

УДК 538.945

DOI 10.36910/775.24153966.2021.72.13

В.Є. Сахнюк, А.М. Шутовський, С.А. Федосов, О.М. Вілігурський
Волинський національний університет імені Лесі Українки
ВПЛИВ СИМЕТРІЇ ПАРАМЕТРА ВПОРЯДКУВАННЯ НА СТРУМ-ФАЗОВУ
ЗАЛЕЖНІСТЬ В SIS КОНТАКТАХ

Досліджено рівноважні струмові стани в тунельних надпровідних контактах на основі двозонних надпровідників. В основі дослідження використано квазікласичні рівняння для функцій Гріна, записаних в t -представленні. Отримано формулу для залежності струму від різниці фаз параметрів впорядкування та проаналізовано вплив симетрії параметрів впорядкування на величину надпровідного струму в SIS контакті.

Ключові слова: параметр впорядкування, функції Гріна, густина струму

В.Е. Сахнюк, А.Н. Шутовский, С.А. Федосов, О.Н. Вилигурский
ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ПАРАМЕТРА УПОРЯДОЧЕНИЯ НА ТОК-ФАЗОВУЮ
ЗАВИСИМОСТЬ В SIS КОНТАКТАХ

Исследованы равновесные токовые состояния в туннельных сверхпроводящих контактах на основе двухзонных сверхпроводников. В основе исследования использованы квазиклассические уравнения для функций Грина, записанных в t -представлении. Получена формула зависимости тока от разности фаз параметров упорядочения и проанализировано влияние симметрии параметров упорядочения на величину сверхпроводящего тока в SIS контакте.

Ключевые слова: параметр упорядочения, функции Грина, плотность тока.

V. Sakhnyuk, A. Shutovskyi, S. Fedosov, O. Viligurskiy
INFLUENCE OF ORDER PARAMETER SYMMETRY ON CURRENT-PHASE DEPENDENCE
IN SIS JUNCTIONS

Equilibrium current states in tunnel superconducting junctions based on two-band superconductors have been studied. The study is based on quasiclassical equations for Green's functions written in the t -representation. The formula for the dependence of the current on the phase difference of the order parameters is obtained and the influence of the symmetry of the order parameters on the value of the superconducting current in the SIS contact is analyzed.

Keywords: order parameter, Green's functions, current density.

Постановка проблеми. Численні роботи присвячені дослідженню ефекту Джозефсона в надпровідних контактах, що включають двозонні надпровідники (див. огляд [1]). Однак більшість з цих досліджень має справу з контактами, утвореними звичайним надпровідником та двозонним надпровідником. Для дослідження таких контактів використовують різні підходи: формалізм рівнянь Боголюбова-де-Жена, метод тунельного гамільтоніана, рівняння Горькова для функцій Гріна, метод функціонального інтеграла.

Після відкриття надпровідності в сполуках на основі заліза [2] постало питання про симетрію параметра впорядкування в таких надпровідниках. Як відомо залізовмісні надпровідники є двозонними і характеризуються двома параметрами впорядкування Δ_1 і Δ_2 та, відповідно, двома фазами φ_1 і φ_2 . В таких надпровідниках можуть реалізовуватись стани з симетрією s_{++} , коли обидві фази є однакові $\varphi_1 = \varphi_2$, або стани з симетрією s_{\pm} , коли фази зсунуті на π ($\varphi_1 = \varphi_2 + \pi$) [3].

Аналіз останніх досліджень і публікацій. В сполуці MgB_2 симетрія параметра впорядкування є добре відомою [4] – фази обох параметрів впорядкування для основного стану є рівні (симетрія s_{++}). Для залізовмісних надпровідників [2, 5] наразі обговорюється можливість реалізації обох типів симетрії параметра впорядкування s_{\pm} та s_{++} і це питання є відкритим. У роботі [6] використано модель з кусково-сталім параметром [7] впорядкування для опису $0-\pi$ перемикання внаслідок міжзонного зв'язку в надпровідних контактах на основі залізовмісних надпровідників. Хорошим інструментом для дослідження симетрії параметра впорядкування є фазочутливі методи, в основі яких є ефект Джозефсона. Тому теоретичні дослідження залежності струму від різниці фаз є важливою складовою в розумінні симетрії параметра впорядкування в незвичайних надпровідниках.

Постановка завдань. Метою нашої роботи є одержати формулу для залежності струму від різниці фаз в надпровідних контактах типу SIS (S – надпровідник (superconductivity), I – діелектрик (insulator)), що утворені двома ідентичними двозонними надпровідниками з s_{\pm} , або s_{++} симетріями параметра впорядкування. А також на основі одержаного результату з'ясувати яким чином відображається на струм фазовій залежності симетрія параметра впорядкування.

Викладення основного матеріалу. В основі досліджень використано рівняння Горькова для мацубарівських функцій Гріна [7]. На основі цих рівнянь побудовано квазікласичні рівняння для функцій Гріна записаних в t -представленні. Працювати з квазікласичними рівняннями простіше оскільки вони, на відміну від рівнянь Горькова, є системою диференціальних рівнянь першого порядку.

Модель та основні рівняння. Для опису двозонного надпровідника використовують гамільтоніан [8]

$$\hat{H}_B = \sum_{l,\sigma} \int d\vec{r} \hat{\psi}_{l,\sigma}^+ (\vec{r}) \hat{\xi} \hat{\psi}_{l,\sigma} (\vec{r}) - \sum_{l,l'} g_{l,l'} \int d\vec{r} \left[\Delta_l^* (\vec{r}) \hat{\psi}_{l',\downarrow} (\vec{r}) \hat{\psi}_{l,\uparrow} (\vec{r}) + \Delta_{l'} (\vec{r}) \hat{\psi}_{l,\uparrow} (\vec{r}) \hat{\psi}_{l',\downarrow} (\vec{r}) \right]. \quad (1)$$

Тут l та l' є індекси зон, які набувають значень 1 та 2; $g_{l,l'}$ – константи зв'язку, що описують взаємодію між зонами l та l' (внаслідок рівноправності обох зон виконується умова $g_{l,l'} = g_{l',l}$); $\Delta_l (\vec{r})$ – комплексні функції, що називаються параметрами впорядкування; $\hat{\psi}_{l,\sigma}^+ (\vec{r})$ та $\hat{\psi}_{l,\sigma} (\vec{r})$ – ферміївські оператори породження та знищення, відповідно; $\hat{\xi} = \frac{\hat{p}^2}{2m} - \mu$ – закон дисперсії для електронів, де $\mu = \frac{p_0^2}{2m}$ – хімічний потенціал, у формулі для якого фігурує імпульс Фермі p_0 .

В мікроскопічній теорії надпровідності вважається досить потужним метод функцій Гріна [7], в якому для випадку двозонного надпровідника основним є рівняння

$$\left(i\omega_n - \sigma_z \left[\hat{\xi} + U(\vec{r}) \right] - \hat{\mathcal{E}}_l(\vec{r}) \right) \hat{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2)$$

яке задовольняє матрична функція Гріна

$$\hat{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{pmatrix} G_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') & -\tilde{F}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') \\ -F_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') & \tilde{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') \end{pmatrix} \quad (3)$$

Компоненти цієї функції є фур'є-образи мацубарівських функцій Гріна

$$\begin{aligned} G_l(\vec{r}, \vec{r}'; \tau - \tau') &= \langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\downarrow}^+(\vec{r}', \tau') \hat{\psi}_{l,\downarrow}(\vec{r}, \tau) \rangle = T \sum_{\omega_n} \hat{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') e^{-i\omega_n(\tau - \tau')}, \\ F_l(\vec{r}, \vec{r}'; \tau - \tau') &= \langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\uparrow}^+(\vec{r}, \tau) \hat{\psi}_{l,\downarrow}(\vec{r}', \tau') \rangle = T \sum_{\omega_n} F_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') e^{-i\omega_n(\tau - \tau')}, \\ \tilde{G}_l(\vec{r}, \vec{r}'; \tau - \tau') &= \langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\uparrow}(\vec{r}', \tau') \hat{\psi}_{l,\uparrow}^+(\vec{r}, \tau) \rangle = T \sum_{\omega_n} \tilde{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') e^{-i\omega_n(\tau - \tau')}, \\ \tilde{F}_l(\vec{r}, \vec{r}'; \tau - \tau') &= \langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\downarrow}(\vec{r}, \tau) \hat{\psi}_{l,\uparrow}(\vec{r}', \tau') \rangle = T \sum_{\omega_n} \tilde{F}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') e^{-i\omega_n(\tau - \tau')}. \end{aligned}$$

В рівнянні (2): $\hat{\mathcal{E}}_l(\vec{r}) = \sum_{l'} g_{l,l'} \begin{pmatrix} 0 & \Delta_l(\vec{r}) \\ \Delta_l^*(\vec{r}) & 0 \end{pmatrix}$; $\omega_n = \pi T(2n + 1)$ – непарна мацубарівська частота

($n \in N$, T – температура); $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ – матриця Паулі.

Вважатимемо, що тонка діелектрична плівка розміщена в площині $z = 0$. Що стосується двох надпровідників, то вони займають області $z < 0$ та $z > 0$. У такому випадку просторова однорідність порушується лише в напрямку осі OZ , внаслідок чого диференціальне рівняння (2) набуває такого вигляду:

$$\left(i\omega_n - \sigma_z \left[\hat{\xi} + U(z) \right] - \hat{\mathcal{E}}_l(z) \right) \hat{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (4)$$

Тонку діелектричну плівку моделюватимемо δ -функційним потенціальним бар'єром:

$$U(z) = U_0 \delta(z).$$

Для побудови так званих квазікласичних рівнянь [7] для тунельного надпровідного контакту на основі двозонних надпровідників ми скористаємось повним набором власних функцій в одночастинковій квантово-механічній задачі про рух електрона за наявності δ -функційного потенціального бар'єру. Рівняння, що описує такий рух має вигляд

$$\left(\hat{\xi} + U(z) \right) \psi_{\vec{p}}^{(k)}(\vec{r}) = \xi_{\vec{p}} \psi_{\vec{p}}^{(k)}(\vec{r}). \quad (5)$$

Розв'язком рівняння (5) є функції:

$$\psi_{\vec{p}}^{(k)}(\vec{r}) = \frac{\exp(i\vec{p}_{\perp}\vec{r})}{2\pi} \chi_{p_z}^{(k)}(z), \quad (6)$$

де індекс k набуває двох значень 1 та 2, \vec{p}_{\perp} – перпендикулярна до осі OZ складова імпульсу,

$$\chi_{p_z}^{(1)}(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin p_z z, \quad (7)$$

$$\chi_{p_z}^{(2)}(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{D} \cos p_z z + \sqrt{R} (\text{sign}(z)) \sin p_z z \right].$$

Коефіцієнт проходження D та коефіцієнт відбиття R знаходяться за формулами $D = \frac{p_z^2}{p_z^2 + K^2}$ та $R = 1 - D$, де $K = mU_0$. Використовуючи повний набір хвильових функцій (6), можна перейти від функції Гріна в конфігураційному представленні (3) до функцій Гріна в імпульсному представленні $\hat{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ скориставшись розкладом

$$\hat{G}_{l,\omega_n}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{i,k} \int d\vec{p}_1 \int d\vec{p}_2 \hat{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \psi_{\vec{p}_1}^{(i)}(\vec{r}) \psi_{\vec{p}_2}^{*(k)}(\vec{r}'). \quad (8)$$

Працюючи в імпульсному просторі ми можемо скористатися тим фактом, що характерні імпульси, які дають основний внесок у значення фізичних величин є близькі до ферміївських. Тому можемо покласти, що $p = p_0 + \xi / v_0$ та виконати відповідні спрощення. А далі перейти у простір змінних t спряжених до ξ , використовуючи повний набір функцій $(2\pi v_0 x)^{-1/2} \exp(-i\xi t)$ та $(2\pi v_0 x)^{-1/2} \exp(i\xi t)$. Деталі такої процедури, яку називають побудовою квазікласичних рівнянь для функцій Гріна в t -представленні можна знайти в монографії [7]. Тому тут одразу випишемо квазікласичні рівняння в t -представленні для SIS контакту на основі двозонних надпровідників.

$$\left(i\omega_n + i\sigma_z \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') - \sum_{i'} \hat{\mathcal{E}}_l^{i,i'}(t, x) \hat{G}_{l,\omega_n}^{i',k}(t, t') = \delta_{i,k} \delta(t - t'). \quad (9)$$

Тут $\hat{\mathcal{E}}_l^{i,i'}(t, x) = \sum_{i'} g_{l,i'} \hat{\Delta}_{i'}^{i,i'}(t, x)$, де

$$\begin{aligned} \hat{\Delta}_l^{1,1}(t, x) &= \frac{1}{2} \left[\hat{\Delta}_l(v_0 x t) + \hat{\Delta}_l(-v_0 x t) \right], \\ \hat{\Delta}_l^{1,2}(t, x) &= \frac{1}{2} \left[i\sqrt{D} + \sqrt{R} (\text{sign}(t)) \right] \left[\hat{\Delta}_l(v_0 x t) - \hat{\Delta}_l(-v_0 x t) \right], \\ \hat{\Delta}_l^{2,1}(t, x) &= \frac{1}{2} \left[-i\sqrt{D} + \sqrt{R} (\text{sign}(t)) \right] \left[\hat{\Delta}_l(v_0 x t) - \hat{\Delta}_l(-v_0 x t) \right], \\ \hat{\Delta}_l^{2,2}(t, x) &= \frac{1}{2} \left[\hat{\Delta}_l(v_0 x t) + \hat{\Delta}_l(-v_0 x t) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Фізична величина $v_0 = \frac{p_0}{m}$, яка фігурує у формулі (10) є швидкість Фермі. Для безрозмірної

величини x ми маємо формулу $x = \frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}}$. Оскільки $p_z > 0$, то $0 < x < 1$. Коефіцієнти D та

R у формулі (10) обчислено в наближенні $p_z \cong p_0 x$ та $p_z' \cong p_0 x$. Усі необхідні обрахунки виконано в околі імпульсу Фермі p_0 . Такого типу наближення допомогли нам отримати диференціальні рівняння першого порядку (9). Варто зауважити, що диференціальне рівняння (9) можна звести до диференціального рівняння

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + i\omega_n \sigma_z \right) \hat{\mathcal{G}}_l^{i,k}(t, t') - \sum_{i'} \sigma_z \hat{\mathcal{E}}_l^{i,i'}(t, x) \hat{\mathcal{G}}_l^{i',k}(t, t') = \delta_{i,k} \delta(t - t') \quad (11)$$

для матричної функції Гріна

$$\hat{\mathcal{G}}_l^{i,k}(t, t') = \begin{pmatrix} G_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') & \tilde{F}_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') \\ -F_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') & -\tilde{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') \end{pmatrix}, \quad (12)$$

яка пов'язана з функцією $\hat{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t')$ за допомогою співвідношення $\hat{\mathcal{G}}_l^{i,k}(t, t') = \hat{G}_{l,\omega_n}^{i,k}(t, t') \sigma_z$. Вихідне рівняння (4) є диференціальним рівнянням другого порядку. Отримані квазікласичні рівняння (9) або (11) є диференціальними рівняннями вже першого порядку, що, власне, і є основною перевагою таких рівнянь.

Густина струму. В теорії надпровідних контактів густина струму через функції Гріна виражається загальною формулою [7]

$$\vec{j}(\vec{r}) = \frac{ie}{m} T \sum_{l, \omega_n} \lim_{\vec{r}' \rightarrow \vec{r}} (\nabla_{\vec{r}'} - \nabla_{\vec{r}}) G_{l, \omega_n}(\vec{r}, \vec{r}'). \quad (13)$$

Після виконання вище описаної процедури переходу до функцій Гріна в t – представленні та покладаючи $t = 0$, оскільки густину струму обчислюватимемо в площині $z = 0$, одержимо наступну формулу

$$j(0) = 2\pi i e v_0 N(0) T \sum_{l, \omega_n} \int_0^1 x \sqrt{D(x)} [G_{l, \omega_n}^{2,1}(0, 0) - G_{l, \omega_n}^{1,2}(0, 0)] dx. \quad (14)$$

Тут $N(0) = \frac{m^2 v_0}{2\pi^2}$ – густина електронних станів на поверхні Фермі. Отже, для розрахунку густини струму потрібно розв'язати диференціальні рівняння для функцій Гріна (11). Переходячи до знаходження розв'язку рівнянь (11) використовуватимемо модель з кусково сталим параметром впорядкування. У цій моделі вважають, що абсолютні величини параметрів впорядкування є сталими в межах кожного з надпровідників, а фази є різними, тобто

$$\Delta_l(z) = \Delta_l [\theta(-z) \exp(i\varphi_l) + \theta(z) \exp(i\chi_l)]. \quad (15)$$

В результаті для функцій Гріна при $t < 0$ знаходимо

$$\begin{aligned} \hat{G}_l^{1,1}(t, t') &= \frac{1}{2i} [\hat{L}^{(1)}(t, t') + \hat{L}^{(2)}(t, t')], \\ \hat{G}_l^{2,1}(t, t') &= \frac{C}{2i} [\hat{L}^{(2)}(t, t') - \hat{L}^{(1)}(t, t')], \end{aligned} \quad t < 0. \quad (16)$$

де

$$\hat{L}^{(k)}(t, t') = e^{i\omega_n^{(k)} t} \begin{pmatrix} \alpha_k(t') & -\frac{1}{b_k} \beta_k(t') \\ -b_k \alpha_k(t') & \beta_k(t') \end{pmatrix} + \frac{1}{2\omega_n^{(k)}} [\omega_n^{(k)} (\text{sign}(t-t')) + \hat{A}_k] e^{-|t-t'|\omega_n^{(k)}}. \quad (17)$$

У формулі (17) ми маємо комплексне число $b_k = \frac{\omega_n^{(k)} + \omega_n}{iE_l^{(k)}}$, де $\omega_n^{(k)} = \sqrt{\omega_n^2 + |E_l^{(k)}|^2}$, $E_l^{(1)} = \sum_r g_{l,r} \Delta_r \exp(i\varphi_r)$, $E_l^{(2)} = \sum_r g_{l,r} \Delta_r \exp(i\chi_r)$ та чотири сталі інтегрування: $\alpha_1(t')$, $\alpha_2(t')$, $\beta_1(t')$, $\beta_2(t')$. Якщо $t > 0$, то загальний розв'язок матиме вже такий вигляд:

$$\begin{aligned} \hat{G}_l^{1,1}(t, t') &= \frac{1}{2i} [\hat{M}^{(1)}(t, t') + \hat{M}^{(2)}(t, t')], \\ \hat{G}_l^{2,1}(t, t') &= \frac{C^*}{2i} [\hat{M}^{(2)}(t, t') - \hat{M}^{(1)}(t, t')], \end{aligned} \quad t > 0. \quad (18)$$

де

$$\hat{M}^{(k)}(t, t') = e^{-i\omega_n^{(k)} t} \begin{pmatrix} \gamma_k(t') & b_k^* \delta_k(t') \\ \frac{1}{b_k^*} \gamma_k(t') & \delta_k(t') \end{pmatrix} + \frac{1}{2\omega_n^{(k)}} [\omega_n^{(k)} (\text{sign}(t-t')) + \hat{A}_k] e^{-|t-t'|\omega_n^{(k)}}. \quad (19)$$

У формулі (19) ми маємо чотири сталі інтегрування: $\gamma_1(t')$, $\gamma_2(t')$, $\delta_1(t')$ та $\delta_2(t')$. Функції Гріна $\hat{G}_l^{1,1}(t, t')$ та $\hat{G}_l^{2,1}(t, t')$ мають бути неперервними функціями, а отже мають виконуватись «умови зшивання»

$$\begin{aligned} \hat{L}^{(1)}(0, t') + \hat{L}^{(2)}(0, t') &= \hat{M}^{(1)}(0, t') + \hat{M}^{(2)}(0, t'), \\ C [\hat{L}^{(2)}(0, t') - \hat{L}^{(1)}(0, t')] &= C^* [\hat{M}^{(2)}(0, t') - \hat{M}^{(1)}(0, t')]. \end{aligned} \quad (20)$$

Ці умови дають можливість зафіксувати невідомі сталі в розв'язках (16) та (18) і цим побудова функцій Гріна в t – представленні завершується. Тоді, підставляючи одержані результати для функцій Гріна в (14), одержимо струм-фазову залежність для тунельного надпровідного контакту на основі двозонних надпровідників

$$j = \sum_{i,k} j_{i,k} \sin(\chi_i - \varphi_k), \quad (21)$$

де

$$j_{i,k} = 2\Delta_i\Delta_k \sum_l g_{l,i}g_{l,k} \frac{T}{T_c} \sum_{\omega_n} \int_0^1 \frac{x D(x) dx}{\omega_n^{(1)}\omega_n^{(2)} + \frac{D(x)}{2} \left(\omega_n^2 - \omega_n^{(1)}\omega_n^{(2)} + \sum_{i,k} g_{l,i}g_{l,k}\Delta_i\Delta_k \cos(\chi_i - \varphi_k) \right)}, \quad (22)$$

Як бачимо права частина (21) складається з чотирьох доданків, кожен з яких описує протікання струму з першої і другої зони одного надпровідника до обох зон другого надпровідника, що схематично зображено на рис. 1.

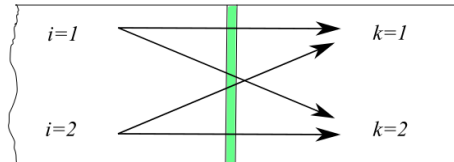


Рис. 1. Схематичне зображення складових повного струму, що протікає з одного надпровідника в інший крізь плівку діелектрика в тунельному надпровідному контакті

Розглянемо загальну формулу (21) для двох частинних випадків s_{++} та s_{\pm} симетрій параметра впорядкування. В результаті для струм-фазової залежності одержимо

$$\frac{j}{j_0} = \sum_{l=1}^2 \int_0^1 Q_l^{\pm}(T) \operatorname{tg} \left(\frac{Q_l^{\pm}(T)}{2} \sqrt{1 - D(x) \sin^2 \left(\frac{\chi_1 - \varphi_1}{2} \right)} \right) \frac{T}{T_c} \frac{\sin(\chi_1 - \varphi_1) x D(x) dx}{\sqrt{1 - D(x) \sin^2 \left(\frac{\chi_1 - \varphi_1}{2} \right)}}. \quad (23)$$

Величина $Q_l^{\pm}(T) = g_{l,1} \frac{\Delta_1}{T} \pm g_{l,2} \frac{\Delta_2}{T}$ відображає тип симетрії спарювання: знак "+" відповідає s_{++}

симетрії, а знак "-" відповідає s_{\pm} симетрії $j_0 = \frac{\pi}{2} e v_0 N(0) T_c$.

На рисунку 2 зображено графіки залежності струму від різниці фаз для обох типів симетрії параметра впорядкування і при різних температурах.

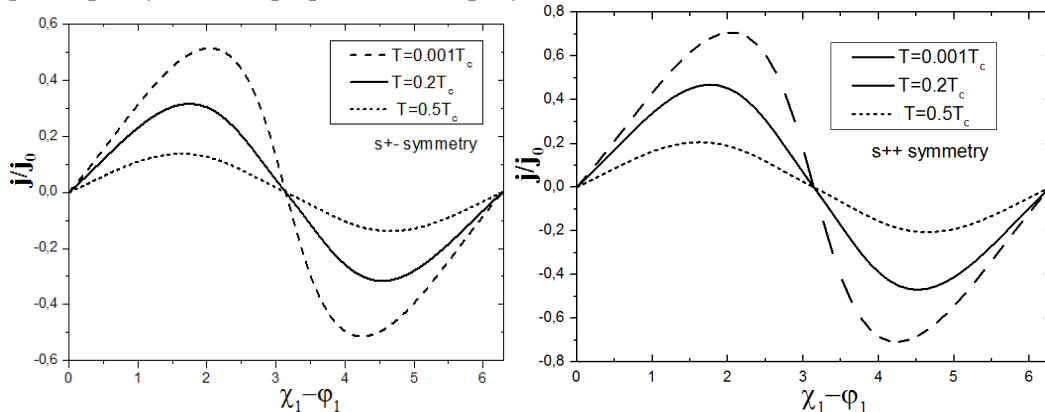


Рис. 2. Струм-фазова залежність в тунельному надпровідному контакті, утвореному однаковими надпровідниками із s_{\pm} та s_{++} симетріями для параметрів впорядкування при різних значеннях температури. В чисельних розрахунках покладено:

$$g_{1,1} = 0.3, g_{2,2} = 0.15, g_{1,2} = 0.1.$$

Як бачимо, максимальний струм досягає більших значень у випадку, коли надпровідники, що утворюють контакт мають s_{++} симетрію. У випадку ж, коли контакт утворюють надпровідники з s_{\pm} симетрією, то критичний струм контакту приблизно на 25% є меншим. Також бачимо, що із зменшенням температури максимум струму в контакті досягається при різниці фаз, що перевищує $\pi/2$. Найбільш помітно це для температури $T = 0.001T_c$.

Вплив константи міжзонного зв'язку на величину струму в контакті зображено на рисунку 3. Як бачимо характер цього впливу несуттєво залежить від симетрії параметрів впорядкування, із збільшенням коефіцієнта міжзонного зв'язку величина струму зростає.

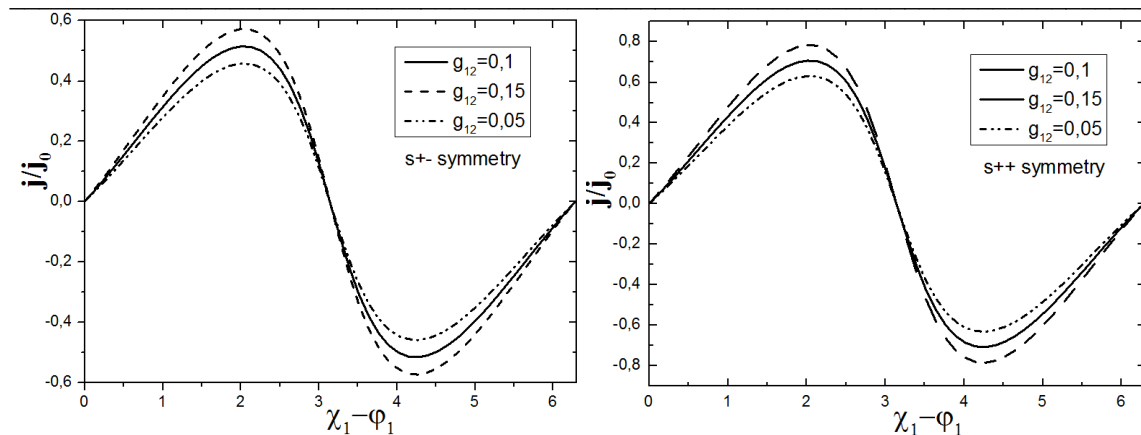


Рис. 3. Струм-фазова залежність в тунельному надпровідному контакті, утвореному однаковими надпровідниками із s_{\pm} та s_{++} симетріями для параметрів впорядкування при різних значеннях коефіцієнта міжзонного зв'язку. В чисельних розрахунках покладено:

$$g_{1,1} = 0.3, g_{2,2} = 0.15, T = 0.001T_c.$$

Висновки. Маючи формулу для гамільтоніана (1) системи вільних електронів, які перебувають у полі комплексних джерел електронних пар, побудовано матричне диференціальне рівняння (4) другого порядку для матричної функції Гріна (3). За допомогою перетворень Фур'є виконано перехід від функцій Гріна в конфігураційному представленні до функцій Гріна у так званому t -представленні, для яких побудовано диференціальні рівняння уже першого порядку та одержано вираз для густини струму через ці функції. Всі необхідні обрахунки виконано на поверхні Фермі, тобто в околі імпульсу Фермі p_0 . Матричні диференціальні рівняння першого порядку для матричних функцій Гріна у t -представленні проінтегровано для довільних значень коефіцієнта проходження D крізь потенціальний бар'єр $U(z) = U_0\delta(z)$, яким моделюється плівка діелектрика в тунельному надпровідному контакті типу SIS. Знайдені розв'язки використано з метою мікроскопічного розрахунку густини надпровідного струму в контакті. Одержана загальна формула для струму (21) складається з чотирьох доданків, які відображають проходження струму з першої і другої зон одного надпровідника в обидві зони другого надпровідника (рис. 1). В практичному плані корисною є формула (23), яку можна використати для з'ясування симетрії параметра впорядкування. Як видно з рис. 2 для s_{++} симетрії максимальне значення струму в контакті є вищим, ніж для випадку s_{\pm} . Цей результат можна використати при експериментальному дослідженні симетрії параметра впорядкування.

Список використаних джерел:

1. Yerin Y., Omelyanchouk A.N. Proximity and Josephson effects in microstructures based on multiband superconductors (Review Article). *Low Temp. Phys.* 2017. Vol. 43, № 9. 1013.
2. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05-0.12$) with $T_c = 26$ K. *J. Am. Chem. Soc.* 2008. Vol. 130, № 11. P. 3296-3297.
3. Xi X.X. Two-band superconductor magnesium diboride. *Rep. Prog. Phys.* 2008. Vol. 71, № 11. 116501.
4. Giubileo F., Roditchev D., Sacks W., et al. Two-Gap State Density in MgB_2 : A True Bulk Property or A Proximity Effect? *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87, № 17. 177008.
5. Stewart G.R. Superconductivity in iron compounds. *Rev. Mod. Phys.* 2011. Vol. 83, № 4. 1589.
6. Tao Y.C., Liu S.Y., Bu N., Wang J., Di Y.S. Tunable $0-\pi$ transition by interband coupling in iron-based superconductor Josephson junctions. *New J. Phys.* 2015. Vol. 18, № 1. 013010.
7. Свідзинський А. В. Мікроскопічна теорія надпровідності : монографія. Луцьк : ВНУ ім. Лесі Українки, 2011. 422 с.
8. Zhitomirsky M.E., Dao V.-H. Ginzburg-Landau theory of vortices in a multigap superconductor. *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69, № 5. 054508.