

## Асиметрія вольт-амперних характеристик гібридних джозефсонівських контактів з пніктидами

Олександр Гриб

*Фізичний факультет, Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна,  
пл. Свободи 4, 61022, Харків, Україна*

Модель інтерферометру з різними значеннями критичних струмів контактів застосована для опису вольт-амперних характеристик джозефсонівських контактів з неоднорідним по товщині бар'єром. У рамках моделі двохконтактного інтерферометру розраховані та порівняні з результатами експерименту асиметричні вольт-амперні характеристики містку надпровідника  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  та контакту  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$ , виготовленому на монокристалі  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ . Показано, що асиметрія вольт-амперних характеристик пов'язана з магнітним полем, в якому знаходяться контакти. Обговорено умови, при яких у контактах виникає магнітне поле.

**Ключові слова:** залізоніквідні надпровідники, джозефсонівські контакти, надпровідний квантовий інтерферометр.

The model of the interferometer with different values of critical currents of junctions is applied to the description of IV-characteristics of Josephson junctions which have the inhomogeneous width of the barrier. In ranges of the model of the two-junction interferometer, the asymmetrical IV-characteristics of the bridge of the superconducting pnictide thin film  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  and the junction  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$  prepared on the single crystal of  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  are calculated and compared with the measured curves. It is shown that magnetic field inside junctions is the origin of the asymmetry of IV-characteristics. Conditions at which magnetic field appears inside the junctions are discussed.

**Keywords:** iron-based superconductors, Josephson junctions, superconducting quantum interferometer.

Модель интерферометра с различными значениями критических токов переходов применена для описания вольт-амперных характеристик переходов с неоднородным по толщине барьером. В рамках модели двухконтактного интерферометра рассчитаны и сравниваются с экспериментом асимметричные вольт-амперные характеристики мостика сверхпроводника  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  и перехода  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$ , приготовленного на монокристалле  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ . Показано, что асимметрия вольт-амперных характеристик связана с магнитным полем, в котором находятся переходы. Обсуждены условия, при которых в переходах возникает магнитное поле.

**Ключевые слова:** железониктидные сверхпроводники, джозефсоновские переходы, сверхпроводящий квантовый интерферометр.

### Вступ

Дослідження електричних характеристик джозефсонівських контактів, один з електродів у яких виготовлено з тонкої плівки або з монокристалу пніктиду, мають велике значення, оскільки в таких дослідженнях може бути виявлена симетрія спарювання у надпровідниках на основі пніктидів. У роботах [1-6] досліджувалися вольт-амперні характеристики гібридних контактів різних типів. Один електрод виготовлявся з пніктиду  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  ( $x \approx 0.2$ ), а другий електрод – з свинцю та покриття з індію (PbIn). Пніктид міг бути у вигляді тонкої плівки або монокристалу [5]. Для планарних контактів бар'єри виготовлялися з нормального металу (золоту) або з діелектрику (оксиду титану):  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{Au}/\text{PbIn}$  [1,3,4] та  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$  [5.6]. Крім того, досліджувалися контакти, виготовлені на границі зерна

основи [4] та контакти крайового типу [2]. Вольт-амперні характеристики контактів різко асиметричні, тобто критичні струми, виміряні при позитивному та негативному напрямках постійного струму зміщення через контакт, сильно відрізняються один від одного. Для деяких зразків негативна частина вольт-амперної характеристики навіть може сильно відрізнятись від позитивної [5]. В роботі [2] висловлено припущення, що неоднорідність бар'єру може приводити до формування інтерференції надпровідних струмів. У даній роботі показано, що модель двохконтактного інтерферометру з різними критичними струмами може бути використана для опису неоднорідного бар'єру, пояснюється асиметрія вольт-амперних характеристик гібридних джозефсонівських контактів та деякі інші особливості вольт-амперних характеристик, виміряних у позитивному та негативному напрямках постійного

струму.

**Модель**

Струм через неоднорідний по товщині бар'єр контакту можна змоделювати як струм у багатоконтактному інтерферометрі [2]. Зараз ми обмежимося розглядом випадку, коли у бар'єрі є тільки два «вузьких» місця для протікання струму. Ці «вузькі» місця утворюють два джозефсонівські контакти з критичними струмами  $I_{c1}$  та  $I_{c2}$ , які розділені шаром бар'єру, через який струм не проходить. Описана система контактів є, по суті, двохконтактним інтерферометром з індуктивністю  $L$  та критичними струмами контактів  $I_{c1}=(1-\delta)I_{ca}$  та  $I_{c2}=(1+\delta)I_{ca}$ , де  $I_{ca}=(I_{c1}+I_{c2})/2$  – середній критичний струм та  $\delta$  – безрозмірний параметр, який характеризує розбіг критичних струмів. Будемо вважати ці два контакти однорідними по товщині, так що їх критичні напруги  $V_{ck} = I_{ck}R_k$  однакові [7] (тут  $R_k$  – електричний опір  $k$ -го контакту,  $k = 1,2$ ). Це означає, що електричні опори контактів різні:  $R_1=R_a/(1-\delta)$ ,  $R_2=R_a/(1+\delta)$ , де  $R_a=V_c/I_{ca}$ . Для визначеності, будемо вважати, що електричні ємності контактів також відрізняються одна від одної:  $C_1 = C_0(1-\delta)$ ,  $C_2 = C_0(1+\delta)$ , де  $C_0 = (C_1+C_2)/2$ . Тоді параметри Мак-Камберу [7] контактів  $\beta_{ck}=(2\pi I_{ck}R_k^2C_k)/\Phi_0$

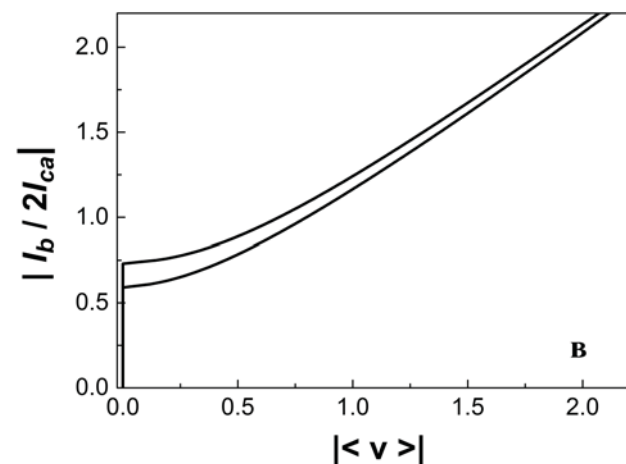
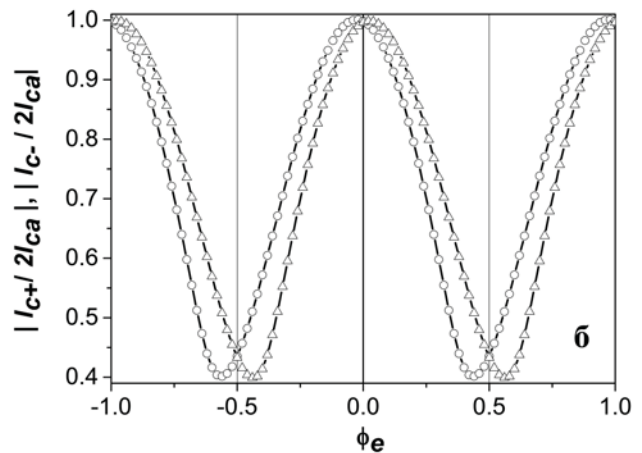
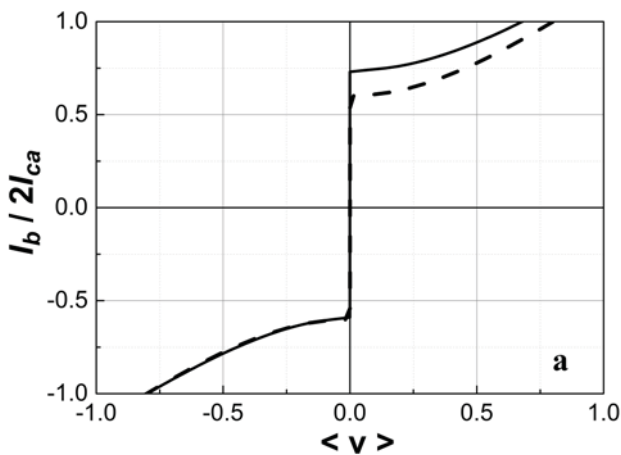
$\Phi_0$  однакові:  $\beta_{c1} = \beta_{c2} = \beta_c$  (тут  $\beta_c=(2\pi I_{ca}R_a^2C_a)/\Phi_0$ ,  $\Phi_0$  – квант магнітного потоку). Введемо також безрозмірний параметр індуктивності:  $\beta_L=(2\pi I_{ca}L)/\Phi_0$ . Будемо вважати, що інтерферометр знаходиться у постійному магнітному полі  $\vec{B}$ , яке перпендикулярне площині інтерферометру. Якщо поле направлено з площини контуру на читача, система рівнянь, яка описує динаміку різниці фази параметру порядку, виглядає так (див. [8]):

$$\frac{\Phi_0 C_k}{2\pi} \frac{d^2 \phi_k}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R_k} \frac{d\phi_k}{dt} + I_{ck} \sin \phi_k = \frac{I_b}{2} \pm I_R, \quad k=1,2, \quad (1a)$$

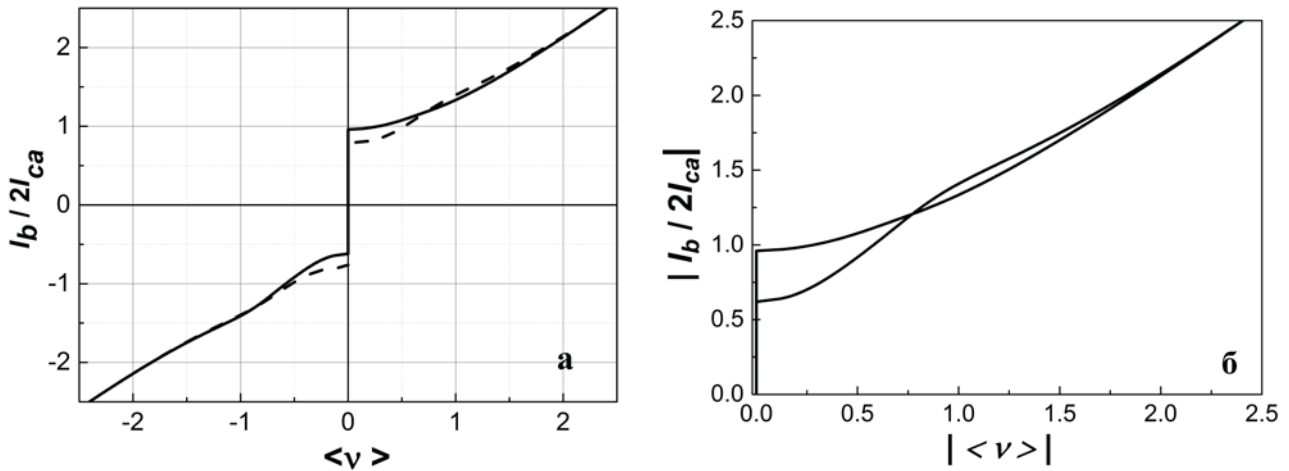
$$I_R = -\frac{I_{ca}}{\beta_L} [2\pi\phi_e + (\phi_1 - \phi_2)], \quad (1b)$$

де верхній знак перед струмом  $I_R$  у рівнянні (1a) відноситься до контакту з номером  $k = 1$ ,  $\phi_e = \Phi_e/\Phi_0$  –

нормалізований магнітний потік зовнішнього магнітного поля,  $\Phi_e = BS$ ,  $S$  – площа контуру інтерферометру. Рішення даної системи рівнянь



Мал. 1. Моделювання електричних властивостей неоднорідного по товщині контакту за допомогою двохконтактного інтерферометру: (а) – вольт-амперна характеристика інтерферометру при  $\delta = 0$  (штрихова лінія) та при  $\delta = 0.4$  (жирна лінія) у магнітному полі з  $\phi_e = 0.3$ ; (б) – залежності модулів нормалізованих значень критичних струмів  $I_{c+}$  та  $I_{c-}$  інтерферометру від  $\phi_e$  при негативних ( $I_{c-}$ , кружки) та позитивних ( $I_{c+}$ , трикутники) значеннях постійного струму через контакт; (в) – модулі позитивної (верхня крива) та негативної (нижня крива) гілок вольт-амперної характеристики, приведеної на Мал. 1а для  $\delta = 0.4$ . Параметри розрахунку для (а)-(в):  $\beta_L = 0.4$ ,  $\beta_c = 0.2$ ,  $I_{ca} = 1\text{мА}$ ,  $R_a = 1\text{Ом}$ .



Мал. 2. (а) - вольт-амперна характеристика інтерферометру при  $\delta = 0$  (штрихова лінія) та при  $\delta = 0.3$  (жирна лінія) у магнітному полі  $\phi_c = 0.3$  для параметрів  $\beta_L = 4$ ,  $\beta_C = 0.5$ ,  $I_{ca} = 1$  мА,  $R_a = 1$  Ом; (б) - модулі позитивної (верхня крива) та негативної (нижня крива) гілок вольт-амперної характеристики, приведеної на Мал. 2а для  $\delta = 0.3$ .

відносно різниць фаз  $\phi_k$  на контактах та їх похідних методом Рунге-Кутта дозволяє отримати напругу на

$$\text{інтерферометрі } \langle V \rangle = \frac{1}{2} \frac{\Phi_0}{2\pi} \left\langle \sum_{k=1}^2 \frac{d\phi_k}{dt} \right\rangle, \text{ де знак } \langle \dots \rangle$$

означає усереднення по часу, а також вольт-амперні характеристики контактів при заданому значенні магнітного поля. У подальших розрахунках ми будемо використовувати нормалізовану величину  $\langle v \rangle = \langle V \rangle / V_c$ , де  $V_c = I_{ca} R_a$ .

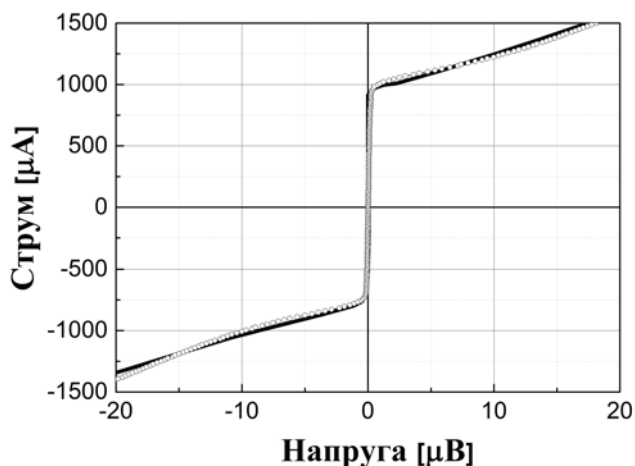
Розглянемо динаміку інтерферометру при різних величинах параметру  $\delta$ . Якщо  $\delta = 0$ , то отримуємо звичайний симетричний інтерферометр [7]. Однак, якщо  $\delta \neq 0$ , то його вольт-амперна характеристика перестає бути симетричною. На Мал. 1а показані вольт-амперні характеристики інтерферометру з  $\delta = 0$  (штрихова лінія) та при  $\delta = 0.4$  (жирна лінія) в магнітному полі  $\phi_c = 0.3$ . Видно, що при  $\delta = 0$  вольт-амперна характеристика симетрична, тоді як при  $\delta = 0.4$  величина критичного струму при позитивному постійному струмі значно більша, ніж при негативному. Причиною такої поведінки вольт-амперної характеристики є так званий «струм асиметрії» [8], який виникає в інтерферометрі завдяки асиметрії параметрів. Цей струм породжує власне магнітне «поле асиметрії». Існування «поля асиметрії» приводить до зміщення залежностей критичного струму інтерферометру від магнітного поля (Мал. 1б). При незмінному напрямі зовнішнього магнітного поля «струм асиметрії» і, відповідно, «поле асиметрії» змінюють напрям на протилежний при зміні знаку постійного струму через інтерферометр. Таким чином, при незмінному напрямі зовнішнього магнітного поля, залежно від напрямку постійного струму, величина критичного струму інтерферометру буде різною (Мал.

1б). Модулі негативної та позитивної гілок вольт-амперної характеристики при  $\delta = 0.4$  показані на Мал. 1в. Видно, що вони відрізняються одна від одної. Ще сильніше ця різниця спостерігається, якщо поблизу критичної частоти контакту  $\nu_c = (I_a R_a) / \Phi_0$  знаходиться частота резонансу струмів у контурі, який утворений конденсаторами обох контактів та індуктивністю інтерферометру. На Мал. 2а показана вольт-амперна характеристика інтерферометру при цій умові при  $\delta = 0.3$  (жирна лінія), а на Мал. 2б показані модулі негативної та позитивної гілок. Видно, що гілки співпадають при великих напругах, але при малих напругах негативна гілка має максимум, який відсутній на позитивній гілці. Цей максимум зумовлений резонансом струмів. Зауважимо, що при  $\delta = 0$  максимуми є на обох гілках (Мал. 2а, штрихова лінія). Такі максимуми можуть бути на вольт-амперній характеристиці контакту з неоднорідним бар'єром без присутності магнітного поля.

#### Апроксимація експерименту та обговорення результатів

На Мал. 3 кружками показана апроксимація отриманої в експерименті [4] вольт-амперної характеристики (лінія) містку надпровідника  $\text{BaFe}_2\text{-}_x\text{Co}_x\text{As}_2$ , виготовленого на бікристалічній границі основи  $\text{SrTiO}_3$  зі зміщенням  $30^\circ$  [4]. Роль неоднорідного бар'єру тут виконує неоднорідна ширина містку (7 мікрометрів). Знову, прийемо, що струм може текти тільки у двох місцях містка, причому ширина цих двох місць різна. Тоді модель двоконтактного інтерферометру можна вжити для опису системи.

Обговоримо тепер питання про індуктивність контуру. Ефект асиметрії критичних струмів, який було обговорено в попередньому розділі, залежить

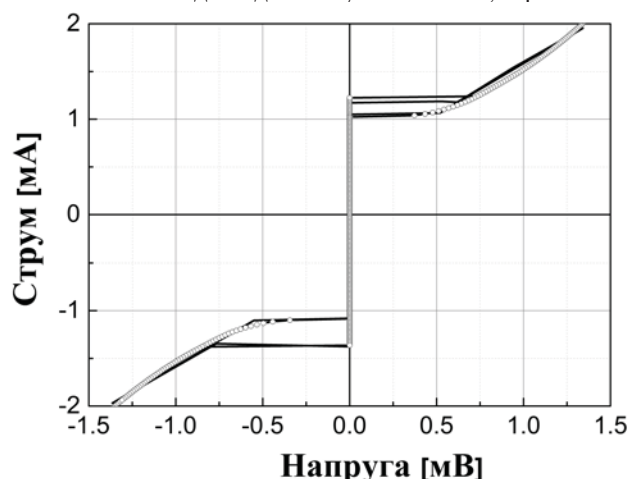


Мал. 3. Вольт-амперна характеристика містку  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ , зробленого на бікристалічній границі основи  $\text{SrTiO}_3$  зі зміщенням  $30^\circ$  [4] (жирна лінія). Товщина буферного шару заліза 20 нм. Кружки – апроксимація згідно моделі, розвинутій у даній роботі. Параметри розрахунку:  $\beta_L = 1$ ,  $\beta_C = 0.2$ ,  $I_{ca} = 0.55$  мА,  $R_a = 33$  мОм,  $\delta = 0.7$ ,  $\phi_e = 0.3$ .

від величини «струму асиметрії». Цей струм є достатньо сильним при величині параметру  $\beta_L \geq 1$ . Цьому значенню  $\beta_L$  при критичному струмі порядку 0.5 мА відповідає індуктивність порядку  $7 \cdot 10^{-13}$  Гн. Оцінка геометричної індуктивності контуру дає значно менший порядок величини. Однак, треба прийняти до уваги також і кінетичну індуктивність надпровідників. Завдяки великій лондонівській глибині проникнення магнітного поля в пніктиди [9], оцінка кінетичної індуктивності дає величину від  $7 \cdot 10^{-13}$  Гн до  $3 \cdot 10^{-12}$  Гн в залежності від напрямку струму відносно площини ab. Таким чином, ефект асиметрії критичних струмів стає можливим завдяки великій кінетичній індуктивності пніктиду.

Для кращої апроксимації експерименту (тобто для «закруглення сходинок» біля критичних струмів) у рівняння (1a) додавався білий шум з нульовим середнім значенням та середньоквадратичною амплітудою  $0.2I_c$ . З Мал. 3 видно, що модель добре описує асиметрію критичних струмів. «Гілки» вольт-амперної характеристики також задовільно апроксимовані в рамках вибраної моделі, хоча їх опис є скоріше якісним. Таким чином, можна зробити висновок, що ефект асиметрії пояснюється екрануванням наявного магнітного поля при протіканні струму через неоднорідний по товщині контакт з двома каналами для струму. Ці канали можуть бути мікромістками або бар'єрами, товщина яких менша, ніж середня товщина контакту. У зв'язку з цим виникає питання про джерело наявного магнітного поля. З отриманих у моделі даних можна оцінити величину магнітного поля, у якому знаходиться місток, розглянутий на

Мал. 3. Отримуємо порядок величини  $1 \cdot 10^{-3}$  Тл. Ця величина є порядку величини зовнішнього магнітного поля, необхідного для модуляції критичного струму в експериментах з точковими контактами пніктидів [10]. Це означає, що наш розрахунок дає правильний порядок величини магнітного поля, що дозволяє застосувати модель двохконтактного інтерферометру для розгляду реальних контактів. Для розгляду питання про походження цього поля важливо, що при виготовленні тонкої плівки пніктиду  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ , шар заліза товщиною 10-20 нанометрів наносився на основу. Таким чином, гібридний контакт міг бути у магнітному полі, наведеному розташованими поблизу магнітними доменами заліза. Однак, хоча це джерело наявного магнітного поля є очевидним, воно не є єдиним. На поведінку розглянутого «внутрішнього інтерферометру» може впливати також магнітне поле, яке сформовано атомами заліза, які знаходяться у самій структурі пніктиду. В експериментах [1,2,4], у яких був наявний буферний шар заліза, присутні обидва джерела магнітного поля. В зв'язку з цим велике значення набувають експерименти на монокристалах пніктидів, де буферного шару заліза немає. У роботі [5] були отримані гібридні контакти  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{Pb}$ , зроблені на основі монокристалу  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ . Вольт-амперна характеристика цього контакту сильно асиметрична, хоча буферного шару заліза у складі системи немає. Цей результат свідчить про те, що магнітне поле створювалося атомами заліза, які були у складі монокристалу. Апроксимація цього контакту у рамках розробленої в цій роботі моделі показана на Мал. 4. Подальший розгляд питання про походження магнітного поля у контактах пніктидів потребує систематичних досліджень у контактах, зроблених



Мал. 4. Вольт-амперна характеристика контакту  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$ , зробленого на основі монокристалу  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  [5] (жирна лінія) та її апроксимація згідно моделі (лінія з кружками). Параметри розрахунку:  $\beta_L = 0.4$ ,  $\beta_C = 2.1$ ,  $I_{ca} = 0.775$  мА,  $R_a = 1.42$  Ом,  $\delta = 0.45$ ,  $\phi_e = -0.2$ .

на основі монокристалів. Зауважимо, що, хоча в даній роботі проведено апроксимацію вольт-амперної характеристики тільки для містку  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  та контакту  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{Pb}$ , модель дозволяє чисельну апроксимацію вольт-амперних характеристик джозефсонівських контактів різних типів.

Не виключено, що у зразках є захоплений магнітний потік, вплив якого також описує розроблена модель.

### Висновки

У роботі досліджено ефект асиметрії критичних струмів, (тобто різних критичних струмів при позитивному та негативному напрямках постійного струму зміщення через контакт), який спостерігається при дослідженні гібридних джозефсонівських контактів на основі пніктиду  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ . Ефект асиметрії пояснюється екрануванням наявного магнітного поля при протіканні струму через неоднорідний по товщині контакт з двома каналами для струму. Ці канали можуть бути мікромістками або бар'єрами, товщина яких менша, ніж середня товщина контакту. Критичні струми цих каналів різні. Систему можна змоделювати як двохконтактний інтерферометр з різними критичними струмами. У роботі показано, що ця модель дозволяє апроксимувати експериментальну вольт-амперну характеристику містку  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ , зробленого на бікристалічній границі основи  $\text{SrTiO}_3$  зі зміщенням  $30^\circ$  і оцінити магнітне поле, в якому знаходиться контакт (порядку  $10^{-3}$  Тл), а також вольт-амперну характеристику гібридного контакту  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2/\text{TiO}_x/\text{PbIn}$ , зробленого на основі монокристалу  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$  [5]. Модель дозволяє чисельну апроксимацію вольт-амперних характеристик джозефсонівських контактів різних типів.

1. S. Schmidt, S. Döring, F. Schmidl, V. Grosse, P. Seidel, K. Iida, F. Kurth, S. Haindl, I. Mönch, and B. Holzapfel. Appl. Phys. Lett., 97, 172504 (2010).
2. S. Döring, S. Schmidt, F. Schmidl, V. Tympel, S. Haindl, F. Kurth, K. Iida, I. Mönch, B. Holzapfel, and P. Seidel. Supercond. Sci. Technol., 25, 084020 (2012).
3. S. Döring, S. Schmidt, F. Schmidl, V. Tympel, S. Haindl, F. Kurth, K. Iida, I. Mönch, B. Holzapfel, and P. Seidel. Physica C, 478, 15 (2012).
4. S. Schmidt, S. Döring, F. Schmidl, V. Tympel, S. Haindl, K. Iida, F. Kurth, B. Holzapfel and P. Seidel. IEEE Trans. Appl. Supercond., 23, 7300104 (2013).
5. D. Reifert, N. Hasan, S. Döring, S. Schmidt, M. Monecke, M. Feltz, F. Schmidl, V. Tympel, W. Wisniewski, I. Mönch, T. Wolf and P. Seidel. Supercond. Sci. Technol., 27, 085003 (2014).
6. S. Döring, M. Monecke, S. Schmidt, F. Schmidl, V. Tympel, J. Engelmann, F. Kurth, K. Iida, S. Haindl, I. Mönch, B. Holzapfel, and P. Seidel. J. Appl. Phys., 115, 083901 (2014).
7. K. K. Likharev. Dynamics of Josephson junctions and circuits, Gordon and Breach, Philadelphia (1991), 750 P.
8. Олександр Гриб, Вісник ХНУ № 1075, серія "Фізика", вип. 18, с. 8-13 (2013).
9. R Prozorov and V. G. Kogan. Rep. Prog. Phys., 74, 124505 (2011).
10. Xiaohang Zhang, Yoon Seok Oh, Yong Liu, Liqin Yan, Kee Hoon Kim, Richard L. Greene, and Ichiro Takeuchi. Phys. Rev. Lett., 102, 147002 (2009).