

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 74.25.fc, 74.25.Uv, 74.78.Fk, 74.81.Fa, 85.25.Am, 85.25.Cp

Нелінійна динаміка квантових вихорів у довгих Джозефсонових переходах

Е. М. Руденко, І. В. Короташ, А. О. Краковний, М. О. Білоголовський

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна*

Проаналізовано ефективність двох метод контролю нелінійної динаміки квантових топологічних структур (вихорів) у довгому Джозефсоновому контакті: (а) за допомогою крайової струмової інжекції та (б) за наявності стопки з двох довгих Джозефсонових переходів. В першому випадку розроблено та реалізовано нову, більш стійку й добре відтворювану методику одержання відповідних гетероструктур із додатковою плівкою надпровідного стопу молібдену з ренієм і більш якісним діелектричним прошарком з оксиду олова. Експериментально показано, що при зростанні струмової інжекції на вольт-амперній характеристиці з'являється ділянка від'ємного диференційного опору. В другому випадку теоретично продемонстровано появу на вольт-амперній кривій ділянки «зворотнього вигину» та перехід у резистивний стан з напругою, близькою до щільної, через виникнення в сусідньому переході пари флюксон–антифлюксон.

Ключові слова: довгий Джозефсонів перехід, квантові вихори, нелінійна динаміка, крайова струмова інжекція.

The effectiveness of two methods for controlling the nonlinear dynamics of quantum topological vortex structures in a long Josephson junction is analysed: (a) by means of edge current injection and (b) with a stack of two long Josephson junctions. In the first case, a new, more stable and well reproduc-

Corresponding author: Eduard Mykhaylovych Rudenko
E-mail: emrudenko@ukr.net

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

Citation: E. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. O. Krakovnyy, and M. O. Bilogolovskyy, Nonlinear Dynamics of Quantum Vortices in Long Josephson Junctions, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 10: 1273–1282 (2018) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.40.10.1273.

ble technique for obtaining corresponding heterostructures with an additional layer of a superconducting molybdenum–rhenium alloy and a higher-quality dielectric tin-oxide layer is developed and implemented. As experimentally shown, a negative-differential-resistance region on the current–voltage characteristic arises with increasing the current injection. In the second case, the appearance of a ‘back bend’ region on a current–voltage characteristic and the transition to a resistive state with a voltage close to the gap one due to the emergence of a flux–antifluxon pair in the adjacent junction is demonstrated theoretically.

Key words: long Josephson junction, quantum vortices, nonlinear dynamics, edge current injection.

Проаналізована ефективність двох методів управління нелінійною динамікою квантових топологічних структур (вихрей) в довгому джозефсоновському контакті: (а) з допомогою крайової токової інжекції і (б) при наявності стопки із двох довгих джозефсоновських переходів. В першому випадку розроблена і реалізована нова, більш стійка і добре воспроизводима методика отримання відповідних гетероструктур з додатковою плівкою сверхпроводящего сплава молибдена з ренієм і більш якісної діелектричної прослойкою із оксиду олова. Експериментально показано, що з ростом токової інжекції на вольт-амперній характеристиці з'являється ділянка негативного дифференціального опору. Во другому випадку теоретично продемонстровано з'явлення на вольт-амперній кривій ділянки «обратного згинання» і переходу в резистивний стан з напругою, близькою до щелевої, із-за виникнення в сусідньому переході пари флюксон–антифлюксон.

Ключевые слова: довгий джозефсоновський перехід, квантові вихрі, нелінійна динаміка, крайова токова інжекція.

(Отримано 17 червня 2018 р.)

1. ВСТУП

Джозефсонів ефект в мезо- і навіть макроскопічних структурах із «слабким» зв'язком між надпровідними плівками є одним із найважливіших квантових явищ як з фундаментальної, так і практичної точки зору. Електричний струм через відповідні контакти, які називають Джозефсоновими, містить надпровідну компоненту (надструм) із незвичайною і дуже нелінійною залежністю від характеристик електромагнетного поля. Незважаючи на той факт, що деталі цього ефекту залежать від природи «слабкого» зв'язку, він спостерігається в принципово різних зразках, утворених двома надпровідними електродами, зокрема, гетероструктурах з ізолювальним прошарком нанометрової товщини, плівкою нормального металу, напівпровідником з металевими

включеннями або нанодротоми, тощо.

Дослідження Джозефсонових контактів є одним з найбільш актуальних напрямів у сучасній фізиці твердого тіла й електроніці. Інтерес до них пов'язаний, по-перше, з дуже нетривіальними фізичними явищами, які спостерігаються в таких об'єктах, а по-друге, з можливістю створення на основі Джозефсонових переходів квантових пристроїв із характеристиками, що значно перевершують параметри подібних приладів, створених на основі інших фізичних принципів, або, взагалі, не існують в інших реалізаціях [1]. Їхнє застосування уможливорює одержати цілий ряд радіоелектронних приладів з рекордно високими характеристиками для підсилення та генерації у надвисокочастотних схемах, а також для точних вимірів магнетного поля, створення стандартів вольт, збереження й обробки інформації.

В даній роботі ми розглянемо теоретично і експериментально довгий розподілений Джозефсонів контакт [2–4], який, з одного боку, являє собою одну з найбільш зручних модельних систем для дослідження фундаментальних явищ нелінійної хвильової динаміки, а з другого боку, має великі практичні перспективи, оскільки різноманітні фізичні процеси, пов'язані з динамікою Джозефсонових вихорів (квантів магнетного потоку) в розподілених переходах, істотно залежать від зовнішніх збурень: електричного струму, магнетного поля, структурних дефектів, нерівноважних процесів в надпровідниках, тощо.

Що стосується застосувань Джозефсонових переходів, то одним із найбільш перспективних є створення так званих flux-flow-генераторів, в яких джерелом випромінювання є Джозефсонові вихори (флюксони), які періодично входять і виходять з краю переходу під дією зовнішнього струму. Ще одна можливість генерації випромінювання полягає у зародженні на краях переходу вихорів протилежної полярності, які рухаються назустріч один одному і анігілюють. Згідно з оцінками, flux-flow-генератори на базі довгих Джозефсонових контактів можуть працювати в діапазоні 100–700 ГГц (верхня межа визначається величиною енергетичної щільності в надпровідних електродах) з потужністю близько 1 мкВт і шириною лінії 100 кГц–1 МГц [5]. Слід зазначити, що вольт-амперні характеристики таких пристроїв мають ділянку від'ємного диференційного опору [6], контроль над якою означає можливість ефективного керування електромагнетним випромінюванням таких Джозефсонових структур. Використовуючи результати нашої попередньої публікації [6], ми обговорюємо в даній роботі дві можливості реалізації ділянки від'ємного диференційного опору на вольт-амперних кривих довгих Джозефсонових переходів, а саме: (а) динамічні процеси в стопці з двох Джозефсонових переходів і (б) крайову струмову інжекцію. Що стосується-

ся останньої, то ми пропонуємо нову більш стійку і добре відтворену методику одержання відповідних гетероструктур за допомогою додаткової плівки з надпровідного стопу молібдену з ренієм — матеріялу, який має високу механічну й електричну міцність [7].

2. ВПЛИВ КРАЙОВОЇ СТРУМОВОЇ ІНЖЕКЦІЇ (ЕКСПЕРИМЕНТ)

Для експериментального дослідження динаміки квантових вихорів в довгому Джозефсоновому переході нами були створені і досліджені відповідні контакти на основі легкотопких надпровідників і тяжкотопкого надпровідного стопу молібдену з ренієм. Раніше [7] було виявлено, що товщина надтонкого оксидного шару, який з'являється на такому матеріялі, не перевищує 0,5 нм, і для того, щоб створити тунельний перехід на такій плівці, авторам роботи [7] був потрібен додатковий шар алюмінієвого оксиду. Таким чином, ми очікуємо, що інтерфейс Мо–Ре-стопу з надпровідним свинцем у нашому випадку був надзвичайно тонкий або взагалі відсутній.

Плівка МоRe стопу товщиною у 200 нм і шириною у 100 нм осаджувалася на хемічно очищену сапфірову підкладку методом магнетронного розпорощення. Далі термічним розпорощен-

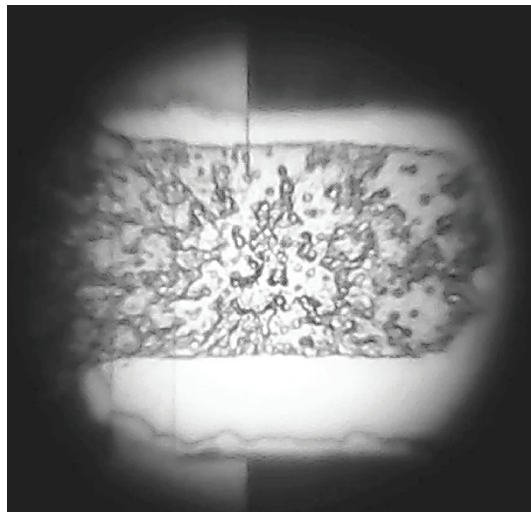


Рис. 1. Мікрофотографія довгого Джозефсонового MoRe/Pb/Sn–I–Pb-переходу.

Fig. 1. Microphotograph of a long Josephson MoRe/Pb/Sn–I–Pb junction.

ням через спеціальну маску ми наносили шар із свинцю товщиною 150 нм і шар олова товщиною 30 нм. Внаслідок окиснення поверхні олова в атмосфері сухого кисню протягом години формувалася ізоляційний бар'єр товщиною t приблизно 1–2 нм. Після цього за допомогою нової маски термічним розпорошенням створювалася верхня Pb-електрода.

На рисунку 1 наведено мікрофотографію гетероструктури MoRe/PbSn-I-Pb, де можна побачити подвійну Pb/Sn-електроду та верхню Pb-електроду, яка виглядає більш темною внаслідок впливу рідкого гелію після мірювання транспортних характеристик.

Інформаційно-вимірювальний комплекс уможлилював міряти вольт-амперні характеристики (ВАХ) MoRe/Pb/Sn-I-Pb-зразків за допомогою чотирозондової методики в режимі джерела струму при температурі рідкого гелію 4,2 К. Для цього підкладинку з Джозефсоновими контактами закріплювали в спеціальному маніпуляторі й опускали в Дьюарову посудину з рідким гелієм. Досліджувалися лише ті контакти, в яких надструм був дуже чутливим до зовнішнього слабкого магнетного поля, прикладеного у площині підкладинки паралельно пласким електродам. Крайовий струм інжекції подавався за допомогою високоомного резистивного подільника струму, який розподіляв зовнішній струм на струм інжекції I_{inj} та транспортний струм I_{tr} крізь Джозефсонів перехід. Під час запису ВАХ відношення $k = I_{inj}/I_{tr}$ залишалось постійним (див. детальніше рис. 1 у попередній публікації [6]).

Покажемо спочатку, що наші Джозефсонові контакти були дійсно довгими, тобто Джозефсонова глибина проникнення магнетного поля λ_J у них була малою порівняно з характерними поперечними розмірами структури. Формула, що визначає λ_J в системі одиниць СІ, має вигляд [1]: $\lambda_J = \Phi_0 / (2\pi\mu_0 j_c d_H)$, де $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнетного потоку, j_c — густина критичного надструму, $d_H = \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$ — магнетна товщина контакту, яка складається з Лондонових глибин проникнення магнетного поля в надпровідні електроди, які примикають до бар'єру, та товщини самого бар'єру t , $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнетна стала. Беручи до уваги розміри контакту $e \cdot 2 \cdot 10^{-8}$ м² і типову величину критичного струму 20 мА, знаходимо, що в наших зразках $j_c \approx 1,0 \cdot 10^6$ А/м². Для свинцю при температурі 4,2 К $\lambda_L = 41,5$ нм; тоді Джозефсонова глибина проникнення магнетного поля λ_J становить приблизно 60 мкм, тобто більш ніж в три рази менша за характерний розмір переходу. Таким чином, наші контакти можна вважати довгими.

У випадку довгого Джозефсонового переходу (на відміну від короткого контакту) залежність максимальної величини критичного надструму від магнетного поля $I_c(H)$ не є симетричною від-

носно $H = 0$ із характерним пологим нахилом в області малих H , після якого спостерігається різкий спад надструму до низьких значень [8]. Саме такі криві були одержані для досліджених нами MoRe/Pb/Sn-I-Pb-зразків.

Нами було проведено мірювання ВАХ при зміні магнетного поля від нуля до 10 Е. За величини магнетного поля у 3,9 Е було виявлено найбільш істотний вплив крайової струмової інжекції на форму ВАХ і, зокрема, появу ділянки від'ємного диференційного опору. На рисунку 2 наведено типові експериментальні ВАХ за відсутності струму інжекції, тобто при $k = 0$, у порівнянні з кривими, одержаними за відносного зростання інтенсивності струму крайової інжекції по відношенню до транспортного струму, тобто із ростом коефіцієнта k . Рисунок 2 демонструє можливість одержання вертикальної характеристики, яка потім переходить у криву з ділянкою від'ємного диференційного опору. За напруги, що відповідає вертикальній ділянці, діпазон стабільного струму значний (в нашому випадку 3–4 мА). Цей важливий для стабільності й управління Джозефсоновим випромінюванням результат демонструє високу якість запропонованих зразків.

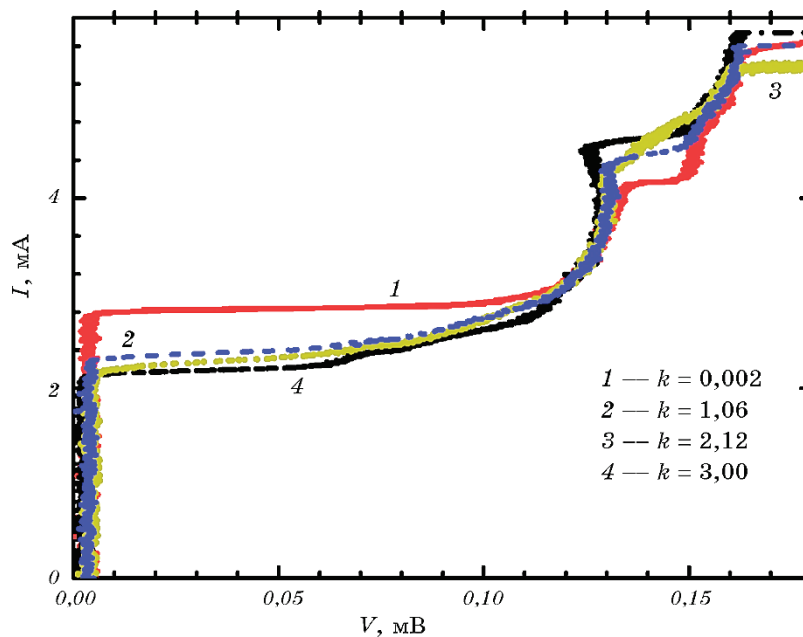


Рис. 2. Вплив крайової струмової інжекції на вольт-амперні характеристики довгого Джозефсонового MoRe/Pb/Sn-I-Pb-контакту.

Fig. 2. Effect of the edge current injection on a current-voltage characteristic of a long Josephson MoRe/Pb/Sn-I-Pb junction.

3. ДИНАМІКА КВАНТОВИХ ВИХОРИВ В СТОПЦІ З ДВОХ ДОВГИХ ДЖОЗЕФСОНОВИХ КОНТАКТІВ (ТЕОРІЯ)

Для того, щоб одержати уявлення про динаміку флюксонах топологічних структур, які рухаються вздовж Джозефсонового переходу, необхідно знайти рішення рівняння для різниці квантово-механічних фаз надпровідних електродів $\Phi(x, t)$ [6]:

$$\Phi_{xx}(x, t) - \Phi_{tt}(x, t) - \sin \Phi(x, t) = F(\Phi)(x, t), \quad (1)$$

де F — оператор, який враховує збурення ідеальної задачі. Рівняння (1) наведено в традиційних зведених одиницях, а саме, довжину x нормовано на Джозефсонову глибину проникнення магнетного поля λ_J , а час t — на обернену плазмову частоту. Оператор збурення має враховувати декілька чинників: по-перше, дисипацію, що виникає внаслідок тунелювання квазічастинок через перехід, по-друге, ефект височастотних квазічастинкових струмів у надпровідних електродах і, нарешті, наявність розподіленого зовнішнього струму, який ми вважаємо незмінним уздовж переходу. Остаточо маємо: $\Phi_{xx} - \Phi_{tt} - \sin \Phi = \alpha \Phi_t - \beta \Phi_{xxt} - \gamma$, з коефіцієнтами α , β і γ , які визначаються конкретними матеріальними властивостями тунельного контакту; див. детальніше [6].

Оскільки нашої метою є хвильові розв'язки, то ми припускаємо, що вони залежить тільки від $\xi = x + ct$, тобто $\Phi(x, t) = \phi(x + ct) = \phi(\xi)$. Тоді рівняння (1) з частинними похідними зводиться до звичайного диференційного рівняння з новими змінними:

$$(1 - c^2)\phi'' - \sin \phi = \alpha c\phi' - \beta c\phi''' - \gamma. \quad (2)$$

Аналітичні розв'язки рівняння (2) можна одержати лише тоді, коли всі параметри задачі є малими. Це припущення дозволяє нам перейти до відповідних розрахунків для стопки з двох переходів 1 і 2. Для спрощення задачі, розглянемо випадок рівних параметрів α і γ , окрім критичних струмів. Тоді ми одержимо систему диференційних рівнянь:

$$\begin{cases} (1 - c^2)\ddot{\phi}^1 - \sin \phi^1 + \sigma \ddot{\phi}^2 = \alpha c\dot{\phi}^1 - \gamma, \\ (1 - c^2)\ddot{\phi}^2 - \frac{\sin \phi^2}{K} + \sigma \ddot{\phi}^1 = \alpha c\dot{\phi}^2 - \gamma, \end{cases} \quad (3)$$

з $K \neq 1$. Ми також припускаємо, що на початковому етапі тільки перехід 1 містить флюксон.

Для $K > 1$ чисельні розрахунки демонструють явище «зворотнього вигину» (рис. 3); при цьому вплив інших параметрів порівняно малий. Якісно цей факт можна зрозуміти таким чином.

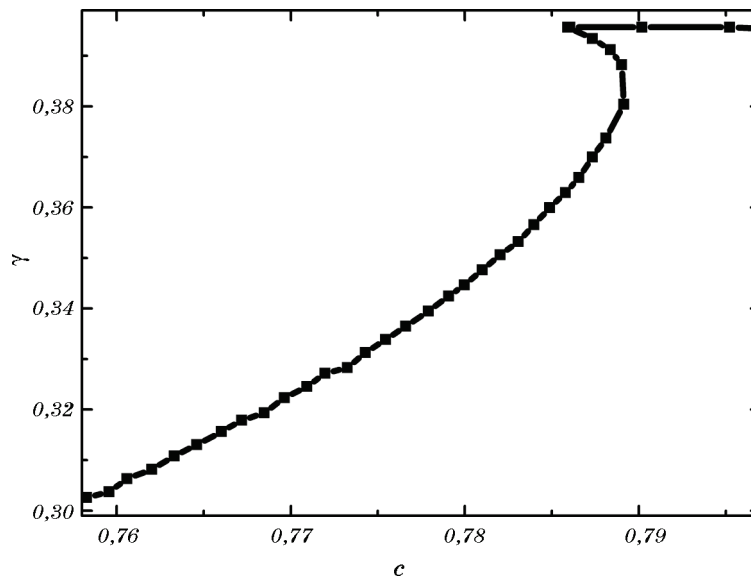


Рис. 3. Розрахована вольт-амперна характеристика для стопки з двох довгих Джозефсонових контактів, яка демонструє явище «зворотнього вигину»; розрахункові параметри $\alpha = 0,23$, $\beta = 0,11$ і $K = 3$.

Fig. 3. Calculated current–voltage characteristic for a stack of two long Josephson junctions demonstrating the ‘reverse bending’ effect; computing parameters $\alpha = 0.23$, $\beta = 0.11$ and $K = 3$.

При появі флюксону в порожньому переході різко зростають градієнти квантово-механічної фази. Дисипація пропорційна $c\phi$, тому для збалансування енергії та компенсації втрати енергії швидкість флюксонів зменшується, що приводить до «зворотнього вигину» вольт-амперної кривої, зазначеного вище. При подальшому збільшенні струму, тобто параметру γ стопка в певний момент перемикається на резистивний стан з набагато вищою напругою на ній (рис. 3). Така поведінка пов’язана з появою пари флюксон–антифлюксон у переході 2. Горизонтальні координати флюксону в переході 1 та антифлюксону в переході 2, які притягуються один до одного, будуть співпадати, у той час як флюксон в 2 буде відділятися від них настільки, наскільки це можливо. При подальшому зростанні струму флюксон і антифлюксон мають ще більше відділятися для того, щоб підтримувати рівновагу. Така прямолінійна резистивна ділянка спостерігалася на вольт-амперній характеристиці довгого Джозефсонового контакту в роботі [9], де вихори протилежної полярності зароджувалися на різних краях переходу, а потім анігілювали всередині переходу, і є характерною для наших ВАХ.

4. ВИСНОВКИ

Запропоновано і продемонстровано ефективність двох різних методів контролю за випромінюванням, обумовленим (а) динамікою квантових топологічних структур (вихорів) в стопці з двох довгих Джозефсонових переходів і (б) впливом крайової струмової інжекції в окремому контакті. Запропоновано і реалізовано нову більш стійку і добре відтворювану методику одержання Джозефсонових гетероструктур за допомогою додаткової плівки з надпровідного стопу молібдену з ренієм і більш якісного діелектричного прошарку з оксиду олова. Вони можуть знайти своє застосування в сучасній надпровідній електроніці [10].

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за конкурсним проектом Ф76/40-2018 від 25.04.2018 р. «Керування високочастотним випромінюванням джозефсонівських контактів за допомогою струмової інжекції».

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. I. Askerzade, A. Bozbey, and M. Cantürk, *Modern Aspects of Josephson Dynamics and Superconductivity Electronics* (Berlin: Springer: 2017).
2. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pederse, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 5: 2411 (1993).
3. A. Wallraff, E. Goldobin, and A. V. Ustinov, *J. Appl. Phys.*, **80**, No. 11: 6523 (1996).
4. N. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, P. S. Lomdahl, and J. A. Blackburn, *Phys. Rev. B*, **42**, No. 7: 3976 (1990).
5. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, J. Mygind, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 9: 5572 (1997).
6. Э. М. Руденко, И. П. Невирковец, А. В. Устинов, *Физика низких температур*, **14**, № 11: 1134 (1988).
7. J. Talvacchio, M. A. Janocko, and J. Greggi, *J. Low Temp. Phys.*, **64**, Nos. 5/6: 395 (1986).
8. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (London: Taylor and Francis: 1992).
9. S. Pace and U. Gambardella, *J. Low Temp. Phys.*, **62**, Nos. 3/4: 197 (1986).
10. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, No. 3: 1100505 (2016).

REFERENCES

1. I. Askerzade, A. Bozbey, and M. Cantürk, *Modern Aspects of Josephson Dynamics and Superconductivity Electronics* (Berlin: Springer: 2017).
2. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pederse, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 5: 2411 (1993).
3. A. Wallraff, E. Goldobin, and A. V. Ustinov, *J. Appl. Phys.*, **80**, No. 11: 6523

- (1996).
4. N. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, P. S. Lomdahl, and J. A. Blackburn, *Phys. Rev. B*, **42**, No. 7: 3976 (1990).
 5. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, J. Mygind, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 9: 5572 (1997).
 6. E. M. Rudenko, I. P. Nevirkovets, and A. V. Ustinov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **14**, No. 11: 1134 (1988) (in Russian).
 7. J. Talvacchio, M. A. Janocko, and J. Greggi, *J. Low Temp. Phys.*, **64**, Nos. 5/6: 395 (1986).
 8. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (London: Taylor and Francis: 1992).
 9. S. Pace and U. Gambardella, *J. Low Temp. Phys.*, **62**, Nos. 3/4: 197 (1986).
 10. V. Lacquaniti, C. Cassiogo, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, No. 3: 1100505 (2016).