Вісник ХНУ, № 1076, серія «Фізика», вип. 19, 2013. с. 43-49

УДК: 539.231
PACS: 77.84.-Cd, 77.55.-g

Стаціонарні властивості двобар’єрних джозефсонівських контактів типу SINIS

В.Є. Сахнюк

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки
пр. Волі, 13, Луцьк, 43000, Україна
sve2008@ukr.net

Досліджено залежність густини струму від різниці фаз в надпровідних контактах типу SINIS для температур, близьких до критичної та для широкого інтервалу значень товщини нормального прошарку і коефіцієнта проходження електронів. Одержано рівняння, які описують стаціонарні властивості таких контактів з врахування розпаровуючої дії струму. Використовуючи метод квазіортогональності до асимптотики, знайдено граничні умови для рівняння Гінзбурга-Ландау. Одержано аналітичну формулу для залежності струму від різниці фаз, яка добре узгоджується з результатами чисельних розрахунків.
Ключові слова: параметр порядку, рівняння Гінзбурга-Ландау, густина струму, SINIS – контакт.

Исследована зависимость плотности тока от разности фаз в сверхпроводящих контактах типа SINIS для температур, близких к критической и для широкого интервала значений толщины нормального слоя и коэффициента прохождения электронов. Получены уравнения, описывающие стационарные свойства таких контактов с учетом распаровывающего действия тока. Используя метод квазиортогональности к асимптотике, найдено граничные условия для уравнения Гинзбурга-Ландау. Получено аналитическую формулу для зависимости тока от разности фаз, которая хорошо согласуется с результатами численных расчетов.
Ключевые слова: параметр упорядочения, уравнение Гинзбурга-Ландау, плотность тока, SINIS – контакт.

The current-phase dependence in the superconducting junctions of SINIS type at temperatures close to the critical and for wide range of values of the normal layer thickness and barrier transparency is investigated. The equations that describe the stationary properties of such junctions with accounting depairing by current are obtained. Using the method of quasiorthogonality to asymptotics the boundary condition for the Ginzburg- Landau equation is obtained. It is demonstrated that the analytical formula for the current-phase dependence agrees with the results of numerical calculations very good.
Keywords: the order parameter, the Ginzburg-Landau equation, current density, SINIS junction.

Вступ

Двобар’єрні джозефсонівські контакти, прикладом яких є шаруваті надпровідні структури типу SINIS (де S – надпровідник, I – діелектрик, N – нормальний метал) мають хороші перспективи їх використання в надпровідній електроніці [1, 2]. Ці контакти використовуються в СКВІДах, для генерації випромінювання субміліметрового діапазону. На основі SINIS – технології успішно сконструйовані швидкі однопотокові квантові схеми [3], в яких реалізується висока частота перемикання між станами наявності та відсутності потоку, що може використовуватись в квантовій електроніці. Ця обставина спонукає до всебічного вивчення властивостей цих контактів як теоретично [4], так і експериментально [3].

Перші теоретичні дослідження стаціонарних властивостей SINIS – контактів виконані в роботах [5, 6], в [5] розглянуто температури значно нижчі критичної, а в [6] навпаки розглядались температури, близькі до критичної. Несиметричний випадок досліджувався в роботі [7], в якій відбиття електронів від границь описувалось за допомогою δ - функційного потенціалу, а результати для струму одержані як для температур значно нижчих критичної, так і для температур, близьких до критичної. Новіші результати досліджень можна знайти в недавньому огляді [4]. Однак в цих роботах вважалось, що прозорість бар’єрів є малою, а товщина нормально прошарку є велика. В даній роботі ми знімаємо ці обмеження і виконаємо теоретичні дослідження стаціонарних властивостей SINIS контактів для широкого інтервалу значень коефіцієнта проходження електронів та товщини нормально прошарку для температур, близьких до критичної.

При дослідженні надпровідних контактів широко вживаною є модель з кусково-неперервним параметром порядку [4, 8]. В цій моделі модуль параметра порядку вважається сталим в надпровідній області аж до границі з нормальним металом і рівним нулю в нормальному металі. Проте для температур, близьких до критичної, використання такої спрощеної моделі є не правомірним, і просторова зміна параметра порядку поблизу границі має бути взята до уваги. Поблизу критичної температури для дослідження просторової зміни параметра порядку можна використати рівняння Гінзбурга-Ландау [8], але тоді постає проблема одержання для нього граничних умов. Знайти граничну умову вдається завдяки лінійному інтегральному рівнянню, якому задовольняє параметр порядку поблизу границі на відстані порядку довжини когерентності. Така схема дає можливість одержати ефективні аналітичні результати для струму, що може протікати через контакт без модельного представлення для параметра порядку, тобто виконати всі розрахунки самоузгодженим чином.

Модель та основні рівняння

Оберемо систему координат так, щоб площина *xOy* збігалася із серединою нормального прошарку, товщина якого дорівнює *d*. Плівки діелектрика збігаються із площинами *z=±d/2*, а надпровідник займає область *|z|>d/2*. В площині *xOy* маємо трансляційну інваріантність, а просторова однорідність порушена лише в напрямку осі *Oz* . Відбиття електронів від границь, що розділяють нормальний метал та надпровідник (тобто від плівок діелектрика), описується посередництвом δ - функційного потенціалу у формі

$$U(z)=U_1\delta\left(z-d/2\right)+U_2\delta\left(z+d/2\right). \qquad (1)$$

Розв'язок відповідної одночастинкової задачі з потенціалом (1) шукаємо у вигляді плоских хвиль $e^{i\vec{p}_{\parallel}\vec{r}}$, де $\vec{p}_{\parallel}(p_x,p_y)$ – імпульс руху в площині паралельній границі розділу, помножених на лінійні комбінації падаючих та відбитих хвиль в напрямку, перпендикулярному границі розділу:

$$\psi_{p_z}^{(1)}(z)=\begin{cases}e^{ip_z z}+c_1e^{-ip_z z}, z<-d/2,\\ c_2e^{ip_z z}+c_3e^{-ip_z z}, |z|<d/2,\\ c_4e^{ip_z z}, z>d/2,\end{cases} \qquad (2)$$

$$\psi_{p_z}^{(2)}(z)=\begin{cases}e^{-ip_z z}+\tilde{c}_1e^{ip_z z}, z>d/2,\\ \tilde{c}_2e^{-ip_z z}+\tilde{c}_3e^{ip_z z}, |z|<d/2,\\ e^{-ip_z z}, z<-d/2.\end{cases} \qquad (3)$$

Сталі c_i, $\tilde{c}_i$, $i=1,...,4$ знаходимо з умов зшиву в площинах *z= – d/2* та *z=d/2*:

$$\begin{aligned}&\psi\left(-d/2-0\right)=\psi\left(-d/2+0\right),\\ &\psi'\left(-d/2+0\right)-\psi'\left(-d/2-0\right)=2k_1\psi\left(-d/2\right),\\ &\psi\left(d/2-0\right)=\psi\left(d/2+0\right),\\ &\psi'\left(d/2+0\right)-\psi'\left(d/2-0\right)=2k_2\psi\left(d/2\right),\end{aligned}$$

де $k_1=mU_1$, $k_2=mU_2$.

В результаті одержимо:

$$c_1=\frac{1}{L}\left(k_1\left(k_2-ip_z\right)-k_2\left(k_1+ip_z\right)e^{2ip_z d}\right),$$

$$c_2=\frac{1}{L}p_z\left(p_z+ik_2\right),$$

$$c_3=\frac{1}{L}\left(-ip_zk_2e^{ip_z d}\right),\ c_4=\frac{1}{L}p_z^2.$$

Коефіцієнти $\tilde{c}_i$ не виписуємо, оскільки розглядатимемо надалі поширення електронів лише в напрямку осі *Oz* .

Для коефіцієнта проходження електронів маємо

$$\begin{aligned}&D=\left|c_4\right|^2=x^4/\\ &(x^4+(\alpha_1^2+\alpha_2^2)x^2+2\alpha_1^2\alpha_2^2-2\alpha_1\alpha_2\times\\ &\sqrt{x^4+(\alpha_1^2+\alpha_2^2)x^2+\alpha_1^2\alpha_2^2}\times\\ &\cos(2pxd+\phi)),\end{aligned} \qquad (5)$$

де $\phi=\mathrm{arctg}\left(\frac{\left(\alpha_1+\alpha_2\right)x}{\alpha_1\alpha_2-x^2}\right), \alpha_1=\frac{k_1}{p}, \alpha_2=\frac{k_2}{p}$,

а *x* походить від представлення $p_z=p\cdot\cos\theta=p\cdot x$, $x=\cos\theta$, θ – кут між напрямком імпульсу електрона $\vec{p}$ і віссю *Oz* .

Глобальний коефіцієнт проходження електронів *D* крізь подвійний δ- функційний бар'єр можна представити через коефіцієнт проходження електронів на окремих бар'єрах:

$$D_1=\frac{x^2}{x^2+\alpha_1^2}, D_2=\frac{x^2}{x^2+\alpha_2^2}.$$

В результаті маємо:

$$D=\frac{D_1D_2}{1+R_1R_2-2\sqrt{R_1R_2}\cos\left(2pxd+\phi\right)}. \qquad (6)$$

де $R_1=1–D_1$, $R_2=1–D_2$ – коефіцієнти відбиття електронів. Коефіцієнт проходження електронів має максимальне значення: $D = D_1 D_2 / \left(1-\sqrt{R_1 R_2}\right)^2$ при $2pxd+\phi=\pi$, та мінімальне значення $D = D_1 D_2 / \left(1+\sqrt{R_1 R_2}\right)^2$ при $2pxd+\phi=0$.

У випадку симетричного контакту $\alpha_1=\alpha_2$ коефіцієнт проходження:

$$D = \frac{D_1^2}{1+R_1^2+2R_1\cos\left(2pxd+\phi\right)} \qquad (7)$$

Для цієї формули характерний цікавий частинний випадок, при $2pxd+\phi=\pi$ коефіцієнт проходження $D=1$, тобто маємо так зване резонансне тунелювання. Маючи необхідні вирази для характеристики проходження електронів крізь подвійний δ- функційний бар'єр, перейдемо до формулювання основних рівнянь, що описують шаруваті надпровідні структури, які включають ці бар'єри. Оскільки розв'язок поставленої в роботі задачі шукається для області температур, близьких до критичної, то можемо скористатися теорією Гінзбурга-Ландау [8], в якій густина струму визначається за формулою

$$j(\zeta) = i\frac{7\zeta(3)}{16\pi^2}\frac{env_0}{p_0\xi_0 T_c^2}\left(\Delta\frac{d\overset{*}{\Delta}}{d\zeta}-\overset{*}{\Delta}\frac{d\Delta}{d\zeta}\right), \qquad (8)$$

де e – заряд електрона, n – концентрація електронів, ν_0 – фермі швидкість, p_0 – фермі імпульс, $\xi_0=\nu_0/2\pi T_c$ – довжина когерентності, T_c – критична температура, $\zeta=z/\xi_0$ – безрозмірна змінна. Параметр порядку $\Delta(\zeta)$ задовольняє рівняння Гінзбурга-Ландау

$$\frac{\xi^2(T)}{\xi_0^2}\frac{d^2\Delta(T)}{d\xi^2}-\frac{1}{\Delta_\infty^2}|\Delta(\zeta)|^2\,\Delta(\zeta)+\Delta(\zeta)=0. \qquad (9)$$

За наявності струму в контакті, параметр порядку представляють у вигляді

$$\Delta(\zeta) = e^{\pm i\varphi/2}\Delta_\infty f(\zeta)e^{2im\chi(\zeta)}, \qquad (10)$$

тут $\Delta_\infty = \sqrt{\dfrac{8\pi^2}{7\zeta(3)}}T_c\sqrt{1-T/T_c}$ – параметр порядку в просторово однорідному випадку поблизу T_c, φ – стрибок фази на контакті, $\chi(\zeta)$ – неперервна складова фази параметра порядку, яка пов'язана з надплинною швидкістю ν_s співвідношенням $\dfrac{d\chi}{d\zeta}=\xi_0 v_s$.

Підставляючи (10) в (8) та (9), приходимо до наступних рівнянь:

$$j = 2en\left(1-\frac{T}{T_c}\right)f^2(\zeta)v_s(\zeta), \qquad (11)$$

$$\frac{\xi^2(T)}{\xi_0^2}\frac{d^2 f(\zeta)}{\partial\zeta^2}-\xi^2(T)4m^2v_s^2(\zeta)\times$$
$$f(\zeta)+f(\zeta)-f^3(\zeta)=0, \qquad (12)$$

$$f^2(\zeta)v_s(\zeta)=const. \qquad (13)$$

Рівність (13) фактично є умовою неперервності $(div\,\vec{j}=0)$ для струму. Після виключення $\nu_s(\zeta)$ рівняння (12) матиме вигляд

$$\frac{1}{\tau^2}\frac{d^2 f(\zeta)}{d\zeta^2}-\frac{I^2}{f^3(\zeta)}+f(\zeta)-f^3(\zeta)=0, \qquad (14)$$

тут запроваджені позначення:

$$\tau^2=\frac{\xi_0^2}{\xi^2(T)}=\frac{12}{7\zeta(3)}(1-T/T_c), \qquad I=j/j_0 -$$

безрозмірна густина струму, де

$$j_0=\sqrt{\frac{12}{7\zeta(3)}}\frac{env_0}{p_0\xi_0}(1-T/T_c)^{3/2}.$$

З (14) в границі $\zeta\to\infty$ одержуємо

$$I = f_\infty^2\left(1-f_\infty^2\right)^{1/2}, \qquad (15)$$

де f_∞ – значення функції $f(\zeta)$ при $\zeta\to\infty$. Для рівняння (14) існує перший інтеграл, який, після врахування умови на нескінченності $f'=0$ при $\zeta\to\infty$ та співвідношення (15), набуває форми

$$\frac{1}{\tau}f(\zeta)\frac{df(\zeta)}{d\zeta}+(f_\infty-f(\zeta))\times$$
$$\left(\frac{1}{2}f^2(\zeta)+f_\infty^2-1\right)=0. \qquad (16)$$

Для подальшої роботи з цим рівнянням одержимо для нього граничну умову.

Граничні умови для рівняння Гінзбурга-Ландау

Важливим моментом при використанні теорії Гінзбурга-Ландау є необхідність в двох граничних умовах. Одну (тривіальну) граничну умову на нескінченності ми вже використали. Що ж до граничної умови на границі розділу надпровідника і нормального металу, то для її знаходження слід звернутися до мікроскопічної теорії надпровідності, в якій для параметра порядку на відстанях порядку довжини когерентності маємо лінійне інтегральне рівняння [8]. Випишемо це рівняння окремо для правого та лівого надпровідників. В області $\zeta > a/2$ маємо

$$\Delta(\zeta) = \int_{a/2}^{\infty} d\zeta' \Delta(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K_R(\zeta+\zeta') \right\} + \int_{-\infty}^{a/2} d\zeta' \Delta(\zeta') K_D(\zeta-\zeta'), \quad (17)$$

а при $\zeta < -\dfrac{a}{2}$ –

$$\Delta(\zeta) = \int_{-\infty}^{-a/2} d\zeta' \Delta(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K_R(\zeta+\zeta') \right\} + \int_{a/2}^{\infty} d\zeta' \Delta(\zeta') K_D(\zeta-\zeta'), \quad (18)$$

тут

$$K(\zeta) = \frac{\rho}{2} \sum_n \int_0^1 \frac{dx}{x} \exp\left(-\frac{|2n+1|}{x} |\zeta| \right),$$

$$K_D(\zeta) = \frac{\rho}{2} \sum_n \int_0^1 \frac{dx}{x} D(x) \exp\left(-\frac{|2n+1|}{x} \zeta \right),$$

$$K_R(\zeta) = \frac{\rho}{2} \sum_n \int_0^1 \frac{dx}{x} R(x) \exp\left(-\frac{|2n+1|}{x} \zeta \right).$$

У другому доданку правої частини (17), і в першому (18) виконаємо заміну змінної інтегрування $\zeta' \to -\zeta'$, а в рівнянні (18) замінимо незалежну змінну $\zeta \to -\zeta$. Тоді, додаючи і віднімаючи (17) і (18), одержуємо рівняння для симетричної $\Delta_s(\zeta) = 1/2(\Delta(\zeta) + \Delta(-\zeta))$, і антисиметричної $\Delta_a(\zeta) = 1/2(\Delta(\zeta) - \Delta(-\zeta))$ частин параметра порядку $\Delta(\zeta)$:

$$\Delta_s(\zeta) = \int_{a/2}^{\infty} d\zeta' \Delta_s(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K(\zeta+\zeta') \right\},$$

$$\Delta_s(\zeta) = \int_{a/2}^{\infty} d\zeta' \Delta_s(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K_\tau(\zeta+\zeta') \right\},$$

де $\tau(x) = 1 - 2D(x)$, $D(x)$ – коефіцієнт проходження електронів крізь діелектрик. Щоб інтегрування виконувалось на півосі, зробимо зсув змінних: $\zeta \to \zeta + a/2$, $\zeta' \to \zeta' + a/2$. Зсунуті функції позначатимемо тими самими літерами, тобто $\Delta_s(\zeta + a/2) \to \Delta_s(\zeta)$, $\Delta_a(\zeta + a/2) \to \Delta_a(\zeta)$.

В результаті одержимо

$$\Delta_s(\zeta) = \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_s(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K(\zeta+\zeta'+a) \right\}, \quad (19)$$

$$\Delta_a(\zeta) = \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_a(\zeta') \times \left\{ K(\zeta-\zeta') + K_\tau(\zeta+\zeta+a) \right\}. \quad (20)$$

Безпосередньою підстановкою лінійної функції в рівняння (17) і (18) та залучаючи співвідношення:

$$\int_0^{\infty} K(\zeta-\zeta') d\zeta' = 1 - \int_0^{\infty} K(\zeta+\zeta') d\zeta',$$

$$\int_0^{\infty} K(\zeta-\zeta') \zeta' d\zeta' = \zeta + \int_0^{\infty} K(\zeta+\zeta') \zeta' d\zeta',$$

можна показати, що асимптотика розв'язку цих рівнянь на нескінченності обох знаків є лінійною. Під нескінченністю розуміється область віддалена від границі на відстань $z >> \xi_0$. Аналогічно можна переконатись, що асимптотика розв'язків рівнянь (19) і (20) в цій області також є лінійною. Тому можемо написати:

$$\Delta(\zeta) \overset{as}{=} \Delta'_+ \zeta + \Delta_+, \ \zeta \to +\infty, \qquad \Delta(\zeta) \overset{as}{=} \Delta'_- \zeta + \Delta_-, \ \zeta \to -\infty, \quad (21)$$

$$\Delta_s(\zeta) \overset{as}{=} C_1(\zeta + q_{1,\infty}), \qquad \Delta_a(\zeta) \overset{as}{=} C_2(\zeta + q_{2,\infty}), \qquad \zeta \to +\infty. \quad (22)$$

Між коефіцієнтами асимптотик маємо такий зв'язок

$$(\Delta'_+ - \Delta_-) q_{1,\infty} = \Delta_+ + \Delta_-, \qquad (\Delta'_+ + \Delta'_-) q_{2,\infty} = \Delta_+ - \Delta_-, \qquad \zeta \to +\infty. \quad (23)$$

Підставляючи (10) в (23) та виділяючи дійсну і уявну частини, матимемо систему із чотирьох рівнянь, з яких знаходимо граничну умову для функції $f(\zeta)$:

$$\frac{f'_+}{f_+} = \frac{\cos^2\dfrac{\varphi}{2}}{q_{1,\infty}} + \frac{\sin^2\dfrac{\varphi}{2}}{q_{2,\infty}} \equiv \frac{1}{q(\varphi)}. \qquad (24)$$

Тут f_+ і f'_+ є значення функції $f(\zeta)$ та її похідної при $\zeta = d/2$, тобто на NIS границі контакту.

Коефіцієнти $q_{1,\infty}$ і $q_{2,\infty}$ знаходимо з рівнянь (19) і (20) методом квазіортогональності до асимптотики представленим в [9]. В результаті одержимо:

$$q_{1,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left\{ I_2 + I_2(a) + \frac{(I_1 + I_1(a))^2}{I_0 - I_0(a)} \right\}, \qquad (25)$$

$$q_{2,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left\{ I_2 + I_2(D,a) + \frac{(I_1 + I_1(D,a))^2}{I_0 - I_0(D,a)} \right\}, \qquad (26)$$

тут запроваджені позначення:

$$I_0(D,a) = \int_0^\infty d\zeta \int_0^\infty d\zeta' K_\tau(\zeta + \zeta' + a),$$

$$I_1(D,a) = \int_0^\infty d\zeta \int_0^\infty d\zeta'\, \zeta' K_\tau(\zeta + \zeta' + a),$$

$$I_2(D,a) = \int_0^\infty d\zeta\zeta \int_0^\infty d\zeta'\, \zeta' K_\tau(\zeta + \zeta' + a),$$

$$I_k(a) = I_k(0,a),\ I_k = I_k(0,0),\ k = 0,1,2.$$

З рис.1 бачимо, що коефіцієнт $q_{2,\infty}$ осцилює із зміною товщини нормального прошарку, однак ці осциляції із збільшенням товщини нормального прошарку загасають, мінімуми на цій кривій відповідають резонансним значенням коефіцієнта проходження електронів. Значення коефіцієнтів $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$, як показують розрахунки, наближаються до значення *0,64*, перший зверху, а другий знизу.

Одержання формули для густини струму

Струм обчислюватимемо в області де чинною є асимптотича форма (21), тоді, підставляючи останню в (8) та використовуючи співвідношення (23) і представлення для параметра порядку (10), приходимо до такої формули для струму:

$$I = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1}\right) f_+^2 \sin\varphi, \qquad (27)$$

де $q_1 = \tau q_{1,\infty}$, $q_2 = \tau q_{2,\infty}$. Рівняння, необхідні для знаходження f_+ одержимо: одне на основі першого інтегралу (16) з врахуванням граничної умови (24), а друге, прирівнюючи праві частини співвідношень (27) та (15).

В результаті одержуємо замкнену систему рівнянь для f_+, f_∞:

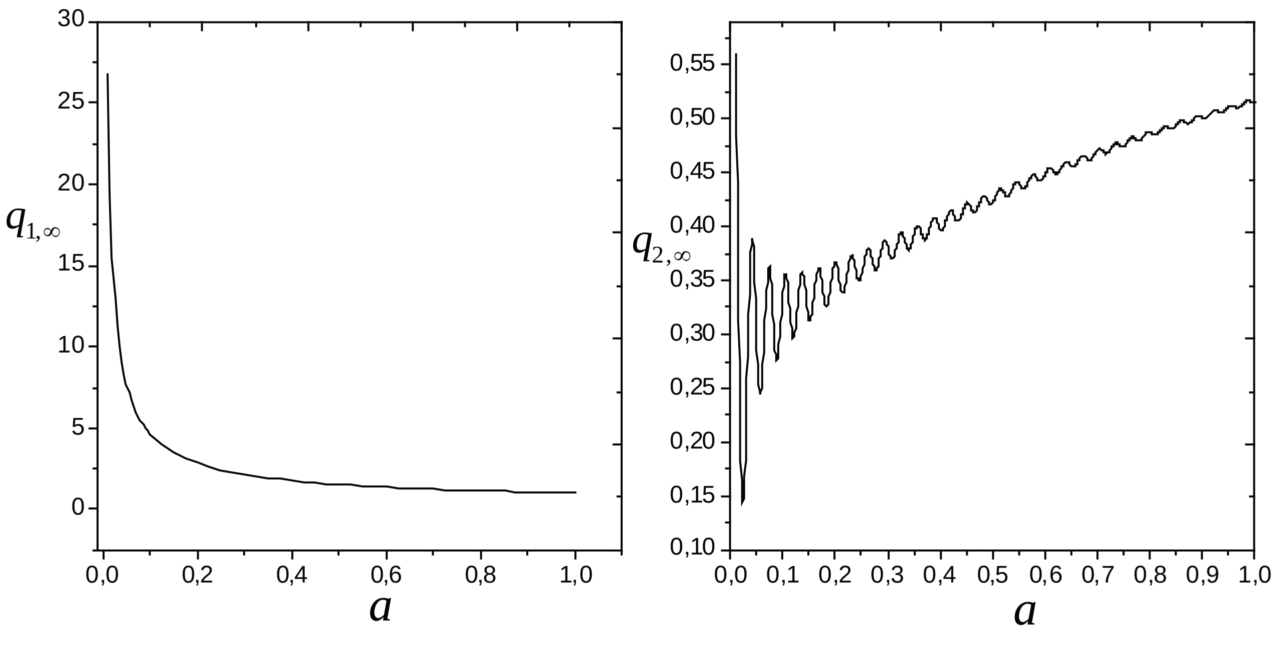

Рис.1. Залежність коефіцієнтів $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку *a*. В розрахунках для $q_{2,\infty}$ коефіцієнта проходження електронів на кожній із границь D_0=0,9.

$$\frac{1}{q(\varphi)} f_+^2 + (f_\infty^2 - f_+^2)\times$$
$$\left(\frac{1}{2} f_+^2 + f_\infty^2 - 1\right)^{1/2} = 0, \qquad (28)$$
$$f_\infty^2 (1 - f_\infty^2)^{1/2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1}\right) f_+^2 \sin\varphi,$$

розв'язавши яку, одержимо f_+ як функцію φ, а

підставивши одержаний вираз в (27), знаходимо залежність струму від різниці фаз.

З чисельного аналізу системи рівнянь (28) випливає, що f_∞^2 близьке до 1 в переважній області зміни товщини нормального прошарку та коефіцієнта проходження електронів, тому систему (28) можна розв'язати наближено, покладаючи в ній $_\infty = -$ та зберігаючи доданки не вищі першого степеня по ε :

$$\frac{1}{q^2(\varphi)} f_+^4 + (1 - f_+^2)\varepsilon - \frac{1}{2} f_+^2 (f_+^2 - 1) = 0,$$
$$4\varepsilon = \left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1}\right)^2 f_+^4 \sin^2\varphi.$$

З даної системи одержимо замкнене рівняння відносно f_+^2:

$$\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1}\right)^2 \sin^2\varphi\right] f_+^4 -$$
$$2\left[1 + \frac{1}{Q^2(\varphi)}\right] f_+^2 + 1 = 0,$$

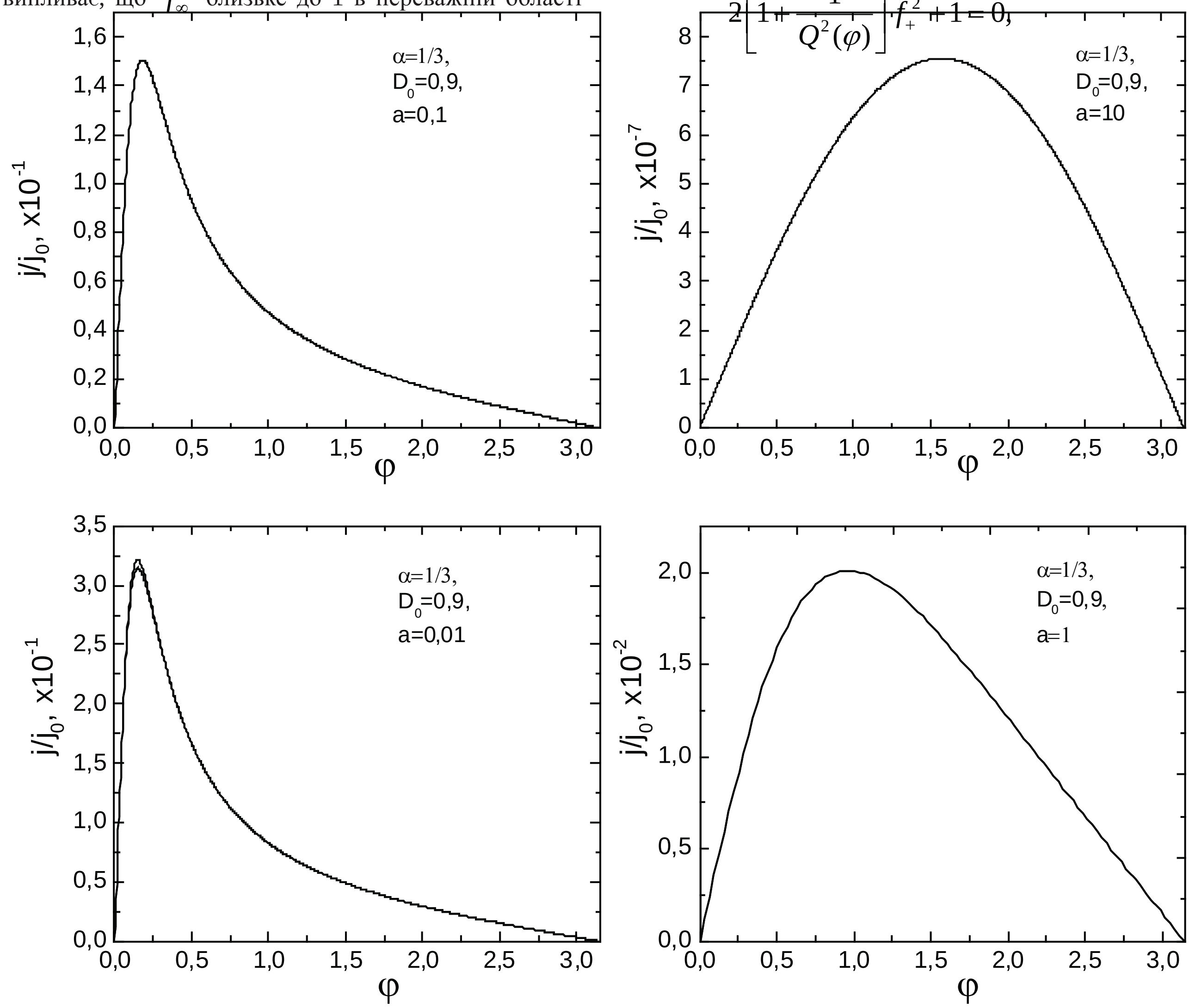

Рис.2. Форми кривих, які відображають залежність струму від різниці фаз при різних значеннях товщини нормального прошарку: *a=0,01; 0,1; 1; 10*. Коефіцієнт проходження електронів на кожній із границь: $D_0=0,9$. Температура $T=0,98T_c$.

де $\frac{1}{Q(\varphi)} = \cos^2\frac{\varphi}{2}\Big/q_{1,\infty}^2 + \sin^2\frac{\varphi}{2}\Big/q_{2,\infty}^2$.

З останнього рівняння знаходимо аналітичний результат для f_+^2, а разом з тим і залежність струму від різниці фаз

$$I(\varphi) = \frac{q_2 q_1(q_1 - q_2)\sin(\varphi)}{2q_2^2 q_1^2 + (q_1 - q_2)\sin^2(\varphi)} \times \left[1 + \frac{1}{Q(\varphi)} - \left[\frac{1}{q^2(\varphi)} + \frac{1}{Q^2(\varphi)}\right]^{1/2}\right]. \quad (29)$$

Висновок

В роботі одержана аналітична формула (29) для залежності струму від різниці фаз між берегами контакту, а на рис.2 ця залежність представлена графічно для кількох значень товщини нормального прошарку та коефіцієнті проходження електронів через окремий бар'єр рівному 0,9. Крім того відповідні графіки будувались і на основі чисельного розв'язку системи (28), однак незначна відмінність між аналітичними результатами та результатами чисельних розрахунків помітна лише при малій товщині нормального прошарку для значень струму, близьких до критичного (див. рис.2 для *a=0,01*).

Це свідчить проте, що аналітична формула для струму (29) є чинною в широкому інтервалі значень коефіцієнта проходження електронів та товщини нормального прошарку. Із зменшенням товщини нормального прошарку значення різниці фаз, при якій струм набуває максимального значення, зміщується в бік нуля, це узгоджується з результатами роботи [10]. В формулі (29) в границі $d \to 0$ коефіцієнт $q_{1,\infty} \to \infty$, тому доданками обернено пропорційними до $q_{1,\infty}$ можна знехтувати і одержати результат для густини струму в тунельному контакті [11]. Аналогічно, покладаючи коефіцієнт проходження електронів рівним одиниці одержимо залежність струму від різниці фаз в SNS – контакті.

Робота виконана в рамках держбюджетної теми №0113U002220.

1. M. Maezawa, A. Shoji. Appl. Phys. Lett., 70, 3603 (1997).
2. H. Schulze, R. Behr, F. Muller, J. Niemeyer. Appl. Phys. Lett., 73, 996 (1998).
3. M. Khabipov, D. Balashov, F.-Im. Buchholz, W. Kessel, J.Niemeyer. IEEE Trans. Appl. Superconduct., 9, 4, 4682 (1999).
4. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov E. Il'ichev. Rev. Mod. Phys., 6, 411 (2004).
5. А.В Свидзинский. Труды ФТИНТ АН УССР, 19, 42 (1972).
6. W. Haberkorn, J. Richter. Experimentelle Technik der Physik, 26, 337 (1978).
7. Л.В. Голубев, Ю.А. Раков, А.В. Свидзинский. Физика многочастичных систем, 7, 40 (1985).
8. А.В. Свідзинський. Мікроскопічна теорія надпровідності, Волин. нац. ун-т ім. Лесі Українки, Луцьк (2011), 420 с.
9. A.V. Svidzinsky, V.E. Sakhnyuk. Condens. Matter Phys., 3, 683 (2000).
10. K.N. Branislav, J. K. Freericks, P. Miller. Phys. Rev., B 65, 064529-1 (2000).
11. В.Є. Сахнюк, В.В Головій. Журн. фіз. досл., 15, 2, 2702-1 (2011).