

PACS numbers: 73.23.-b, 73.40.-c, 74.50.+r, 74.70.Ad, 74.72.Ek, 74.72.Gh, 85.25.Cp

Переходи Джозефсона на базі двозонних надпровідників з різними функціями розподілу прозоростей

В. Є. Шатернік, Т. О. Пріхна*, М. О. Білоголовський**,
А. П. Шаповалов*, А. В. Шатернік*

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Акад. Вернадського, 36,
03680, МСП, Київ-142, Україна*

**Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля НАН України,
вул. Автозаводська, 2,
04074 Київ, Україна*

***Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України,
вул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецьк, Україна*

У роботі виконано моделювання транспорту заряду в Джозефсонових контактах крізь неоднорідні нанорозмірні плівки ізолятора та виконано теоретичні оцінки тунельних характеристик надпровідникових переходів на базі двозонних надпровідників при близькій до нуля напруги зміщення. Транспорт заряду розглядався як рух Боголюбових квазіелектронів та квазідірок із використанням розв'язків рівнянь Боголюбова–де Жена в межах підходу моделю Блондера–Тінкхама–Клапвік.

В работе выполнено моделирование транспорта заряда в контактах Джозефсона через неоднородные наноразмерные плёнки изолятора и выполнены теоретические оценки туннельных характеристик сверхпроводящих переходов на базе двухзонных сверхпроводников при близком к нулю напряжении смещения. Транспорт заряда рассматривался как движение боголюбовских квазиэлектронов и квазидырок путём использования решений уравнений Боголюбова–де Жена в рамках подхода модели Блондера–Тинкхама–Клапвик.

The simulation of charge transport in Josephson junctions through inhomogeneous nanolayer insulator films is performed, and tunnelling characteristics of the superconducting junctions on the base of two-band superconductors are theoretically estimated at near zero bias voltage. Charge transport is considered as a movement of the Bogolyubov quasi-electrons and quasi-holes, using solutions of the Bogolyubov–de Gennes model within the scope of the Blonder–Tinkham–Klapvik approach.

Ключові слова: шаруваті системи метал–ізолятор–метал, нанорозмірні діелектричні шари, тунельна провідність.

(Отримано 19 вересня 2012 р.)

1. ВСТУП

Транспорт заряду в реальних гетероструктурах визначається цілою низкою факторів (розсіянням на домішках, неідеальністю міжшарових і зовнішніх меж, квантуванням руху електронів у визначених напрямках та ін.), які слід враховувати при створенні адекватного теоретичного моделю. Новітні досягнення розвитку технологій на протязі останніх декількох років зробили можливими зменшення товщин оксидних аморфних нанорозмірних шарів, що використовуються як діелектрична закривка в транзисторах типу метал–оксид–напівпровідник (замість SiO_2), а також товщин блокувального ізолятора (I) новітньої генерації елементів пам'яті [1]. На жаль, на практиці високі вимоги до ультратонких оксидних плівок, щоб блокувати струми діелектриків (з високими значеннями k), досі ще не вдається задовольнити, і наявність великих струмів витоку крізь аморфні оксиди розглядається як важливе обмеження, з точки зору більшості новітніх використань цих оксидів [2]. Ця ж сама проблема є актуальною для переходів Джозефсона типу надпровідник–ізолятор–надпровідник (SIS) або надпровідник–ізолятор–нормальний метал–надпровідник (SINS) з бар'єрами високої прозорості, які могли би бути ефективно використаними, наприклад, в стандартах напруги [3]. Надлишкові струми витоку крізь бар'єри нанометрової товщини часто відносять на рахунок мікроскопічних дефектів з високою провідністю всередині оксидів, які і шунтують шари [4].

2. ТРАНСПОРТ ЗАРЯДІВ КРІЗЬ НЕОДНОРІДНІ НАНОРОЗМІРНІ ПЛІВКИ ІЗОЛЯТОРІВ: ТЕОРІЯ

Кристалічна структура неоднорідного ізолятора нанометрової товщини є дуже далекою від періодичної [5] і, таким чином, не може бути описаною звичайною зонною теорією. У межах більш прийнятного підходу такий ізолятор може бути змодельований сіткою розпорядкованих розсіювальних центрів (що розсіюють на коротких дистанціях) з силою γ_k з вектором \mathbf{p}_k , випадковим чином розподіленим всередині плоского інтерфейсу між двома металевими електродами. Їх розсіювальні характеристики можуть бути розраховані з рівняння Шредингера з потенціалом

$$V(\mathbf{r}) = V(x, \mathbf{p}_k) = \sum_k \gamma_k \delta(x) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_k), \quad (1)$$

де вісь x є ортогональною до інтерфейсу, який вважається перпендикулярним до напрямку протікання струму. Після деяких алгебричних перетворень, подібних до [10], ми одержуємо, що ймовірність того, що електрон з рівня Фермі з енергією E_F пройде крізь розупорядкований ультратонкий інтерфейс, є сумою локальних прозоростей

$$D_k = (1 + Z_k^2)^{-1} \text{ з } Z_k = Z(\rho_k) = k_F \int_0^{d_k} V(x, \rho_k) dx / E_F, \quad (2)$$

де k_F є хвильовий вектор Фермі в металевих електродах, d_k — довжина k -го шляху електрона всередині бар'єру, що є флюктувальним параметром, який, звичайно, перевищує номінальну товщину оксиду d , внаслідок існування пружних розсіянь в ізоляторі. Для плоских переходів з відносно великою площиною та з сильними і нескорельованими змінами двох величин γ_k і d_k ми можемо припустити, що параметер Z_k є однорідна випадково змінювана змінна Z із сталою функцією розподілу для сильно неоднорідного шару ізолятора

$$\rho_1(Z) = 2\hbar\bar{G} / e^2 = \text{const}. \quad (3)$$

Тут $\bar{G} = \int_0^\infty \rho(Z)G(Z)dZ$ — макроскопічний кондактанс усередненого

розупорядкованого інтерфейсу, $G(Z) = (2e^2 / h)(1 + Z^2)^{-1}$ — кондактанс тунельного переходу в нормальному стані [6]. Треба відмітити, що наше припущення про сталу густину ймовірності $\rho(Z)$ є аналогічним до відповідного припущення в роботі [4] відносно однорідного розподілу товщини бар'єру навколо якогось середнього значення.

Внаслідок параметризації $D = (1 + Z^2)^{-1}$, ми можемо перейти від розподілу $\rho(Z)$ до функції локальної прозорості D

$$\rho_1(D) = \hbar\bar{G}[e^2 D^{3/2}(1 - D)^{1/2}]^{-1}. \quad (4)$$

Як виходить з рівняння (4), густина ймовірності $\rho_1(D)$ аморфного ізолятора є бімодальною із двома нескінченної висоти піками при $D = 0$ та $D = 1$. Співвідношення (4) вперше було одержане Melsen та Veemaker для тривимірної чистої N-I-N-I-N-гетероструктури із деяким металом N та ідентичними ідеальними бар'єрами I [7], а після одержане Scher та Bauer для брудного інтерфейсу всередині N-I-N-тришарової структури [8]. Більш того, цілком ясно, що цей же результат був би таким самим, якщо прозорість металевої гетероструктури можливо апроксимувати лорентціаном $D(Z) = (1 + Z^2)^{-1}$ з одним параметром Z будь-якої фізичної природи (як це відбувається в двох відмічених прикладах [7, 8]).

Оскільки потенціальний бар'єр в N-I-N-пристроях звичайно

одержується шляхом оксидації металеві плівки, слабкий зв'язок між двома надпровідними електродами в S-I-S-пристрої також може включати тонкий брудний металевий шар. Нижче ми перетворюємо вираз для розподілу прозоростей $\rho_N(D)$ брудного провідникового шару N з товщиною s . Ми вводимо пружну довжину вільного пробігу l_e як середню віддаль між двома наступними розсіяннями зарядів на дефектах. Ми припускаємо, що амплітуда ймовірності електрона пройти шляхом Δx без розсіань на дефектах експоненційно залежить від Δx : $f(\Delta x) = \exp(-\Delta x/l_e)$. Таким чином, ймовірність для електрона пройти з точки x до $x + \Delta x$ без розсіань дорівнює $f^2(\Delta x)$. Якщо електрон взаємодіє з дефектом, він може бути або розсіяним вперед з ймовірністю $T(1 - f^2(\Delta x))$, або назад з ймовірністю $R(1 - f^2(\Delta x))$. Розрахуємо загальну ймовірність того, що електрон з'явиться в точці $x + \Delta x$ в металевому інтерфейсі $D_N(x + \Delta x)$, використовуючи відповідні формули для двобар'єрних переходів з роботи [9]:

$$D_N(x + \Delta x) = \frac{D_N(x)[f^2(\Delta x) + T(1 - f^2(\Delta x))]}{1 - (1 - D_N(x))R(1 - f^2(\Delta x))};$$

тут $D_N(x)$ є відповідна ймовірність для електрона прийти в точку x . Для $\Delta x \rightarrow 0$ ми одержуємо диференціальне рівняння

$$dD_N(x) = -2Rl_e^{-1}D_N^2(x)dx$$

із розв'язком

$$D_N(x) = (1 + 2Rx/l_e)^{-1}. \quad (5)$$

Додатковий металевий інтершар з прозорістю $D_N(s) < 1$ всередині N-I-N-тришарової гетероструктури змінює розподіл прозоростей перехідної області між металевими електродами. Якщо шар ізолятора є дуже тонким і в ньому розподіл прозоростей описується рівнянням (4), то відповідна функція для всього N-I-регіону може бути розрахована з використанням співвідношень $\rho(D_{NI}) = \rho(D_I) dD_I/dD_{NI}$,

$$\rho(D_{NI}) = \frac{\hbar \bar{G} D_N(s)}{e^2} \frac{1}{D_{NI}^{3/2} (D_N(s) - D_{NI})^{1/2}}, \quad (6)$$

де $0 < D_{NI} < D_N(s)$ та \bar{G} — усереднений макроскопічний кондактанс N-I-бішарів.

Найбільш важливий висновок, який випливає з рівняння (6), коли є брудний металевий інтерфейс, що домінуючий внесок додається не від D поблизу одиниці як в (4), а від меншого значення $D_N(s)$. Таким чином, це мусить бути максимальне значення $b < 1$ N-I-прозорості. Його мінімальне значення $a > 0$ визначається технологічними факторами, наприклад, товщиною N-плівки або якістю N-I-інтерфейсу.

Якщо розподіл $\rho(D)$ для певного інтервалу прозоростей між двома металевими електродами є відомим, сумарний квазічастинковий струм I крізь плянарний перехід може бути розрахований як

$$I(V) = \int_a^b dD \rho(D) I(V, D), \quad (7)$$

де $I(V, D)$ це вольтамперна характеристика такого ж самого переходу з деяким фіксованим значенням D . Далі ми розглянемо a та b як деякі підганяльні параметри, які мають бути знайденими шляхом порівняння теоретичної та вимірної $I(V)$ кривих.

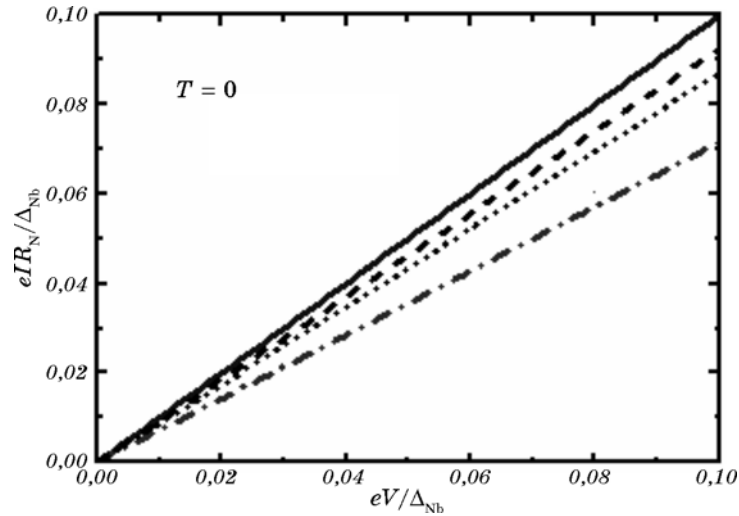
Для того щоб порівнювати їх без використання додаткових невідомих параметрів, ми повинні перевести металеві електроди в надпровідний стан і нормувати виміряні $I-V$ криві до них же, вимірних у нормальному стані. Вольтамперні залежності $I(V, D)$ були розраховані, додержуючи основну лінію процедури, запропоновану раніше в декількох публікаціях (див. статті [10, 11]).

3. ТУНЕЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАДПРОВІДНИКОВИХ ПЕРЕХОДІВ НА БАЗІ ДВОЗОННИХ НАДПРОВІДНИКІВ: ТЕОРЕТИЧНІ ОЦІНКИ

Вище ми обговорювали звичайні низькотемпературні надпровідники з одним параметром упорядкування Δ . Проте проблема неоднорідного бар'єру є важливою при розгляді нових середньо- та високотемпературних надпровідників. Зокрема, це відноситься до дибориду магнію з $T_c = 39$ К, в якому чотири пелюстки поверхні Фермі MgB_2 є згрупованими в квазидвовимірну σ -зону та тривимірну π -зону, і через це його нормальні та надпровідні властивості можуть бути описаними ефективним двозонним моделем з енергетичною щільною $\Delta\sigma = 7,1$ меВ та $\Delta\pi = 2,7$ меВ [12, 13]. Загальний квазічастинковий струм крізь перехід MgB_2 -ізолятор-метал дорівнює сумі парціальних внесків від двох електронних зон з ваговими факторами ω_p^2 [14], де ω_p — плазмова частота відповідної зони. Завдяки малості ω_p^σ в c -напрямку ($(\omega_p^\sigma / \omega_p^\pi)^2 = 0,01$ [15]), транспорт заряду в c -напрямку визначається лише π -зоною. При цьому в кристалографічному напрямку, паралельному $a-b$ площині, внески від обох зон є відносно близькими ($(\omega_p^\sigma / \omega_p^\pi)^2 = 0,49$ [15]). Таким чином, вольтамперні характеристики для двох напрямків у дибориді магнію повинні відрізнятися і в загальному вигляді дорівнюють

$$I(V) = [I_\pi(V) + (\omega_p^\sigma / \omega_p^\pi)^2 I_\sigma(V)] / [1 + (\omega_p^\sigma / \omega_p^\pi)^2]. \quad (8)$$

Як було показано в [16], для дибориду магнію деградація властивостей в навколбар'єрній області може істотно погіршити характе-



Лінійні апроксимації розрахованих субщільних вольтамперних характеристик надпровідникових Nb-I-MgB₂-переходів. Пунктирна та точкова лінії відповідають напрямкам тунелювання в дибориді магнію відповідно паралельно до *a-b* кристалографічної площини та в напрямку вісі *c*. Для порівняння наведено аналогічні результати для N-I-Nb-тришарової структури з нормально-металевою (N) однією з електрод (пунктирно-точкова лінія) та для N-I-N-переходу (суцільна лінія).

ристики переходів. Це є основною причиною того, чому високоякісні переходи типу MgB₂-ізолятор-метал у напрямку, паралельному *a-b* площині, досі не створені [16]. Далі ми відшукуємо відповідь на питання чи можливо встановити відмінність між транспортними характеристиками при малих напругах у двох основних кристалографічних напрямках.

У всіх випадках припускається, що ізолятор I є сильно розупорядкованим з розподілом прозоростей $\rho(D)$, відповідним до рівняння (1), R_N — опір у нормальному стані, $\Delta_{Nb} = 1,47$ меВ (див. [17]) — енергетична щілина надпровідної Nb-електроди при температурі $T = 0$ К у всіх напрямках MgB₂, якщо бар'єр між електродами є сильно розупорядкованим, та розподіл прозоростей в ньому описується рівнянням (4). На рисунку ми показуємо, наприклад, очікувані ВАХ для дуже малих напруг зміщення для двох Nb-I-MgB₂-переходів з різними напрямками тунелювання зарядів (вздовж осі *c* та паралельно площині *a-b*). Як можна бачити, підщільний опір є майже таким же самим для обох напрямків кристалічної ґратниці. Проте, аби відмітити відмінність між кристалографічними орієнтаціями дибориду магнію (принаймні в субщільній області напруг), нам потрібно мати лише високоякісні бар'єри з ізолятора з просторово сталою величиною прозорости *D*, або іншими словами, мати або ідеальний ту-

нельний контакт ($D \ll 1$), або ідеальний безпосередній контакт ($D = 1$).

4. ВИСНОВКИ

Запропоновано теоретичний модель для опису транспорту квазічастинок крізь неоднорідні наносферуваті плівки ізоляторів у переходах Джозефсона з урахуванням функції розподілу прозоростей бар'єру. Показано, що урахування анізотропності щілин двох зон MgB_2 призводить до появи відповідних особливостей на вольтамперних характеристиках надпровідникових Nb-I- MgB_2 -переходів відповідно до напрямків тунелювання.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. A. I. Kingon, J.-P. Maria, and S. K. Streiffer, *Nature*, **406**, No. 6799: 1032 (2000).
2. Т. В. Перевалов, А. В. Шапошников, В. А. Гриценко, *Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена*, **79**, № 11: 164 (2009).
3. J. Kohlmann, F. Müller, R. Behr et al., *J. Phys.: Confer. Ser.*, **43**: 1385 (2006).
4. A. W. Kleinsasser, R. E. Miller, W. H. Mallison et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, No. 11: 1738 (1994).
5. P. Eklund, M. Bugnet, V. Mauchamp et al., *Phys. Rev. B*, **84**, No. 8: 075424 (2011).
6. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
7. J. A. Melsen and C. W. J. Beenakker, *Physica B*, **203**: 219 (1994).
8. K. M. Schep and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 24: 15860 (1997).
9. M. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Kúš et al., *Phys. Rev. B*, **59**, No. 14: 9617 (1999).
10. V. Lacquaniti, M. Belogolovskii, C. Cassiago et al., *New J. Phys.*, **14**, No. 2: 023025 (2012).
11. G. Brammertz, A. Poelaert, A. A. Golubov et al., *J. App. Phys.*, **90**, No. 1: 355 (2001).
12. A. Y. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 087005 (2001).
13. H. J. Choi, D. Roundy, H. Sun et al., *Nature*, **418**: 758 (2002).
14. I. I. Mazin, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, No. 7: 1427 (1999).
15. A. Brinkman, A. A. Golubov, H. Rogalla et al., *Phys. Rev. B*, **65**, No. 18: 180517 (2002).
16. A. Brinkman and J. M. Rowell, *Physica C*, **456**: 188 (2007).
17. A. Zehnder, Ph. Lerch, S. P. Zhao et al., *Phys. Rev. B*, **59**, No. 13: 8875 (1999).

