

## Домашнее задание

Время жизни куперовских пар в ферромагнетике может быть увеличено. Если в SF структуре имеется пространственная неоднородность намагниченности, то могут возникать триpletные корреляции с ненулевым спином [1, 2]. Тогда обменное взаимодействие уже не стремится разорвать пары, и они глубоко проникают в ферромагнетик, распространяясь на сотни нанометров [3].

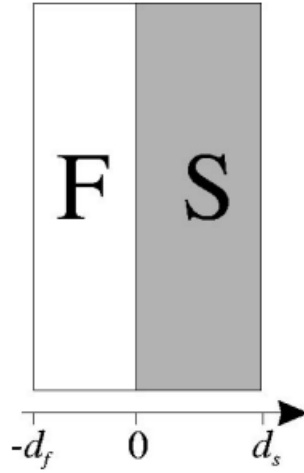


Рис. 1: FS структура. Ферромагнетик занимает область  $-d_f < x < 0$ , а сверхпроводник  $0 < x < d_s$

Для описания гибридных структур в "грязном" пределе используются уравнения Узаделя:

$$\begin{aligned}\Phi &= \Delta + \frac{D}{2\omega} \frac{\partial}{\partial x} G^2 \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \Delta \ln \frac{T}{T_c} &= \pi T \sum_{\omega} \frac{\Delta - \Phi G}{\omega} \\ \xi_2 G^2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} &= \gamma \xi_1 G^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \\ \xi_2 \gamma_B G^2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} &= G_1 (\Phi_1 - \Phi_2)\end{aligned}$$

где  $G$  - нормальная компонента функции Грина,  $F$  - аномальная компонента функции Грина, а  $\Phi$  - параметр, которые связаны соотношениями:

$$G = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Phi \Phi^*}}, \quad F = \frac{\Phi}{\sqrt{\omega^2 + \Phi \Phi^*}} = \frac{G \Phi}{\omega}$$

$\gamma$  и  $\gamma_B$  - параметры, характеризующие границу

$$\gamma_B = \frac{R_B}{\rho_1 \xi_1} \quad \gamma = \frac{\rho_2 \xi_2}{\rho_1 \xi_1}$$

$\xi_1$ ,  $\xi_2$  и  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  длины когерентности и сопротивления участков 1 и 2, соответственно.  $\xi_{1,2} = \sqrt{D_{1,2}/2\pi T_c s}$ ,  $D_{1,2}$  - коэффициент диффузии.

$\omega = \pi T(2n + 1)$  частота Мацубары. В ферромагнетике  $\omega_F = \omega + iH$

Рассмотрим структуру на рис.1. Можно перейти к линейному приближению и положить в уравнениях  $\Phi = 1$ , тогда после преобразований получим систему:

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_s}{dx^2} - |\omega_n| F_s + \Delta = 0, \quad 0 < x < d_s \quad (1)$$

$$\xi_f^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_f}{dx^2} - (|\omega_n| + i E_{ex} \operatorname{sgn} \omega_n) F_f = 0, \quad -d_f < x < 0 \quad (2)$$

$$\Delta \ln \frac{T_{cs}}{T} = \pi T \sum_{\omega_n} \left( \frac{\Delta}{|\omega_n|} - F_s \right) \quad (3)$$

## Список литературы

- [1] FS Bergeret, AF Volkov и KB Efetov. “Long-range proximity effects in superconductor-ferromagnet structures”. В: *Physical review letters* 86.18 (2001), с. 4096.
- [2] A Kadigrobov, RI Shekhter и M Jonson. “Quantum spin fluctuations as a source of long-range proximity effects in diffusive ferromagnet-super conductor structures”. В: *Europhysics Letters* 54.3 (2001), с. 394.
- [3] Ruurd S Keizer и др. “A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet CrO2”. В: *Nature* 439.7078 (2006), с. 825—827.