

М.В. Тиханський, Р.Р. Крисько, А.І. Партика
 Національний університет “Львівська політехніка”,
 кафедра напівпровідникової електроніки

ОСОБЛИВОСТІ КЕРУВАННЯ ЛОГІЧНИМ СТАНОМ КРІОТРОНІВ ІМПУЛЬСАМИ МАГНІТНОГО ПОТОКУ

Ó Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І., 2008

M.V. Tyhanskyi, R.R. Krysko, A.I. Partyka

PECULARITIES OF CONTROLLING CRYOTRONS' LOGICAL STATE BY IMPULSES OF MAGNETIC FLUX

Ó Tyhanskyi M.V., Krysko R.R., Partyka A.I., 2008

Використано еквівалентну схему джозефсонівського тунельного переходу (ДТП), залежність його критичного струму від прикладеного зовнішнього магнітного поля і його вольтамперні характеристики (ВАХ), розраховані для робочої температури $T = 81,2$ К. На основі ДТП запропоновано створити джозефсонівські кріотрони (джозефсонівські комірки пам'яті) і розроблено математичну модель перехідних процесів в джозефсонівських кріотронах під час керування їх логічним станом імпульсами магнітного потоку. Методами математичного моделювання отримано перехідні характеристики кріотронів та досліджено вплив параметрів кріотронів та варіацій критичного струму на логічні переходи. Досліджено також вплив імпульсів керуючого магнітного поля на стабільність режиму роботи кріотронів.

In the present work, we explore the equivalent scheme of a Josephson tunneling junction (JTJ), in particular, the dependence of its critical current on the external magnetic field and its V-I diagrams calculated for the working temperature $T = 81,2$ K. We have proposed designing of JTJ-based Josephson cryotrons (Josephson memory cells) and developed a mathematical model of logical state transition processes in Josephson cryotrons driven by magnetic flux impulses. By means of mathematical modeling, we have simulated transition processes of the cryotrons and investigated the effect of the cryotrons' parameters and the variation of the critical current on the logical transitions. We have also investigated the effect of the impulses of the controlling magnetic field on the cryotrons' stability.

Вступ

Останніми роками опубліковано низку робіт [1–5], де виконані теоретичні та експериментальні дослідження щодо створення на основі джозефсонівських контактів надшвидкодійних елементів комп'ютерної пам'яті. У наших попередніх роботах [6–8] створено математичну модель і розраховано перехідні характеристики джозефсонівських кріотронів (ДК) під час керування їх логічним станом керуючими імпульсами струму. Основою таких кріотронів були джозефсонівські тунельні переходи з високотемпературних надпровідників, які можна використовувати як надшвидкодійні елементи пам'яті з робочою температурою, яка дорівнює температурі кипіння азоту $T = 77$ К. Перспективність їх застосування в комп'ютерній техніці визначається високою швидкістю порівняно із традиційними напівпровідниковими елементами. Керування логічним станом кріотронів здійснювали зовнішніми імпульсами струму ідеально прямокутної форми [6], імпульсами струму гауссівської форми [7] та імпульсами струму, форма яких описується функцією

e^{-t^4} [8]. Запропоновано, що якщо керувати логічним станом кріотрона не імпульсами струму, а імпульсним магнітним полем, то можна покращити перехідні характеристики, зменшити час комутації для логічних переходів “0” → “1” та “1” → “0”, що в результаті призведе до збільшення швидкодії кріотронів. Метою роботи було створити математичну модель перехідних процесів у кріотронах під час керування їх логічним станом імпульсами магнітного потоку.

Керування станом кріотрона імпульсами магнітного потоку

Керувати логічним станом джозефсонівського кріотрона можна двома способами: 1) за допомогою керуючих імпульсів струму; 2) – за допомогою керуючих імпульсів магнітного потоку. Принцип роботи кріотрона під час керування його станом імпульсами струму наведено в роботі [6]. Для того, щоб зрозуміти механізм керування логічним станом кріотрона імпульсами магнітного потоку, потрібно використати залежність сили критичного струму ДТП I_C від напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 або магнітного потоку через ДТП F . Величини H_0 і F зв’язані простим співвідношенням: $F = H_0 S$, де S – ефективна площа, через яку магнітне поле проникає в

тунельний перехід. Залежність $I_C(F)$ є загальновідомою [1]: $I_C(F) = I_C(0) \left| \frac{\sin \frac{pF}{F_0}}{\frac{pF}{F_0}} \right|$, де $I_C(0)$ –

сила критичного струму ДТП у разі, коли $F = 0$ або $H_0 = 0$, F_0 – квант магнітного потоку. На рис. 1 показано цю залежність.

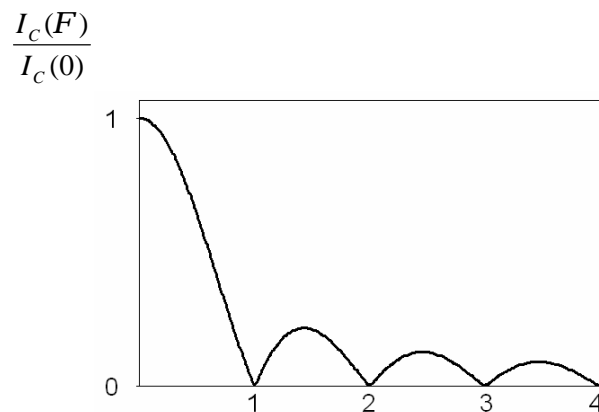


Рис. 1. Залежність сили критичного струму джозефсонівського тунельного переходу I_C від магнітного потоку

Зрозуміло, що якщо магнітний потік змінювати від $\Phi = 0$ до $\Phi = \Phi_0$, то сила критичного струму зменшується від величини $I_C(0)$ до нуля, тобто зміною магнітного потоку F або напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 можна ефективно змінювати силу критичного струму I_C . Змінюючи силу критичного струму I_C , можна створити ситуацію, коли $I_C > I_P$, де I_P – сила струму, що протікає через кріотрон (сила робочого струму кріотрона) і напруга на кріотроні дорівнюватиме нулю внаслідок надпровідного бездисипативного тунелювання куперівських пар. У разі, коли $I_C < I_P$, бездисипативне тунелювання куперівських пар буде зруйновано і на кріотроні появиться деяка ненульова напруга. Ці процеси взято за основу для створення на базі джозефсонівських кріотронів елементів комп’ютерної пам’яті і для розробки методів керування логічним станом таких елементів.

На рис. 2 зображено розраховану для робочої температури $T = 11,6$ К ВАХ джозефсонівського тунельного переходу $I(V)$, який розглядатимемо як джозефсонівський кріотрон. Щоб встановити кріотрон у стан логічного “0”, потрібно через нього пропускати робочий струм I_p , сила якого повинна бути набагато нижчою від сили критичного струму $I_C(0)$ (критичний струм у разі нульового магнітного поля). Силу критичного струму кріотрона треба понизити до величини $I_C(H_0)$ за допомогою прикладання робочого магнітного поля H_0 , але $I_C(H_0)$ повинно бути більшим за величину робочого струму I_p . Якщо це співвідношення не виконуватиметься, кріотрон відразу перейде у стан логічної “1”. Для логічного переходу “0” \rightarrow “1” до робочої напруженості магнітного поля H_0 треба додати імпульс поля ΔH , внаслідок чого сумарне магнітне поле стане $H_0 + \Delta H$, яке зменшить силу критичного струму до величини $I_C(H_0 + \Delta H)$. Якщо новий критичний струм $I_C(H_0 + \Delta H)$ стане меншим за робочий струм кріотрона I_p , кріотрон перейде у стан логічної “1”. Для повернення кріотрона у стан логічного “0” потрібно зменшити напруженість магнітного поля до H_0 або до нульового значення так, щоб відновити надпровідне тунелювання куперівських пар у джозефсонівському переході, а потім повернутись в робочий стан кріотрона, який відповідає стану логічного “0”.

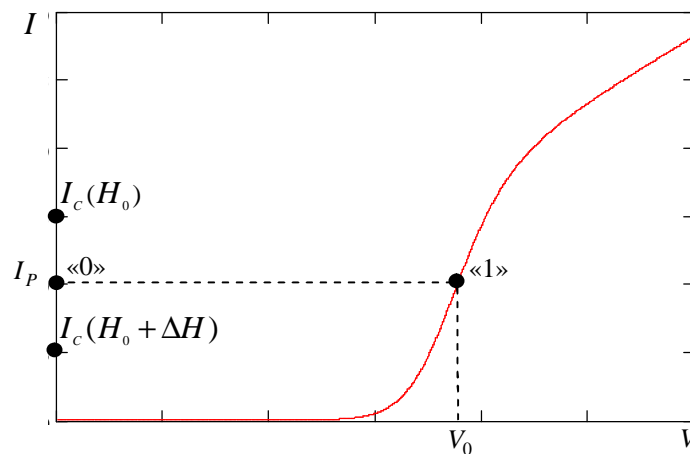


Рис. 2. ВАХ джозефсонівського кріотрона:

I – сила струму; V – напруга на кріотроні; I_p – робочий струм;

$I_C(H_0)$ – сила критичного струму для робочого магнітного поля;

$I_C(H_0 + \Delta H)$ – сила критичного струму для імпульсного магнітного поля

Математична модель перехідних процесів у кріотронах

Основою математичної моделі перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах є диференціальне рівняння [6]

$$I_p = I_C \sin j + \frac{Ch}{2e} \frac{d^2 j}{dt^2} + \frac{G(V)h}{2e} \frac{dj}{dt}, \quad (1)$$

де I_p – робочий струм, який протікає через кріотрон, I_C – критичний струм кріотрона, C – ємність тунельного переходу, $G(V)$ – провідність тунельного переходу під час одноелектронного тунелювання (в загальному випадку провідність G залежить від напруги на кріотроні V), h – стала Планка, e – заряд електрона, $j(t)$ – функція, яка описує часову залежність різниці фаз хвильових функцій надпровідників з обох боків від тунельного бар'єру (стрибок фази). Функція $j(t)$ є

невідомою функцією у цьому диференціальному рівнянні. Одержавши $j(t)$ і використавши відоме співвідношення для нестационарного ефекту Джозефсона

$$V(t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{dj}{dt} = \frac{\hbar}{2e} j', \quad (2)$$

можемо визначити основну перехідну характеристику кріотрона – часову залежність напруги $V(t)$ під час зміни логічного стану кріотрона.

Початковими умовами для рівняння (1) були: $t = 0$; $j = 0$; $j' = 0$ або $V = 0$. Залежність нормальної провідності тунельного переходу від напруги $G(V)$ на основі формули (2) замінювали на функцію $G(j')$, яку визначали із вольтамперної характеристики ДТП під час одноелектронного тунелювання носіїв заряду. Для робочої температури кріотрона $T = 81,2$ К ВАХ ДТП була апроксимована простою математичною функцією [7]

$$I(V) = G_0 \cdot \left[0,920 \cdot V - \frac{0,001^{1,4} \cdot 2681 \cdot V^{1,4}}{1 + (0,054 \cdot V)^{15,5}} \right], \quad (3)$$

де G_0 – нормальна провідність ДТП – параметр, який можна було змінювати під час моделювання і вибирати оптимальним. Керування логічним станом кріотрона виконували зміною напруженості зовнішнього магнітного поля, що зумовило зміни сили критичного струму кріотрона. Математично зміну сили критичного струму описували функцією Хевісайда $h(t-t)$ або функцією $e^{-\left(\frac{t-t}{\Delta t}\right)^4}$, де t – момент подачі керуючого імпульсу, Δt – тривалість керуючого імпульсу. У першому випадку часова залежність керуючих імпульсів мала такий вигляд:

$$I_c(t) = I_c(H_0) - dlh(t-t), \quad (4)$$

де $I_c(H_0)$ – сила критичного струму для робочого магнітного поля H_0 , dl – варіація сили критичного струму, а у другому випадку:

$$I_c(t) = I_c(H_0) - dle^{-\left(\frac{t-t}{\Delta t}\right)^4}. \quad (5)$$

У результаті підстановок було отримано робоче диференціальне рівняння для розрахунків перехідних характеристик кріотронів

$$I_p = \frac{Ch}{2e} j'' + \left[0,920 aj' - \frac{0,001^{1,4} \cdot 2681 \cdot (aj')^{1,4}}{1 + (0,054aj')^{15,5}} \right] G_0 + [I_c(H_0) - dlh(t-t)] \sin j \quad (6)$$

для першого випадку, і

$$I_p = \frac{Ch}{2e} j'' + \left[0,920 aj' - \frac{0,001^{1,4} \cdot 2681 \cdot (aj')^{1,4}}{1 + (0,054aj')^{15,5}} \right] G_0 + [I_c(H_0) - dle^{-\left(\frac{t-t}{\Delta t}\right)^4}] \sin j \quad (7)$$

для випадку зміни сили критичного струму за функцією $e^{-\left(\frac{t-t}{\Delta t}\right)^4}$ ($a = \frac{\hbar}{2e}$). Під час перехідних процесів напруга на кріотронів V або функція j' може або дорівнювати нулю (стан “0”) або бути більшою за нуль (стан “1”). Але виявилось, що під час логічних переходів “1” → “0” внаслідок коливань напруги вона може набувати від’ємних значень. Для розрахунків функцій $(j')^{1,4}$ чи $(j')^{15,5}$ замість залежності $G(V)$ використовувалась залежність $G(|V|)$. Така заміна є коректною, оскільки джозефсонівські тунельні переходи типу S-I-S є симетричними і мають симетричні ВАХ, тобто їхня провідність залежить тільки від величини прикладеної напруги, а не залежить від знака напруги.

Перехідні характеристики кріотронів

Для розроблення математичної моделі перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах під час керування їх логічним станом імпульсами зовнішнього магнітного потоку і для отримання пробних перехідних характеристик зміна сили критичного струму кріотрона під дією поля задавалась простою математичною функцією – функцією Хевісайда $h(t-t)$. Перехідні характеристики кріотронів були отримані, розв’язуючи робоче диференціальне рівняння (6). Часова залежність сили критичного струму задавалась функцією $I_c(t) = I_c(H_0) - dl_1 h(t-t_1) + dl_2 h(t-t_2)$. На рис. 3 показано одну з розрахованих перехідних характеристик. У початковий момент часу $t = 0$ кріотрон перебував у стані логічного “0”, напруга на ньому $V = 0$, оскільки сила робочого струму $I_p = 6$ мА, що менше за величину початкової сили критичного струму $I_c(H_0) = 10$ мА. Спочатку на перехідній характеристиці $V(t)$ спостерігались загасаючі коливання напруги малої амплітуди, які можна пояснити виходом кріотрона на стаціонарний режим роботи. У момент часу $t_1 = 30$ пс під дією керуючих імпульсів магнітного поля сила критичного струму стрибкоподібно зменшилась на $dl_1 = 9$ мА і стала меншою за силу робочого струму $I_p = 6$ мА. Це призвело до логічного переходу кріотрона із стану “0” у стан “1”, на ньому встановилась напруга V_0 , яка з плином часу залишалась незмінною. Характерний час логічного переходу “0” → “1”, який трактуватимемо як час комутації кріотрона, $\Delta t_1 \approx 3$ пс.

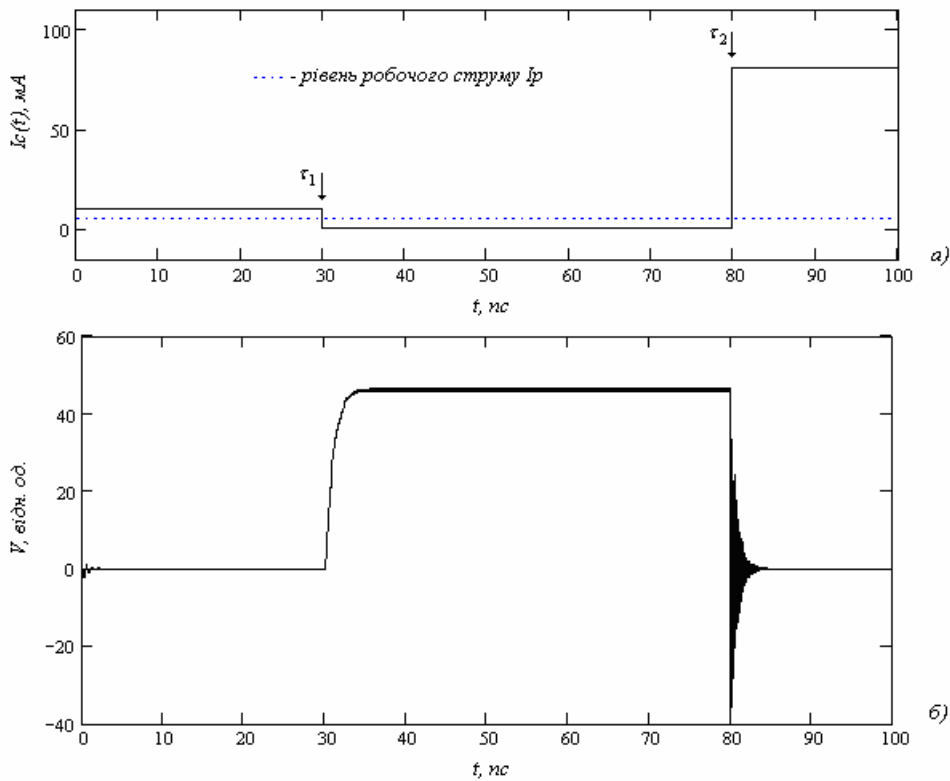


Рис. 3. Часова залежність сили критичного струму кріотрона I_c (а) та напруги на кріотроні V (б) під час логічних переходів “0” → “1” → “0”.

Параметри моделі: $I_c(H_0) = 10$ мА – початкова сила критичного струму;

$I_p = 6$ мА – сила робочого струму (пунктирна лінія); $C = 0,3$ пФ – ємність тунельного переходу;

$G_0 = 0,9$ Ом⁻¹ – нормальна провідність переходу; $dl_1 = 9$ мА – варіація сили критичного струму під час переходу “0” → “1”; $t_1 = 30$ пс – момент зміни сили критичного струму під час переходу

“0” → “1”, $dl_2 = 80$ мА – варіація сили критичного струму під час переходу “1” → “0”;

$t_2 = 80$ пс – момент зміни сили критичного струму під час переходу “1” → “0”

У момент часу $t_2 = 80$ пс керуючий імпульс магнітного поля збільшив силу критичного струму кріотрона на $dI_2 = 80$ мА щодо попереднього значення, внаслідок чого у кріотроні почався логічний перехід “1” \rightarrow “0”. Напруга змінилась від величини V_0 до $V = 0$. Проте у цьому випадку напруга зменшувалась не плавно, а її зменшення супроводжувалось загасаючими коливаннями напруги, початкова амплітуда яких була близькою до V_0 . Аналогічні загасаючі коливання напруги під час логічних переходів “1” \rightarrow “0” спостерігались у роботі [7], де методами математичного моделювання були отримані перехідні характеристики кріотронів, коли зміни їх логічного стану відбувались під дією керуючих імпульсів струму. Час комутації кріотрона, який можна визначити як час від подачі керуючого імпульсу до зникнення коливань напруги і встановлення на кріотроні нульової напруги, становив $\Delta t_2 \approx 4$ пс. Якщо порівняти часи комутації Δt_1 і Δt_2 , то можна зазначити, ці часи приблизно рівні. У роботі [7] було отримано, що час комутації зворотного логічного переходу “1” \rightarrow “0” Δt_2 був у 5 – 10 разів більшим за час комутації Δt_1 для прямого логічного переходу “0” \rightarrow “1”. Якщо вважати, що швидкодія кріотрона визначатиметься більшим за величиною із часів комутації Δt_1 і Δt_2 , то можна зробити висновок, що кріотрони, керовані імпульсами магнітного поля, матимуть переваги над кріотронами, у яких керування логічним станом здійснюється імпульсами струму.

Для перевірки правильності створеної математичної моделі та її результатів розраховано перехідні характеристики кріотронів, коли керуючі імпульси магнітного поля змінювали силу критичного струму незначно, тобто недостатньо для логічних переходів, і істотно, що приводило до логічних переходів. Крім того, досліджувалась стабільність логічного стану “0” та “1”, тобто здатність кріотрона зберігати свій логічний стан під дією не керуючих імпульсів, а флуктуацій параметрів кріотрона. На рис. 4 показано одну з розрахованих перехідних характеристик разом із схемою керуючих імпульсів.

У момент часу $t_1 = 15$ пс силу критичного струму зменшили на величину $dI_1 = 3$ мА, внаслідок чого сила критичного струму залишилась більшою за силу робочого струму. Логічний перехід “0” \rightarrow “1” не відбувся, проте система відреагувала на малу зміну I_c у вигляді загасаючих коливань напруги. Максимальна амплітуда цих коливань становила 4 % від напруги у стані логічної “1” V_0 . Логічний перехід “0” \rightarrow “1” можна було спостерігати, коли силу критичного струму керуючі імпульси зменшували до рівня сили робочого струму I_p . У момент часу $t_2 = 30$ пс такий логічний перехід спостерігався. Така поведінка кріотрона є зрозумілою, оскільки вона впливає з принципу його роботи.

Коли кріотрон перебуває у стані логічної “1”, то, здавалось би, для його повернення у стан логічного “0” керуючий імпульс повинен збільшити силу критичного струму I_c до її початкового значення $I_c(H_0) = 10$ мА, тобто варіація сили критичного струму dI_3 повинна бути не меншою за $dI_1 + dI_2 = 9$ мА. Але, як зрозуміло з рис. 4, збільшення сили критичного струму I_c на величину $dI_3 = 30$ мА в момент часу $t_3 = 60$ пс не спричинило логічного переходу “1” \rightarrow “0”, а кріотрон залишився у стані “1”. На перехідній характеристиці з’явилися незгасаючі коливання напруги, амплітуда яких становила 30 % від напруги V_0 . Зрештою, в момент часу $t_4 = 80$ пс варіація сили критичного струму $dI_4 = 60$ мА була достатньою для логічного переходу “1” \rightarrow “0”. Встановлено, що для переходу “1” \rightarrow “0” варіація (збільшення) сили критичного струму повинна бути у 10 разів більшою за варіацію (зменшення) сили критичного струму під час переходу “0” \rightarrow “1”. Аналогічна ситуація спостерігалась для кріотронів, де керування їх логічним станом здійснювалось імпульсами струму [7]. Для того, щоб це пояснити, потрібно згадати, що логічні переходи “0” \rightarrow “1” та “1” \rightarrow “0”

не є симетричними. Перший зумовлений руйнуванням надпровідного тунелювання куперівських пар через потенціальний бар'єр, а другий – з відновленням надпровідного тунелювання. Для руйнування і відновлення потрібно створювати різні умови за допомогою дії ззовні. Зрозуміло, що створити умови для руйнування набагато легше, ніж для відновлення надпровідного тунелювання.

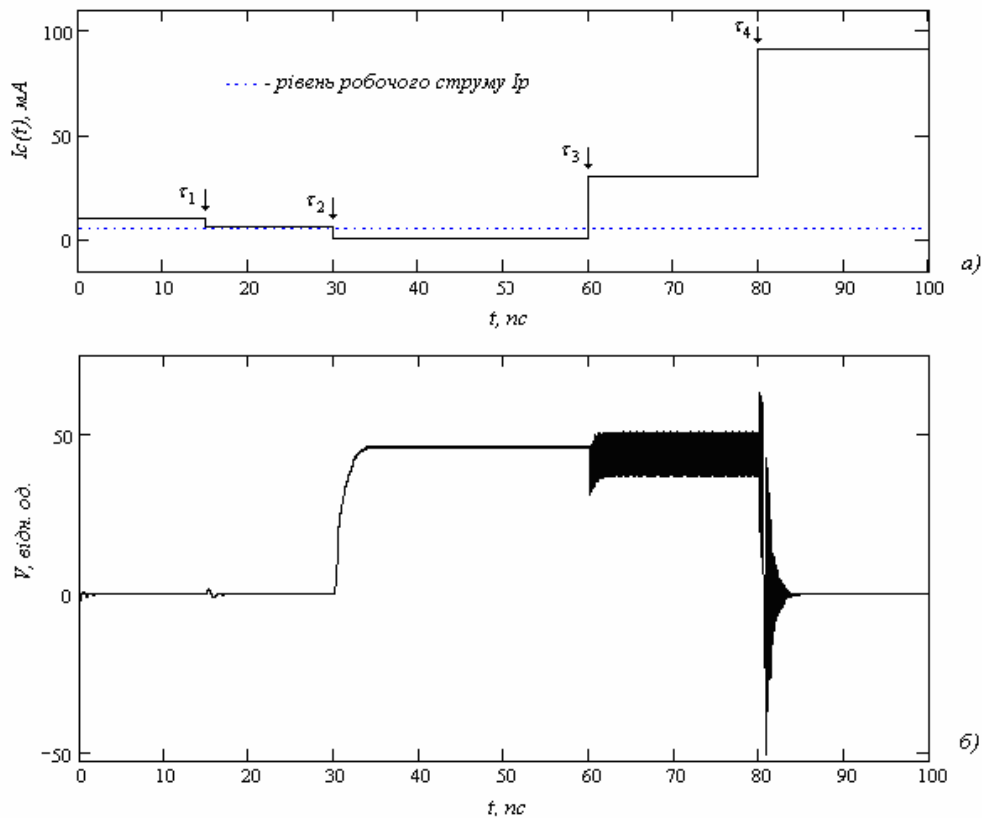


Рис. 4. Часова залежність сили критичного струму кріотрона I_c (а) та напруги на кріотроні V (б) під час логічних переходів “0” \rightarrow “1” \rightarrow “0”.

Параметри моделі: $I_c(H_0) = 10$ мА – початкова сила критичного струму;

$I_p = 6$ мА – сила робочого струму (пунктирна лінія); $C = 0,3$ пФ – ємність тунельного переходу;

$G_0 = 0,9$ Ом $^{-1}$ – нормальна провідність переходу; $dI_1 = 3$ мА – перша варіація сили критичного струму

у момент часу $t_1 = 15$ нс, $dI_2 = 6$ мА – друга варіація сили критичного струму

у момент часу $t_2 = 30$ нс, $dI_3 = 30$ мА – третя варіація сили критичного струму у момент часу

$t_3 = 60$ нс, $dI_4 = 60$ мА – четверта варіація сили критичного струму у момент часу $t_4 = 80$ нс

Також встановлено, що логічний перехід “1” \rightarrow “0” не може відбуватись без коливань напруги на кріотроні. Коли амплітуда цих коливань була меншою (набагато меншою) за напругу V_0 , спостерігались незагасаючі коливання напруги, а кріотрон не змінював свого логічного стану. Логічний перехід “1” \rightarrow “0” міг відбутись тільки тоді, коли керуючі імпульси спричиняли коливання напруги, амплітуда яких була близькою до величини V_0 , незагасаючі коливання напруги перетворювались у загасаючі, тільки після того кріотрон переходив у стан логічного “0”.

Зрозуміло, що використання у математичній моделі керуючих імпульсів ідеальної прямокутної форми було першим кроком у створенні моделі. Надалі ми замінили стрибкоподібні імпульси ідеальної форми на плавні імпульси, які можна описати математичним виразом e^{-t^4} . Такі імпульси вибрано із серії імпульсів e^{-t^2} , e^{-t^4} , e^{-t^6} , e^{-t^8} , ... з таких міркувань. По-перше, імпульси

e^{-t^4} є локалізованіші у часі порівняно з імпульсами e^{-t^2} . По-друге, математичні вирази імпульсів e^{-t^4} менше ускладнюють робочі диференціальні рівняння, ніж вирази e^{-t^6} чи e^{-t^8} .

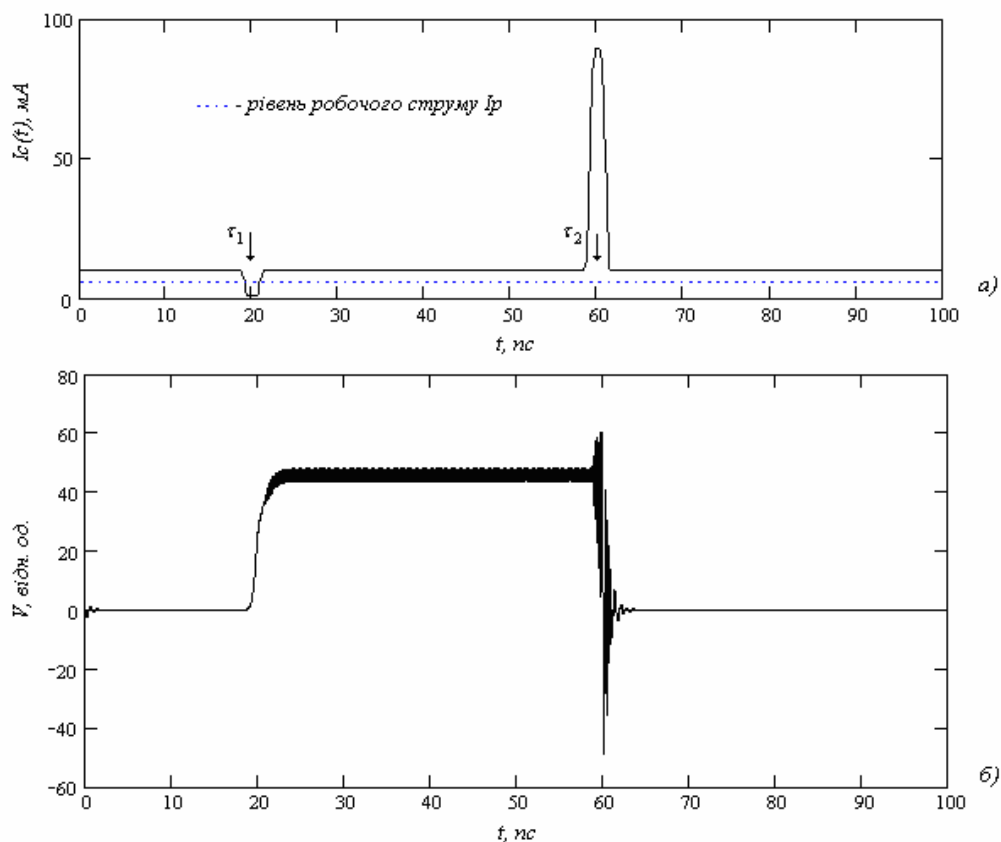


Рис. 5. Часова залежність сили критичного струму кріотрона I_c (а) та напруги на кріотроні V (б) під час логічних переходів “0” \rightarrow “1” \rightarrow “0”.

Параметри моделі: $I_c(H_0) = 10$ мА – початкова сила критичного струму; $I_p = 6$ мА – сила робочого струму (пунктирна лінія); $C = 0,3$ пФ – ємність тунельного переходу; $G_0 = 0,9$ Ом⁻¹ – нормальна провідність переходу; $dI_1 = 9$ мА – амплітудна варіація сили критичного струму під час переходу “0” \rightarrow “1”; $t_1 = 30$ нс – момент подачі керуючого імпульсу під час переходу “0” \rightarrow “1”,
 $dI_2 = 80$ мА – амплітудна варіація сили критичного струму під час переходу “1” \rightarrow “0”;
 $t_2 = 80$ нс – момент подачі керуючого імпульсу під час переходу “1” \rightarrow “0”,
 $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 1$ нс – середня тривалість керуючих імпульсів

На рис. 5 показано часову залежність сили критичного струму кріотрона $I_c(t)$ (а) та напруги на кріотроні $V(t)$ (б) під час логічних переходів “0” \rightarrow “1” \rightarrow “0”, для випадку, коли $I_c(t)$ змінювалась керуючими імпульсами не стрибкоподібно, а плавно. Зміну $I_c(t)$ задавали математичною функцією e^{-t^4} , її часова залежність мала такий вигляд: $I_c(t) = I_c(H_0) - dI_1 e^{-\left(\frac{t-t_1}{\Delta t}\right)^4}$ для логічного переходу “0” \rightarrow “1” і $I_c(t) = I_c(H_0) + dI_2 e^{-\left(\frac{t-t_2}{\Delta t}\right)^4}$ для логічного переходу “1” \rightarrow “0”. Спочатку виконували розрахунки перехідних характеристик $V(t)$, коли середня тривалість імпульсів Δt була порівняно великою, тобто зміна сили критичного струму і його повернення до початкової

величини відбувались з достатньо великим запізненням. Потім виявилось, як очевидно з рис. 5, час Δt можна було зменшити до 1 пс і кріотрон при тому проявляв стабільність роботи і змінював свій логічний стан. У момент часу $t_1 = 30$ пс сила критичного струму I_c опустилась нижче від рівня сили робочого струму I_p і через 1–2 пс повернувся до свого початкового значення $I_c(H_0)$. Внаслідок цього у кріотроні відбувся логічний перехід “0” \rightarrow “1”, а далі, незважаючи на те, що значення I_c було більше за величину I_p , кріотрон продовжував перебувати у стані “1”. З одного боку, це ніби суперечить принципу роботи кріотронів, а з іншого, якщо таку поведінку кріотронів вдасться реалізувати на практиці, то це істотно упростить керування логічним станом кріотронів.

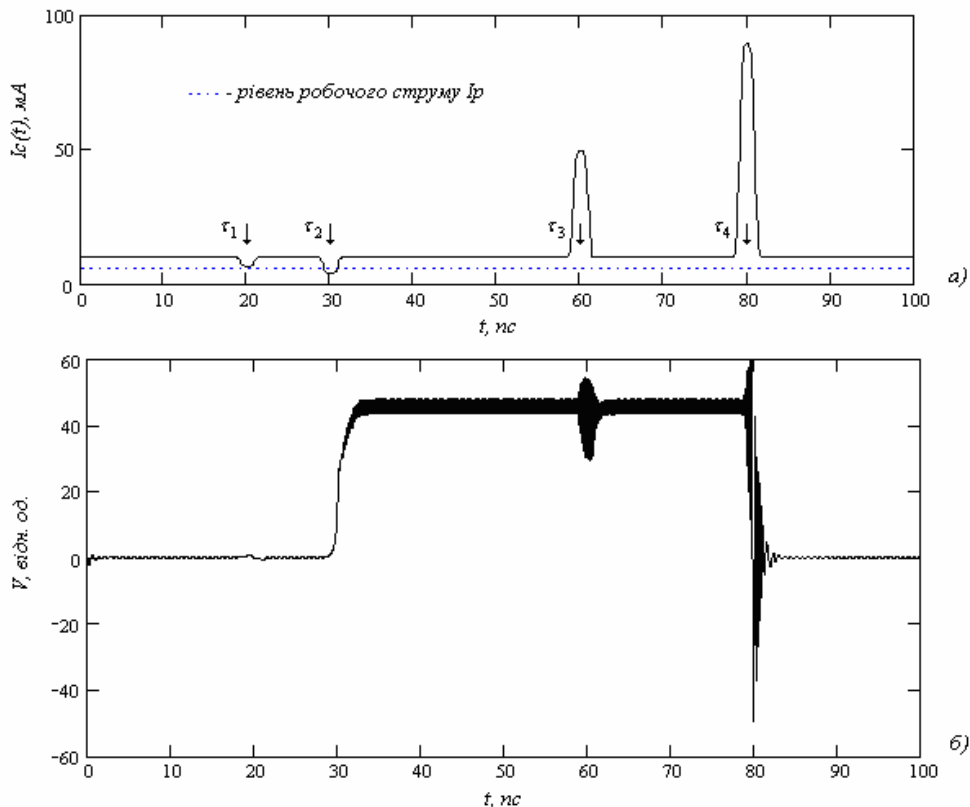


Рис. 6. Часова залежність сили критичного струму кріотрона I_c (а)

та напруги на кріотроні V (б) під час логічних переходів “0” \rightarrow “1” \rightarrow “0”.

Параметри моделі: $I_c(H_0) = 10$ мА – початкова сила критичного струму; $I_p = 6$ мА – сила робочого струму (пунктирна лінія); $C = 0,3$ пФ – ємність тунельного переходу; $G_0 = 0,9$ Ом⁻¹ – нормальна провідність переходу; $dI_1 = 3$ мА – амплітуда першого керуючого імпульсу в момент часу $t_1 = 20$ пс, $dI_2 = 6$ мА – амплітуда другого керуючого імпульсу в момент часу $t_2 = 30$ пс, $dI_3 = 40$ мА – амплітуда третього керуючого імпульсу в момент часу $t_3 = 60$ пс, $dI_4 = 80$ мА – амплітуда четвертого керуючого імпульсу в момент часу $t_4 = 80$ пс, $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t_3 = \Delta t_4 = 1$ пс – середня тривалість керуючих імпульсів

Час комутації кріотрона Δt_1 під час логічного переходу “0” \rightarrow “1” був 4 пс, що практично дорівнює аналогічній величині, отриманій з результатів моделювання з використання прямокутних імпульсів. У момент часу $t_2 = 80$ пс силу критичного струму I_c імпульсно збільшили і повернули до початкового значення $I_c(H_0)$, внаслідок чого спостерігався логічний перехід “1” \rightarrow “0” з часом

комутації $\Delta t_2 \approx 5$ пс. Також було досліджено вплив амплітуди керуючих імпульсів на логічні переходи у кріотроні (рис.6). Отримано, що ці результати і результати, розраховані з використанням прямокутних імпульсів, істотно не відрізняються.

Висновки

Використавши загальні принципи керування логічним станом джозефсонівських кріотронів зміною сили критичного струму за допомогою імпульсів зовнішнього магнітного поля чи магнітного потоку, вдосконалено математичну модель перехідних процесів у кріотронах під час зміни їх логічного стану і розраховано перехідні характеристики кріотронів. Результати виконаного математичного моделювання перехідних процесів та аналіз отриманих перехідних характеристик дали змогу зробити такі висновки: 1) цей спосіб керування логічним станом кріотронів є кращий за інші, оскільки часи комутації для логічних переходів “0” → “1” та “1” → “0” приблизно рівні; 2) для стабільної роботи кріотронів під час логічних переходів “1” → “0” потрібно створювати такі умови, щоб амплітуда коливань напруги досягала значення напруги у стані логічної “1”; 3) для стабільних логічних переходів “0” → “1” не обов’язково зменшувати силу критичного струму до рівня, нижчого за силу робочого струму, а такий перехід можна здійснювати, внаслідок перехідного процесу, яких ініційовано коротким імпульсом магнітного потоку; для логічних переходів “1” → “0” вимоги аналогічні. Результати роботи можна використати для розробки та конструювання квантових елементів пам’яті – джозефсонівських кріотронів.

1. 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.* – 2006. – 96. – 047001.(4 pages).
2. Palomaki T.A., Dutta S.K., Hanhee Paik, Xu H., Matthews J., Lewis R.M., Ramos R.C., Mitra K., Johnson P.R., Strauch F.W., Dragt A.J., Lobb C.J., Anderson J.R., and Wellstood F.C. *Initializing the flux state of multiwell inductively isolated Josephson junction qubits // Phys. Rev.* – 2006. – B 73. – 014520 (7 pages).
3. Plantenberg J.H., P. C. de Groot, Harmans C. J. P. M, and Mooij J.E. *Demonstration of controlled-NOT quantum gates on a pair of superconducting quantum bits // Nature.* – June 14, 2007. – Vol. 447, Issue 7146. – P. 836–839.
4. Galiautdinov A. *Generation of high-fidelity controlled-NOT logic gates by coupled superconducting qubits // Phys. Rev.* – 2007. – A 75. – 052303 (9 pages).
5. Kuo W., Wu C.S., Shyu J.H., and Chen C.D. *One-dimensional arrays of superconducting quantum interference devices as magnetic-field-tuned superconducting detectors // J. Appl. Phys.* – 2007. – 101. – 053903 (4 pages).
6. Тиханський М.В., Шуригін Ф.М., Тиханська К.М. // *Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2003. – № 482. – С. 152–160.
7. Тиханський М.В., Тиханська К.М. // *Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2004. – № 513. – С. 191–198.
8. Тиханський М.В., Крисько Р.Р., Партика А.І. // *Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2005. – № 532. – С. 138–146.