

УДК 621.396.6-973

КОМБІНОВАНИЙ МЕТОД КЕРУВАННЯ ЛОГІЧНИМ СТАНОМ КРІОТРОНІВ НА ОСНОВІ СКВІДІВ

М. В. Тиханський, А. І. Партика

Національний Університет “Львівська політехніка”, 79013, м. Львів,
вул. С. Бандери, 12, тел. 38-032 2582140, факс: 38-032 2582140, Україна,
E-mail: andrij14@rambler.ru

КОМБІНОВАНИЙ МЕТОД КЕРУВАННЯ ЛОГІЧНИМ СТАНОМ КРІОТРОНІВ НА ОСНОВІ СКВІДІВ

М. В. Тиханський, А. І. Партика

Анотація. В роботі вдосконалено математичну модель перехідних процесів в джозефсонівських елементах пам'яті (кріотронах), які можна створити на основі надпровідних квантових інтерферометрів (СКВІДів). Кріотронами служили двоконтактні СКВІДи, керування логічним станом яких було досліджено методами математичного моделювання. Нами запропоновано комбінований спосіб керування логічним станом таких кріотронів, оскільки простий спосіб керування за допомогою тільки імпульсів магнітного потоку не забезпечує стабільної роботи кріотронів під час зворотних логічних переходів “1” → “0”. Показано, що прямі логічні переходи “0” → “1” можна ефективно реалізувати за допомогою керуючих імпульсів магнітного потоку, а переходи “1” → “0” – керуючих імпульсів струму. Розраховано перехідні характеристики кріотронів під час прямих і зворотних логічних переходів.

Ключові слова: СКВІД, квантова комірка пам'яті, джозефсонівський кріотрон, перехідна характеристика, логічний перехід, надпровідний інтерферометр

THE COMBINED METHOD OF LOGICAL STATE CONTROLLING OF CRIOTRONS BASED ON SQUIDS

M. V. Tyhanskyi, A.I. Partyka

Abstract. In the present work, we have improved the mathematical model of transition processes in Josephson memory cells (cryotrons), which can be created on the base of semiconductor quantum interferometers (SQUIDs). We employed two-contact SQUIDs to construct the cryotrons and investigated the possibilities to control the cryotrons' logical state by means of mathematical modeling. A combined method of logical state controlling of such cryotrons has been proposed since the simpler controlling method, where only impulses of magnetic flux are used, fails to provide stable operation of cryotrons during the inverse logical transitions “1” → “0”. We show that the direct logical transitions “0” → “1” are effectively realized via controlling magnetic flux impulses whereas the transitions “1” → “0” are realized via controlling current impulses. Transition characteristics of the cryotrons during direct and inverse logical transitions are calculated.

Keywords: SQUID, the quantum memory cell, Josephson cryotron, the transition characteristics, the logical transition, superconducting interferometer

КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ ЛОГИЧЕСКИМ СОСТОЯНИЕМ КРИОТРОНОВ НА ОСНОВЕ СКВИДОВ

М. В. Тиханський, А. І. Партика

Аннотация. В работе усовершенствована математическая модель переходных процессов в джозефсоновских ячейках памяти (криотронах), которые можно создать на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров (СКВИДов). Криотронами служили двоконтактные СКВИДи, управление логическим состоянием которых было исследовано методами математического моделирования. Нами предложены комбинированные способ управления логическим состоянием таких криотронов, поскольку простой способ управления с помощью только импульсов магнитного потока не обеспечивает стабильной работы криотронов во время обратных логических переходов “1” → “0”. Показано, что прямые логические переходы “0” → “1” можно эффективно реализовать с помощью управляющих импульсов магнитного потока, а переходы “1” → “0” — управляющих импульсов тока. Рассчитаны переходные характеристики криотронов во время прямых и обратных логических переходов.

Ключевые слова: СКВИД, квантовая ячейка памяти, джозефсоновский криотрон, переходная характеристика, логический переход, сверхпроводящий интерферометр

Вступ

Квантові елементи комп'ютерної пам'яті — це пристрої, які зберігають інформацію в квантованих фізичних величинах. Для обробки збереженої інформації використовують взаємодію носіїв цих величини при збереженні квантової когеренції [1-3]. Як правило, носіями квантованих фізичних величин є двостанові квантові системи, яких називають квантовими комітками пам'яті або “кубітами” [4-6]. Будь-яка двостанова квантова система, яка може бути адресна, керована, виміряна, об'єднана з сусідами та ізольована від довкілля, є потенціально корисною для квантового обчислення і квантової комунікації [7-9]. Електронні системи, які можна виготовити методами сучасної літографії, (нанорозмірні квантові точки, надпровідні тунельні переходи, джозефсонівські тунельні переходи), є перспективними для конструювання кубітів. Наявність широкої різноманітності потенційних конструкцій таких кубітів дозволяє створювати великі масиви кубітів, які можуть бути інтегровані у складні електричні схеми.

В наших попередніх роботах [14-16] було створено математичну модель перехідних процесів в джозефсонівських елементах пам'яті (криотронах) на основі надпровідних квантових інтерферометрів (СКВИДів). Описаний в цих роботах спосіб керування логічним станом криотронів дозволяв моделювати перехідні процеси і отримувати перехідні характеристики

тільки для логічних переходів “0” → “1”. Під час зворотних логічних переходів “1” → “0” у криотронах виникала нестабільність логічного стану “0”. Для вирішення цієї проблеми нами запропоновано комбінований метод впливу на криотрони та керування їх логічним станом. Суть методу полягає в подачі керуючих імпульсів магнітного потоку та зміні сили транспортного струму за допомогою керуючих імпульсів струму.

Математична модель перехідних процесів в криотронах на основі двоконтактних сквідів

Математичну модель перехідних процесів під час зміни логічного стану і принцип роботи криотронів на основі двоконтактних СКВИДів детально описано в роботі [15]. Основою криотрона був двоконтактний СКВИД, через який пропускали робочий транспортний струм I_T . СКВИД складався з двох джозефсонівських тунельних переходів: а-контакту та б-контакту (рис.1). Через а-контакт протікав струм I_A , який можна виразити так:

$$I_A = I_C \sin \varphi_A + \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_A}{dt^2} + \frac{G(V_A)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_A}{dt}, \quad (1)$$

де $I_C \sin \varphi_A$ — надпровідний тунельний струм через а-контакт, I_C — сила критичного струму а-контакту, φ_A — стрибок фази на а-контакті, який може змінюватись з часом під час перехідних процесів, $\frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_A}{dt^2}$ — ємнісний струм через

а-контакт, C – ємність а-контакту, \hbar – стала Планка, e – заряд електрона, $\frac{G(V_A)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_A}{dt}$ – нормальний струм одноелектронного тунелювання через а-контакт, $G(V_A)$ – нормальна провідність а-контакту, V_A – напруга на а-контакті. Струм I_B , який протікає через б-контакт, можна записати аналогічно:

$$I_B = I_C \sin \varphi_B + \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2} + \frac{G(V_B)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt}, \quad (2)$$

де $I_C \sin \varphi_B$ – надпровідний тунельний струм через б-контакт, I_C – сила критичного струму б-контакту, φ_B – стрибок фази на б-контакті, який також може змінюватись з часом під час перехідних процесів, $\frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2}$ – ємнісний струм через б-контакт, C – ємність б-контакту, $\frac{G(V_B)\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt}$ – нормальний струм одноелектронного тунелювання через б-контакт, $G(V_B)$ – нормальна провідність б-контакту, V_B – напруга на б-контакті. Для простоти моделі вважалось, що сили критичних струмів контактів, ємності контактів та залежності нормальних провідностей контактів від напруги однакові. Величини φ_A та φ_B зв'язані між собою – їх різниця визначається магнітним потоком через СКВІД Φ та квантом магнітного потоку Φ_0 [10]:

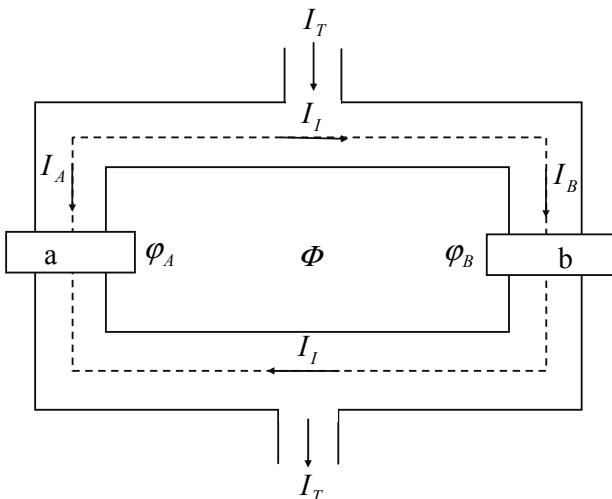


Рис. 1. Схема криотрона на основі двоконтактного СКВІДа. I_T – транспортний струм; I_I – індукований струм; I_A – тунельний струм через а-контакт; I_B – тунельний струм через б-контакт; Φ – керуючий зовнішній магнітний потік; φ_A – стрибок фази на а-контакті; φ_B – стрибок фази на б-контакті

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}. \quad (3)$$

Враховуючи, що

$$I_T = I_A + I_B, \quad (4)$$

і зробивши підстановки та математичні перетворення, запишемо робоче диференціальне рівняння математичної моделі:

$$I_T = I_C \sin \left[\varphi_B + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \right] + I_C \sin [\varphi_B] + \frac{2G\hbar}{2e} \frac{d\varphi_B}{dt} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{G\hbar}{2e} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{2C\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi_B}{dt^2} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2\Phi}{dt^2}. \quad (5)$$

Для математичного моделювання перехідних процесів під час переходів із стану логічного “0” (напруга на криотроні $V = 0$) у стан логічної “1” (напруга на криотроні $V \neq 0$) чи навпаки під дією зовнішніх керуючих імпульсів величина сили транспортного струму I_T задавалась незмінною, а магнітний потік через СКВІД Φ , зміна якого повинна призводити до перехідних процесів у криотронах та зміни їх логічного стану, змінювали з плином часу, задаючи функцію $\Phi(t)$ математичною функцією e^{-t^4} . Можна вважати, що функція $\Phi(t) = Ae^{-t^4}$ (A – деяка константа) описувала форму керуючих імпульсів магнітного потоку. Розв’язавши рівняння (5), визначивши невідому функцію $\varphi_B(t)$ та знаючи часову залежність $\Phi(t)$, можна також отримати другу невідому функцію $\varphi_A(t)$. Використовуючи основне співвідношення для нестационарного ефекту Джозефсона

$$V(t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (6)$$

можна визначити часову залежність напруги на а-контакті $V_A(t)$ чи б-контакті $V_B(t)$. Часова залежність $\Phi(t)$ має імпульсний характер, тобто $\Phi(t) \neq 0$ під час перехідних процесів або зміни логічного стану криотрона і $\Phi(t) = 0$, коли криотрон перебуває у стані логічного “0” чи логічної “1”. Тому, коли криотрон перебуває у будь-якому логічному стані, $\Phi(t) = 0$, а $\varphi_A(t) = \varphi_B(t)$. Звідси випливає, що $V_A(t) = V_B(t) = V(t)$, де $V(t)$ – напруга на криотроні у будь-якому логічному стані, яка дає інформацію про логічний стан криотрона та про час комутації логічних переходів “0” → “1” і “1” → “0”. Часову

залежність $V(t)$ будемо називати перехідною характеристикою кріотронів.

Перехідні характеристики кріотронів

В роботі [15] проводилось математичне моделювання перехідних процесів під час зміни логічного стану кріотронів під дією тільки керуючих імпульсів магнітного потоку. Розраховані перехідні характеристики $V(t)$ показали, що під час логічних переходів "0" → "1" кріотрон проявляв стабільність, після переходу у стан "1" встановлена напруга на кріотроні зберігала своє значення до подачі наступних керуючих імпульсів. Під час логічних переходів "1" → "0" робота кріотронів була нестабільною. Після подачі керуючого імпульсу, який повинен призвести до логічного переходу "1" → "0", протікав складний перехідний процес, у результаті якого кріотрон у стан логічного "0" не переходив, а повертався у стан логічної "1". Дослідження показали, що змоделювати логічний перехід "1" → "0" під дією тільки керуючих імпульсів магнітного потоку неможливо, оскільки було встановлено, що логічні переходи "0" → "1" можна спостерігати в наслідок дії імпульсів магнітного потоку будь-якої полярності.

Керувати логічним станом кріотронів на основі двоконтактних СКВІДів можна також за допомогою зовнішніх керуючих імпульсів струму, які діють на стан кріотрона разом із транспортним струмом I_T . Представлені результати математичного моделювання і дослідження перехідних характеристик кріотронів, де керування логічним станом кріотрона-СКВІДа відбувалося за допомогою зміни сили транспортного струму I_T показали що, таке керування є не дуже ефективними. Причинами цього були: по-перше, для зміни логічного стану кріотрона потрібно подавати керуючі імпульси струму, амплітуда яких одного порядку з величиною транспортного робочого струму; по-друге, час комутації кріотрона для обох логічних переходів є значно більшим за аналогічний час комутації кріотронів, створених на основі окремих джоузефсонівських тунельних переходів [14].

Для збільшення швидкодії таких кріотронів та підвищення ефективності керування їх логічним станом було запропоновано комбінований метод керування, який полягає в наступному: логічні переходи "0" → "1" здійснювати дією імпульсів магнітного потоку, а зворотні логіч-

ні переходи "1" → "0" – імпульсами струму. В попередній роботі [16] цей метод описаний на прикладі застосування в якості керуючих імпульсів струму – імпульсів ідеально прямокутної форми. Для наближення форми керуючих імпульсів струму до реальної використовувалась математична функція e^{-t^4} .

На рис. 2 приведено часову залежність магнітного потоку $\Phi(t)$ (а), часову залежність сили транспортного струму $I_T(t)$ (б) та перехідну характеристику кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (в). В початковий момент часу кріотрон перебував у стані логічного "0", напруга на ньому $V(0) = 0$, сила транспортного струму $I_T = 10$ мА, а сила критичного струму кожного джоузефсонівського контакту $I_C = 10$ мА. В момент часу $t_1 = 20$ пс керуючим імпульсом магнітного потоку, який було задано математичним вира-

зом $\Phi(t) = 5\Phi_0 \exp\left[-\left(\frac{t-20}{1}\right)^4\right]$, здійснено логіч-

ний перехід "0" → "1", час комутації для якого складав 4 пс. В момент часу $t_2 = 50$ пс керуючий імпульс струму (моментом дії керуючого імпульсу вважають момент часу, коли величина керуючого імпульсу досягає максимального значення) повернув кріотрон у стан логічного "0", тобто призвів до логічного переходу "1" → "0", час комутації для якого складав 8 пс. Подача керуючого імпульсу магнітного потоку в момент часу $t_3 = 80$ пс продемонструвала, що кріотрон, перебуваючи у стані логічного "0", знову готовий до подальших логічних переходів. Ідентичність перехідної характеристики кріотрона під час другого логічного переходу "0" → "1" говорить про стабільність його роботи.

Висновки

Вдосконаливши математичну модель перехідних процесів в кріотронах на основі СКВІДів, нами запропоновано комбінований метод керування логічним станом таких кріотронів, який полягає у дії на кріотрон керуючих імпульсів магнітного потоку та імпульсів струму. Завдяки цьому вперше проведено математичне моделювання логічних переходів "0" → "1" та логічних переходів "1" → "0". Розраховано перехідні характеристики кріотронів під час зміни їх логічного стану та показано ефективність запропонованого методу.

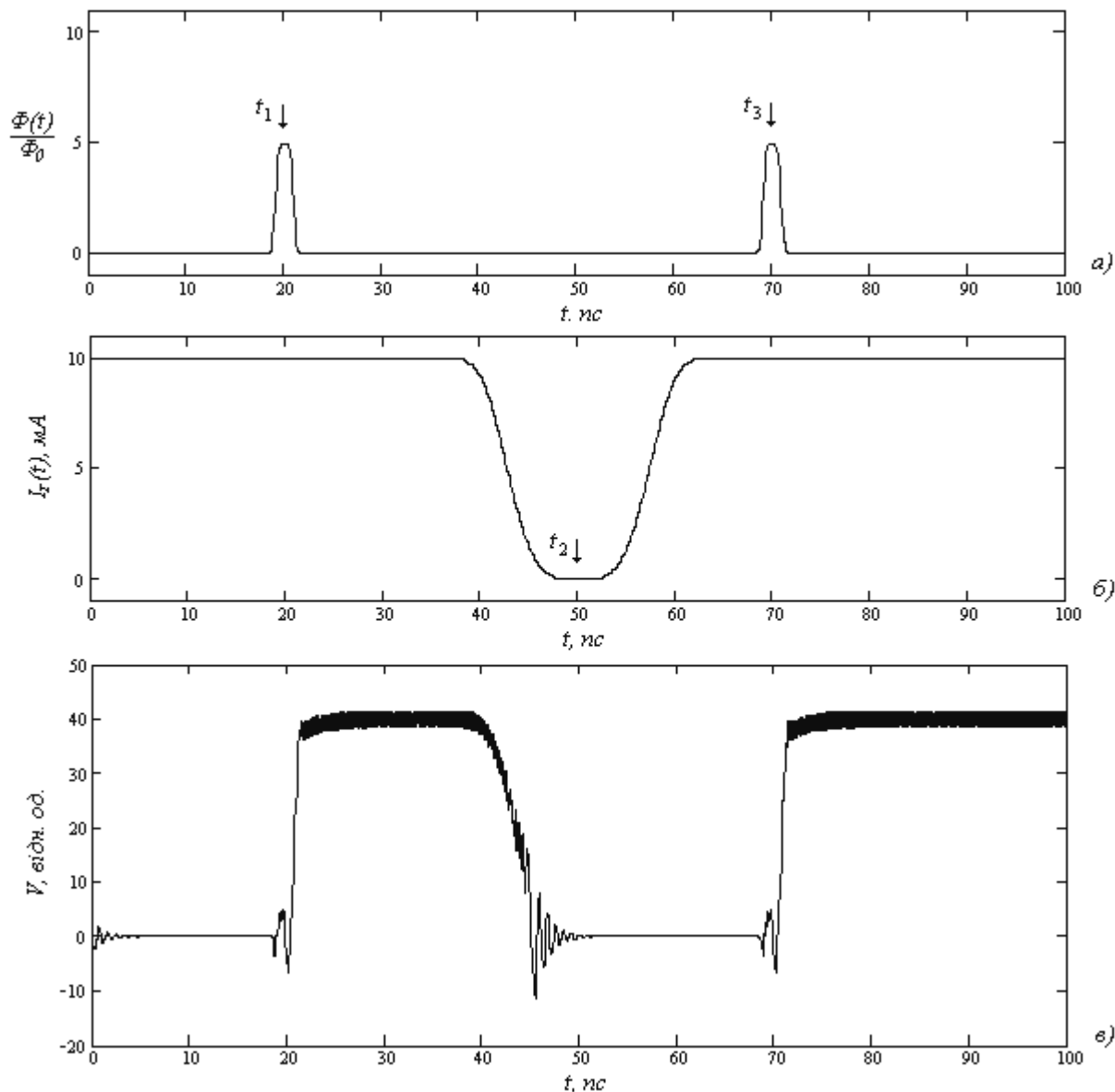


Рис. 2. Часова залежність магнітного потоку $\Phi(t)$ (а) та сили транспортного струму $I_T(t)$ (б); перехідна характеристика кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (в) під час логічних переходів “0” → “1”, “1” → “0” та “0” → “1”

Література

1. T. L. Robertson, B. L. T. Plourde, P. A. Reichardt, T. Hime, C. — E. Wu, and John Clarke Quantum theory of three-junction flux qubit with non-negligible loop inductance: Towards scalability // Phys. Rev. — 2006. B 73. 174526 (9 pages).
2. Ju H. Kim, Ramesh P. Dhungana, and Kee-Su Park Decoherence in Josephson vortex quantum bits: Long-Josephson-junction approach to a two-state system // Phys. Rev. — 2006. B 73, 214506 (12 pages).
3. Lara Faoro and Lev B. Ioffe Quantum Two Level Systems and Kondo-Like Traps as Possible Sources of Decoherence in Superconducting Qubits // Phys. Rev. Lett. 96, 047001 (2006) (4 pages).
4. T. A. Palomaki, S. K. Dutta, Hanhee Paik, H. Xu, J. Matthews, R. M. Lewis, R. C. Ramos, K. Mitra, Philip R. Johnson, Frederick W. Strauch, A. J. Dragt, C. J. Lobb, J. R. Anderson, and F. C. Wellstood Initializing the flux state of multiwell inductively isolated Josephson junction qubits // Phys. Rev. B 73, 014520 (2006) (7 pages).
5. Y. Ilyin, A. Nijhuis and H.H.J. ten Kate Interpretation of conduit voltage measurements on the poloidal field insert sample using the CUDI-CICC numerical code // Cryogenics. — 2006. — Vol. 46. Is. 7-8. — P. 517-529.
6. A.P. Rijpma, D.J. Meenderink, H.A. Reincke, G.C.F. Venhorst, H.J. Holland and H.J.M. ter Brake A nitrogen triple-point thermal storage unit for cooling a SQUID magnetometer // Cryogenics. — 2005. — Vol. 45. Is. 3. — P. 231-239.
7. Y.S. Yerin and A.N. Omelyanchouk Coherent current

- states in a two-band superconductor // *Fizika Nizkikh Temperatur*, — 2007, — V. 33, — No.5, P. 538–545
8. А.М. Глухов, О.Г. Турутанов, В.И. Шнырков, А.Н. Омелянчук Стохастический резонанс в сверхпроводящих контурах с контактами Джозефсона. Численный эксперимент // *Физика низких температур*, — 2006, — Т. 32, № 11, — С. 1477–1487
 9. С.С. Хвостов, В.П. Тимофеев, А.С. Гарбуз, В.И. Шнырков Высокочастотный ВТСП сквид для магнитной микроскопии // *Физика низких температур*, — 2003, — Т. 29, — № 2, С. 211–215
 10. A. A. Clerk Backaction Noise in Strongly Interacting Systems: The dc SQUID and the Interacting Quantum Point Contact // *Phys. Rev. Lett.* 96, 056801 (2006) (4 pages)
 11. M. Grajcar,^{1,2,3} A. Izmailkov,¹ S. H. W. van der Ploeg,^{1,4} S. Linzen,¹ T. Plecenik,^{1,2} Th. Wagner,¹ U. Hübner,¹ E. Il'ichev,¹ H. — G. Meyer,¹ A. Yu. Smirnov,⁵ Peter J. Love,⁵ Alec Maassen van den Brink,⁵ M. H. S. Amin,⁵ S. Uchaikin,⁵ and A. M. Zagoskin⁶ Four-Qubit Device with Mixed Couplings // *Phys. Rev. Lett.* 96, 047006 (2006) (4 pages)
 12. I Avci^{1,2,5}, B P Algul¹, A Bozbey³, R Akram⁴, M Tepe² and D Abukay¹ Investigation of the effect of thermal cycling on the device performance of YBa₂Cu₃O_{7-δ} DC-SQUIDs // *Supercond. Sci. Technol.* — 2007 — Issue 10 — p. 944-949.
 13. C Bonavolonta, M Valentino and G P Pepe Characterization of the damage process in GLARE[®] 2 using an eddy current technique based on HTS-SQUID magnetometer // *Supercond. Sci. Technol.* — 2007 — Issue 1 — p. 51-56.
 14. Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І. Перехідні характеристики джозефсонівських кріотронів при азотних температурах // *Вісн. НУ "Львівська політехніка"*. — 2005. — № 532. С. 138-146.
 15. Тиханський М.В., Партика А.І. Математична модель перехідних процесів в кріотронах на основі СКВІДів // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. — 2007. — №4. С. 10-16.
 16. Тиханський М.В., Партика А.І. Моделювання зворотних логічних переходів в кріотронах на основі СКВІДів // *Вісн. НУ "Львівська політехніка" "Електроніка"*. — 2008. — № 619. — С. 149-156.