-\frac{1}{2}(\Lambda k_\perp)^2\right] \mathrm{I}_0\left[\frac{1}{2}(\Lambda k_\perp)^2\right]$$

При низких температурах, когда $\Lambda k_\perp \ll 1$:

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{m_e}{\hbar^3}\pi(\Delta\Lambda)^2 V_n^2$$

Для случая δ-образной флуктуации поверхности

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{m_e}{\hbar^3}\gamma_0 V_n^2$$

Одномерные квантовые системы с гауссовой флуктуацией поверхности

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{2m_e}{\hbar^3} \cdot \frac{V_n^2}{|k_x|} \cdot \frac{\Delta_0^2 \Lambda_0 \sqrt{\pi}}{2} \left(1 + \exp\left[-\Lambda_0^2 k_x^2\right]\right)$$

Одномерные квантовые системы с δ-образной флуктуацией поверхности

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{2m_e}{\hbar^3} \cdot \frac{V_n^2}{|k_x|} \gamma_0$$

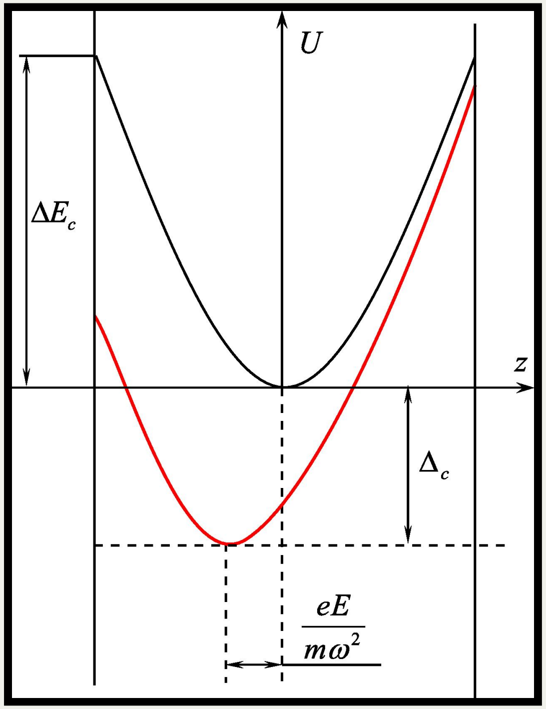
Влияние поперечного электрического поля на процессы рассеяния

$$U(z) = \frac{m_e\omega^2}{2} z^2 + eEz$$

$$\hbar\omega = \frac{2\hbar}{a}\sqrt{\frac{2\Delta E_c}{m_e}}$$

$$E_{n,k_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_e} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) - \Delta_c$$

$$k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2,\ \Delta_c = \frac{e^2 E^2}{2m_e\omega^2}$$



$$\Psi^{(c)}_{k_x,n,m}(x,y,z) = \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} H_n\left[(z-z_0)\sqrt{\lambda}\right] e^{-\frac{\lambda}{2}(z-z_0)^2}$$

Взаимодействие с шероховатой поверхностью

$$W_n = \frac{\partial E_n}{\partial a}\Delta(x,y) \equiv -\frac{1}{a}[E_n + 2\Delta_c]\,\Delta(x,y) = V_n\Delta(x,y)$$

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{\gamma_0 m_e(\hbar\omega)^2}{\hbar^3 a^2}\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)+N_c\right]^2,\; N_c = \frac{2\Delta_c}{\hbar\omega}$$

Спасибо за внимание