Нестационарные эффекты при туннелировании через коррелированные связанные квантовые точки

Н.С. Маслова

В.Н. Манцевич, П.И. Арсеев

Мотивация

Нестационарные характеристики как правило несут более богатую информацию, о фундаментальных свойствах наноструктур, чем стационарные.
Изучение нестационарных эффектов при электронном транспорте и переходных процессов необходимо для создания современных устройств наноэлектроники с заданными параметрами.

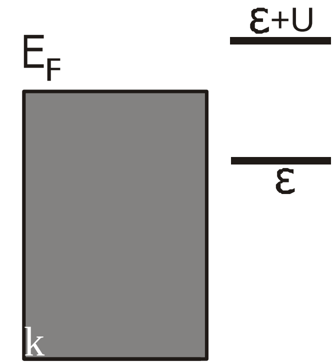
План доклада:

- Кинетика локализованного магнитного момента в одноуровневой модели Андерсона (магнитные состояния можно отличить от парамагнитных только с помощью анализа нестационарных характеристик или высших корреляционных функций)

- Андерсоновская примесь в области туннельного контакта: управление нестационарными спин-поляризованными токами в берегах контакта с помощью приложенного напряжения

- Диагностика многоэлектронных состояний (в том числе и перепутанных), в модели Андерсона с двумя уровнями по нестационарным характеристикам

Модель Андерсона



$$\hat{H} = \sum_{\sigma} \varepsilon_1 \hat{n}_{1\sigma} + \sum_{k\sigma} \varepsilon_k \hat{c}^{+}_{k\sigma} \hat{c}_{k\sigma} + $$
$$+ U \hat{n}_{1\sigma} \hat{n}_{1-\sigma} + \sum_{k\sigma} t_k (\hat{c}^{+}_{k\sigma} \hat{c}_{1\sigma} + \hat{c}^{+}_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma}).$$

P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **124**, 41, (1961).

Приближение Хартри - Фока

$$U \cdot A(0) \geq 0 \qquad A(0) = \frac{\Gamma}{(\varepsilon + \Sigma^{HF})^2 + \Gamma^2} \Rightarrow n_\sigma \neq n_{-\sigma}$$

в основном состоянии

J.R. Schrierrer, D.C. Mattis, *Phys. Rev.*, **140**, A1412, (1965).

Учет корреляционной энергии

$$U \Rightarrow U_{eff} = \frac{U}{1 + U/\pi\varepsilon \, arctg \frac{\varepsilon}{\Gamma}} \qquad Ueff \cdot A(0) < 1 \qquad \Gamma \neq 0 \qquad n_\sigma = n_{-\sigma}$$

магнитного момента нет в основном состоянии !

Основные уравнения эволюции

$$i\frac{\partial \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{1\sigma}}{\partial t} = -\sum_{k,\sigma} t_k \cdot (\hat{c}^+_{k\sigma}\hat{c}_{1\sigma} - \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}),$$

$$i\frac{\partial \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}}{\partial t} = -(\varepsilon_1 - \varepsilon_k) \cdot \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma} - U\hat{n}_{1-\sigma} \cdot \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma} +$$

$$+ t_k \cdot (\hat{n}_{1\sigma} - \hat{n}_{k\sigma}) - \sum_{k' \neq k} t_{k'} \hat{c}^+_{k'\sigma}\hat{c}_{k\sigma}$$

$$i\frac{\partial \hat{c}^+_{k'\sigma}\hat{c}_{k\sigma}}{\partial t} = -(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k) \cdot \hat{c}^+_{k'\sigma}\hat{c}_{k\sigma} -$$

$$- t_{k'} \cdot \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma} + t_k \cdot \hat{c}^+_{k'\sigma}\hat{c}_{1\sigma}$$

Из последнего уравнения выразим $\hat{c}^+_{k'\sigma}\hat{c}_{k\sigma}$ через $\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}$ и подставим в предыдущее уравнение

Цель – получить замкнутую систему кинетических уравнений для электронных чисел заполнения

$$\sum_{k' \neq k} \hat{c}^{+}_{k'\sigma} \hat{c}_{k\sigma} t_{k'} = i \sum_{k'} \int^{t} dt_1 \times$$

$$\times [t^2_{k'} \hat{c}^{+}_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma} - t_k t_{k'} \hat{c}^{+}_{k'\sigma} \hat{c}_{1\sigma}] \cdot e^{i \cdot (\varepsilon_k - \varepsilon'_k) \cdot (t - t_1)}$$

$$i \frac{\partial \hat{c}^{+}_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma}}{\partial t} + [\varepsilon_1 - \varepsilon_k + i\Gamma_k] \cdot \hat{c}^{+}_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma} + U \hat{n}_{1-\sigma} \cdot \hat{c}^{+}_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma}$$

$$= t_k \cdot (\hat{n}_{1\sigma} - \hat{n}_{k\sigma}) + i \sum_{k'} \int^{t} dt_1 \times$$

$$\times t_k t_{k'} \hat{c}^{+}_{k'\sigma} \hat{c}_{1\sigma} \cdot e^{i \cdot (\varepsilon_k - \varepsilon'_k) \cdot (t - t_1)},$$

$\Gamma_k = \nu_{k0} t^2_{k(p)}$ - в приближении широкой зоны

Приближение ММА для глубоких примесных уровней

$$(1-\hat{n}_{1-\sigma})\cdot i\frac{\partial \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}}{\partial t}+[\varepsilon_1-\varepsilon_k+i\Gamma_k][1-\hat{n}_{1-\sigma}]\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}=$$
$$=(1-\hat{n}_{1-\sigma})\cdot[t_k\cdot(\hat{n}_{1\sigma}-\hat{n}_{k\sigma})+$$
$$+i\sum_{k'}\int^t dt_1 t_k t_{k'}\hat{c}^+_{k'\sigma}(t_1)\hat{c}_{1\sigma}(t_1)e^{i\cdot(\varepsilon_k-\varepsilon_k')\cdot(t-t_1)}],$$

$$\hat{n}_{1-\sigma}\cdot i\frac{\partial \hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}}{\partial t}+[\varepsilon_1-\varepsilon_k+U+i\Gamma_k]\hat{n}_{1-\sigma}\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}=$$
$$=\hat{n}_{1-\sigma}\cdot[t_k\cdot(\hat{n}_{1\sigma}-\hat{n}_{k\sigma})+$$
$$+i\sum_{k'}\int^t dt_1 t_k t_{k'}\hat{c}^+_{k'\sigma}(t_1)\hat{c}_{1\sigma}(t_1)e^{i\cdot(\varepsilon_k-\varepsilon_k')\cdot(t-t_1)}].$$

$$\Gamma_k=\nu_{k0}t^2_{k(p)}$$

Если выполнено условие $\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_F}{\Gamma} >> 1$, то $\hat{n}_{1-\sigma}$ является медленно меняющейся величиной по сравнению с $\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}$ следовательно:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{n}_{1-\sigma}\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}\sim\hat{n}_{1-\sigma}\frac{\partial}{\partial t}\hat{c}^+_{1\sigma}\hat{c}_{k\sigma}.$$

$$\frac{\partial \hat{n}_{1\sigma}}{\partial t} = -2\Gamma_k[\hat{n}_{1\sigma} - (1-\hat{n}_{1-\sigma})\hat{N}^{\sigma}_{k\varepsilon}(t) - \hat{n}_{1-\sigma}\hat{N}^{\sigma}_{k\varepsilon+U}(t)],$$

$$\frac{\partial \hat{n}_{1-\sigma}}{\partial t} = -2\Gamma_k[\hat{n}_{1-\sigma} - (1-\hat{n}_{1\sigma})\hat{N}^{-\sigma}_{k\varepsilon}(t) - \hat{n}_{1\sigma}\hat{N}^{-\sigma}_{k\varepsilon+U}(t)].$$

где

$$\hat{N}^{\sigma}_{k\varepsilon}(t) = \hat{N}^{-\sigma}_{k\varepsilon}(t) = \frac{1}{2}i\int d\varepsilon_k \hat{n}^{\sigma}_k(\varepsilon_k)\times$$

$$\times[\frac{1-\cancel{e^{i(\varepsilon_1+i\Gamma-\varepsilon_k)t}}}{\varepsilon_1+i\Gamma-\varepsilon_k} - \frac{1-\cancel{e^{-i(\varepsilon_1-i\Gamma-\varepsilon_k)t}}}{\varepsilon_1-i\Gamma-\varepsilon_k}],$$

$$\hat{N}^{\sigma}_{k\varepsilon+U}(t) = \hat{N}^{-\sigma}_{k\varepsilon+U}(t) = \frac{1}{2}i\int d\varepsilon_k \hat{n}^{\sigma}_k(\varepsilon_k)\times$$

$$\times[\frac{1-\cancel{e^{i(\varepsilon_1+U+i\Gamma-\varepsilon_k)t}}}{\varepsilon_1+U+i\Gamma-\varepsilon_k} - \frac{1-\cancel{e^{-i(\varepsilon_1+U-i\Gamma-\varepsilon_k)t}}}{\varepsilon_1+U-i\Gamma-\varepsilon_k}],$$

Уравнения написаны для операторов, нет расцепления зонных электронов и локализованных электронов.

При усреднении - $\hat{n}^{\sigma}_k$ заменим фермиевскими функциями f^{σ}_k

и перейдем к уравнениям для средних чисел заполнения

Парамагнитное решение $n_1^{st} = n_{1\sigma} = n_{1-\sigma} = \dfrac{N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N}$ существует всегда.

Возможно ли наличие решение с ненулевым магнитным моментом ($n_\sigma \neq n_{-\sigma}$) ?
при достаточно больших U

$$Det = (2\Gamma)^2 \cdot (1 - \Delta N^2)$$

$$\Delta N = N_{k\varepsilon} - N_{k\varepsilon+U}.$$

$$\Delta N = \frac{1}{\pi}[\arctan(-\frac{\varepsilon_1}{\Gamma}) - \arctan(\frac{-\varepsilon_1 + W}{\Gamma}) - \\ - \arctan(-\frac{\varepsilon_1 + U}{\Gamma}) + \arctan(\frac{W - (\varepsilon_1 + U)}{\Gamma})].$$

$Det = 0$ при $\Delta N = 1$ W- ширина зоны

что возможно только при полном пренебрежении гибридизацией $\Gamma = 0$

На уровне «одночастичных» средних значений чисел заполнения стационарных «магнитных» решений нет !

Как проявляются магнитные свойства для глубоких примесей с увеличением кулоновского взаимодействия в модели Андерсона?

Нестационарные характеристики!

Возникают существенно различающиеся временные масштабы для эволюции магнитных состояний и парамагнитных состояний.

$$\lambda_{1,2} = -2\Gamma \cdot (1 \mp \Delta N)$$

$$n_{1\sigma} = \frac{N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N} \cdot (1 - e^{\lambda_2 t}) + $$
$$+ \frac{n_{1\sigma}(0) - n_{1-\sigma}(0)}{2} \cdot e^{\lambda_1 t} + \frac{n_{1\sigma}(0) + n_{1-\sigma}(0)}{2} \cdot e^{\lambda_2 t}$$

$$n_{1-\sigma} = \frac{N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N} \cdot (1 - e^{\lambda_2 t}) + $$
$$+ \frac{n_{1-\sigma}(0) - n_{1\sigma}(0)}{2} \cdot e^{\lambda_1 t} + \frac{n_{1-\sigma}(0) + n_{1\sigma}(0)}{2} \cdot e^{\lambda_2 t}$$

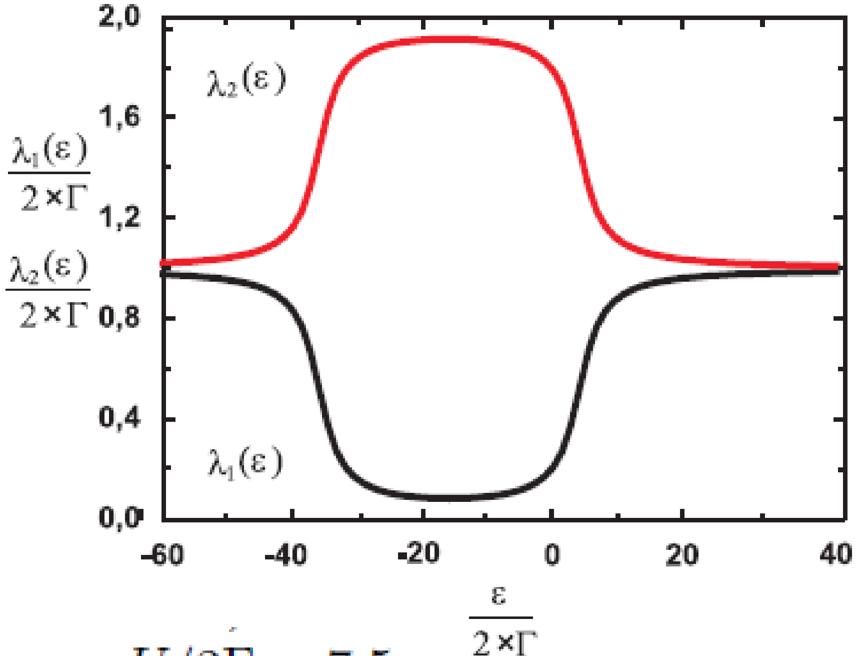
$$n_{1\sigma}(t) - n_{1-\sigma}(t) = [n_{1\sigma}(0) - n_{1-\sigma}(0)] \cdot e^{\lambda_1 t}$$

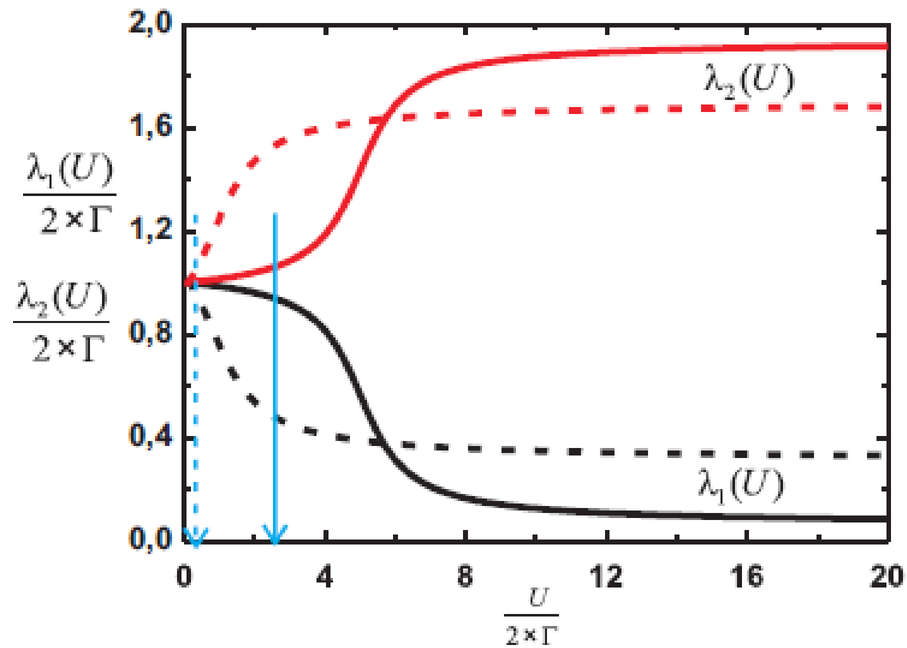
$$n_{1\sigma}(t) + n_{1-\sigma}(t) = \frac{2N}{1+\Delta N}(1 - e^{\lambda_2 t}) + [n_{1\sigma}(0) + n_{1-\sigma}(0)] \cdot e^{\lambda_2 t}$$

В случае глубоких уровней и сильного кулоновского взаимодействия:

$\varepsilon_1 < 0, \varepsilon_1 + U > 0, |\varepsilon_1 / \Gamma| >> 1, \varepsilon_1 + U / \Gamma >> 1$

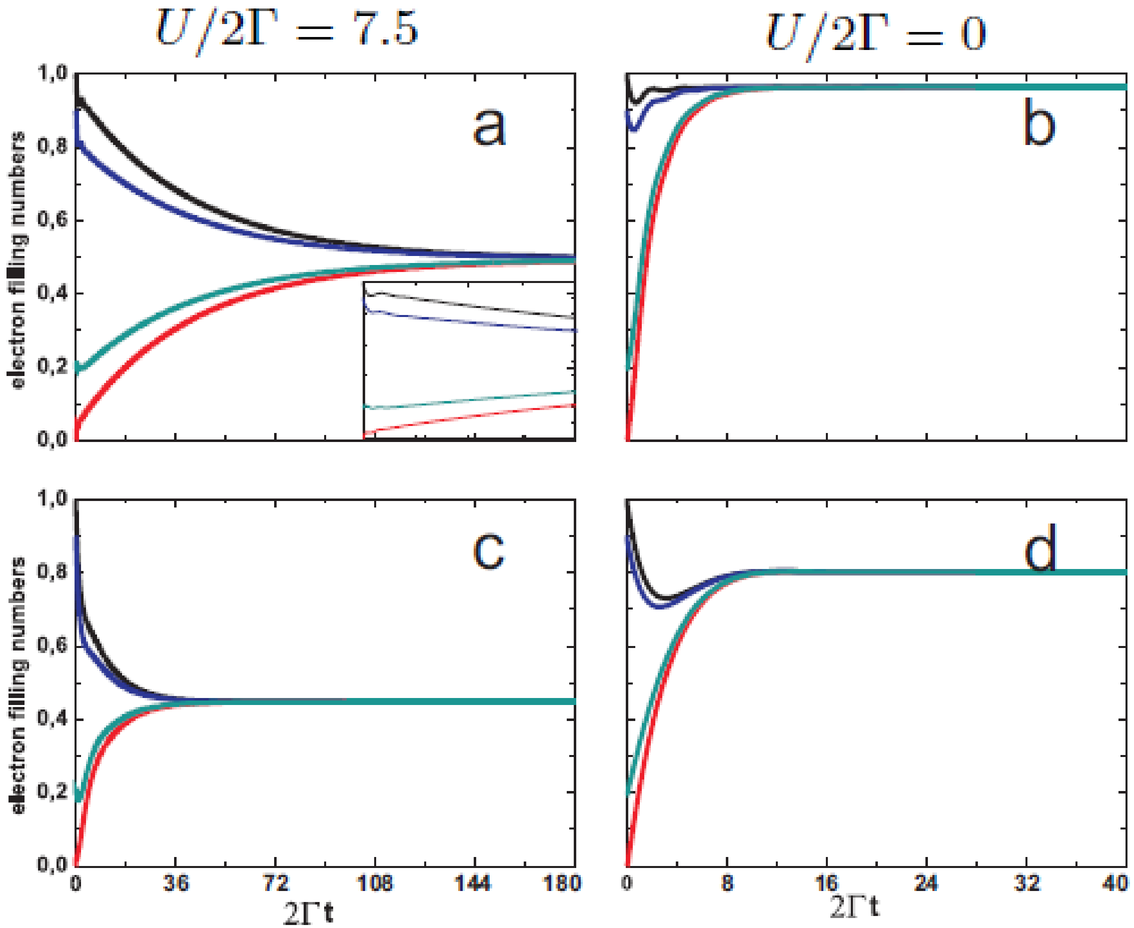
$$\frac{|\lambda_1|}{2\Gamma} \sim \frac{\Gamma U}{2|\varepsilon_1|(U - |\varepsilon_1|)},$$
$$\frac{|\lambda_2|}{2\Gamma} \sim 2 - \frac{\Gamma U}{2|\varepsilon_1|(U - |\varepsilon_1|)}.$$





$U/2\Gamma = 7.5$
$\Gamma = 1$

Solid lines $|\varepsilon|/2\Gamma = 2.5$
dashed lines $|\varepsilon|/2\Gamma = 0.375$

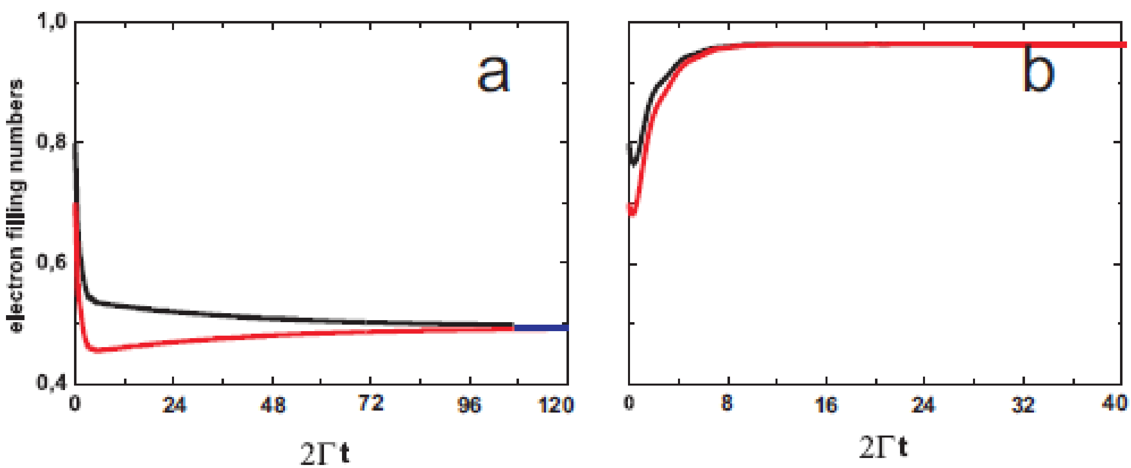


«магнитное» состояние

$n_{1\sigma}(t)$ черные и голубые линии

$n_{1-\sigma}(t)$ красные и зеленые линии

a),b) $\varepsilon/2\Gamma = -2.5$; c),d) $\varepsilon/2\Gamma = -0.375$.



«парамагнитное» состояние

$n_{1\sigma}(t)$ черные линии

$n_{1-\sigma}(t)$ красные линии

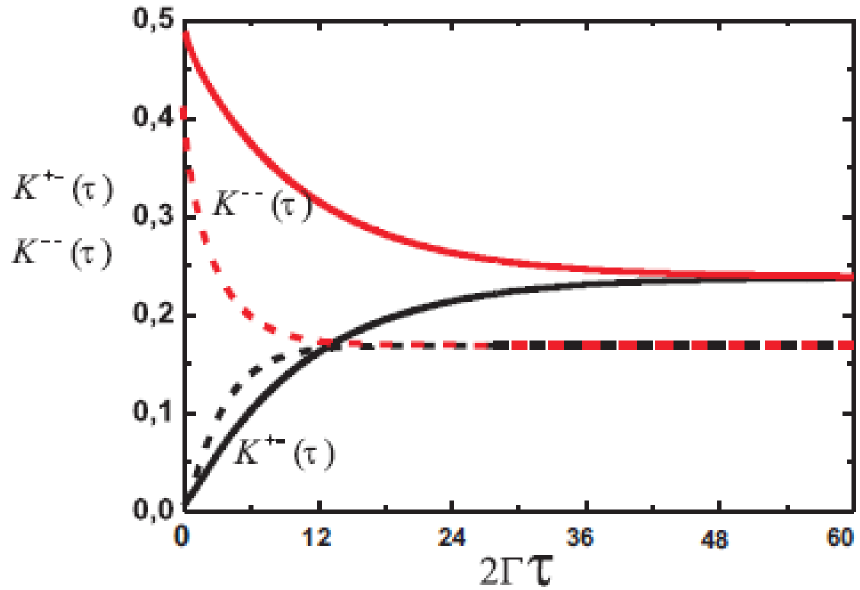
$\varepsilon/2\Gamma = -2,5$ $\Gamma = 1$

Затухание корреляционных функций

$$K^{\sigma\sigma'}(t-t') = < n_{1\sigma}(t) n_{1\sigma'}(t') >$$

$$\frac{\partial}{\partial t} K^{+-} = -2\Gamma_k [K^{+-} + \Delta N K^{--} - N_{k\varepsilon} n_{1-\sigma}],$$
$$\frac{\partial}{\partial t} K^{--} = -2\Gamma_k [K^{--} + \Delta N K^{+-} - N_{k\varepsilon} n_{1-\sigma}].$$

$$K^{+-}(t,t) = K^{+-}(0) = \frac{N_{k\varepsilon+U} \cdot N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N}$$
$$K^{--}(0) = n_1^{st} = \frac{N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N}.$$



$$K^{+-}(\tau) = \frac{N_{k\varepsilon}^2}{(1+\Delta N)^2} \cdot [1 - e^{\lambda_2 \tau}] +$$

$$+ \frac{N_{k\varepsilon}[N_{k\varepsilon+U} - 1]}{2[1+\Delta N]} \cdot e^{\lambda_1 \tau} + \frac{N_{k\varepsilon}[N_{k\varepsilon+U} + 1]}{2[1+\Delta N]} \cdot e^{\lambda_2 \tau},$$

$$K^{--}(\tau) = \frac{N_{k\varepsilon}^2}{(1+\Delta N)^2} \cdot [1 - e^{\lambda_2 \tau}] +$$

$$+ \frac{N_{k\varepsilon}[N_{k\varepsilon+U} + 1]}{2[1+\Delta N]} \cdot e^{\lambda_2 \tau} + \frac{N_{k\varepsilon}[1 - N_{k\varepsilon+U}]}{2[1+\Delta N]} \cdot e^{\lambda_1 \tau}.$$

$$\tau \to \infty$$

$$K^{+-st} = K^{--st} \simeq (\frac{N_{k\varepsilon}}{1+\Delta N})^2$$

Управление нестационарными спин-поляризованными токами при туннелировании через андерсоновскую примесь

$$\hat{H} = \hat{H}_{imp} + \hat{H}_{res} + \hat{H}_{tun}$$

$$\hat{H}_{imp} = \sum_{\sigma} \varepsilon_1 \hat{n}_{1\sigma} + +U \hat{n}_{1\sigma} \hat{n}_{1-\sigma},$$

$$\hat{H}_{res} = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k \hat{c}^+_{k\sigma} \hat{c}_{k\sigma} + \sum_{p\sigma} (\varepsilon_p - eV) \hat{c}^+_{p\sigma} \hat{c}_{p\sigma}$$

$$\hat{H}_{tun} = \sum_{k\sigma} t_k (\hat{c}^+_{k\sigma} \hat{c}_{1\sigma} + \hat{c}^+_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma}) + \sum_{p\sigma} t_p (\hat{c}^+_{p\sigma} \hat{c}_{1\sigma} + \hat{c}^+_{1\sigma} \hat{c}_{p\sigma}).$$

Solid State Communications, accepted for publication, available on-line 09.09.2016,
Doi: 10.1016/j.ssc.2016.09.003

Обобщение кинетических уравнений для примеси, расположенной между берегами туннельного контакта при произвольной величине напряжения:

$$\frac{\partial \hat{n}_{1\sigma}}{\partial t} = -2\Gamma[\hat{n}_{1\sigma} - (1 - \hat{n}_{1-\sigma})\hat{N}^T_{\varepsilon}(t) - \hat{n}_{1-\sigma}\hat{N}^T_{\varepsilon+U}(t)],$$

$$\frac{\partial \hat{n}_{1-\sigma}}{\partial t} = -2\Gamma[\hat{n}_{1-\sigma} - (1 - \hat{n}_{1\sigma})\hat{N}^T_{\varepsilon}(t) - \hat{n}_{1\sigma}\hat{N}^T_{\varepsilon+U}(t)],$$

$$\hat{N}^T_{\varepsilon}(t) = \frac{\Gamma_k}{\Gamma}\cdot\hat{N}_{k\varepsilon}(t) + \frac{\Gamma_p}{\Gamma}\cdot\hat{N}_{p\varepsilon}(t),$$

$$\hat{N}^T_{\varepsilon+U}(t) = \frac{\Gamma_k}{\Gamma}\cdot\hat{N}_{k\varepsilon+U}(t) + \frac{\Gamma_p}{\Gamma}\cdot\hat{N}_{p\varepsilon+U}(t)$$

$$\hat{N}_{k(p)\varepsilon} = \frac{1}{2}i\cdot\int d\varepsilon_{k(p)} f^{\sigma}_{k(p)}(\varepsilon_{k(p)}) \times$$

$$\times[\frac{1 - \cancel{e^{i(\varepsilon_1 + i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)})t}}}{\varepsilon_1 + i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)}} - \frac{1 - \cancel{e^{-i(\varepsilon_1 - i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)})t}}}{\varepsilon_1 - i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)}}],$$

$$\hat{N}_{k(p)\varepsilon+U}(t) = \frac{1}{2}i\cdot\int d\varepsilon_{k(p)} f^{\sigma}_{k(p)}(\varepsilon_{k(p)}) \times$$

$$\times[\frac{1 - \cancel{e^{i(\varepsilon_1 + U + i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)})t}}}{\varepsilon_1 + U + i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)}} - \frac{1 - \cancel{e^{-i(\varepsilon_1 + U - i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)})t}}}{\varepsilon_1 + U - i\widetilde{\Gamma} - \varepsilon_{k(p)}}].$$

Стационарное состояние всегда парамагнитное

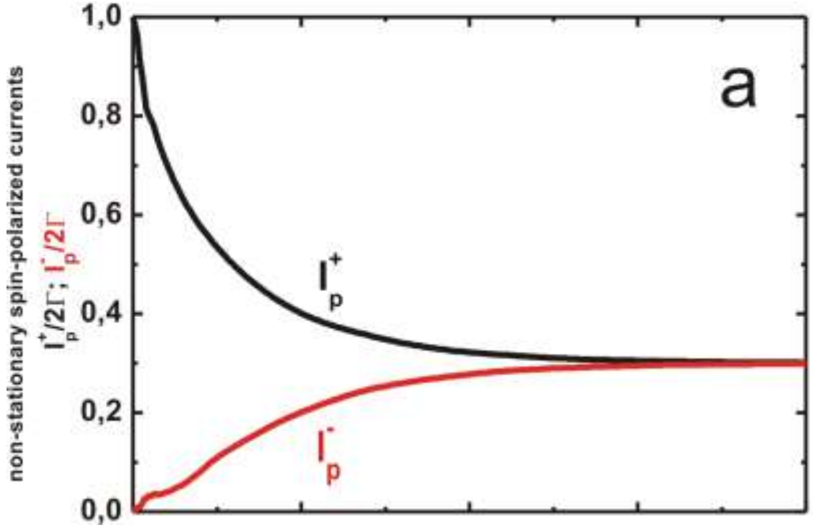
$$n_{1\sigma}^{stT} = n_{1-\sigma}^{stT} = \frac{N_\varepsilon^T}{1+\Delta N^T}$$

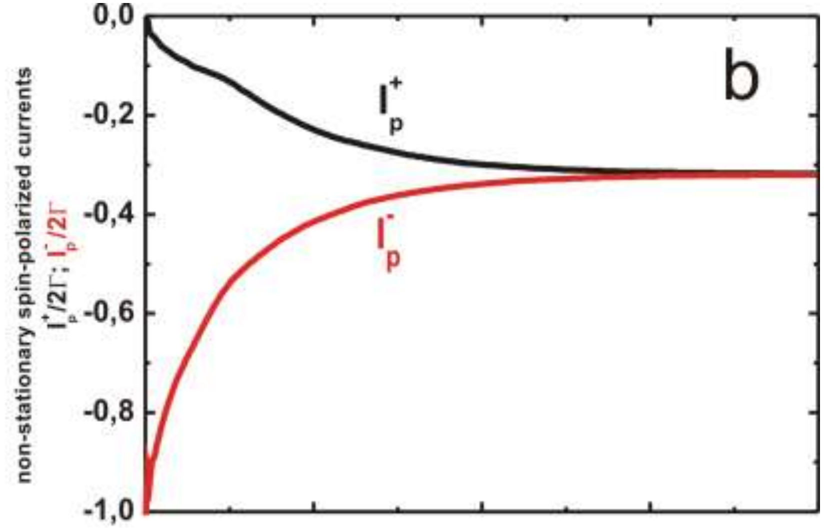
Магнитные свойства проявляются в возникновении сильно различающихся масштабов временной эволюции для магнитного и немагнитного состояний

$$\lambda_{1,2}^T = -2\Gamma \cdot (1 \mp \Delta N^T)$$

Существование долго живущего магнитного момента – появление нестационарных спин-поляризованных токов в берегах контакта:

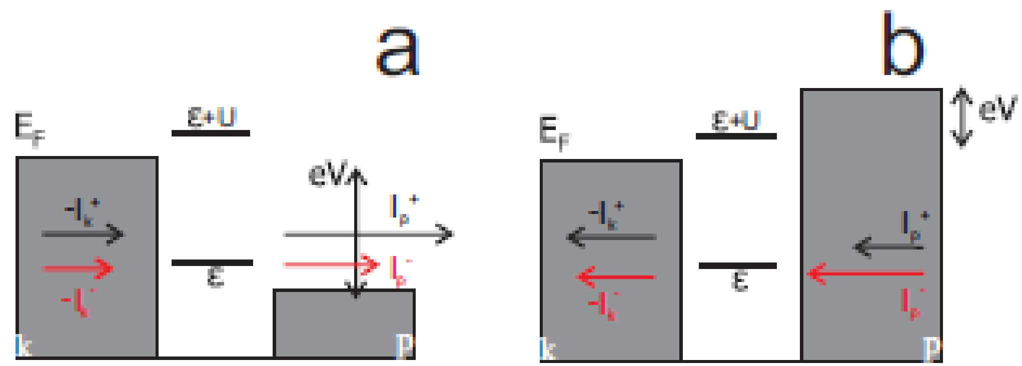
$$I_k^{\pm}(t) = -2\Gamma_k[n_{1\pm\sigma} - (1-n_{1\mp\sigma})N_{k\varepsilon}(t) - n_{1\mp\sigma}N_{k\varepsilon+U}(t)],$$
$$I_p^{\pm}(t) = -2\Gamma_p[n_{1\pm\sigma} - (1-n_{1\mp\sigma})N_{p\varepsilon}(t) - n_{1\mp\sigma}N_{p\varepsilon+U}(t)],$$



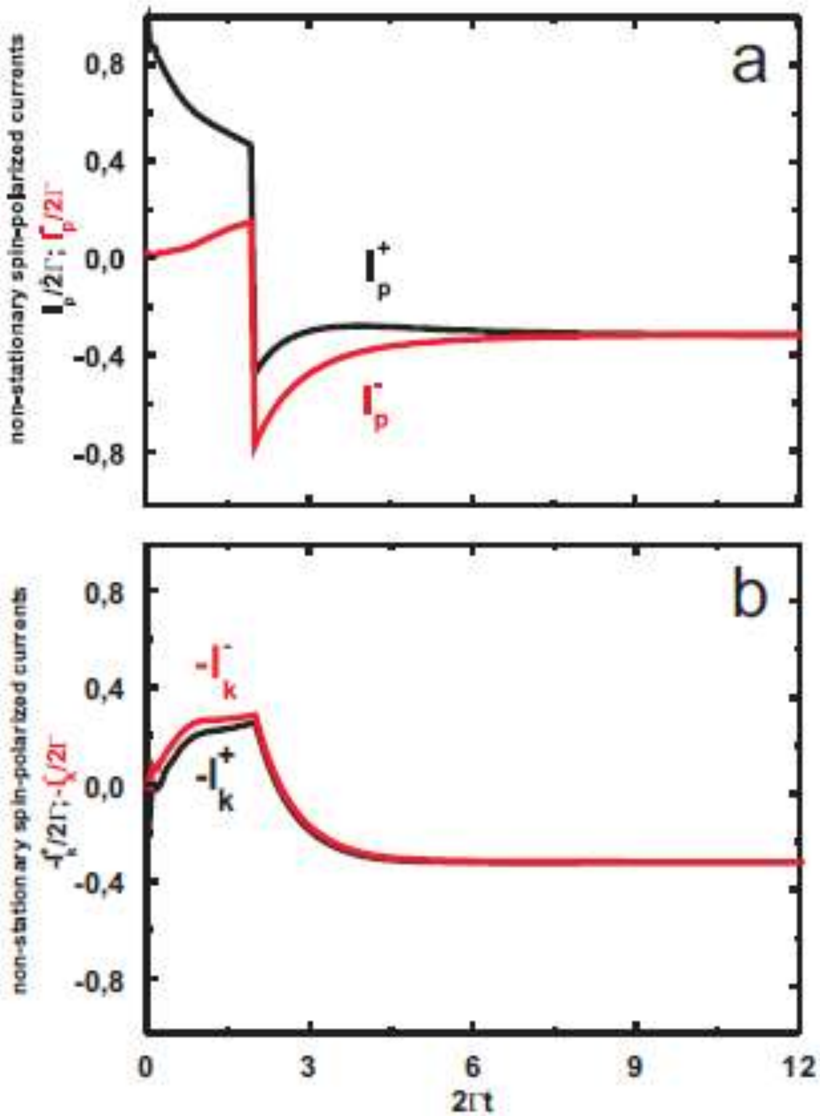


$$U/2\Gamma = 7.5$$
$$\varepsilon/2\Gamma = -2.5,\ eV/2\Gamma = -5.0$$

$$U/2\Gamma = 7.5$$
$$\varepsilon/2\Gamma = -2.5,\ eV/2\Gamma = 12.5$$

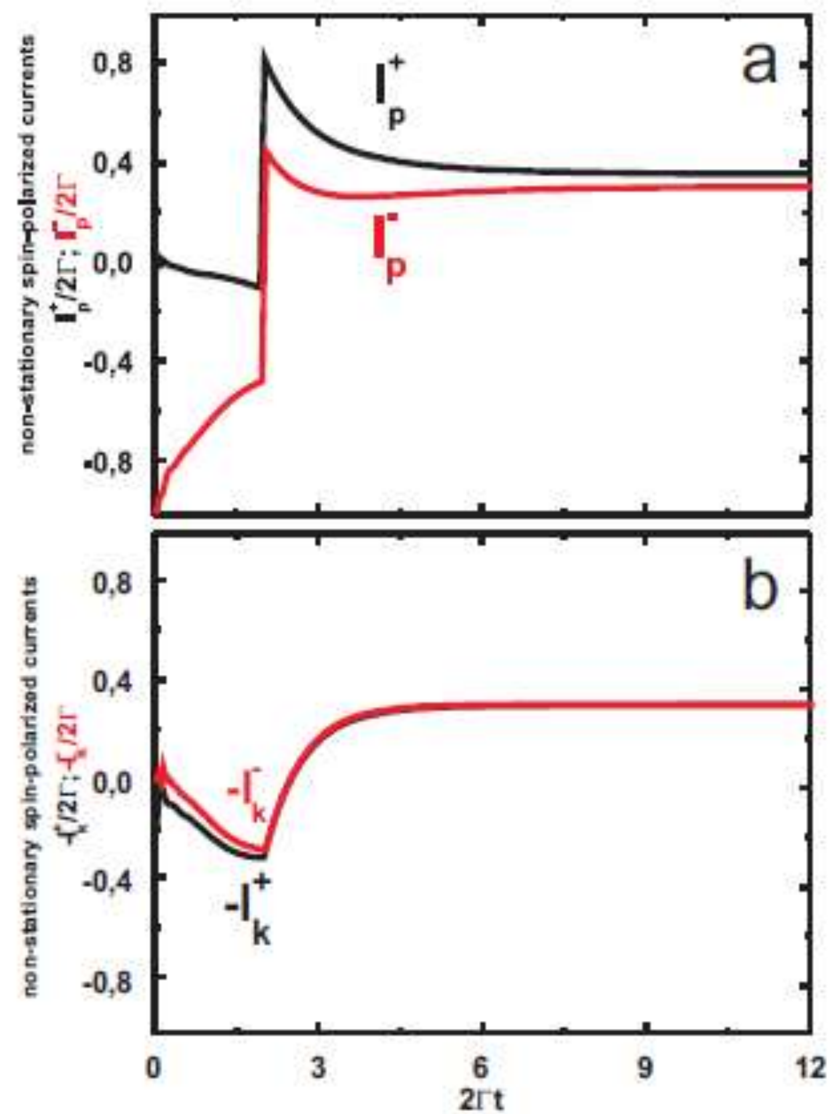


Изменение направления и спиновой поляризации нестационарных токов с помощью приложенного напряжения



$U/2\Gamma = 7.5,\ \varepsilon/2\Gamma = -2.5,\ eV/2\Gamma = -7.5$

$t<t_0$

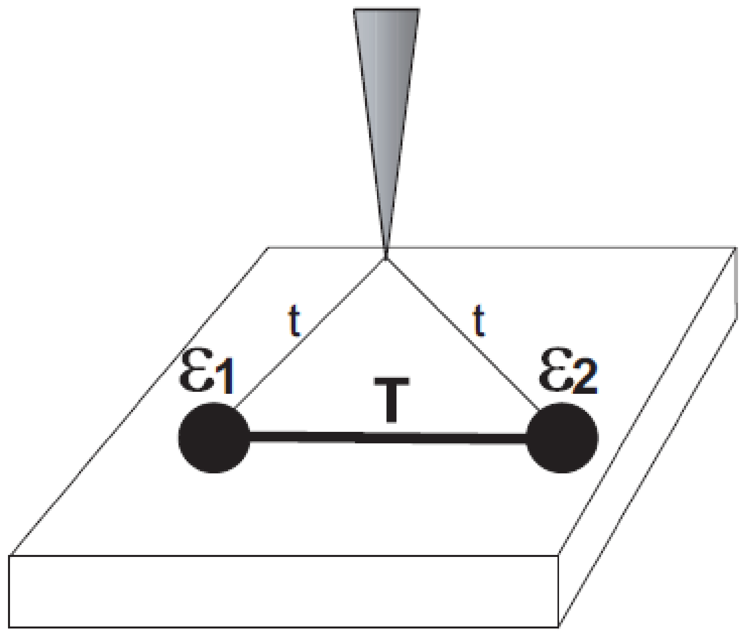


$U/2\Gamma = 7.5,\ \varepsilon/2\Gamma = -2.5,\ eV/2\Gamma = 7.5$

$t<t_0$

Диагностика многочастичных электронных состояний

$$\hat{H} = \hat{H}_{dot} + \hat{H}_{res} + \hat{H}_{tun}$$



$$\hat{H}_{res} = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k \hat{c}^+_{k\sigma} \hat{c}_{k\sigma}$$

$$\hat{H}_{dot} = \sum_{l=1,2,\sigma} \varepsilon_l \hat{n}_{l\sigma} + \sum_{l=1,2,\sigma} U_l \hat{n}_{l\sigma} \hat{n}_{l-\sigma} + T(\hat{c}^+_{1\sigma} \hat{c}_{2\sigma} + \hat{c}^+_{2\sigma} \hat{c}_{1\sigma})$$

$$\hat{H}_{tun} = \sum_{k\sigma} t_{k1}(\hat{c}^+_{k\sigma} \hat{c}_{1\sigma} + \hat{c}^+_{1\sigma} \hat{c}_{k\sigma}) + \sum_{p\sigma} t_{k2}(\hat{c}^+_{k\sigma} \hat{c}_{2\sigma} + \hat{c}^+_{2\sigma} \hat{c}_{k\sigma})$$

Волновые функции и энергии одноэлектронных и многоэлектронных состояний

Одночастичные состояния

$$\Psi_i^{\sigma} = \mu_i \cdot |0\uparrow\rangle|00\rangle + \nu_i \cdot |00\rangle|0\uparrow\rangle$$

i=a,s

$$\varepsilon_{a(s)} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2}{4} + T^2}$$

Двухчастичные состояния
с противоположными спинами
T_0, S_0, T_0*, S_0*

$$\Psi_j^{\sigma-\sigma} = \alpha_j \cdot |\uparrow\downarrow\rangle|00\rangle + \beta_k \cdot |\downarrow 0\rangle|0\uparrow\rangle + \\ + \gamma_j \cdot |0\uparrow\rangle|\downarrow 0\rangle + \delta_j \cdot |00\rangle|\uparrow\downarrow\rangle.$$

Двухчастичные состояния с одинаковыми спинами T^+, T^-

Трехчастичные состояния

$$\Psi_m^{\sigma\sigma-\sigma} = p_m|\uparrow\downarrow\rangle|\uparrow\rangle + q_m|\uparrow\rangle|\uparrow\downarrow\rangle$$
$$m = \pm 1$$

$$\varepsilon_m = \frac{3\varepsilon_1 + 3\varepsilon_2 + U_1 + U_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(3\varepsilon_1 + 3\varepsilon_2 + U_1 + U_2)^2}{4} + T^2}$$

Четырехчастичные состояния

$$\Psi_n = |\uparrow\downarrow\rangle|\uparrow\downarrow\rangle.$$

Вспомогательные псевдочастицы

$$f^{+}_{i\sigma}|0\rangle \Rightarrow (\mu_i c^{+}_{1\sigma} + \nu_i c^{+}_{2\sigma})|0\rangle$$

$$d^{+\sigma-\sigma}_{j}|0\rangle \Rightarrow (\alpha_j c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{1-\sigma} + \beta_j c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{2-\sigma} + \gamma_j c^{+}_{1-\sigma} c^{+}_{2\sigma} + \delta_j c^{+}_{2\sigma} c^{+}_{2-\sigma})|0\rangle$$

$$d^{+\sigma\sigma}_{j}|0\rangle \Rightarrow c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{2\sigma}|0\rangle$$

$$\boxed{\hat{n}_b + \sum_{i\sigma} \hat{n}_{fi\sigma} + \sum_{j\sigma\sigma'} \hat{n}^{\sigma\sigma'}_{dj} + \sum_{m\sigma} \hat{n}_{\psi m\sigma} + \hat{n}_{\psi} = 1}$$

$$\psi^{+\sigma\sigma-\sigma}_{m}|0\rangle \Rightarrow (p_m c^{+}_{2\sigma} c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{1-\sigma} + q_m c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{2\sigma} c^{+}_{2-\sigma})|0\rangle$$

$$\varphi^{+}|0\rangle \Rightarrow (c^{+}_{1\sigma} c^{+}_{1-\sigma} c^{+}_{2\sigma} c^{+}_{2-\sigma})|0\rangle$$

Электронный оператор можно представить в виде комбинации псевдочастичных операторов

$$\begin{aligned} c^{+}_{\sigma l} = {} & \sum_{i} \Phi^{\sigma l}_{i} f^{+}_{\sigma i} b + \sum_{j,i} \Phi^{\sigma-\sigma l}_{ji} d^{+\sigma-\sigma}_{j} f_{i-\sigma} + \qquad (1 \\ & + \sum_{i} \Phi^{\sigma\sigma l}_{i} d^{+\sigma\sigma} f_{i\sigma} + \sum_{m,j} \Phi^{\sigma\sigma-\sigma l}_{mj} \psi^{+}_{m-\sigma} d^{\sigma-\sigma}_{j} + \\ & + \sum_{m} \Phi^{\sigma-\sigma-\sigma l}_{m} \psi^{+}_{m\sigma} d^{-\sigma-\sigma} + \sum_{m} \Phi^{\sigma-\sigma-\sigma l}_{m} \varphi^{+} \psi_{m\sigma} \end{aligned}$$

l=1,2

Матричные элементы для переходов между состояниями с различным числом электронов

Между состоянием без частиц и состояниями с одним электроном

$$\Phi_i^{\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_i^{\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_i^{\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | 0 \rangle = \mu_i + \nu_i$$

Между состояниями с одним электроном и состояниями с двумя электронами

$$\Phi_{ji}^{\sigma-\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_{ji}^{\sigma-\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_j^{\sigma-\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | \Psi_i^{-\sigma} \rangle$$
$$= \alpha_j \mu_i + \beta_j \nu_i + \delta_j \nu_i + \gamma_j \mu_i$$

$$\Phi_{ji}^{\sigma\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_{ji}^{\sigma\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_j^{\sigma\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | \Psi_i^{\sigma} \rangle = \mu_i + \nu_i.$$

Между состояниями с двумя электронами и состояниями с тремя электронами

$$\Phi_{mj}^{\sigma\sigma-\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_{mj}^{\sigma\sigma-\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_m^{\sigma\sigma-\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | \Psi_j^{\sigma-\sigma} \rangle =$$
$$= p_m \gamma_j + q_m \delta_j + p_m \alpha_j + q_m \beta_j$$

$$\Phi_{mj}^{\sigma-\sigma-\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_{mj}^{\sigma-\sigma-\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_m^{\sigma-\sigma-\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | \Psi^{-\sigma-\sigma} \rangle$$
$$= p_m + q_m. \qquad ($$

Между состояниями с тремя электронами и состоянием с четырьмя электронами

$$\Phi_m^{\sigma-\sigma-\sigma} = \sum_{l=1,2} \Phi_m^{\sigma-\sigma-\sigma l} = \sum_{l=1,2} \langle \Psi_l^{\sigma\sigma-\sigma-\sigma} | c_{\sigma l}^{+} | \Psi_m^{\sigma-\sigma-\sigma} \rangle$$
$$= p_m + q_m. \qquad ($$

Включение взаимодействия с пустым резервуаром в начальный момент времени

Система нестационарных уравнений для псевдочастичных чисел заполнения

$$\frac{\partial N_{dj}^{\sigma-\sigma}}{\partial t} = -\sum_{i,\sigma} \lambda_{ji} \cdot N_{dj}^{\sigma-\sigma}$$

$$\frac{\partial N_{i}^{\sigma}}{\partial t} = \sum_{j} \lambda_{ji} \cdot N_{dj}^{\sigma-\sigma} - \lambda_i \cdot N_i^{\sigma} + \lambda_{ji}^{\sigma\sigma} \cdot N_{dj}^{\sigma\sigma}$$

$$\frac{\partial N_{b}}{\partial t} = \sum_{i,\sigma} \lambda_i \cdot N_i^{\sigma}$$

$$\frac{\partial N_{dj}^{\sigma\sigma}}{\partial t} = -\sum_{i} \lambda_{ji}^{\sigma\sigma} \cdot N_{dj}^{\sigma\sigma}$$

где

$$\lambda = \sum_{i} \lambda_{ji}$$

$$\lambda_i = 2\Gamma \cdot |\nu_i + \mu_i|^2,$$

$$\lambda_{ji} = 2\Gamma \cdot |\alpha_j \mu_i + \beta_j \nu_i + \gamma_j \mu_i + \delta_j \nu_i|^2,$$

$$\lambda_{ji}^{\sigma\sigma} = 2\Gamma \cdot |\nu_i + \mu_i|^2,$$

Характерные временные масштабы

Для релаксации из одноэлектронных состояний

$$\lambda_s = 2\gamma \cdot |\nu_s + \mu_s|^2,$$
$$\lambda_a \sim \frac{\Delta\varepsilon^2}{T^2} \cdot \lambda_s.$$

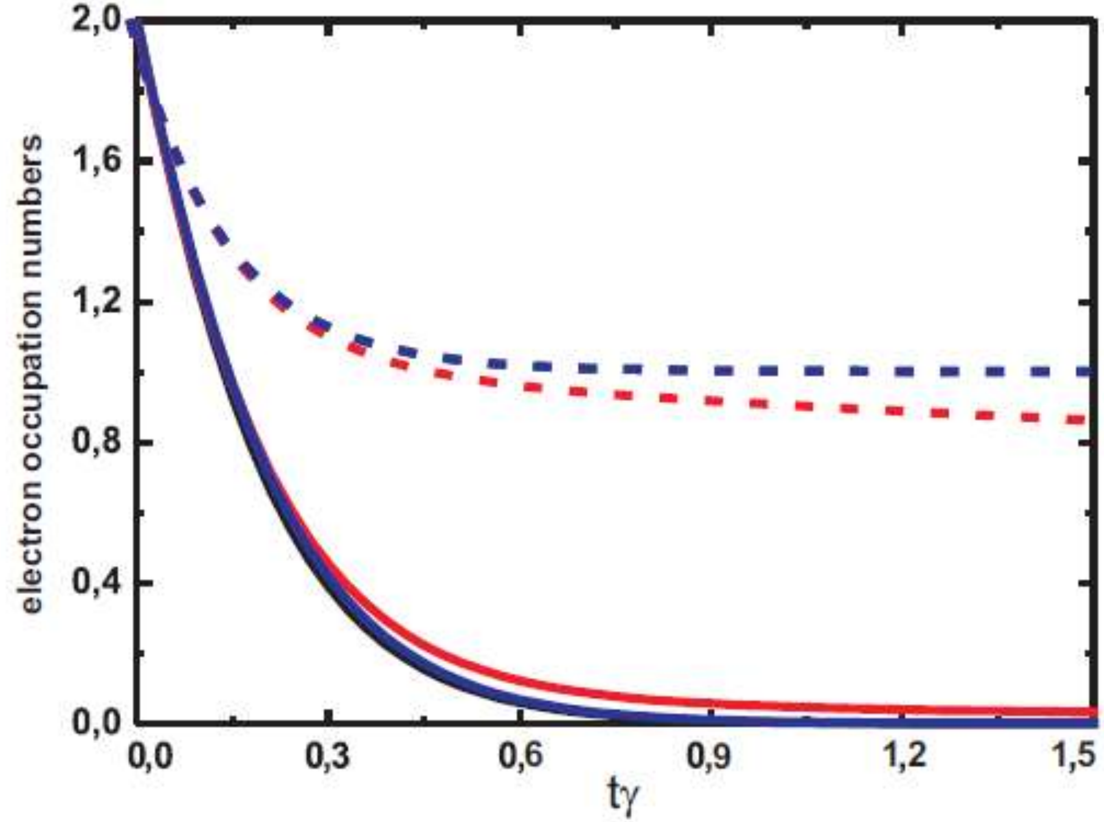
Для релаксации из двухэлектронных состояний

$$\lambda_{T^0 s} = \frac{1}{2} \cdot \lambda_a, \qquad \lambda_{T_S^\pm} = \lambda_S$$
$$\lambda_{T^0 a} = \frac{1}{2} \cdot \lambda_s, \qquad \lambda_{T_a^\pm} = \lambda_a$$
$$\lambda_{S^0 s} = |\alpha + \beta|^2 \cdot \lambda_s,$$
$$\lambda_{S^0 a} = |\alpha + \beta|^2 \cdot \lambda_a.$$

Изменение полного числа электронов

$$N_{el}(t) = 2 \cdot N_{dj}^{\sigma-\sigma}(t) + \sum_\sigma N_a^\sigma(t) + \sum_\sigma N_s^\sigma(t) =$$
$$= 2e^{-2\lambda t} + 2 \sum_{i=a,s} \frac{\lambda_{ji}}{2\lambda - \lambda_i} \cdot (e^{-\lambda_i t} - e^{-2\lambda t})$$

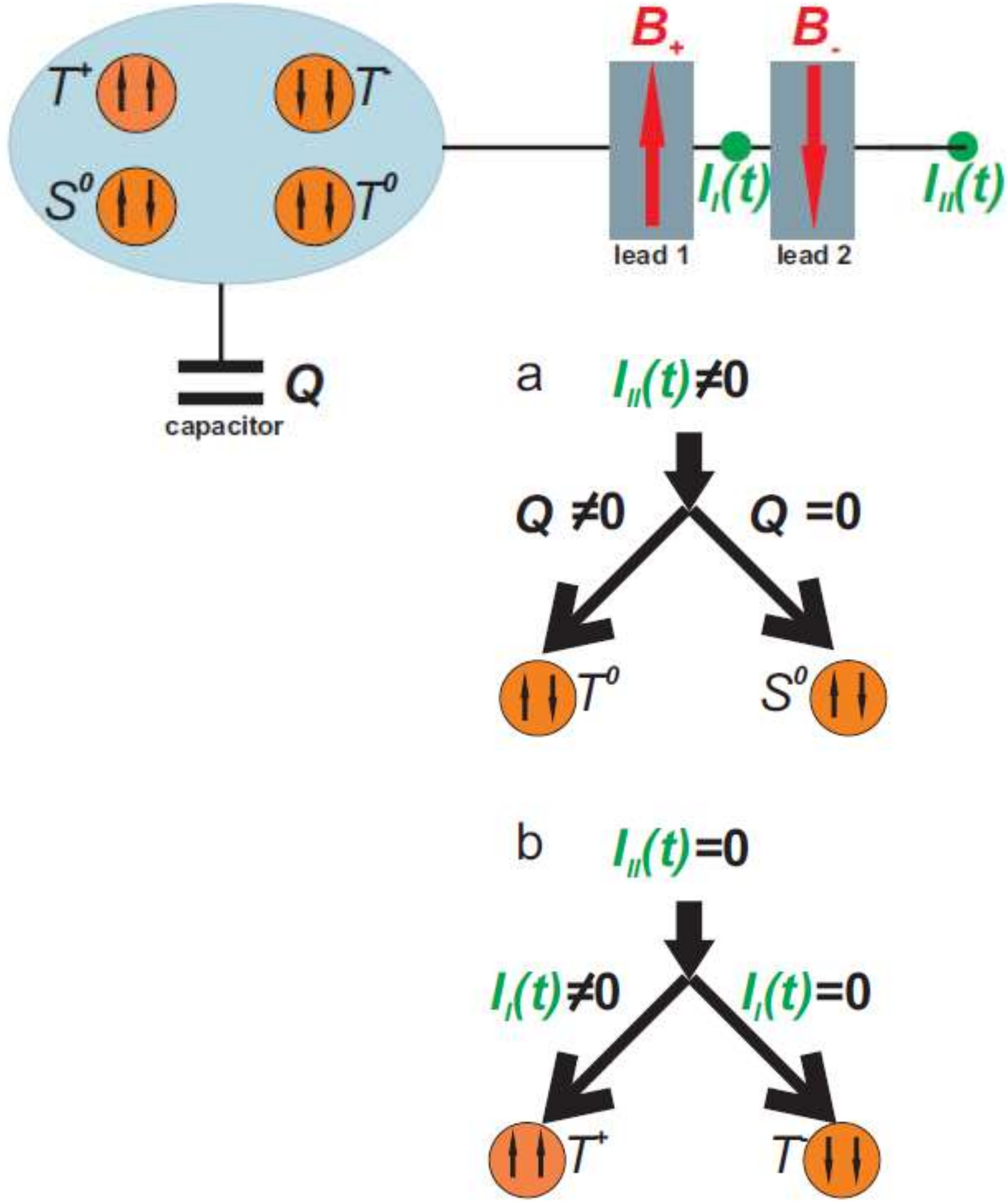
$$j = T_o, S_0 \qquad \lambda = \sum_i \lambda_{ij}$$



Красные сплошная и пунктирная линии $\varepsilon_1/\gamma = 7.4,\ \varepsilon_2/\gamma = 7$ $U_1/\gamma = U_2/\gamma = 20$

Синие сплошная и пунктирная линии $\varepsilon_1/\gamma = \varepsilon_2/\gamma = 7$ $U_1/\gamma = 21,\ U_2/\gamma = 20$

Черные сплошная и пунктирная линии $\varepsilon_1/\gamma = \varepsilon_2/\gamma = 7$ $U_1/\gamma = U_2/\gamma = 20$



T^+
T^-
S^0
T^0
B_+
B_-
$I_I(t)$
$I_{II}(t)$
lead 1
lead 2
Q
capacitor
a
$I_{II}(t)\neq 0$
$Q \neq 0$
$Q = 0$
T^0
S^0
b
$I_{II}(t)=0$
$I_I(t)\neq 0$
$I_I(t)=0$
T^+
T^-

- Магнитные свойства в одноуровневой модели Андерсона проявляются только в поведении нестационарных характеристик и корреляционных функций высших порядков.

-При одних и тех же параметрах системы характерные времена жизни магнитных и парамагнитных состояний различны. Время жизни магнитного момента млжет сильно превышать характерное время релаксации заряда в парамагнитном случае.

-На больших временах затухание корреляционных функций определяется временем жизни магнитного момента.

- При туннелировании через одноуровневую андерсоновскую примесь в берегах контакта возникают нестационарные спин-поляризованные токи, направлением и поляризацией которых можно управлять, изменяя приложенное напряжение.

-Предложен способ диагностики двухэлектронных перепутанных состояний с различной спиновой конфигурацией в связанных квантовых точках, основанный на анализе нестационарных токов и контроле за динамикой локализованного заряда.