

УДК 621.382.323

Тиханський М.В., Шуригін Ф.М., Тиханська К.М.  
 Національний університет “Львівська політехніка”,  
 кафедра напівпровідникової електроніки

**МОДЕЛЮВАННЯ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ  
 У ДЖОЗЕФСОНІВСЬКИХ ЕЛЕМЕНТАХ ПАМ'ЯТІ  
 З ВИКОРИСТАННЯМ РЕАЛЬНИХ ВАХ ТУНЕЛЬНИХ ПЕРЕХОДІВ**

© Тиханський М.В., Шуригін Ф.М., Тиханська К.М., 2003

Tyhanskyi M.V., Shurygin F.M., Tyhanska K.M.

**MATHEMATIC MODELING OF TRANSITION PROCESS  
 IN JOSEPHSON MEMORY CELLS USING REAL  
 I-V CHARACTERISTICS OF TUNNELSNG JUNCTIONS**

© Tyhanskyi M.V., Shurygin F.M., Tyhanska K.M., 2003

Використовуючи еквівалентну схему джозефсонівських тунельних переходів (ДТП) та їх вольт-амперні характеристики для температур, відмінних від абсолютного нуля, які були апроксимовані простими аналітичними функціями, проведено математичне моделювання перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах (ДК). Досліджувались перехідні характеристики ДК та їх особливості при керуванні логічним станом кріотронів за допомогою зовнішніх імпульсів струму ідеальної прямокутної форми. Проведено моделювання логічних переходів “0” → “1” та “1” → “0”. Показано, що джозефсонівські кріотрони можна використовувати як надшвидкодійні елементи пам'яті з часом комутації 10 – 40 пс. Досліджено вплив параметрів схеми на стабільність роботи таких кріоелектронних структур.

Mathematic modeling of transition processes in josephson cryotrons (JC) is carried out by using an equivalent scheme of josephson tunneling junctions and their I-V characteristics for the temperatures above 0 K, which are made approximate simple analytical functions. The transition characteristics of JC and their peculiarities when controlling the cryotron logical state by ideal rectangular-shaped outer current impulses are investigated. Modeling of logical transitions “0” → “1” and “1” → “0” is carried out. It is shown that JC can be used as extraquick memory cells with the commutation time of 10 – 40 ps. The influence of scheme parameters on stability of the functioning of such cryoelectronic structures is investigated.

**Вступ.** Відкриття високотемпературних надпровідників призвело до створення на основі ефектів Джозефсона кріогенних перемикачів (кріотронів) та джозефсонівських елементів пам'яті [1-4]. Перспективність їх використання в електроніці та комп'ютерній техніці визначається надвисокою швидкістю таких елементів порівняно із традиційними. Це дозволить наблизити енергетичні затрати для комутації одного елемента пам'яті до мінімальної фізичної межі і зменшити час комутації до величини  $10^{-11} - 10^{-12}$  с. Основою джозефсонівського кріотрона може бути джозефсонівський тунельний перехід типу S-I-S (надпровідник – ізолятор – надпровідник). У теперішній час здійснюються інтенсивні дослідження фундаментальних фізичних процесів, що існують у таких переходах і суттєво впливають на їх властивості [5-8]. Швидкодія кріотронів визначається перехідними процесами під час зміни їх логічного стану. Тому теоретичні та експериментальні дослідження перехідних процесів у кріотронах є актуальними в теперішній час.

У роботі [5] було створено математичну модель перехідних процесів, що відбуваються в джозефсонівських кріогенних перемикачах (кріотронах) при керуванні їх логічним станом за допомогою зовнішніх імпульсів струму. Під час зміни логічного стану кріотрона особливий вплив на його перехідні характеристики має тунельний струм, який зумовлений так званим одноелектронним тунелюванням носіїв заряду. Одноелектронне тунелювання стає домінуючим, коли руйнується тунелювання через потенціальний бар'єр кріотрона надпровідних носіїв – куперівських пар. Для того, щоб математично описати одноелектронний (нормальний) струм у кріотроні, потрібно знати функцію, яка описує залежність нормальної провідності тунельного переходу від напруги на переході  $G(V)$  в режимі одноелектронного тунелювання. Таку функцію можна отримати, якщо розрахувати вольт-амперну характеристику джозефсонівського тунельного переходу (ДТП). У роботі [5] ВАХ ДТП не розраховували, а вважали, що для випадку дуже низьких температур ( $T = 0$ ) формула (1) наближено описує вольт-амперну характеристику тунельного переходу

$$I(V) = \frac{\sqrt{V^2 - V_0^2}}{V}, \quad (1)$$

де  $V_0$  – характерна для S-I-S тунельного переходу напруга ( $V_0 = 2\Delta/e$ ),  $\Delta$  – енергетична щілина надпровідників,  $G$  – нормальна провідність,  $e$  – заряд електрона. У цій роботі було поставлено задачу розрахувати вольт-амперні характеристики ДТП для температур  $T > 0$  в широкому температурному діапазоні і апроксимувати отримані ВАХ простими математичними функціями, які би точно описували залежність  $G(V)$ . Використовуючи апроксимовану залежність  $G(V)$  для температури  $T = 11,6$  К, зроблено спробу вдосконалити математичну модель перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах при керуванні логічним станом кріотронів за допомогою зовнішніх імпульсів струму ідеально прямокутної форми.

**Розрахунки вольт-амперних характеристик джозефсонівських тунельних переходів при одноелектронному тунелюванні.** Як відомо [9], ВАХ джозефсонівського тунельного переходу  $I(V)$  в режимі одноелектронного тунелювання можна описати співвідношенням

$$I(V) = \frac{G}{e} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \cdot \frac{|E + eV|}{\sqrt{(E + eV)^2 - \Delta^2}} [f(E) - f(E + eV)] dE, \quad (2)$$

де  $G$  – провідність переходу в нормальному стані ( $V \gg V_0$ ),  $E$  – енергія електронних збуджень в надпровідниках,  $\Delta$  – енергетична щілина надпровідників,  $e$  – заряд електрона,

$f(E) = \frac{1}{\exp[E/kT] + 1}$  і  $f(E + eV) = \frac{1}{\exp[(E + eV)/kT] + 1}$  – функції Фермі-Дірака, які описують

розподіл квазічастинок (електронних збуджень) в надпровідниках з обох боків від потенціального бар'єру,  $T$  – температура,  $k$  – константа Больцмана. Очевидно, що функція  $I(V)$  у виразі (2) є складною математичною функцією, яку проблематично використовувати для розв'язування нелінійних диференціальних рівнянь математичної моделі ДК.

Співвідношення (2) ми перетворили у робочу формулу (3), змінивши межі інтегрування та ввівши константу  $a$  для того, щоб уникнути розбіжності інтегралів:

$$I(V) = \frac{G}{e} \int_{-0,5}^{-0,01} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2 + a}} \cdot \frac{|E + eV|}{\sqrt{(E + eV)^2 - \Delta^2 + a}} [f(E) - f(E + eV)] dE + \\ + \frac{G}{e} \int_{0,01}^{0,5} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2 + a}} \cdot \frac{|E + eV|}{\sqrt{(E + eV)^2 - \Delta^2 + a}} [f(E) - f(E + eV)] dE. \quad (3)$$

Межі інтегрування вибирались з таких міркувань: нижня межа  $A_1 = \Delta = 0,01$  еВ, а значення верхньої межі  $A_2 = 0,5$  еВ повинно бути таким, щоб виконувались співвідношення  $A_2 \gg \Delta$  і  $A_2 \gg kT$  (енергія теплового руху  $kT$  змінювалась в межах  $0,001$  еВ  $\ll kT \ll 0,01$  еВ). Значення константи  $a = 0,001$  еВ підбиралось так, щоб виконувалась умова  $a \ll \Delta$ . Дана умова впливає із того, що присутність цієї константи в інтегралі (3) не повинна впливати на значення підінтегральної функції, за винятком області енергій  $E$ , коли значення енергії  $E$  дуже близькі до величини енергетичної щілини  $\Delta$ .

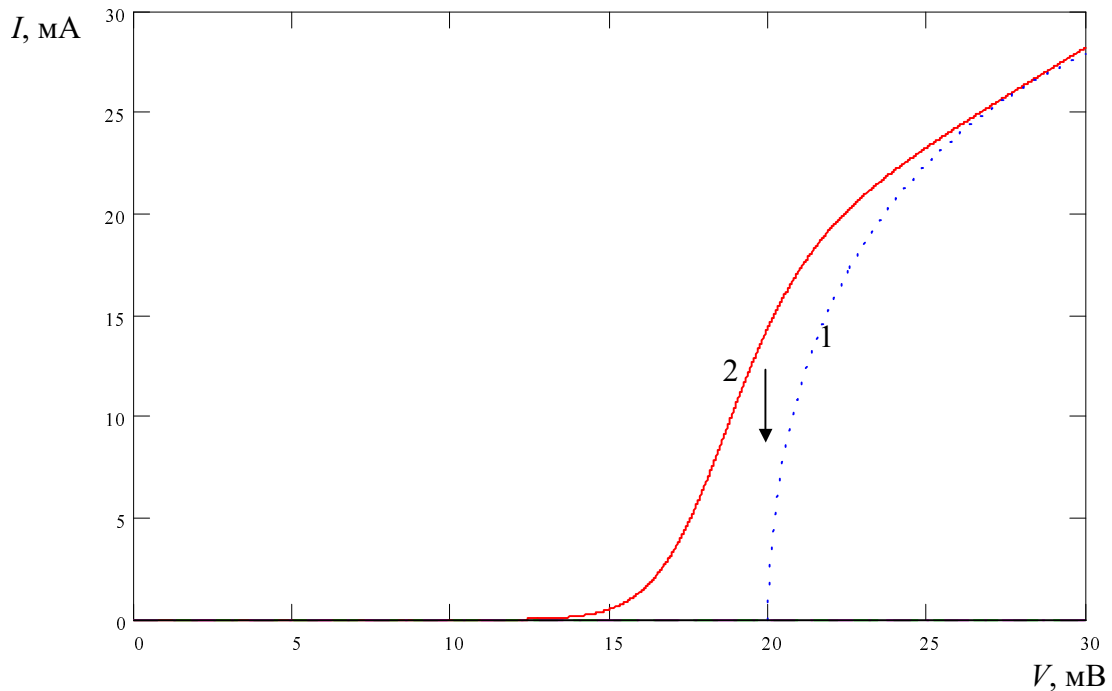


Рис. 1. ВАХ джозефсонівського тунельного переходу при одноелектронному тунелюванні носіїв заряду для  $T = 0$  К, розрахована за формулою (1) (крива 1) і ВАХ джозефсонівського тунельного переходу при одноелектронному тунелюванні для  $T = 11,6$  К, розрахована за формулою (3) (крива 2). Величина енергетичної щілини надпровідників в обох випадках була  $\Delta = 10$  меВ. Вертикальною стрілкою показана характерна напруга  $V_0 = 2\Delta/e$

Розрахунки ВАХ за допомогою формули (3) проводились для температури  $T = 11,6$  К, провідність переходу  $G$ , значення якої легко змінювати під час моделювання перехідних процесів, вважали такою, що дорівнює  $G = 1$  Ом<sup>-1</sup>, величину енергетичної щілини надпровідників  $\Delta$  вибрали  $\Delta = 10$  меВ, що є типовим значенням енергетичної щілини для більшості високотемпературних надпровідників [10]. На рис.1 показана ВАХ (крива 2), яка розрахована з використанням робочої формули (3). Для порівняння на цьому рисунку наведена ВАХ, яку можна отримати за допомогою формули (1). Очевидно, що формула (1) неточно описує ВАХ тунельного переходу при одноелектронному тунелюванні. Такою розбіжністю наближеної і реальної ВАХ можна пояснити низку незрозумілих результатів, отриманих методом моделювання перехідних процесів у кріотронах у роботі [5].

Змінюючи робочу температуру джозефсонівського тунельного переходу від  $T = 11,6$  К до  $T = 116$  К, ми провели розрахунки і отримали ВАХ для широкого діапазону температур.

Значення енергетичної щільності надпровідників ми не змінювали, оскільки для низьких температур залежність  $\Delta(T)$  є слабкою, а з іншого боку зміна величини  $\Delta$  з зростанням температури не впливає на результати математичного моделювання перехідних процесів. На рис. 2 показані деякі з розрахованих характеристик.

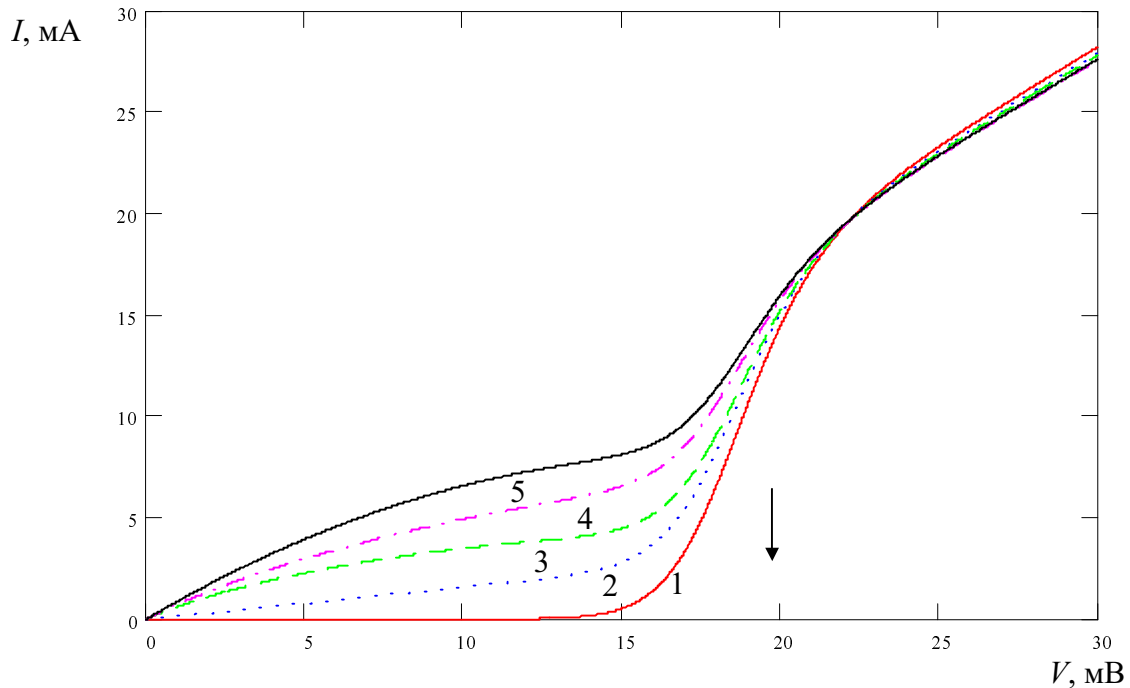


Рис. 2. ВАХ джозефсонівського тунельного переходу при одноелектронному тунелюванні, розрахована за формулою (2), для різних температур. Крива (1) відповідає температурі  $T = 11,6$  К, крива (2) –  $T = 34,8$  К, крива (3) –  $T = 58,0$  К, крива (4) –  $T = 81,2$  К, крива (5) –  $T = 104,4$  К. Величина енергетичної щільності надпровідників в усіх випадках була  $\Delta = 10$  меВ. Вертикальною стрілкою показана характерна напруга  $V_0 = 2\Delta/e$

**Апроксимація вольт-амперних характеристик джозефсонівських тунельних переходів простими математичними функціями.** Апроксимація розрахованих вольт-амперних характеристик ДТП простими математичними функціями проводилась з використанням таких програмних засобів як “ORIGIN” та “Mathcad”. У програмному середовищі “ORIGIN” було знайдено загальну аналітичну залежність для чисельно розрахованої функції  $I(V)$ :

$$I(V) = G \left[ AV - \frac{BV^\alpha}{1 + (cV)^{15,5}} \right], \quad (4)$$

де  $A$  і  $B$  – безрозмірні константи, які змінюються з зростанням температури,  $c$  – константа, яка не залежить від температури (розмірність цієї константи  $[\text{мВ}^{-1}]$ ),  $\alpha$  – показник, який також змінюється при підвищенні температури. За допомогою програмних засобів “Mathcad” були визначені величини  $A$ ,  $B$ ,  $c$  і  $\alpha$  для різних температур. У таблиці наведені значення констант  $A$ ,  $B$ ,  $c$  і показника  $\alpha$ , які були розраховані для десяти значень температури.

**Константи  $A, B, c$  і показник  $\alpha$ , розраховані  
для різних значень температури**

Номер ВАХ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Енергія $kT$ , меВ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Температура $T$ , К	11,6	23,2	34,8	46,4	58,0	69,6	81,2	92,8	104,4	116,0
Константа $A$	0,942	0,939	0,932	0,935	0,928	0,924	0,920	0,920	0,922	0,923
Константа $B$	0,940	0,829	0,772	2,609	2,298	2,007	2,681	32,630	26,220	23,010
Константа $c$	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054
Показник $\alpha$	1,0	1,0	1,0	1,3	1,3	1,3	1,4	2,0	2,0	2,0

**Перехідні характеристики джозефсонівських кріотронів при дії імпульсів струму ідеальної прямокутної форми.** Основою математичної моделі для розрахунків перехідних характеристик джозефсонівських кріотронів є диференціальне рівняння [4, 5]

$$I(t) = I_c \sin \varphi + \frac{C\hbar}{2e} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{G(\varphi)\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (5)$$

де  $I(t)$  – струм, який протікає через кріотрон,  $I_c$  – критичний струм кріотрона,  $C$  – ємність тунельного переходу,  $G$  – провідність тунельного переходу при одноелектронному тунелюванні (в загальному випадку провідність  $G$  залежить від напруги на кріотроні  $V$ ),  $\hbar$  – стала Планка,  $e$  – заряд електрона,  $\varphi(t)$  – функція, яка описує часову залежність різниці фаз хвильових функцій надпровідників з обох боків від тунельного бар'єру (стрибок фази). Функція  $\varphi(t)$  є невідомою функцією цього диференціального рівняння. Знайшовши  $\varphi(t)$  і використавши відоме співвідношення для нестационарного ефекту Джозефсона можна визначити основну перехідну характеристику ДК – часову залежність напруги  $V(t)$  під час зміни логічного стану кріотрона

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

Початковими умовами для рівняння (5) були:  $t = 0$ ;  $\varphi = 0$ ;  $\varphi' = 0$  або  $V = 0$ . Залежність нормальної провідності тунельного переходу  $G$  від  $\varphi'$ - функція  $G(\varphi')$  визначалась з використанням вольт-амперної характеристики ДТП при одноелектронному тунелюванні носіїв заряду, яка була розрахована для температури  $T = 11,6$  К і апроксимована простою математичною функцією

$$I(V) = G \left[ 0,942V - \frac{0,940V}{1 + (0,054V)^{15,5}} \right]. \quad (7)$$

Тут напруга  $V$  задається в мілівольтах, а сила струму  $I$  – в міліамперах. На рис. 3 показана вольт-амперна характеристика джозефсонівського тунельного переходу, яка складається із двох ділянок: ділянки стаціонарного ефекту Джозефсона, який визначається тунелюванням куперівських пар ( $I < I_c$ ;  $V = 0$ ), і ділянки нестационарного ефекту Джозефсона, який настає, коли  $I > I_c$ , і визначається одноелектронним тунелюванням, а також руйнуванням і відновленням тунелювання куперівських пар. В іншому випадку опір контакту і напруга на переході не дорівнюють нулю, а за залежність нормальної провідності ДК від напруги визначається ВАХ, яка в нашій моделі описувалась формулою (7). ВАХ кріотрона та її особливості використовуються для побудови схеми керування логічним станом кріотрона за допомогою імпульсів струму (рис. 3).

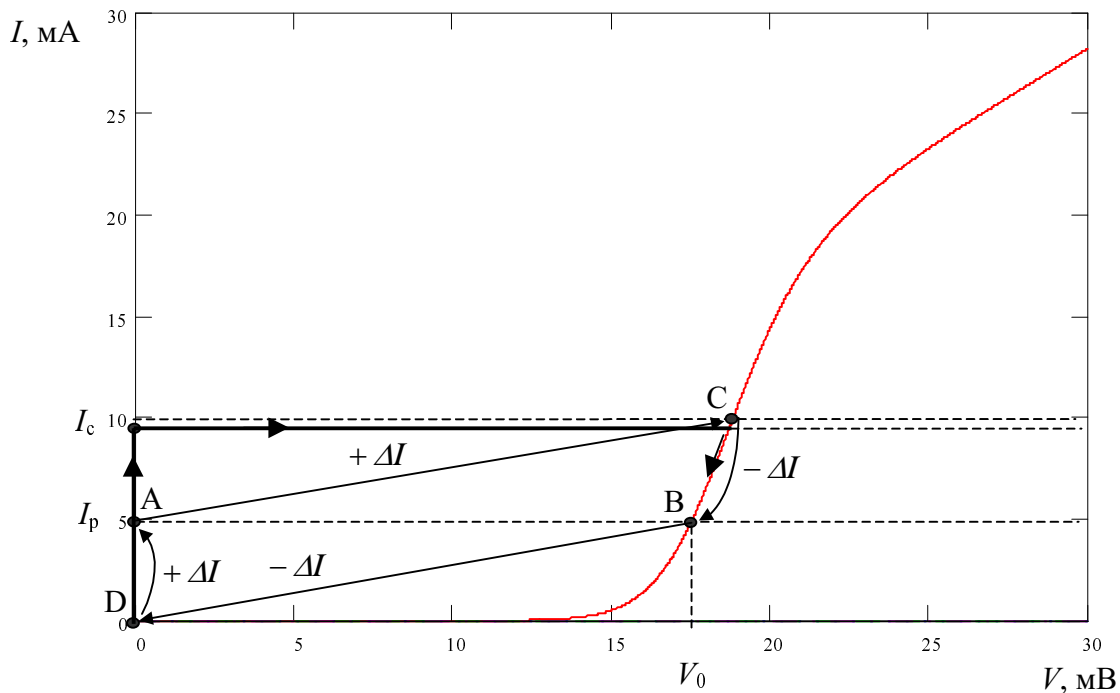


Рис. 3. Вольт-амперна характеристика джозефсонівського тунельного переходу для температури  $T = 11,6 \text{ K}$  та схема керування логічним станом ДК за допомогою імпульсів струму. Точка А – стан логічного “0”; точка В – стан логічної “1”

Точкою логічного “0” кріотрона на його ВАХ вибрано точку А, де сила струму через ДК  $I$  дорівнює силі робочого струму  $I_p$ , а напруга на кріотроні  $V = 0$ . Точкою логічної “1” кріотрона є точка В, коли  $I = I_p$ , а напруга  $V = V_0$ . Логічний перехід кріотрона “0” → “1” починався подачею додатного імпульсу струму  $+\Delta I$ , внаслідок чого загальний струм у кріотроні  $I = I_p + \Delta I$  перевищував значення критичного струму  $I_c$  і кріотрон переходив у резистивний стан (перехід А → С). Через деякий проміжок  $\Delta t$  потрібно подати від’ємний імпульс струму  $-\Delta I$  і перевести кріотрон у стан логічної “1” (перехід С → В). Логічний перехід кріотрона “1” → “0” проходить аналогічно.

У попередніх роботах [4-5] значення робочого струму  $I_p$  [ $I_p \approx (0,9 - 0,95)I_c$ ] задавалось так, щоб амплітуда імпульсів струму  $\Delta I$  була якомога меншою [ $\Delta I \approx (0,15 - 0,2)I_c$ ]. Але, як виявилось, імпульси струму з такою амплітудою не можуть здійснити логічний перехід “1” → “0”. Це пояснюють наявністю на ВАХ ДТП гістерезису при одноелектронному тунелюванні [4]. Для відновлення надпровідного тунелювання куперівських пар і переходу кріотрона у стан логічного “0” потрібно зменшити загальний струм у кріотроні до нуля. Для цього значення амплітуди імпульсів струму  $\Delta I$  при логічному переході “1” → “0” повинні бути  $\Delta I \approx (0,9 - 0,95)I_c$ , тобто різні логічні переходи повинні здійснюватись імпульсами струму різної амплітуди. Щоб уникнути цього, ми запропонували задавати робочий струм кріотрона  $I_p \approx 0,5I_c$  і відповідно амплітуда імпульсів струму повинна бути  $\Delta I \approx 0,5I_c$  при логічних переходах “0” → “1” і “1” → “0”. При проведенні досліджень за допомогою математичного моделювання значення амплітуди імпульсів струму  $\Delta I$  можна було змінювати в широких межах. Для перевірки правильності нашої моделі ми спочатку задавали малі значення  $\Delta I$  так, щоб виконувалось співвідношення:  $I_p + \Delta I < I_c$ . Очевидно, що якщо кріотрон перебував у стані “0”, то перейти у стан “1” він не повинен. На рис. 4 показані результати моделювання.

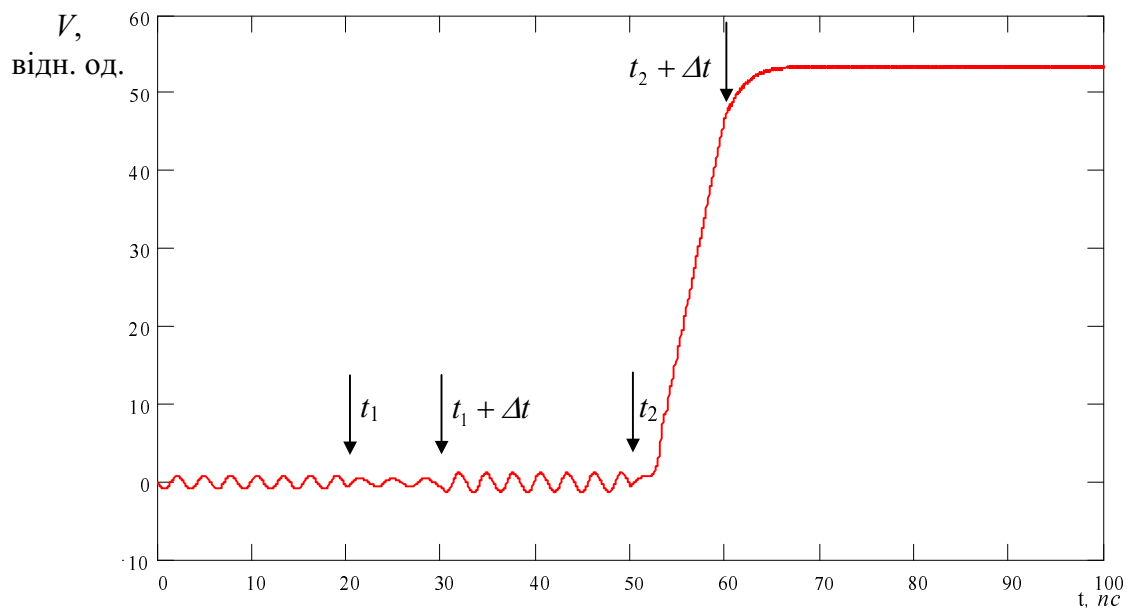


Рис. 4. Залежність напруги на кріотроні  $V$  від часу  $t$  при логічному переході “0” → “1”. Керування станом ДК здійснювалось двома додатними імпульсами струму прямокутної форми: амплітуда першого імпульсу  $\Delta I_1 = 3$  мА, момент подачі першого імпульсу  $t_1 = 20$  нс, амплітуда другого імпульсу  $\Delta I_2 = 5$  мА, момент подачі другого імпульсу  $t_2 = 50$  нс, тривалість імпульсів  $\Delta t = 10$  нс (початок і кінець кожного імпульсу відмічено вертикальними стрілками). Параметри кріотрона: робоча температура  $T = 11,6$  К, ємність  $C = 5$  пФ, нормальна провідність  $G = 1$  Ом<sup>-1</sup>, критичний струм  $I_c = 9,8$  мА, робочий струм  $I_p = 5$  мА

Протягом часу  $0 < t < t_1$  загальний струм через кріотрон  $I = I_p$ . Кріотрон перебував у стані логічного “0”, напруга на ньому  $V = 0$ . Проте на перехідній характеристиці  $V(t)$  спостерігаються коливання напруги з частотою  $\nu \approx 300$  ГГц малої амплітуди. Амплітуда коливань напруги настільки мала порівняно із значенням напруги  $V_0$ , що цей стан кріотрона можна ідентифікувати як стан логічного “0”. У момент часу  $t_1 = 20$  нс через кріотрон пройшов додатний імпульс струму тривалістю  $\Delta t = 10$  нс, амплітуда якого  $\Delta I_1 = 3$  мА є недостатньою для логічного переходу “0” → “1”, оскільки  $I_p + \Delta I < I_c$ . Видно, що логічний стан ДК не змінився, хоча перехідна характеристика кріотрона “відчула” цей імпульс струму; амплітуда коливань напруги змінилась і під час проходження імпульсу, і після зняття імпульсу струму. У момент часу  $t_2 = 50$  нс через кріотрон пройшов другий додатний імпульс струму тривалістю  $\Delta t = 10$  нс, амплітуда якого  $\Delta I_2 = 5$  мА є достатньою для логічного переходу “0” → “1”. Після цього кріотрон змінив свій логічний стан за час комутації 10 – 15 нс. Нами отримано, що для зміни логічного стану кріотрона з даними параметрами потрібно пропускати імпульси струму з мінімальною амплітудою  $\Delta I = 3,98$  мА. Це означає, надпровідний стан кріотрона руйнується при протіканні загального струму  $I$ , величина якого становить 92 % від значення критичного струму, тобто для зміни логічного стану кріотрона не обов’язково перевищувати його критичний струм.

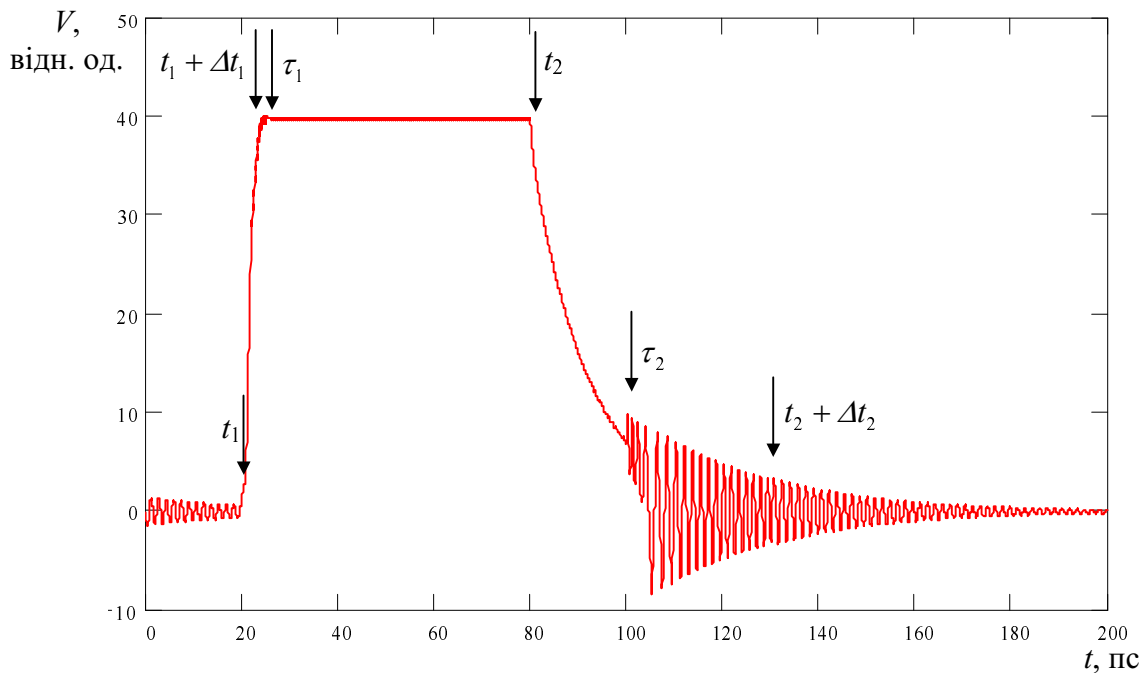


Рис. 5. Залежність напруги на кріотроні  $V$  від часу  $t$  при логічних переходах “0” → “1” та “1” → “0”. Керування станом ДК здійснювалось двома імпульсами струму прямокутної форми: амплітуда додатного імпульсу  $\Delta I = 2$  мА, момент подачі додатного імпульсу  $t_1 = 20$  пс, тривалість додатного імпульсу  $\Delta t_1 = 2$  пс, амплітуда від’ємного імпульсу  $\Delta I = 2$  мА, момент подачі від’ємного імпульсу  $t_2 = 80$  пс, тривалість від’ємного імпульсу  $\Delta t_2 = 50$  пс.

Параметри кріотрона: робоча температура  $T = 11,6$  К, ємність  $C = 0,6$  пФ, нормальна провідність  $G = 25$  Ом<sup>-1</sup>, критичний струм  $I_c = 3,8$  мА, робочий струм  $I_p = 2$  мА, зміна критичного струму  $\Delta I_c = 3,5$  мА, момент пониження критичного струму  $\tau_1 = 25$  пс, момент відновлення критичного струму  $\tau_2 = 100$  пс (початок і кінець кожного імпульсу, а також моменти часу  $\tau_1$  і  $\tau_2$  відмічено вертикальними стрілками)

На рис. 5 показані перехідні характеристики кріотрона при логічних переходах “0” → “1” та “1” → “0”. Керування станом ДК здійснювалось двома імпульсами струму ідеально прямокутної форми різної полярності. До подачі першого додатного імпульсу при  $t < t_1$  залежності  $V(t)$  видно згасаючі коливання напруги з частотою  $\nu \approx 300$  ГГц. Можна вважати, що в цей момент часу кріотрон перебуває у стані логічного “0”. Після подачі першого імпульсу струму в момент часу  $t_1 = 20$  пс тривалістю  $\Delta t_1 = 2$  пс кріотрон переходить у стан логічної “1” за час комутації близько 5 пс. Тривалість цього імпульсу  $\Delta t_1 = 2$  пс є оптимальною, тобто такою, коли час комутації мінімальний. При зменшенні тривалості цього імпульсу кріотрон не змінював свого логічного стану, а при збільшенні значення  $\Delta t_1$  спостерігались вторинні перехідні процеси, що призводило до збільшення часу комутації і зменшення швидкодії кріотрона. Для того, щоб врахувати у нашій моделі наявність гістерезису на ВАХ ДТП, ми за допомогою функції Хевісайда змінювали величину критичного струму кріотрона  $I_c$  в певні моменти часу: при логічному переході “0” → “1” (після руйнування надпровідного тунелювання) струм  $I_c$  зменшували на деяку величину  $\Delta I_c$  в момент часу  $\tau_1 = 25$  пс (в цьому випадку  $\Delta I_c = 3,5$  мА). При логічному переході “1” → “0” (після відновлення надпровідного тунелювання) в момент часу  $\tau_2$  струм  $I_c$  збільшували на



таку саму величину. Значення величини  $\Delta I_c$  і моменти часу  $\tau_1$  і  $\tau_2$  можна було змінювати в широких межах. На рис. 5 показані результати моделювання, коли  $\Delta I_c$ ,  $\tau_1$  і  $\tau_2$  були близькими до оптимальних. Оптимальними параметрами кріотрона та імпульсів струму вважались такі, при яких його швидкодія була максимальною.

Після подачі другого від'ємного імпульсу струму в момент часу  $t_2 = 80$  пс починається перехід кріотрона у стан логічного "0": напруга на кріотроні різко починає зменшуватись. Коли в момент часу  $\tau_2 = 100$  пс, тобто через 20 пс після подачі імпульсу струму, при напрузі на кріотроні близькі до нуля відновився критичний струм, на кріотроні з'явилися згасаючі коливання напруги. Такі коливання напруги спостерігались експериментально [11], що є безпосереднім підтвердженням правильності нашої моделі. Якщо значення  $\tau_2$  зменшувати до  $\tau_2 = 86$  пс, перехідна характеристика кріотрона майже не змінювалась, а при  $\tau_2 < 86$  пс, кріотрон не переходив у стан логічного "0" – напруга на ньому падала практично до нуля, деякий час існували згасаючі коливання напруги, а потім напруга відновлювалась і кріотрон повертався назад у стан логічної "1". Як видно із рис.5, момент закінчення другого імпульсу ( $t_2 + \Delta t_2 = 130$  пс) на перехідній характеристиці не проявив себе. Зменшення проміжку часу  $t_2 + \Delta t_2$  до  $t_2 + \Delta t_2 = 121$  пс також призводило до тимчасового відновлення надпровідного тунелювання і подальшого повернення до початкового логічного стану. Часом комутації кріотрона для логічного переходу "1" → "0" можна вважати величину 40 пс.

**Висновки.** У роботі розраховано ВАХ джозефсонівських тунельних переходів при одноелектронному тунелюванні носіїв заряду для широкого діапазону температур, проведено апроксимацію ВАХ простими математичними функціями, використано отримані результати для вдосконалення математичної моделі перехідних процесів у джозефсонівських кріотронах при керуванні їх логічним станом зовнішніми імпульсами струму. Методами математичного моделювання досліджено перехідні характеристики ДК для робочої температури  $T = 11,6$  К при дії імпульсів струму ідеально прямокутної форми. Визначено оптимальні параметри кріотрона з умови максимальної швидкодії при логічних переходах "0" → "1" і "1" → "0" і отримано, що час комутації при переходах "0" → "1" можна зменшити до 5 – 10 пс, а час комутації при переходах "1" → "0" становить 40 пс. Відмінність перехідних характеристик при логічних переходах "0" → "1" і "1" → "0" можна пояснити складними перерозподілами струмів у кріотроні під час відновлення надпровідного тунелювання (перехід "1" → "0"). Отримані результати можуть бути використані для дослідження, розробки та конструювання надшвидкодійних елементів пам'яті на основі джозефсонівських кріотронів.

1. Силин В.П., Студенов А.В. // ФТТ. 2000. 42. №4. С. 611-617.
2. Новиков А.А., Ченцов Р.А. // Микроэлектроника. 1991. 20. №1. С. 64-72.
3. Orlando T.P., Mooij J.E., Tian L., Casper H. van der Wal, Levitov L.S., Seth Lloyd, Mazo J.J. // Phys. Rev. B. 60. №22. 1999. С. 15398-15414.
4. Ван Дузер Т. Физические основы сверхпроводящих устройств. М.: Радио и связь. 1984.
5. Туханський М.В., Шуригін Ф.М. // Вісн. Нац. ун-ту "Львівська політехніка". 2002. – 445. С. 201-206.
6. Безуглий Е.В., Братусь Е.Н., Галайко В.П. // ФНТ. 1999. 25. №3. С. 230-239.
7. Грачева М. В., Катурников В. А., Руднев И. А. // ФНТ. 1999. 25. №2. С. 148-152.
8. Войтенко А.И., Габович А.М. // ФТТ. 1999. 41. №10. С. 1743-1749.
9. Тінкхам М. Введение в сверхпроводимость. – М.. 1980.
10. Ярослав Довгий. Чарівне явище надпровідність. – Львів. 2000.
11. T. Van Duzer. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techn. 1990. 28. P. 492-498.