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

Карапетян С.А.

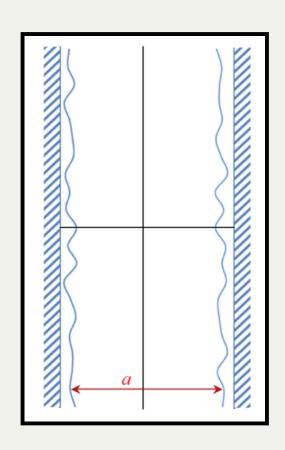
Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г.Шевченко

Тирасполь, 2017

Механизм рассеяния на шероховатой поверхности

$$V(x,y)=rac{\partial E_lpha}{\partial a}\Delta(x,y)\equiv V_lpha\Delta(x,y)$$

 $\Delta(x,y)$ — случайная функция



Для прямоугольной квантовой ямы с бесконечными стенками:

$$E_n=rac{\hbar^2\pi^2n^2}{2ma^2}\equiv E_0n^2\Rightarrow V_n=-rac{2}{a}E_0n^2$$

Для квантовой ямы с параболическим потенциалом:

$$E_n=2\hbariggl[rac{2\Delta E_c}{m_e}iggr]^rac{1}{2}rac{1}{a}iggl(n+rac{1}{2}iggr)=\hbar\omega_e\left(n+rac{1}{2}
ight), V_n=-rac{1}{a}\hbar\omega_e\left(n+rac{1}{2}
ight),
onumber \ \hbar\omega_e=rac{2\hbar}{a}\sqrt{rac{2\Delta E_c}{m_e}}$$

 ΔE_c — высота параболического потенциала на границе наноструктуры, $\hbar \omega_e$ — энергия размерного квантования.

Флуктуация поверхности в случае квантовой ямы

Гауссова:

$$\{\Delta(x,y)\Delta(x',y')\}_V = \Delta^2 \exp \left\{-rac{1}{\Lambda^2}igl[(x-x')^2+(y-y')^2igr]
ight\} \equiv F\left(|oldsymbol{
ho}-oldsymbol{
ho}'|
ight),$$

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

δ -образная:

$$\{\Delta(x,y)\Delta(x',y')\} = \gamma_0\delta\left(oldsymbol{
ho}-oldsymbol{
ho}'
ight) = \gamma\delta(x-x')(y-y') = ilde{F}\left(|oldsymbol{
ho}-oldsymbol{
ho}'|
ight)$$

 γ_0 определяет квадрат амплитуды флуктуации

Флуктуация поверхности для одномерного электронного газа

Гауссова:

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

δ -образная:

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

Формула Кубо

$$egin{aligned} \sigma_{ij} &= rac{eta_0 e^2}{2V m^2} \sum_{lpha,eta,lpha_1,eta_1} \hat{p}_{lphaeta}^{(i)} \hat{p}_{lpha_1eta}^{(j)} \int\limits_{-\infty} dt \left\langle a_lpha^+(t) a_eta(t) a_{lpha_1}^+ a_{eta_1}
ight
angle \ K(\Omega) &= rac{2\pi e^2}{V c n_0 \hbar \Omega m_e^2} ig(1 - e^{-eta_0 \hbar \Omega}ig) \sum_{lphalpha_1etaeta} ig\langle lpha \left| (\hat{\mathbf{P}}oldsymbol{\xi})
ight| lpha_1 ig
angle \left\langle eta \left| (\hat{\mathbf{P}}oldsymbol{\xi})
ight| eta_1 ig
angle \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\Omega t} \left\langle a_lpha^+(t) a_{lpha_1}(t) a_eta^+_eta a_{eta_1}
ight
angle \end{aligned}$$

здесь:

$$a_lpha^+(t) = \expigg(rac{it\hat{H}}{\hbar}igg)a_lpha^+\expigg(-rac{it\hat{H}}{\hbar}igg), \; \hat{H} = \sum_lpha arepsilon_lpha a_lpha^+a_lpha + \sum_{lpha,eta} \langlelpha|\hat{V}|eta
angle a_lpha^+a_eta$$

Приближение времени релаксации

$$egin{aligned} \sigma_{ij} &= rac{eta_0 e^2}{V m_e^2} \sum_{lpha} \left| \hat{P}_{lpha lpha}^{(i)}
ight|^2 n_lpha \left(1 - n_lpha
ight) au_{lpha lpha} \ K(\Omega) &= rac{4 \pi e^2}{\hbar c V n_0 \Omega} \left| rac{\mathbf{P}_{lpha eta} oldsymbol{\xi}}{m_e}
ight|^2 \sum_{lpha eta} rac{ au_{lpha eta} n_lpha}{1 + rac{ au_{lpha eta}^2}{\hbar^2} (\hbar \Omega + E_lpha - E_eta)^2} \ &rac{1}{ au_{lpha eta}} &= rac{\pi}{\hbar} \sum_{\gamma} \left[W_{lpha \gamma} \delta \left(arepsilon_lpha - arepsilon_\gamma
ight) + W_{eta \gamma} \delta \left(arepsilon_eta - arepsilon_\gamma
ight)
ight] \ &W_{lpha eta} &= \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}_1 \Psi_lpha^*(\mathbf{r}) \Psi_eta^*(\mathbf{r}_1) V_lpha V_eta F \Psi_lpha(\mathbf{r}) \Psi_eta(\mathbf{r}_1) \end{array}$$

Время релаксации для различных систем:

Квазидвумерные системы с бесконечным потенциалом и гауссовой флуктуацией поверхности

$$rac{1}{ au_a} = rac{m_e}{\hbar^3} \pi (\Delta \Lambda)^2 V_n^2 \exp \left[-rac{1}{2} (\Lambda k_\perp)^2
ight] ext{I}_0 \left[rac{1}{2} (\Lambda k_\perp)^2
ight]$$

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

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

Для случая δ -образной флуктуации поверхности

$$rac{1}{ au_a} = rac{m_e}{\hbar^3} \gamma_0 V_n^2$$

Одномерные квантовые системы с гауссовой флуктуацией поверхности

$$rac{1}{ au_lpha} = rac{2m_e}{\hbar^3} \cdot rac{V_n^2}{|k_x|} \cdot rac{\Delta_0^2 \Lambda_0 \sqrt{\pi}}{2} ig(1 + \expig[-\Lambda_0^2 k_x^2ig]ig)$$

Одномерные квантовые системы с δ -образной флуктуацией поверхности

$$rac{1}{ au_lpha} = rac{2m_e}{\hbar^3} \cdot rac{V_n^2}{|k_x|} \gamma_0$$

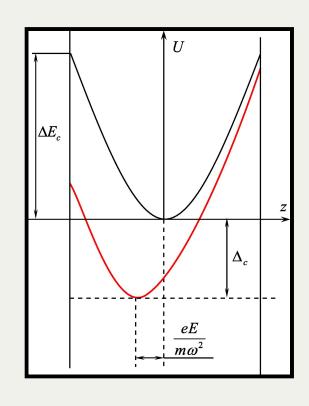
Влияние поперечного электрического поля на процессы рассеяния

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

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

$$E_{n,k_{\perp}}=rac{\hbar^{2}k_{\perp}^{2}}{2m_{e}}+\hbar\omega\left(n+rac{1}{2}
ight)-\Delta_{c}$$

$$k_{\perp}^{2}=k_{x}^{2}+k_{y}^{2},\;\Delta_{c}=rac{e^{2}E^{2}}{2m_{e}\omega^{2}}$$



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

Взаимодействие с шероховатой поверхностью

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

$$rac{1}{ au_lpha} = rac{\gamma_0 m_e (\hbar \omega)^2}{\hbar^3 a^2} igg[igg(n + rac{1}{2} igg) + N_c igg]^2, \; N_c = rac{2 \Delta_c}{\hbar \omega}$$

Спасибо за внимание