

МОДЕЛЮВАННЯ ЗВОРОТНИХ ЛОГІЧНИХ ПЕРЕХОДІВ В КРІОТРОНАХ НА ОСНОВІ СКВІДІВ

Ó Тиханський М.В., Партика А.І., 2008

M.V. Tyhanskyi, A.I. Partyka

MODELING OF INVERSE LOGICAL TRANSITIONS IN SQUID-BASED CRYOTRONS

Tyhanskyi M.V., Partyka A.I., 2008

Використано математичну модель перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах на основі двоконтактних СКВІДів. Для моделювання не тільки прямих логічних переходів “0” → “1”, а також зворотних переходів “1” → “0”, запропоновано комбінований спосіб керування логічним станом таких кріотронів. Показано, що переходи “0” → “1” можна ефективно реалізувати за допомогою керуючих імпульсів магнітного потоку, а переходи “1” → “0” – імпульсів струму через кріотрон-СКВІД. Розраховано перехідні характеристики кріотронів під час прямих і зворотних логічних переходів, досліджено вплив параметрів моделі на швидкодію кріотронів та стабільність їх роботи.

In the present work, we use a mathematical model of transition processes in Josephson cryotrons based on two-contact SQUIDs. In order to model not only direct logical transitions “0” → “1”, but also inverse transitions “1” → “0” in these cryotron-SQUIDs, we have proposed a combined method of controlling their logical state. It has been shown that the transitions “0” → “1” can effectively be realized by control impulses of magnetic flux, while the transitions “1” → “0” can be realized by current impulses through the cryotron-SQUID. We have calculated the transitional characteristics of the direct and inverse logical transitions in the cryotrons and investigated the effect of the variation of the model parameters on the operating speed and stability of the cryotrons.

Вступ

Останнім часом виконують дослідження та розробки нових квантових елементів комп'ютерної пам'яті – кубітів, швидкодія яких була би значно вищою за швидкодію традиційних елементів. Кубіти можуть бути створені на основі окремих джозефсонівських контактів [1–3] або на основі двоконтактних СКВІДів [4–6]. У наших попередніх роботах [7–8] було створено математичну модель перехідних процесів у джозефсонівських елементах пам'яті (кріотронах) на основі надпровідних квантових інтерферометрів (СКВІДів). Запропонований спосіб керування логічним станом кріотронів дав змогу моделювати перехідні процеси і отримувати перехідні характеристики тільки для логічних переходів “0” → “1”. Моделювання показало, що під час зворотних логічних переходів “1” → “0” у кріотронах виникала нестабільність логічного стану “0”. Для подолання такої нестабільності і вдосконалення математичної моделі запропоновано комбінований метод впливу на кріотрони та

керування їхнім логічним станом. Суть методу полягає в подаванні керуючих імпульсів магнітного потоку та зміні сили транспортного струму за допомогою керуючих імпульсів струму.

Математична модель перехідних процесів у кріотронах на основі двоконтактних СКВІДів

Математичну модель перехідних процесів під час зміни логічного стану і принцип роботи кріотронів на основі двоконтактних СКВІДів детально описано в роботі [7]. Основою кріотрона був двоконтактний СКВІД, через який пропускали робочий транспортний струм I_T . СКВІД складався з двох джозефсонівських тунельних переходів: а-контакту та б-контакту (рис. 1). Через а-контакт протікав струм I_A , який можна виразити так:

$$I_A = I_C \sin j_A + \frac{Ch}{2e} \frac{d^2 j_A}{dt^2} + \frac{G(V_A)h}{2e} \frac{dj_A}{dt}, \quad (1)$$

де $I_C \sin j_A$ – надпровідний тунельний струм через а-контакт; I_C – сила критичного струму а-контакту; j_A – стрибок фази на а-контакті, який може змінюватись з часом під час перехідних процесів; $\frac{Ch}{2e} \frac{d^2 j_A}{dt^2}$ – ємнісний струм через а-контакт; C – ємність а-контакту; h – стала Планка; e – заряд електрона; $\frac{G(V_A)h}{2e} \frac{dj_A}{dt}$ – нормальний струм одноелектронного тунелювання через а-контакт; $G(V_A)$ – нормальна провідність а-контакту; V_A – напруга на а-контакті. Струм I_B , який протікав через б-контакт, можна записати аналогічно

$$I_B = I_C \sin j_B + \frac{Ch}{2e} \frac{d^2 j_B}{dt^2} + \frac{G(V_B)h}{2e} \frac{dj_B}{dt}, \quad (2)$$

де $I_C \sin j_B$ – надпровідний тунельний струм через б-контакт; I_C – сила критичного струму б-контакту; j_B – стрибок фази на б-контакті, який також може змінюватись з часом під час перехідних процесів; $\frac{Ch}{2e} \frac{d^2 j_B}{dt^2}$ – ємнісний струм через б-контакт; C – ємність б-контакту; $\frac{G(V_B)h}{2e} \frac{dj_B}{dt}$ – 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 j_A та j_B зв'язані між собою – їх різниця визначається магнітним потоком через СКВІД F та квантом магнітного потоку F_0 [5]:

$$j_A - j_B = \frac{2p\Phi}{\Phi_0}. \quad (3)$$

Враховуючи, що

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

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

$$I_T = I_C \sin \left[j_B + \frac{2p\Phi}{\Phi_0} \right] + I_C \sin j_B + \frac{2Gh}{2e} \frac{dj_B}{dt} + \frac{2p}{\Phi_0} \frac{Gh}{2e} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{2Ch}{2e} \frac{d^2 j_B}{dt^2} + \frac{2p}{\Phi_0} \frac{Ch}{2e} \frac{d^2 \Phi}{dt^2}. \quad (5)$$

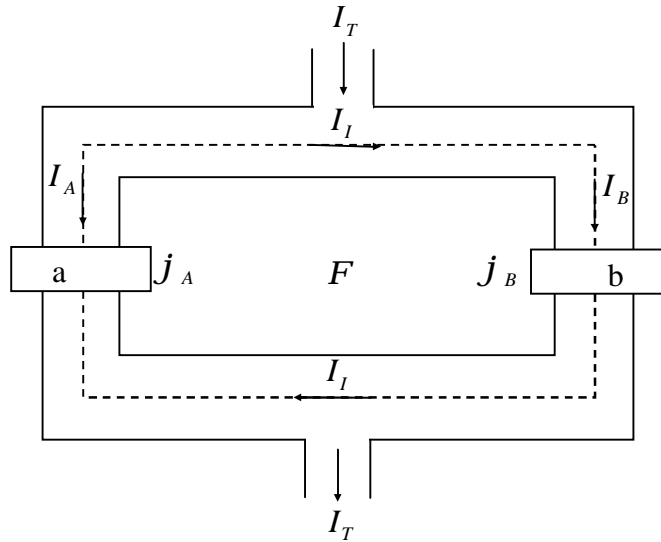


Рис. 1. Схема кріотрона на основі двоконтактного СКВІДа:

I_T – транспортний струм; I_I – індукований струм; I_A – тунельний струм через a -контакт;

I_B – тунельний струм через b -контакт; F – керуючий зовнішній магнітний потік;

j_A – стрибок фази на a -контакті; j_B – стрибок фази на b -контакті

У роботі [7], де перехідні характеристики кріотронів було отримано як розв’язки такого рівняння, величина сили транспортного струму I_T задавалась незмінною, а магнітний потік через СКВІД F , зміна якого повинна призводити до перехідних процесів у кріотронах та зміни їх логічного стану, вважали функцією від часу $F(t)$, яку моделювали математичною функцією e^{-t^4} .

Можна вважати, що функція e^{-t^4} описувала форму керуючих імпульсів магнітного потоку. Розв’язавши рівняння (5), визначивши невідому функцію $j_B(t)$ та знаючи часову залежність $F(t)$, можна також отримати другу невідому функцію $j_A(t)$. Використовуючи основне співвідношення для нестационарного ефекту Джозефсона

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

можна визначити часову залежність напруги на a -контакті $V_A(t)$ чи b -контакті $V_B(t)$. Часова залежність $F(t)$ має імпульсний характер, тобто $F(t) \neq 0$ під час перехідних процесів або зміни логічного стану кріотрона і $F(t) = 0$, коли кріотрон перебуває у стані логічного “0” чи логічної “1”. Тому, коли кріотрон перебуває у будь-якому логічному стані, $F(t) = 0$, а $j_A(t) = j_B(t)$. Звідси випливає, що $V_A(t) = V_B(t) = V(t)$, де $V(t)$ – напруга на кріотроні у будь-якому логічному стані, яка дає інформацію про логічний стан кріотрона та про час комутації логічних переходів “0” → “1” і “1” → “0”. Часову залежність $V(t)$ будемо називати перехідною характеристикою кріотронів.

Для моделювання стабільних зворотних логічних переходів “1” → “0” силу транспортного струму через кріотрон-СКВІД I_T змінювали (зменшували, а потім повертали до початкового значення) за допомогою керуючих імпульсів струму. Спочатку керуючі імпульси мали ідеальну прямокутну форму і задавались функціями Хевісайда. Для наближення форми керуючих імпульсів струму до реальних використовували математичну функцію e^{-t^4} .

Перехідні характеристики кріотронів

На рис. 2 зображено перехідну характеристику кріотрона на основі СКВІДа $V(t)$, яка була розрахована в роботі [7], де виконувалось математичне моделювання перехідних процесів під час зміни логічного стану кріотронів під дією тільки керуючих імпульсів магнітного потоку. У початковий момент часу кріотрон перебував у стані логічного “0”, напруга на ньому $V(0) = 0$. У момент часу $t_1 = 25$ пс (моментом дії керуючого імпульсу вважають момент часу, коли величина керуючого імпульсу досягає максимального значення) керуючий імпульс магнітного потоку було задано математичним виразом $F(t) = 10F_0 \exp\left[-\left(\frac{t-25}{1}\right)^4\right]$. Зрозуміло, що внаслідок дії цього

імпульсу у кріотроні почався перехідний процес і кріотрон перейшов у стан логічної “1”. Для моделювання логічного переходу “1” → “0” в момент часу $t_2 = 60$ пс задано імпульс магнітного

потоку протилежного напрямку виразом $F(t) = 120F_0 \exp\left[-\left(\frac{t-60}{5,6}\right)^4\right]$. У

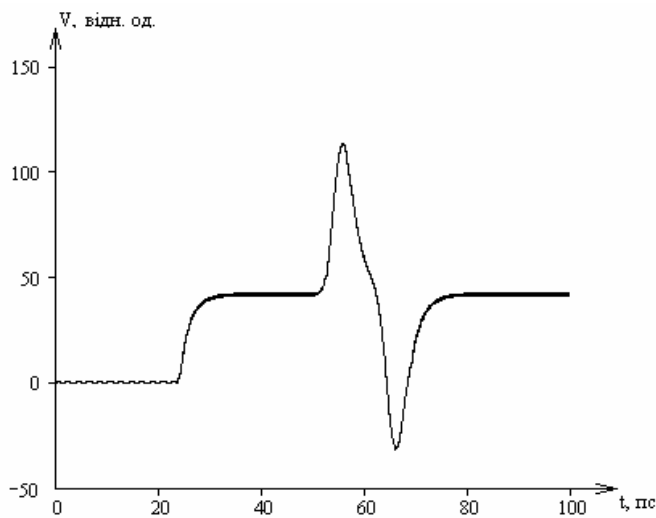


Рис. 2. Перехідна характеристика кріотрона-СКВІДа $V(t)$ під час логічних переходів “0» → “1» та “1» → “0»

результаті складного перехідного процесу кріотрон у стан логічного “0” не перейшов, логічний перехід “1” → “0” не відбувся, тобто кріотрон проявив нестабільність. Оптимізація параметрів керуючих імпульсів і параметрів схеми кріотрона результат не покращили. Подальші дослідження засвідчували, що змодельовати логічний перехід “1” → “0” дією керуючих імпульсів магнітного потоку неможливо, бо було встановлено, що логічні переходи “0” → “1” можна спостерігати внаслідок дії імпульсів будь-якої полярності. Для того, щоб змодельовати логічні

переходи “1” → “0” і отримати перехідні характеристики кріотронів-СКВІДів запропоновано комбінований метод керування логічним станом імпульсами магнітного потоку та імпульсами струму.

Спочатку потрібно було вирішити, чи не можна керувати логічним станом кріотронів тільки імпульсами струму, змінюючи силу транспортного струму I_T , і наскільки це ефективно. На рис. 2 показано часову залежність сили транспортного струму $I_T(t)$ (а) та перехідну характеристику кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (б). У початковий момент часу кріотрон перебував у стані логічного “0”, напруга на ньому $V(0) = 0$, бо встановлено, що сила транспортного струму $I_T = 10$ мА, а сила критичного струму кожного джозефсонівського контакту $I_C = 10$ мА, тобто сила сумарного критичного струму перевищувала силу транспортного. У момент часу $t_1 = 20$ пс силу транспортного струму через кріотрон збільшили на 8 мА за допомогою функції Хевісайда $8 \times h(t-20)$. У результаті збільшення сили транспортного струму до $I_{T1} = 18$ мА відбувався логічний перехід “0” → “1”. Для повернення кріотрона в стан логічного “0” за допомогою функції Хевісайда $-16 \times h(t-45)$ в момент часу $t_2 = 45$ пс зменшили величину I_T до $I_{T1} = 2$ мА.

Зрозуміло, що в цей момент часу в кріотроні почався складний перехідний процес, внаслідок якого кріотрон повернувся в стан логічного “0”. Для того, щоб повернути кріотрон в початковий робочий стан і не змінити логічного стану кріотрона в момент часу $t_3 = 90$ пс силу струму I_T повернули за допомогою функції Хевісайда $8 \times h(t - 90)$ до її початкового значення $I_T = 10$ мА. Така зміна I_T призвела лише до загасаючих коливань напруги малої амплітуди $DV \ll V_0$, де V_0 – характерна напруга на кріотроні у стані логічної “1”, а логічний стан кріотрона не змінився. Оцінено час комутації кріотрона (характерний проміжок часу, за який змінюється його логічний стан) 8 пс для переходів “0” → “1” і 20 пс для переходів “1” → “0”.

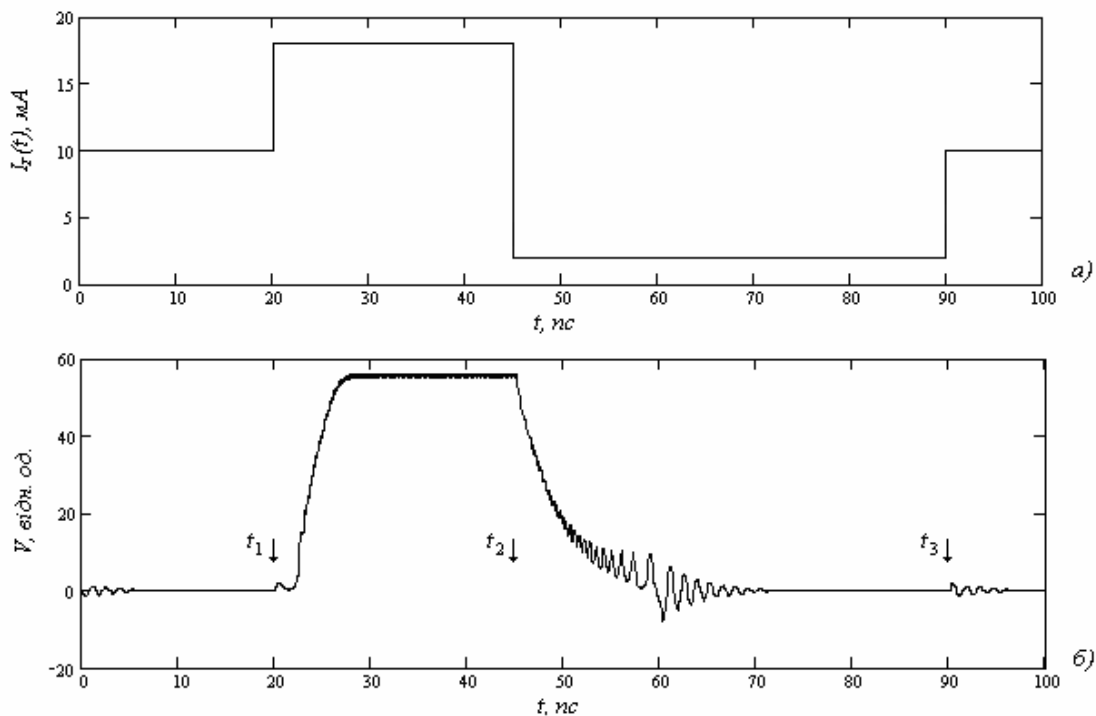


Рис. 3. Часова залежність сили транспортного струму $I_T(t)$ (а) та перехідна характеристика кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (б) під час логічних переходів “0” → “1” і “1” → “0”

Внаслідок виконаного математичного моделювання і дослідження перехідних характеристик кріотронів отримано, що керувати логічним станом кріотрона СКВІДа за допомогою зміни сили транспортного струму I_T можна, але таке керування не є ефективним з двох причин. По-перше, для того, щоб змінювати логічний стан 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 джозефсонівських тунельних переходів [9–10].

Для збільшення швидкодії таких кріотронів та підвищення ефективності керування їх логічним станом було запропоновано комбінований метод керування, який полягає ось у чому: логічні переходи “0” → “1” здійснювати дією імпульсів магнітного потоку, а зворотні логічні переходи “1” → “0” – імпульсами струму. На рис. 4 зображено часову залежність магнітного потоку $F(t)$ (а), часову залежність сили транспортного струму $I_T(t)$ (б) та перехідну характеристику кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (в). У 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 джозефсонівського контакту $I_C = 10$ мА. У момент часу $t_1 = 20$ пс

керуючим імпульсом магнітного потоку, який було задано математичним виразом $F(t) = 5F_0 \exp\left[-\left(\frac{t-20}{1}\right)^4\right]$, здійснено логічний перехід “0” → “1”, час комутації для якого становив 4 пс. У момент часу $t_2 = 52$ пс керуючий імпульс струму (момент подачі імпульсів прямокутної форми вважатимемо середину імпульсу) повернув кріотрон у стан логічного “0”, тобто призвів до логічного переходу “1” → “0”, час комутації для якого становив 8 пс. Подачею керуючого імпульсом магнітного потоку момент часу $t_3 = 80$ пс було продемонстровано, що кріотрон, перебуваючи у стані логічного “0”, знову готовий до подальших логічних переходів. Перехідна характеристика кріотрона під час другого логічного переходу “0” → “1” була такою самою, як під час першого, що свідчить про його стабільність.

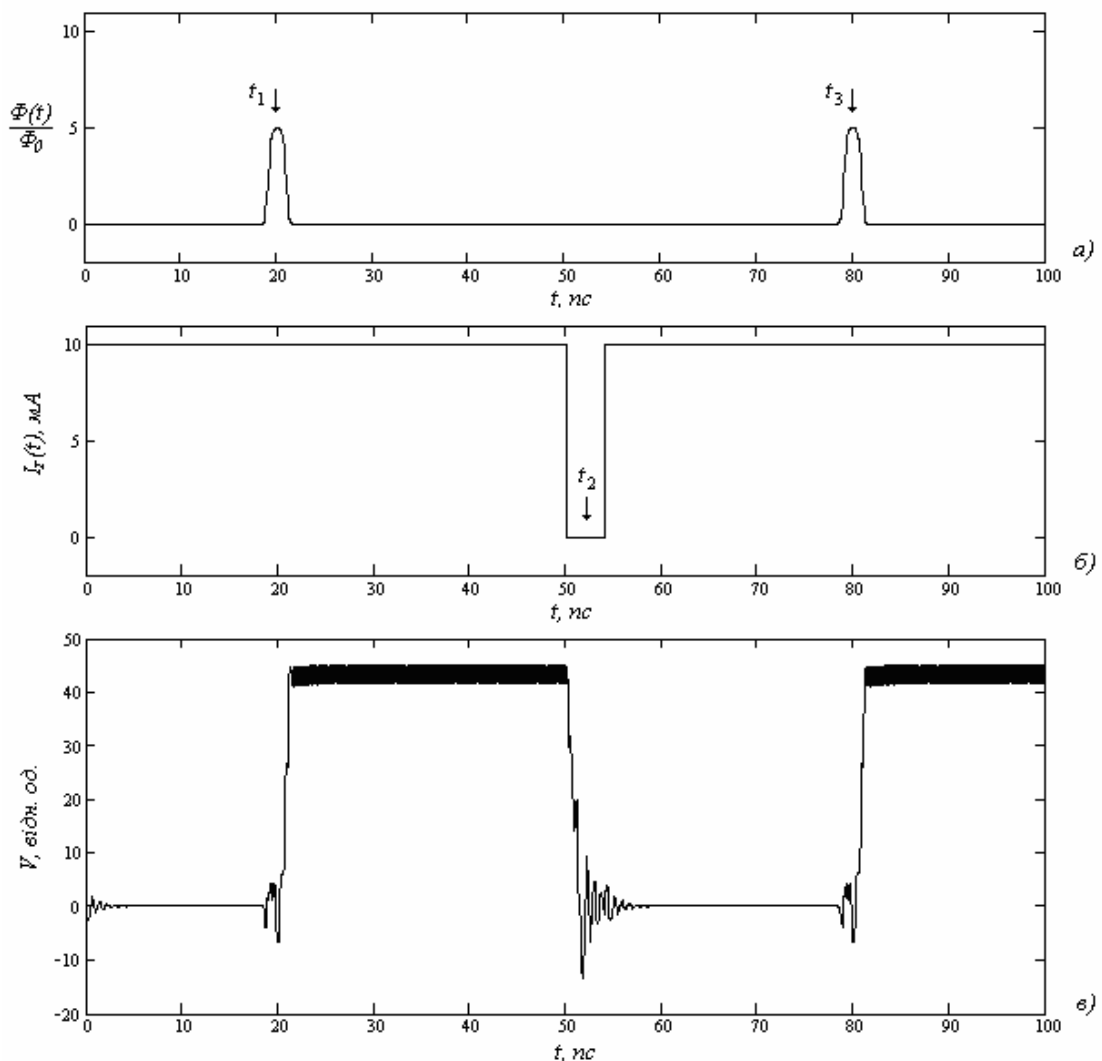


Рис. 4. Часова залежність магнітного потоку $F(t)$ (а) та сили транспортного струму $I_T(t)$ (б); перехідна характеристика кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (в) під час логічних переходів “0” → “1”, “1” → “0” та “0” → “1”

Виконавши математичне моделювання перехідних процесів у кріотрона-СКВІДах, отримавши перехідні характеристики кріотронів під час прямих “0” → “1” та зворотних “1” → “0” логічних переходів та перевіривши ефективність запропонованого комбінованого методу керування логічним станом, замінили керуючі імпульси струму ідеальної прямокутної форми на імпульси, форму яких

можна описати математичної функцією e^{-t^4} (рис. 5). Очевидно, що заміна форми керуючих імпульсів струму перехідні характеристики кріотронів істотно не змінила.

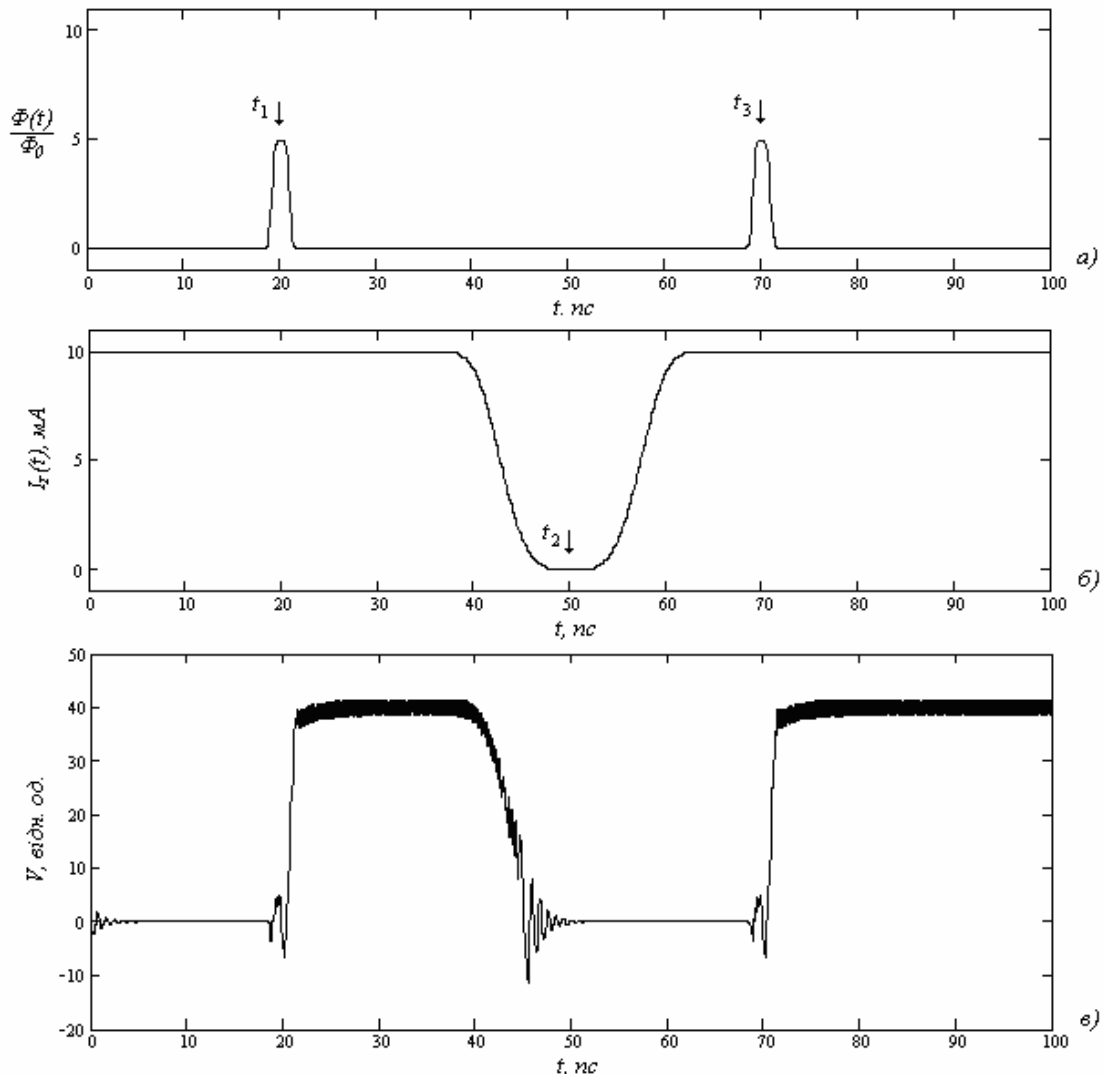


Рис. 5. Часова залежність магнітного потоку $\Phi(t)$ (а) та сили транспортного струму $I_T(t)$ (б); перехідна характеристика кріотрона-СКВІДа $V(t)$ (в) під час логічних переходів “0” → “1”, “1” → “0” та “0” → “1”

Висновки

Вдосконалюючи математичну модель перехідних процесів у кріотронах на основі СКВІДів, нами запропоновано комбінований метод керування логічним станом таких кріотронів, який полягає у дії на кріотрон керуючими імпульсами магнітного потоку та імпульсами струму. Виконано математичне моделювання логічних переходів “0” → “1”, та логічних переходів “1” → “0”, чого не вдалось зробити раніше. Розраховано перехідні характеристики кріотронів під час зміни їх логічного стану та показано ефективність запропонованого методу.

1. Robertson T.L., Plourde B.L.T., Reichardt P.A., Hime T., Wu C.-E., and Clarke J. // *Phys. Rev.* – 2006. – В 73. – 174526 (9 pages). 2. Kim Ju H., Dhungana R.P., and Park K.-S. // *Phys. Rev.* – 2006. – В 73. – 214506 (12 pages). 3. Kuo W., Wu C.S., Shyu J.H., and Chen C.D. // *J. Appl. Phys.* – 2007. – 101. – 053903 (4 pages). 4. Podd G.J., Hutchinson G.D., Williams D.A., and Hasko D.G. // *Phys. Rev.* – 2007. – В 75. – 134501 (13 pages). 5. Ilyin Y., Nijhuis A. and H.H.J. ten Kate // *Cryogenics.* – 2006. – Vol. 46, Is. 7–8. – P. 517–529. 6. Rijpma A.P., Meenderink D.J., Reincke H.A., Venhorst G.C.F., Holland H.J. and H.J. M. ter

*Brake // Cryogenics. – 2005. – Vol. 45, Is. 3. – P. 231–239. 7. Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І. Перехідні характеристики кріотронів на основі СКВІДів // Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”. – 2006. – № 558. – С. 64–70. 8. Тиханський М.В., Партика А.І. // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. – 2007. – № 4. 9. Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І. // Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”. – 2005. – № 532. – С. 138–146. 10. Тиханський М.В., Партика А.І. // Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”. – 2007. – № 592. – С. 143–148.*

УДК 537.311

К.К. Товстюк

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра напівпровідникової електроніки

ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ОПЕРАТОР У ТЕМПЕРАТУРНІЙ ТЕХНІЦІ ФУНКЦІЙ ГРІНА ДЛЯ ДИХАЛЬКОГЕНІДІВ ПЕРЕХІДНИХ МЕТАЛІВ

© Товстюк К.К., 2008

C.C. Tovstyuk

POLARIZATION OPERATOR IN TEMPERATURE GREEN FUNCTION TECHNIQUE FOR DICHALCONIDE OF TRANSITION METALS

© Tovstyuk C.C., 2008

Розраховано залежність дійсної та уявної частин поляризаційного оператора (ПО) від температури та величини міжшарового перемішування у шаруватому напівпровідникові із Фівазовим законом дисперсії. Розрахунок виконують для параметрів GaSe. Показано, що основний внесок поляризаційних ефектів, пов'язаних із електрон-фононою взаємодією, полягає у зростанні розсіювання (зростанні півширини піка поглинання), однак сама півширина для широкої області температур залишатиметься постійною. Окрім того, така взаємодія призведе до незначного зростання частоти фонона, яка монотонно зростатиме із температурою. Зростання параметра міжшарового перемішування одночастинкового спектра електронів практично не впливатиме на поляризаційні ефекти.

Dependence of real and imagine parts of polarization operator have been calculated as functions of temperature and of interlayer mixing parameter for layered semiconductors with Fivaz energy dispersions. Calculations were carried out for GaSe datas. It is sgown that the most important contribution of polarization effects coased by electron – phonon interaction form the increasing of dispersion (increasing of half width of resonant peak), but the value of half width is constant for large temperature range. Besides, such interaction leads to the small increasing of phonon frequency, which increases monotony with temperature increasing. The increasing of interlayer mixing parameter does not influent polarization effects.

Вступ

Як відомо [1], такі сполуки, як InSe та GaSe є функціональними матеріалами для наноструктур оксидно-напівпровідникових конденсаторів (ОНК). Тому одержання зміни діелектричної сталої середовища, яка визначається через поляризаційний оператор, а також її залежність від температури становить певну зацікавленість. Окрім того, через поляризаційний оператор визначається радіус Дебаєвого екранування, а також ПО задає зміну частот фононного спектра, внаслідок електрон-фононої взаємодії,