

Г.А.Мелков

КРІОГЕННА ЕЛЕКТРОНІКА

Київ 2002

1. Вступ

Сучасна радіoeлектроніка досягла такого рівня, коли подальший її розвиток вже починає обумовлюватися принциповими труднощами. Однією з таких труднощів є обмеження чутливості електронних приладів, пов'язане з термодинамічними флуктуаціями, енергія яких на одну коливальну ступінь свободи тіла дорівнює $k_B T$, де k_B – константа Больцмана, T – температура тіла. Чутливість приладів можна збільшити за рахунок охолодження радіoeлектронних пристроїв до криогенних температур. В цьому випадку йдеться про нову галузь електроніки – криогенну електроніку. Однак покращення характеристик електронних приладів^{*/} під час їх охолодження – лише один з аспектів криогенної електроніки. Іншим її аспектом, розгляду якого, власне, і присвячений цей посібник, є створення електронних приладів, які працюють на нових фізичних явищах, що проявляються лише при криогенних температурах. Найсуттєвішими серед цих явищ є надпровідність, ефекти Джозефсона, нелінійний імпеданс надпровідників. В посібнику будуть детально розглянуті різноманітні варіанти використання цих явищ в багатьох електронних приладах: підсилювачах та генераторах електромагнітних коливань, вимірювачах параметрів різноманітних фізичних полів, системах стабілізації та ЕОМ.

Варто зауважити, що криогенна електроніка звичайно не єдина галузь застосування явища надпровідності. Зокрема, можна виділити цілу низку галузей застосування цього явища, які надалі ми не будемо розглядати, але які вже сьогодні мають велике науково-технічне значення. Усі вони базуються на двох чудових властивостях надпровідників, а саме: на відсутності опору постійному струму, що дає змогу знизити втрати енергії на підтримання струму в надпровідних обмотках, і на можливості транспортування крізь надпровідник гігантських струмів (до 10^6 А/см², а за теорією – навіть до 10^8 А/см²), що сприяє зменшенню розмірів та ваги криогенних пристроїв. Наведемо декілька важливих прикладів застосування надпровідності.

1. Надпровідні магніти. Сьогодні існують надпровідні магніти, що забезпечують поля ~ 170 кЕ. Діаметр обмотки ~ 5 см. Звичайний магніт з такими ж параметрами споживав би потужність ~ 5 МВт та вимагав би спеціальної системи охолодження. При збільшенні діаметру до 5 м одержано магнітне поле ~ 20 кЕ.

Найбільш широко надпровідні магніти застосовуються у медицині, в магнітних томографах, у фізиці високих енергій, у термоядерному синтезі, МГД- генераторах, під час дослідження магнітних властивостей речовин.

2. Надпровідні кабелі. При транспортуванні великих потужностей постійного та змінного струму надпровідні кабелі виявляються економічно більш вигідними вже при потужностях 3.2-6.5 млн.кВт. Нижня межа потужності відповідає напрузі 440 кВ, верхня – 880 кВ.

3. Надпровідні системи накопичення енергії. Найпростішою надпровідною системою накопичення енергії є надпровідний магніт. Густина магнітної енергії в ньому досягає величини 40 МДж/м³ або 200-400 кг/МДж, що явно більше, ніж у конденсаторів (4000 кг/МДж), хоча і значно менше, ніж у акумуляторних батарей (2 кг/МДж). Найважливіша перевага надпровідних систем накопичення перед акумуляторами – можливість завдяки малому внутрішньому опору виділяти гігантську енергію за короткий час. Накопичувана цими системами енергія сягає ~ 1 ГДж.(ТокамакТ-15, ЦЕРН, Швейцарія).

4. Надпровідні двигуни та генератори змінного та постійного струму. Завдяки великій густині струму в надпровідних обмотках вага електромоторів потужністю більше 100 кВт навіть з урахуванням ваги кріостатів менша ваги звичайних

^{*/} Мова йде не лише про шумові характеристики, а й такі, як затухання в твердотільних лініях затримки, втрати і коефіцієнт перетворення в приладах на сегнетоелектриках і т.ін.

електромоторів тієї ж потужності. Надпровідний турбогенератор потужністю 1 млн. кВт важить втричі менше звичайної машини з однаковою потужністю.

5. Надпровідні трансформатори. Через значні струми і магнітні поля в таких трансформаторах можна видалити залізне осердя, що дає змогу значно збільшити к.к.д. та зменшити вагу і габарити трансформаторів.

6. Надпровідна магнітна підвіска. В основі такої підвіски лежить принцип механічного відштовхування надпровідника від кільця зі струмом. Надпровідна підвіска може бути використана в електромоторах, к.к.д. яких, через незначне тертя, може доходити майже до 100%, а швидкість обертання – до декількох сотень тисяч обертів на хвилину. Дуже перспективним є створення транспортних засобів на такій підвісці. Швидкість потягів на "магнітній подушці" буде перевищувати 500 км/год при майже повній відсутності шуму, що є суттєвою перевагою перед транспортними засобами на "повітряній подушці".

7. Космічний захист. Надпровідні магніти можуть використовуватися на борту космічних кораблів для захисту космонавтів від підвищеної радіації. Наприклад, один із вже існуючих магнітів має діаметр 1.8 м та величину магнітного поля в центрі ~ 15 кЕ.

8. Магнітний екран. Завдяки ефекту Мейснера, постійне магнітне поле не проникає всередину об'єму, який оточує надпровідник^{*/}. Такий магнітний екран буде ефективно працювати до полів, величина яких не перевищує деяке критичне значення H_K .

У наш час найбільш широко використовуються лише надпровідні магніти. Зовсім інша ситуація складається в кріогенній електроніці, де низькі температури вже зараз дозволяють створювати десятки типів унікальних приладів, окремі з яких і будуть предметом обговорення в даному посібнику.

^{*/} Всередині цього об'єму існує заморожений магнітний потік, якщо перехід у надпровідний стан було здійснено в присутності магнітного поля.

2. Тунельний ефект у надпровідниках

2.1. Енергетичний спектр надпровідника

Явище надпровідності обумовлене появою в надпровідниках при температурах нижче певної критичної температури $T < T_k$ зв'язаних пар електронів. Зв'язок між електронами виникає завдяки електрон-фононній взаємодії, яка і визначає в основному енергію зв'язку двох електронів 2Δ .

Вираз для спектра елементарних збуджень в надпровіднику було одержано за допомогою мікроскопічної теорії надпровідності Бардіна-Купера-Шриффера (БКШ). Він має вигляд:

$$E(p) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2} \quad (2.1)$$

де E , p - енергія та імпульс квазічастинки; v_F , p_F - швидкість та імпульс електрону на поверхні Фермі, відповідно.

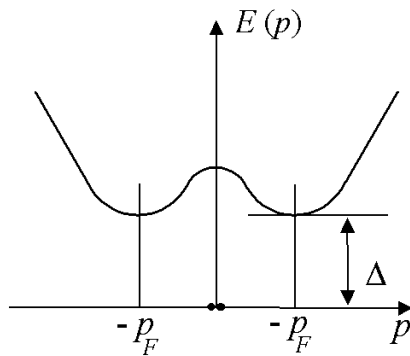


Рис. 2.1. Спектр елементарних збуджень у надпровіднику, ••-стан, що відповідає електронній парі.

Графічно спектр елементарних збуджень зображено на рис.2.1. Двома кружечками на рисунку зображений основний стан надпровідника. Сумарний імпульс електронної пари при відсутності електричного поля $P = p_F + (-p_F) = 0^{*}$.

За допомогою рис.2.1 можуть бути якісно вивчені усі можливі процеси взаємодії електронних пар та квазічастинок, як між собою, так і з іншими частинками.

Для прикладу на рис. 2.2 зображено процес поглинання в надпровіднику фотона з енергією $\hbar\omega = 2\Delta$, в результаті якого зникає одна електронна пара, і з'являються дві квазічастинки з імпульсами

$$p_1 \cong -p_2; \quad |p_1| \cong |p_F| \quad (2.2)$$

та енергіями $E(p_1) + E(p_2) = 2\Delta$. Співвідношення (2.2) зумовлені тим, що для реальних надпровідників частота фотона з енергією 2Δ лежить в міліметровому діапазоні, імпульс такого фотона $\hbar\omega/c \ll p_F$.

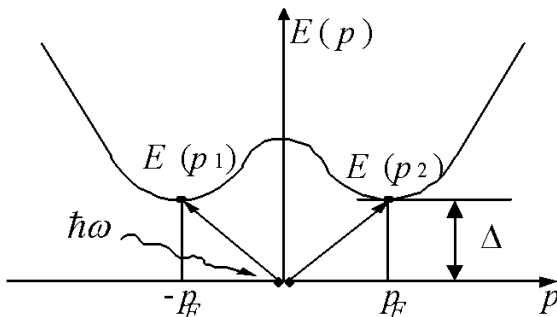


Рис. 2.2. Поглинання фотону з енергією $\hbar\omega = 2\Delta$.

Для багатьох випадків при розгляді елементарних процесів взаємодії частинок в надпровіднику виявляється достатнім враховувати лише його енергетичну структуру, опустивши інформацію про імпульс квазічастинок.

Дві спрощені моделі надпровідника - модель Адкінса та напівпровідникова модель наведені на рис. 2.3 та 2.4 відповідно. В моделі Адкінса є основний стан - конденсат

* / В утворенні електронних пар приймають участь лише електрони, що лежать поблизу поверхні Фермі і які мають однакові, але направлені протилежно імпульси.

електронних пар – відокремлений від збуджених рівнів забороненою зоною шириною Δ . Напівпровідникова модель побудована для електронів, рівні енергій яких розщеплені електрон-фононою взаємодією на величину Δ по обидва боки від енергії Фермі E_F .

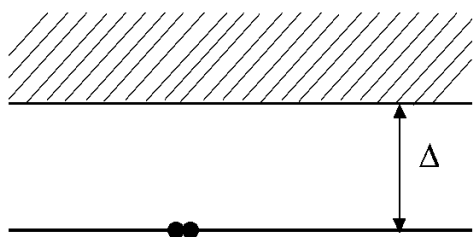


Рис. 2.3. Модель Адкінса.

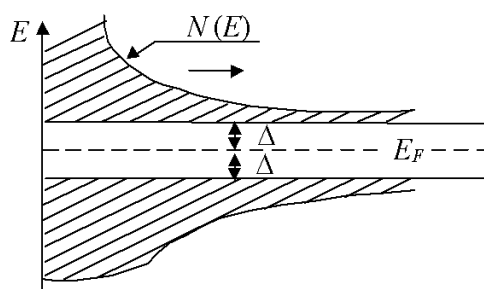


Рис. 2.4. Напівпровідникова модель надпровідника. $N(E)$ -густина станів.

2.2. Тунелювання нормальних електронів

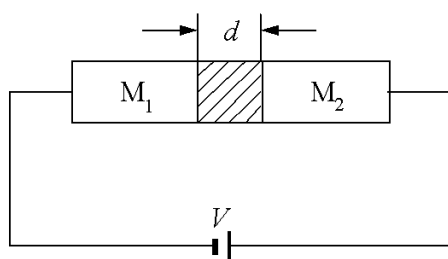


Рис. 2.5. Тунельний контакт двох металів M_1 та M_2 .

Розглянемо електричне коло, зображене на рис. 2.5, коли два метали M_1 та M_2 , що приєднані до джерела напруги V , з'єднані між собою через діелектрик товщиною d . При достатньо тонкому діелектрику (d менше або має порядок декількох сотень ангстрем), між металами M_1 та M_2 може текти помітний тунельний струм. Головне при цьому, щоб виконувався закон збереження енергії, тобто, щоб частинка з лівого та правого боку від переходу мала однакову енергію. Для визначення умов, за яких може виникнути тунельний струм, необхідно розглянути систему

рівнів заряджених частинок в металах M_1 та M_2 . Тут в залежності від того, якими будуть ці метали M_1 та M_2 можуть мати місце декілька ситуацій.

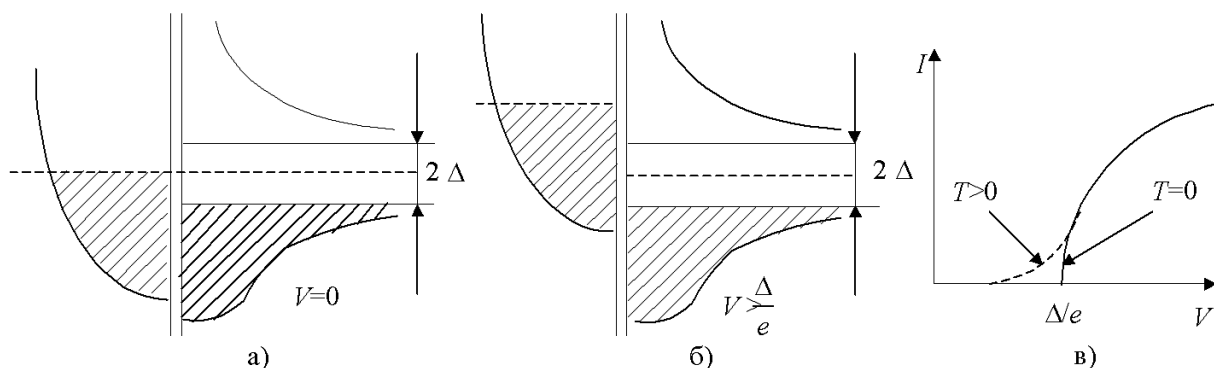


Рис. 2.6. Енергетична діаграма переходу N-S у відповідності до напівпровідникової моделі при $V=0$ (а); теж саме при $V>\Delta/e$ (б); вольт-амперна характеристика (в) [1].

M_1 - нормальний метал, M_2 - надпровідний метал (перехід N-S). Спектр енергій квазічастинок для цього випадку зліва і справа від переходу зображений на рис. 2.6. При $0 \leq V < \Delta/e$ (e - заряд електрону) перехід електронів із нормального металу в надпровідник неможливий через те, що дозволені електронні рівні в надпровіднику

знаходяться вище рівня Фермі на енергію Δ . Якщо $V \geq \Delta/e$, то тунелювання електронів стає можливим, що призведе при цих потенціалах до різкого збільшення струму крізь тунельний контакт. Приблизний вигляд вольтамперної характеристики (ВАХ) N-S переходу зображений на рис.2.6 (в). При температурі $T=0$ струм крізь перехід $I=0$ для усіх $V < \Delta/e$. При $T>0$ через появу в нормальному металі теплових електронів, які мають енергію $E > E_F$, можливе протікання невеликого струму і при $V < \Delta/e$, що зображене пунктиром на рис. 2.6(в) (див. також [1], рис.4.3).

M_1 та M_2 - надпровідникові метали (перехід S-S або, у випадку різних надпровідників, S_1 - S_2). Енергетична діаграма та струм S_1 - S_2 переходу зображені на рис.2.7.

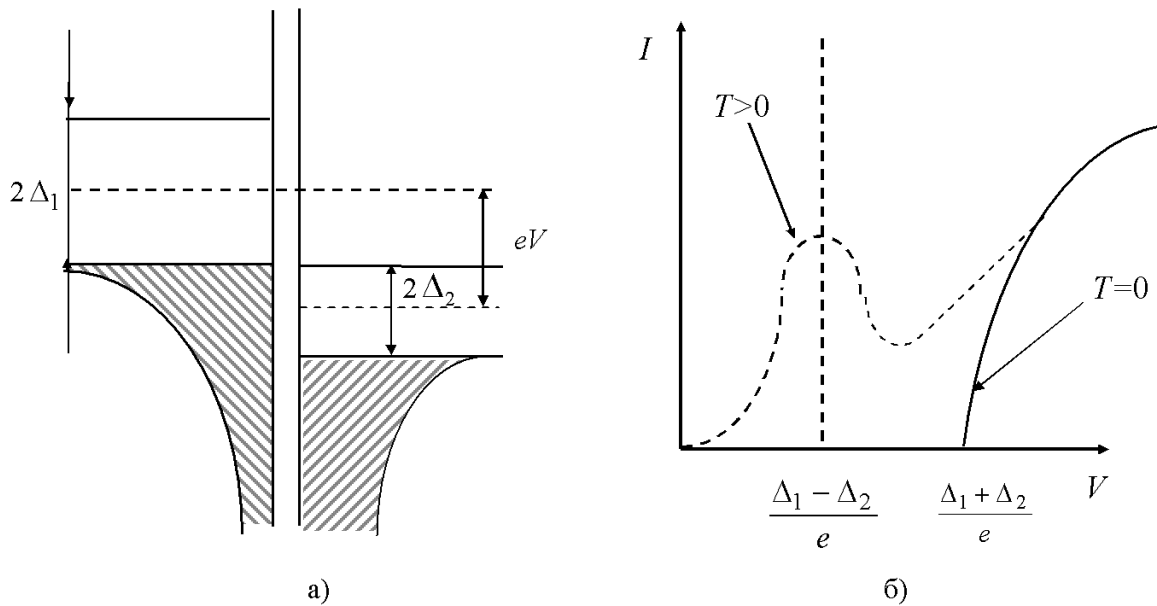


Рис. 2.7. Енергетична діаграма а) та вольт-амперна характеристика б) S_1 - S_2 переходу [1].

При $T=0$ струм в такому переході буде текти при $V \geq (\Delta_1 + \Delta_2)/e$, коли верхній рівень нижньої зони надпровідника S_1 досягає або перевищує нижній рівень верхньої зони надпровідника S_2 . При $T>0$, як і у випадку переходу N-S, ненульові струми крізь перехід S_1 - S_2 будуть текти і при напругах $V < (\Delta_1 + \Delta_2)/e$, але у останньому випадку мають місце цікаві особливості, пов'язані з появою на ВАХ S_1 - S_2 переходу ділянки з від'ємним опором. Для того, щоб продемонструвати це, достатньо вважати, що у надпровідника з меншою щільною в верхній зоні є деяка кількість теплових електронів та така ж сама кількість дірок в нижній зоні. При $V = (\Delta_2 - \Delta_1)/e$ тунельний струм теплових електронів буде мати максимум завдяки максимальній густині станів зліва і справа від переходу для цього випадку. Приблизний вигляд ВАХ переходу S_1 - S_2 при $T>0$ представлено на рис. 2.7(б) пунктирною лінією (див. також [1], рис. 4.8 та 4.9).

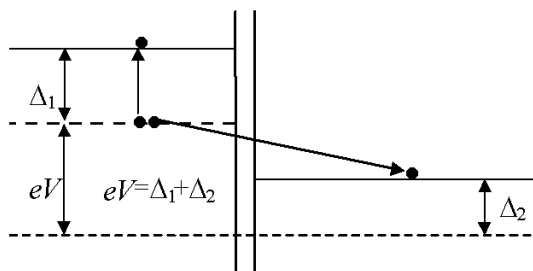


Рис. 2.8. Тунелювання електронів в S_1 - S_2 переході відповідно до моделі Адкінса [1].

На рис.2.8 тунелювання в S_1 - S_2 переході зображено за допомогою моделі Адкінса.

До цього часу розглядався найпростіший вид тунелювання, коли кожний електрон тунелюється крізь бар'єр незалежно від інших частинок. Існують і інші види тунелювання, які відбуваються хоча і з меншою, але все ж відмінною від нуля ймовірністю. До них, наприклад, можна віднести одночасне

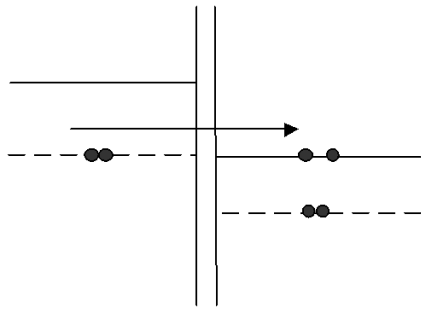


Рис. 2.9. Двохчастинкове тунелювання в S-S переході при $V=\Delta/e$.

тунелювання крізь бар'єр не одного, а відразу декількох електронів, тунелювання за участю одного або декількох фотонів або фононів і т.д. Розглянемо можливість тунелювання електронів в S-S переході при $V=\Delta/e$, та $T=0$ (див. рис.2.9). Для цього електронна пара в лівому надпровіднику повинна розпастися і обидва електрони за час Δt повинні тунелювати в правий надпровідник. Порядком величини Δt можна визначити, користуючись співвідношенням невизначеності для енергії $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, у відповідності до якого електрон у

основному стані надпровідника, де можуть існувати тривалий час лише пари, повинен знаходитися не довше, ніж $\Delta t \approx \hbar / \Delta$. Зрозуміло, що краще спостерігати за двохчастинковим тунелюванням при $T \rightarrow 0$, адже в такому випадку зменшується внесок струму теплових електронів. Експериментально двохчастинкове тунелювання спостерігається як незначний стрибок струму в S-S переході при напрузі $V=\Delta/e$.

На рис. 2.10 зображений один із можливих процесів тунелювання в S_1 - S_2 переході, який супроводжується поглинанням фотону частотою ω . Умову протікання процесу тунелювання з поглинанням фотону можна визначити з того, що енергії частинок до та після тунелювання повинні співпадати:

$$eV = \Delta_1 + \Delta_2 - \hbar\omega \quad (2.3)$$

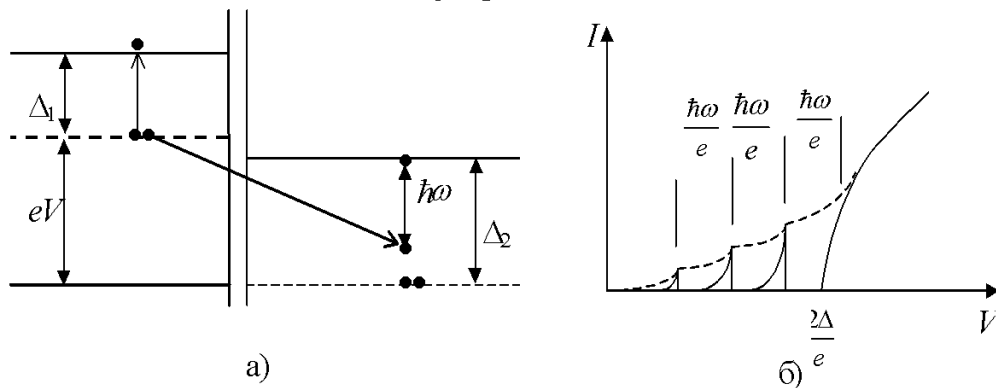


Рис. 2.10. Тунелювання в S_1 - S_2 переході з поглинанням фотону (а) та вольт-амперна характеристика (б) при $\Delta_1 = \Delta_2$; суцільна лінія - $T=0$, пунктир - $T>0$.

В загальному випадку може мати місце процес поглинання не одного, а n фотонів випромінювання, що падає на надпровідник. Тому умову (2.3) тепер можна записати

$$eV = \Delta_1 + \Delta_2 - n \hbar\omega \quad (2.3a)$$

Тунелювання з поглинанням фотонів спостерігається як у S-S, так і в S_1 - S_2 переходах, які опромінюються електромагнітним полем частотою ω . Тунелювання проявляється у вигляді стрибків струму при напругах, що відповідають формулі (2.3 а).

2.3. Ефекти Джозефсона

Ймовірність тунельного ефекту сильно залежить від маси та заряду частинок, що тунелюють. У зв'язку з цим ймовірність тунелювання пар суттєво менша ймовірності тунелювання нормальних електронів. Але можна все ж сподіватися, що при зменшенні товщини бар'єру d тунелювання надпровідних пар також буде складати помітну в експерименті величину. Вперше задачу про проходження надпровідних пар крізь тонкий ізолюючий шар розглянув Джозефсон, який одержав нетривіальні результати, які пізніше дістали назву ефектів Джозефсона.

Розглянемо знову тунельний контакт двох металів M_1 та M_2 , зображений на рис.2.5. Обидва метали є надпровідниками. Останнє означає, що усі надпровідні електрони в M_1 знаходяться в одному єдиному стані, який може бути описаний хвильовою функцією ψ_1 , відповідно в M_2 усі надпровідні електрони описуються хвильовою функцією ψ_2 . Якщо величина d значна, так що тунельний струм пар малий, то ψ_1 та ψ_2 повинні задовольняти незалежним рівнянням Шредінгера. Із зменшенням d тунельний струм приведе до зв'язку хвильових функцій пар ψ_1 та ψ_2 і для їх знаходження слід записати два зв'язаних рівняння Шредінгера

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} &= E_1 \psi_1 + K \psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} &= E_2 \psi_2 + K \psi_1, \end{aligned} \quad (2.4)$$

де E_1, E_2 – енергія пар відповідно в M_1 і M_2 , K -константа зв'язку, яка залежить від характеристик переходу. Якщо до контакту прикладена напруга V , то енергії пар в M_1 та M_2 відрізняються на $2eV$, тобто $E_1 - E_2 = 2eV$. Якщо для зручності вибрати за нульовий рівень енергії $(E_1 + E_2)/2$, замість (2.4) отримаємо

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} &= eV \psi_1 + K \psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} &= -eV \psi_2 + K \psi_1. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Рівняння (2.5) добре відомі з теорії коливань, вони описують зв'язані коливання двох осциляторів в комплексних нормальних координатах ψ_1 та ψ_2 . Перейдемо в (2.5) до дійсних змінних за допомогою заміни:

$$\psi_1 = \sqrt{\rho_1} e^{i\varphi_1}; \quad \psi_2 = \sqrt{\rho_2} e^{i\varphi_2} \quad (2.6)$$

де $\rho_1, \varphi_1; \rho_2, \varphi_2$ - густини електронів та фази хвильових функцій по обидва боки тунельного контакту відповідно. Після підстановки (2.6) в (2.5) маємо 4 диференціальні рівняння першого порядку для нових змінних:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_1 &= \frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ \dot{\rho}_2 &= -\frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ \dot{\varphi}_1 &= \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{eV}{\hbar} \\ \dot{\varphi}_2 &= \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{eV}{\hbar}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

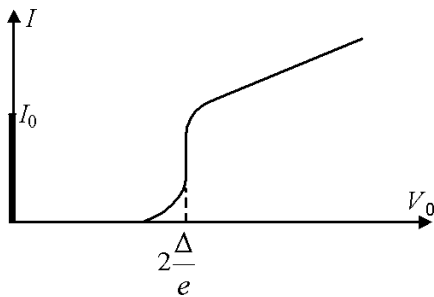
Проаналізуємо систему (2.7), припустивши, що густини зарядів несуттєво відрізняються від рівноважної: $\rho_1 \cong \rho_2 \cong \rho_0$ та позначивши різницю фаз на контакті як $\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi$. Перші два рівняння означають, що навіть у випадку, коли $V=0$, крізь контакт протікає постійний надпровідний струм I , який залежить лише від різниці фаз φ :

$$\dot{\rho}_1 = I = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \varphi = I_0 \sin \varphi \quad (2.8)$$

Явище протікання крізь джозефсонівський контакт (ДК) постійного надпровідного струму, який залежить від різниці фаз на контакті, дістало назву стаціонарного ефекта Джозефсона. Критичний струм джозефсонівського контакту $I_0 = 2K/\hbar$ може бути розрахований з допомогою мікроскопічної теорії; для густини струму J_0 для тунельного контакту [6, стор. 210]:

$$J_0 \cong \frac{\pi \Delta}{2eR_0} \tanh \frac{\Delta}{2k_B T}, \quad (2.9)$$

де R_0 – опір тунелювання у випадку, коли обидва метали знаходяться у нормальному стані. Для типових переходів $I_0 \sim 1$ мА.



Тепер перейдемо до іншого явища – нестаціонарного ефекта Джозефсона. Він полягає у тому, що різниця фаз на контакті під дією падіння напруги на контакті V стає змінною величиною. З двох останніх рівнянь системи (2.7) можна отримати математичне формулювання нестаціонарного ефекта Джозефсона:

Рис. 2.11. Вольтамперна характеристика ідеального ДК при $T > 0$.

$$\dot{\varphi} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.10)$$

Якщо $V=V_0=\text{const}$, то

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2e}{\hbar} V_0 t, \quad (2.11)$$

де φ_0 - початкова різниця фаз.

Оскільки струм крізь контакт залежить від різниці фаз φ , то зміна φ означає, що струм крізь ДК при $V_0 \neq 0$ стане змінним струмом. Підставляючи (2.11) в (2.8), маємо:

$$I = I_0 \sin\left(\frac{2e}{\hbar} V_0 t + \varphi_0\right) \quad (2.12)$$

Отже, ми маємо справу з досить незвичайним явищем: при $V=0$ крізь ДК іде постійний струм, при збільшенні V_0 постійний струм стрибком зникає, але виникає змінний струм з частотою

$$\omega_D = \frac{2e}{\hbar} V_0 \quad (2.13)$$

$$f_D = \frac{\omega_D}{2\pi} = 483,6 V_0 \text{ (МГц/мкВ)}. \quad (2.14)$$

ВАХ ідеального ДК представлена на рис.2.11.

Було показано, що I_0 в формулі (2.12) залежить від частоти, тобто амплітуда змінного струму змінюється з частотою ω_D (або з напругою V_0). Вигляд цієї залежності був встановлений Ріделем, згідно цій залежності навіть при напругах, що перевищують цільову напругу в декілька разів, у переході існує змінний струм пар з помітною амплітудою. Максимум струму $I_0(\omega_D)$ спостерігається при прикладених напругах $V_0 = 2\Delta/e$ [8, стор.138]. При $V_0 \geq 2\Delta/e$ стає помітним ефект тунелювання нормальних електронів.

2.4. Джозефсонівський контакт (ДК) у присутності постійного магнітного поля

Через присутність в ДК діелектричного пропарку зовнішнє магнітне поле вздовж діелектрика може пронизувати весь контакт, змінюючи закони протікання надпровідного струму. Спрощено розглянемо нескінченно тонкий ДК, в площині якого

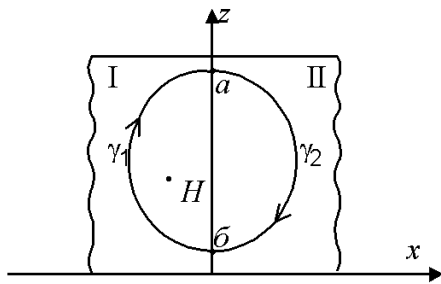


Рис. 2.12. ДК між надпровідниками I та II в постійному полі \vec{H} , що перпендикулярне площині малюнка. До виводу формули (2.22).

діє відмінне від нуля постійне магнітне поле \vec{H} (див. рис.2.12). Це поле призведе до появи у пар імпульсу, спрямованого вздовж осі z , тобто фаза хвильової функції пар буде різна в різних точках контакту. Різниця фаз по різні боки від контакту буде також залежати від z , що призведе, відповідно до (2.8), до того, що джозефсонівський струм стане неоднорідним: $I=I(z)$. Покажемо це. Імпульс пар в присутності

магнітного поля \vec{H} має вигляд

$$\vec{P} = 2m_e \vec{v} + 2 \frac{e}{c} \vec{A} \quad (2.15)$$

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A} \quad (2.16)$$

де m_e -маса електрону, \vec{v} -швидкість пар, \vec{A} - векторний потенціал. Враховуючи, що довжина хвилі пар λ_e

$$\lambda_e = \frac{h}{|\vec{P}|}, \quad (2.17)$$

можна записати для різниці фаз хвильової функції між точками a та b в I-ому надпровіднику (див. рис. 2.12)

$$\varphi_1^a - \varphi_1^b = 2\pi \int_{\gamma_1}^a \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|} \frac{d\vec{r}}{\lambda_e} = \frac{2\pi}{h} \int_{\gamma_1}^a \vec{P} d\vec{r}, \quad (2.18)$$

де \vec{r} - радіус вектор.

Аналогічно для різниці фаз між точками b та a в II-ому надпровіднику маємо

$$\varphi_2^b - \varphi_2^a = \frac{2\pi}{h} \int_{\gamma_2} \vec{P} d\vec{r} \quad (2.19)$$

Вважаючи й надалі, що ДК нескінченно тонкий, з (2.15), (2.18), (2.19) маємо:

$$(\varphi_1^a - \varphi_2^a) - (\varphi_1^b - \varphi_2^b) = \frac{2\pi}{h} \oint_{\gamma_1 + \gamma_2} \vec{P} d\vec{r} = \frac{2e}{\hbar c} \oint_{\gamma_1 + \gamma_2} \vec{A} d\vec{r} = \frac{2e}{\hbar c} \Phi_\gamma = 2\pi \frac{\Phi_\gamma}{\Phi_0} \quad (2.20)$$

В (2.20) взято до уваги, що $\oint \vec{A} d\vec{r} = 0$ [1, стор. 167], Φ_γ – магнітний потік, який пронизує ДК всередині контуру $\gamma_1 + \gamma_2$; $\Phi_\gamma = H(b-a)(d+2\lambda)$. λ – глибина проникнення постійного магнітного поля в надпровідники I та II. Φ_0 – квант магнітного потоку – флюксон, $\Phi_0 = ch/2e = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$.

З формули (2.20) видно, що стрибок фази на контакті в точках "a" – $\varphi_a = \varphi_1^a - \varphi_2^a$ та "b" – $\varphi_b = \varphi_1^b - \varphi_2^b$ неоднаковий, тобто дійсно $\varphi = \varphi(z)$. Якщо сумістити точку "a" з точкою $z=0$, а точку "b" з довільною точкою z , одержимо вираз для зсуву фаз на контакті в точці z :

$$\varphi_z = \varphi_0 - \frac{2\pi H(d+2\lambda)z}{\Phi_0} \equiv \varphi_0 - 2\pi \frac{\Phi_z}{\Phi_0}. \quad (2.21)$$

Якщо підставити φ_z в формулу для джозефсонівського струму, маємо для густини струму J в точці z :

$$J = J(z) = J_0 \sin\left(\varphi_0 - 2\pi \frac{H(d+2\lambda)z}{\Phi_0}\right) = J_0 \sin\left(\varphi_0 - 2\pi \frac{\Phi_z}{\Phi_0}\right) \quad (2.22)$$

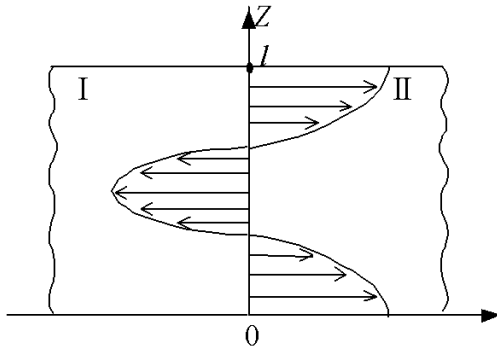


Рис. 2.13. Напрямок струму (стрілки) між надпровідниками I та II у присутності у контакті магнітного потоку $\Phi = \Phi_0$. Довжина стрілок пропорційна густині струму.

Вигляд протікання постійного струму крізь ДК довжиною l при постійному магнітному полі такому, що $H(d+2\lambda)l = \Phi_0$ та $\varphi_0 = \pi/2$ зображений на рис.2.13. Видно, що струм крізь ДК змінює не тільки свою величину, але й напрямок. Повний струм між надпровідниками I та II можна отримати інтегруванням $J(z)$ по площині переходу. В присутності магнітного поля повний струм крізь ДК має максимум вже не обов'язково при $\varphi_0 = \pi/2$, як для випадку $H=0$. Для визначення максимального значення повного струму I_{\max} необхідно з рівняння $\partial I / \partial \varphi_0 = 0$ визначити оптимальну початкову фазу φ_0 , яка дорівнює $\pi/2 + \pi[H(d+2\lambda)l]/\Phi_0$, та підставити її у вираз для I . Далі можна отримати:

$$I_{\max} = I_0 \left| \frac{\sin \frac{\pi \Phi_{\text{ДК}}}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_{\text{ДК}}}{\Phi_0}} \right|, \quad (2.23)$$

де I_0 – як і раніше, максимальне значення джозефсонівського струму при $H=0$; $\Phi_{\text{ДК}}$ – магнітний потік через весь ДК: $\Phi_{\text{ДК}}=HI(d+2\lambda)$.

Фактично рівняння (2.23) обумовлене дифракцією електронного потоку на ДК. Експериментальне підтвердження залежності (2.23) (див. рис.2.14) стало остаточним доведенням існування ефектів Джозефсона.

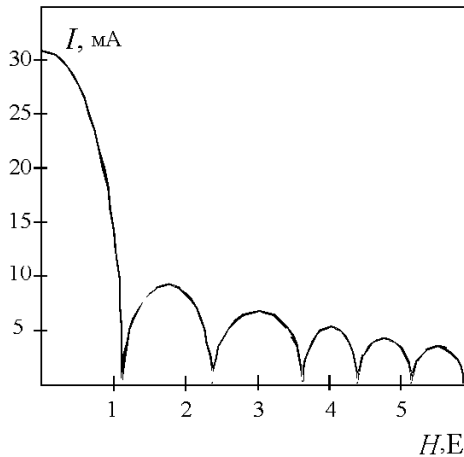


Рис. 2.14. Залежність максимального надпровідного струму в ДК Sn-I-Sn.

Власне магнітне поле, яке існує довкола джозефсонівського струму, також буде впливати на цей струм. Власне поле неоднорідне, отже, його вплив буде відрізнятися від розглянутого вище впливу на надпровідний струм зовнішнього однорідного магнітного поля. В цьому випадку струм по аналогії з ефектом Мейснера тектиме лише біля країв переходу:

$$J \sim \exp(-z/\lambda_D), \quad (2.24)$$

де λ_D – джозефсонівська глибина проникнення, $\lambda_D = [c\Phi_0/8\pi^2 J_0(2\lambda + d)]^{1/2}$ [6, стор. 215]. При $l \ll \lambda_D$ можна вважати струм крізь ДК

однорідним. За порядком величини $\lambda_D \sim 1$ мм. Ще один наслідок впливу поля джозефсонівського струму – провали максимального струму крізь ДК не досягають нуля, як зображено на рис.2.14.

2.5. Типи та характеристики реальних джозефсонівських контактів (ДК)

Якщо уважно розглянути рівняння (2.4) то можна переконатися, що для існування ефектів Джозефсона зовсім не обов'язкова наявність тунельного контакту. Важливо лише, щоб між надпровідниками мав місце слабкий зв'язок із константою зв'язку K . Сьогодні добре відомі декілька з'єднань різних типів, при яких здійснюється слабкий зв'язок надпровідників один з одним. Деякі з таких з'єднань показані на рис.2.15.

Перехід, зображений на рис.2.15 (а), фактично є класичним тунельним переходом Джозефсона, що був розглянутий вище. В такому ДК дві надпровідні смужки розділені шаром окислу товщиною $\sim 10-20$ Å. Технологічні труднощі контрольованого отримання окислів такої товщини призвели до створення ДК із заміною шару окислу шаром міді (див. рис.2.15(б)). Завдяки ефекту близькості до певних значень товщин мідного шару (~ 1 мкм) в такому ДК має місце слабкий зв'язок двох надпровідників. На рис.2.15 (в) зображено перехід, в якому здійснюється слабкий зв'язок завдяки ділянці надпровідника дуже малого перерізу (тонкоплівковий місток, місток змінної товщини). На рис.2.15(г) зображений технологічно найбільш простий притискний точковий контакт. У такому випадку слабкий зв'язок утворюється зміною степені стиснення надпровідників один із одним; при сильному стисненні виникає сильний зв'язок. Краплеподібний перехід (див. рис.2.15 (д)) утворюється, наприклад, шляхом нанесення краплі надпровідного припою $Pb-Sn$ на надпровідний ніобієвий дріт. Так як дріт завжди

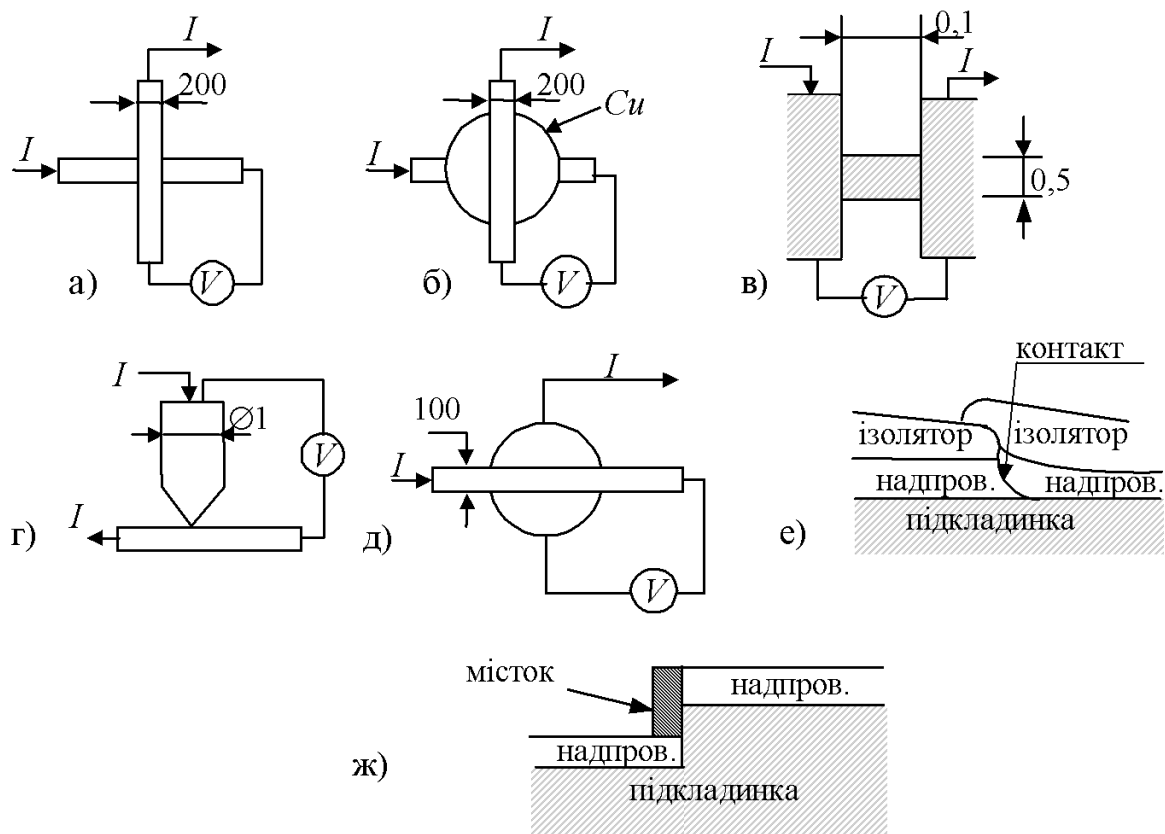


Рис.2.15 Типи джозефсонівських переходів[2]. Розміри приведені в мікрометрах.

вкритий окислом, то прямий контакт надпровідників відсутній, а в окремих місцях, де окисел найбільш тонкий, має місце слабкий зв'язок. Перевагою краплеподібного переходу є повне екранування ДК від зовнішніх електромагнітних полів.

Зараз в кріоелектроніці домінують латеральні (торцеві) джозефсонівські контакти, які зображені на рис.2.15 (е) (тунельний) і 2.15 (ж) (містковий). Перевага цих контактів - простота технології, надійність і малі геометричні розміри. Площа тунельних контактів досягає 10^{-10} см^2 , містки мають розміри $300 \text{ А} \times 300 \text{ А} \times 300 \text{ А}$. Містки можуть завдяки ефекту близькості виготовлятися із міді.

Починають застосовуватись контакти з ВТНП. Це перш за все природні контакти, які існують в середині надпровідника між його гранулами, точкові контакти, які виникають при з'єднанні двох шматків масивних полікристалічних високотемпературних надпровідників, а також джозефсонівські контакти на бікристалічній границі. В останньому випадку підкладка складається з двох ділянок, кристалічні ґратки в яких повернуто на $20 - 30^\circ$ одна відносно другої, в результаті чого на границі цих двох ділянок утворюється перехідний шар плівки ВТНП, що має джозефсонівські властивості. Робляться спроби створення латеральних місткових контактів ВТНП (див. рис.2.15 (ж)) з шунтуванням надпровідного містка краплею благородного металу.

ВАХ реальних ДК можуть суттєво відрізнитися від характеристики ідеального контакту, зображеної на рис. 2.11. Ця відміна, в першу чергу, обумовлена тим, що всякий реальний ДК має в нормальному стані кінцевий опір, він шунтується ємностями та йому притаманна індуктивність. Найбільш близький до ідеального - тунельний ДК. Його опір при кімнатній температурі складає $R_0 \sim 10^2 \text{ Ом}$. Але його ємність дуже велика - $C_0 \sim 10^3 \text{ пФ}$. Опір точкового контакту може досягати десятків Ом при власній ємності порядку декількох пікофарад. Надпровідним місткам притаманний незначний опір (від

$R_0 \sim 10^{-6}$ Ом до декількох Ом в латеральних контактах) та ємності того самого порядку, що і в найкращих точкових контактах.

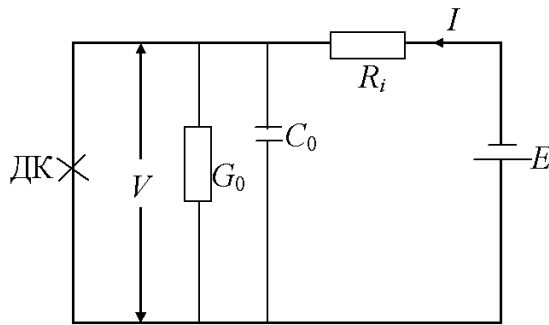


Рис. 2.16. Еквівалентна схема реального ДК з генератором струму $I = E/R_i$; $R_i \gg G_0^{-1}$.

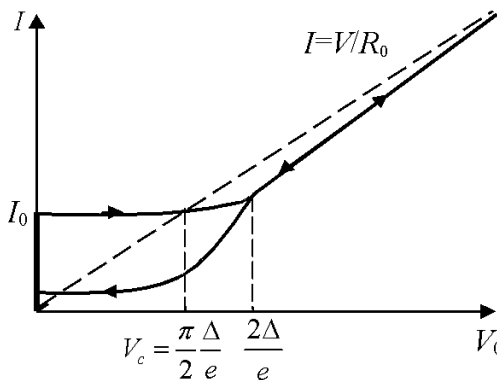


Рис.2.17. Вольтамперна характеристика реального тунельного ДК.

розв'язок якого у загальному вигляді можна знайти лише чисельними методами. Вигляд розрахованої таким чином вольтамперної характеристики тунельного ДК зображений на рис.2.17.

Для місткового ДК у наближенні $G_0 = 1/R_0$ та $C_0 = 0$ (резистивна модель) рівняння (2.24) для постійної напруги на контакті V_0 має розв'язок: $V_0 = R_0(I^2 - I_0^2)^{1/2}$ (див.рис.2.18).

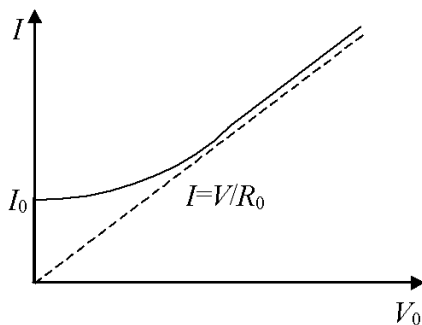


Рис. 2.18. Вольтамперна характеристика місткового ДК.

Вигляд ВАХ ДК залежить також і від опору джерела струму R_i , за допомогою якого знімається ця характеристика. Вольтамперну характеристику, яка схожа на зображену на рис.2.11, можна отримати навіть на ідеальному контакті лише за допомогою ідеального генератора напруги, тобто при R_i значно меншому, ніж опір ДК. Але, якщо взяти до уваги, що опір ДК в надпровідному стані дорівнює нулю, стануть зрозумілими труднощі реалізації генератора напруг для дослідження ДК. Тому, як правило, використовуються генератори струмів, коли $R_i \gg R_0$. Еквівалентна схема реального ДК з генератором струму зображена на рис.2.16. Для цієї схеми можна записати

$$I = I_0 \sin \varphi + G_0 V + C_0 \frac{dV}{dt} \cong E/R_i. \quad (2.24)$$

Для тунельного ДК провідність G_0 дорівнює нормальній провідності тунельного переходу $G_0 = G(V)$ (див. рис.2.6 (в)); для місткового ДК $G_0 \cong 1/R_0$. Якщо врахувати зв'язок між φ та V , що витікає із рівнянь (2.10), то (2.24) стане нелінійним диференціальним рівнянням,

Ємність, яка шунтує перехід призводить до появи гістерезису на вольтамперній характеристиці, аналогічно тому, як це мало місце для тунельного ДК. Гістерезис зазвичай знімається введенням шунтуючого резистора відповідного номіналу. Для переходів, зображених на рис.2.15 (в, г, ж) вольтамперні характеристики досить точно відповідають характеристикам для місткового ДК.

2.6. Джозефсонівський контакт під дією електромагнітних коливань

Нехай до ДК, крім постійної напруги V_0 , прикладені змінні напруги різних частот. Обмежимо розгляд цієї ситуації випадком, коли до ДК прикладені дві напруги V_1 та V_2 з частотами відповідно ω_1 та ω_2 :

$$V = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t \quad (2.25)$$

Напруги V_1 та V_2 в загальному випадку можуть мати як зовнішнє походження, так і внутрішнє, тобто можуть генеруватися самим контактом. Підставляючи (2.25) в формулу для нестационарного ефекту Джозефсона (2.10), маємо:

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2e}{\hbar} \int (V_0 + V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t) dt \quad (2.26)$$

Використовуючи (2.8) та (2.26), маємо для Джозефсонівського струму:

$$I = I_0 \sin \left\{ \varphi_0 + \omega_D t + \frac{2eV_1}{\hbar \omega_1} \sin \omega_1 t + \frac{2eV_2}{\hbar \omega_2} \sin \omega_2 t \right\} \quad (2.27)$$

Остаточний вираз для I маємо, якщо виразити (2.27) через функції Бесселя $j_k(x)$:

$$I = I_0 \sum_{k,m=-\infty}^{\infty} \left\{ (-1)^{k+m} j_k \left(\frac{2eV_1}{\hbar \omega_1} \right) j_m \left(\frac{2eV_2}{\hbar \omega_2} \right) \sin (\varphi_0 + \omega_D t - k\omega_1 t - m\omega_2 t) \right\} \quad (2.28)$$

З формули (2.28) видно, що спектр джозефсонівського струму багатий гармоніками: в ньому мають місце складова джозефсонівської генерації з частотою $\omega_D = \frac{2eV_0}{\hbar}$, складові, які відповідають перемноженню, додаванню та відніманню частот. Розглянемо поки що тільки постійну складову джозефсонівського струму. Згідно (2.28) постійний струм обумовлюється доданками, для яких має місце рівність

$$\omega_D - k\omega_1 - m\omega_2 = 0 \quad (2.29)$$

Дослідимо декілька простих випадків:

а) на контакт не діють зовнішні змінні поля: $V_2=0$, а V_1 обумовлена власною джозефсонівською генерацією, тобто $\omega_1 = \omega_D$. Тоді (2.28) матиме вигляд:

$$I = I_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ (-1)^k j_k \left(\frac{V_1}{V_0} \right) \sin [\varphi_0 + \omega_D t (1 - k)] \right\} \quad (2.30)$$

При цьому постійна складова I_0 струму I дорівнює: $I_0 = -I_0 j_1(V_1/V_0) \sin \varphi_0$. Це означає, що з урахуванням високочастотних коливань навіть для ідеального ДК при довільному V_0 крізь контакт буде протікати відмінний від нуля постійний струм. Величина цього струму пропорційна $j_1(V_1/V_0) \sim V_1$. V_1 матиме максимум, якщо ω_D співпадає з резонансною частотою контакту або з резонансною частотою об'ємного резонатора, в якому знаходиться ДК. З точки зору електродинаміки об'ємний резонатор і контакт, що також фактично є мікросмужковим резонатором довжиною l , мають велику кількість резонансних мод. Це призводить до великої кількості максимумів (або

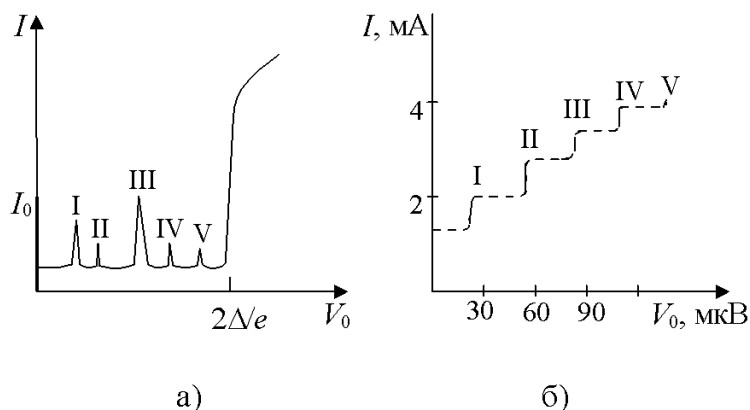


Рис. 2.19. Вольтамперні характеристики ідеального ДК (а) та реального ДК з генератором струму (б) з урахуванням власної джозефсонівської генерації контакту. Римськими цифрами позначаються номери резонуючих мод.

стрибків струму у схемі з генератором струму) на вольтамперній характеристиці (див. рис. 2.19). Фізичною причиною появи постійного струму у розглянутому випадку є змішування джозефсонівської частоти із самою собою, внаслідок чого виникає складова на нульовій частоті;

б) на контакт діє поле джозефсонівської генерації $\omega_1 = \omega_D$ і зовнішнє поле з частотою ω_2 . В цьому випадку, згідно (2.29)

постійний струм виникає при

$$\frac{2eV_0}{\hbar} = \frac{m}{1-k} \omega_2; \quad m, k = -\infty \div \infty. \quad (2.31)$$

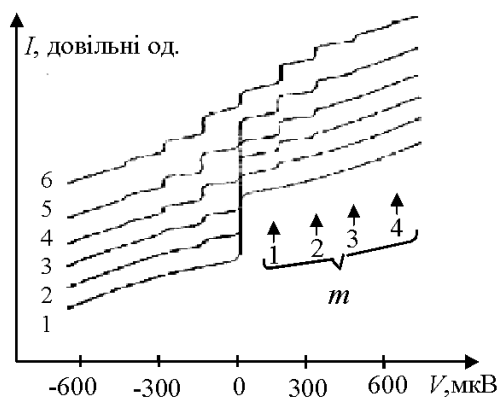


Рис. 2.20. Вольт-амперні характеристики точкового контакту Nb-Nb з генератором струму.

1-НВЧ випромінювання відсутнє; 2÷6 - потужність НВЧ випромінювання поступово підвищується, m - порядок сходинок.

Умова (2.31) означає, що постійний струм відмінний від нуля, коли джозефсонівська частота або її гармоніка дорівнює частоті ω_2 або будь-якій її гармоніці. При змішуванні частот в цьому випадку виникає складова на нульовій частоті.

На рис.2.20 зображена вольтамперна характеристика ДК, який опромінюється частотою 72 ГГц ($\hbar\omega_2 / 2e = 149$ мкВ). На рисунку добре розрізняються стрибки струму (сходинок), що відповідають $k=0$ та $m=1,2,3,4$. Ці сходинок виникають внаслідок биття першої гармоніки джозефсонівської генерації з 1,2,3,4 гармоніками падаючого випромінювання відповідно. Чим більша потужність НВЧ, тим більшу

кількість сходинок можна спостерігати, та тим чіткіше вони виявляються. При ефективній джозефсонівській генерації спостерігається сходинок, що відповідає биттю другої гармоніки джозефсонівської частоти з першою гармонікою НВЧ випромінювання ($k = -1, m = 1$). На рис.2.20 вона відсутня, її місцезнаходження відповідало б напрузі $V \sim 75$ мкВ. На сьогодні в деяких експериментах зареєстровано одночасно більше сотні сходинок (див. рис.17.9 в [1]);

в) джозефсонівська генерація відсутня ($V_0=0$), на контакт діє тільки одна змінна напруга V_1 частотою ω_1 . За допомогою (2.28) маємо

$$I_{\pm} = I_0 j_0 \left(\frac{2e V_1}{\hbar \omega_1} \right) \sin \varphi_0 \quad (2.32)$$

Формула (2.32) означає, що під дією змінної напруги максимальний надпровідний струм крізь ДК (нульова сходинка) зменшується (адже $j_0(x) < 1$). Це зменшення нульової сходинки чудово спостерігається на рис.2.20.

2.7. Параметрична індуктивність джозефсонівського контакту

Багато цікавих прикладів використання ДК пов'язані з інерційністю струму Джозефсона, яку можна описати еквівалентною диференційною індуктивністю L_D . Для визначення величини L_D у явному вигляді, потрібно продиференціювати (2.8) за часом та далі використати вираз (2.9)

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt} = V I_0 \frac{2e}{\hbar} \cos \varphi. \quad (2.33)$$

Якщо порівняти (2.33) з виразом для е.р.с. самоіндукції, маємо

$$L_D = \frac{\hbar}{2e I_0} \frac{1}{\cos \varphi} = L_{D0} \frac{1}{\cos \varphi}, \quad L_{D0} = \frac{\hbar}{2e I_0}. \quad (2.34)$$

При напрузі на контакті $V \neq 0$ різниця фаз φ , та разом з нею і L_D є змінними у часі величинами. Тому, ДК уявляє собою параметричну індуктивність. У відповідності до (2.34) цій індуктивності притаманні досить незвичайні властивості, а саме: L_D в процесі модуляції може приймати, як додатні, так і від'ємні значення, при цьому глибина модуляції дорівнює нескінченності. Незвичайні властивості індуктивності призводять до того, що в ДК параметричні процеси генерації, підсилення та перетворення частоти можуть мати цілу низку особливостей. По-перше, ефекти перетворення частоти за допомогою ДК (див.2.28) можуть відбуватися з підсиленням сигналу. По-друге, на частотах ω , що перевищують частоту джозефсонівської генерації ω_D має місце ефект аномального імпедансу або одночастотної параметричної регенерації, який повністю відсутній у звичайних параметричних елементах [3]. Цей ефект виявляється у тому, що на частотах

$$\omega_D < \omega < \omega_D \left(1 + \frac{4e^2 I_0^2 R_0^2}{\hbar 2 \omega_D} \right)^{1/4} \quad (2.35)$$

ДК має від'ємний опір для малого сигналу частоти ω . При цьому диференційний опір контакту $R_D > 0$, так що ефект не зводиться до регенерації, а обумовлений від'ємністю індуктивності.

Якщо контакт перебуває під дією постійного магнітного поля, то $\varphi \rightarrow \varphi(z)$ і індуктивність ДК стає величиною $L_D(z)$, що періодично змінюється у просторі. Це означає можливість для параметричної взаємодії хвиль в ДК.

3. Надпровідні квантові інтерференційні пристрої (СКВІДи)

3.1. Інтерференція електронних потоків

Якщо ансамбль когерентних пар рухається по замкненому надпровідному кільці, то фаза хвильової функції при обході навколо кільця повинна змінюватись на $2\pi n$. Ця умова є аналогічною до умови квантування у моделі атома Бора. Згідно (2.18) та (2.15) маємо

$$\frac{nh}{2e} = \oint \frac{m_e}{e} \vec{v} d\vec{r} + \oint \frac{1}{c} \vec{A} d\vec{r}. \quad (3.1)$$

Вираз у правій частині (3.1) називається "флюксоїдом", саме він згідно з (3.1) квантується у надпровідному кільці. Якщо кільце широке, то контур інтегрування в інтегралах (3.2) можна вибрати досить далеко від краю отвору, так, щоб $\vec{v} = 0$ (нагадаємо, що надпровідний екрануючий струм тече в основному до глибини λ від границі надпровідника). У цьому випадку (3.1) можна записати у вигляді

$$\oint \vec{A} d\vec{r} = \Phi = \frac{nhc}{2e} = n\Phi_0, \quad \frac{\Phi}{\Phi_0} = n, \quad (3.2)$$

де Φ - магнітний потік всередині отвору надпровідного кільця, що складається з зовнішнього потоку Φ_e та потоку, створеного екрануючим струмом I :

$$\Phi = \Phi_e - L_K I = n\Phi_0, \quad (3.3)$$

де L_K - індуктивність кільця.

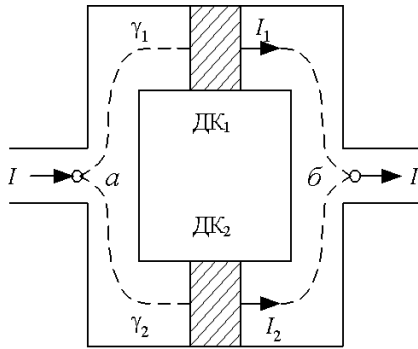


Рис. 3.1. Надпровідне кільце, що містить два джозефсонівських переходи.

Таким чином, когерентність руху надпровідних пар у кільці призводить до квантування магнітного потоку (точніше кажучи, не потоку, а «флюксоїда» (3.1)) у внутрішній області кільця.

Якщо надпровідне кільце має два джозефсонівських контакти, то когерентність руху пар зумовлює появу нових цікавих явищ. Для опису таких явищ розглянемо два ввімкнені паралельно ідентичні джозефсонівських переходи (див. рис.3.1). З точки a у точку b струм може текти двома шляхами γ_1 та γ_2 . Фаза електронної функції у точці a - φ_a , у точці b - φ_b . Різниця фаз, незалежно від шляху інтегрування, дорівнює, згідно з (2.18):

$$\varphi_b - \varphi_a = \frac{2e}{\hbar c} \int_{\gamma_1} \vec{A} d\vec{r} + \varphi_1 = \frac{2e}{\hbar c} \int_{\gamma_2} \vec{A} d\vec{r} + \varphi_2 + 2\pi n, \quad (3.4)$$

де φ_1 та φ_2 - різниця фаз відповідно на ДК1 та ДК2. З (3.4) маємо:

$$2\pi n + \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2e}{\hbar c} \oint_{\gamma_1 + \gamma_2} \vec{A} d\vec{r} = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}; \quad (3.5)$$

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = n + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi}. \quad (3.6)$$

Контурний інтеграл в (3.5) дає вже не кратний Φ_0 магнітний потік Φ (3.6) всередині кільця, створеного двома паралельно ввімкненими джозефсонівськими переходами. Тоді повний струм через кільце з двома ДК можна записати в симетричному випадку $n=0$:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 = I_0 \left(\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2 \right) = I_0 \left(\sin \varphi_1 + \sin \left(\varphi_1 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right) = \\ &= 2I_0 \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \sin \left(\varphi_1 + \pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Максимальний струм через два ДК відповідає максимуму виразу (3.7). Якщо Φ не залежить від I , то максимум (3.7) має місце при $\varphi_1 + \pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = (2n+1) \frac{\pi}{2}$:

$$I_{\max} = 2I_0 \left| \cos \pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right|. \quad (3.8)$$

Вираз (3.8) свідчить про те, що у системі з двох паралельно ввімкнених ДК, внаслідок інтерференції електронних потоків, максимальний струм має падати до нуля, тобто може модулюватися за допомогою зовнішнього магнітного поля з глибиною модуляції 100%. З урахуванням отриманої раніше залежності (2.23), що описує вплив магнітного поля на максимальний струм через контакт, маємо кінцевий вираз:

$$I_{\max} = 2I_0 \left| \frac{\sin \pi \frac{\Phi_{\text{ДК}}}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi_{\text{ДК}}}{\Phi_0}} \right| \cdot \left| \cos \pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right|. \quad (3.9)$$

Зроблене раніше припущення про незалежність Φ від I згідно (3.3) справедливе при $L_K \ll \Phi_0/I_0$. Якщо ця умова не виконується, то значення максимального струму I_{\max} може бути знайдене з (3.7) чисельними методами. Важливим наслідком ненульового значення індуктивності кільця з двома ДК є зменшення глибини модуляції I_{\max} при зміні зовнішнього постійного магнітного поля. Розрахунки показують, що при $L_K \sim \Phi_0/2I_0$ глибина модуляції максимального струму $\sim 50\%$, тобто I_{\max} змінюється з $2I_0$ до I_0 .

Положення мінімумів максимального струму, згідно з (3.9) визначається з умов:

$$\Phi^{(n)} = \left(n - \frac{1}{2} \right) \Phi_0, \quad (3.10)$$

$$\Phi_{\text{ДК}}^{(n)} = n\Phi_0, \quad (3.11)$$

де $n=1,2,\dots$. Величина постійного магнітного струму, що відповідає $\Phi_{\text{ДК}}^{(1)}$ лежить звичайно у межах (див. рис. 2.14) $1 \div 10$ Е. Перший мінімум максимального струму через інтерференцію потоків має місце при значно менших полях, оскільки площа контакту $(d+2\lambda)l$ суттєво менша S_{κ} -площі внутрішнього отвору кільця, що містить ДК. Якщо $S_{\kappa} = 1 \text{ см}^2$, що цілком реально, то I_{max} проходить через мінімум при зовнішньому магнітному полі рівному 10^{-7} ерстеда. Типова залежність максимального струму I_{max} від величини зовнішнього магнітного потоку та вольтамперна характеристика при різних магнітних потоках для кільця з двома ДК зображена на рис.3.2.

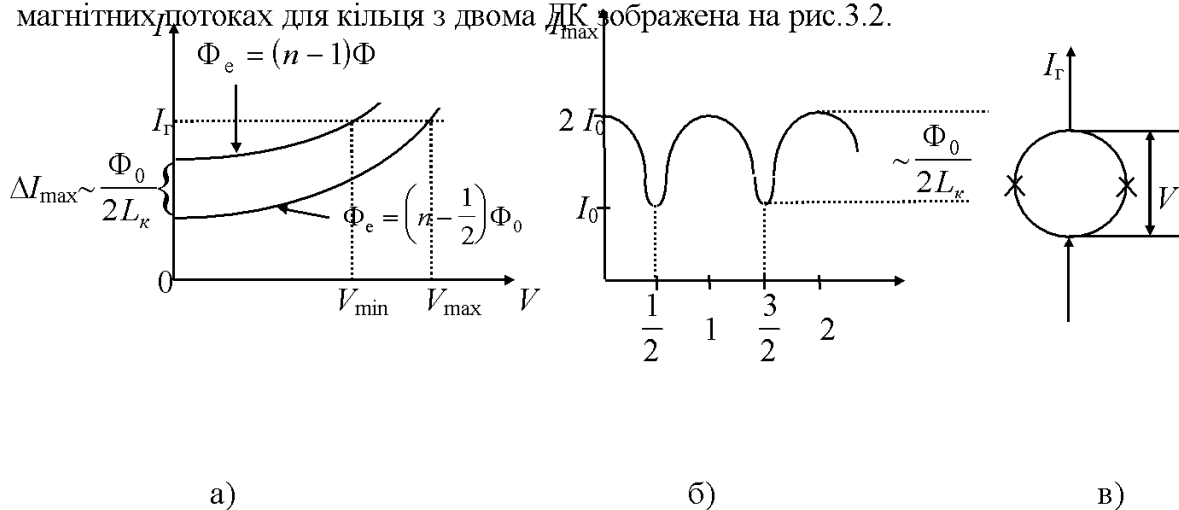


Рис. 3.2. Вольтамперна характеристика кільця з двома ДК (а) та залежність максимального струму крізь це кільце від зовнішнього магнітного потоку, що пронизує внутрішній отвір кільця (б); схема включення кільця (в).

Якщо у надпровідному кільці є не два, як на рис. 3.1, а тільки один джозефсонівський перехід, тоді з (3.5) при $\varphi_1 = 0$ маємо наступний вираз для різниці фаз на контакті у залежності від величини магнітного потоку

$$\varphi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}; \quad (3.12)$$

$$\Phi = \Phi_e - L_{\kappa} I = \Phi_e - L_{\kappa} I_0 \sin \varphi.$$

Розглянемо спочатку залежність магнітного потоку всередині суцільного надпровідного кільця Φ від зовнішнього потоку Φ_e . Всередині такого кільця Φ завжди квантоване (див.(3.3))

$$\Phi = n\Phi_0; \quad \Phi = \Phi_e - L_{\kappa} I \quad (3.13)$$

Можливі залежності $\Phi(\Phi_e)$ та $I(\Phi_e)$ для цього випадку зображені на рис. 3.3 (а). Із цього рисунка видно, що квантування у данному випадку можливе лише при умові, що кільце пропускає струм $I = \Phi_0/L_{\kappa}$; в загальному випадку квантування можливе при параметрах кільця $L_{\kappa} I_{\text{max}} \geq \Phi_0/2$. Тут I_{max} - максимальний струм через кільце; при наявності в ньому джозефсонівських контактів $I_{\text{max}} = I_0$. У кільці з ДК умови квантування можуть порушуватися, тому що через малий струм I_0 тут цілком можлива ситуація, коли $I_0 < \Phi_0/2L_{\kappa}$. Для пояснення цього твердження на рис. 3.3 (б) розглянута залежність $\Phi(\Phi_e)$ для конкретного випадку $I_0 L_{\kappa} = \Phi_0/4$.

До $\Phi_e < \Phi_0/4$ кільце знаходиться у квантовому стані з $n=0$, екрануючий струм, згідно (3.13), $I = \Phi_e/L_{\kappa}$. При $I > I_0$, тобто при $\Phi_e > \Phi_0/4$, виконання умов (3.13) є

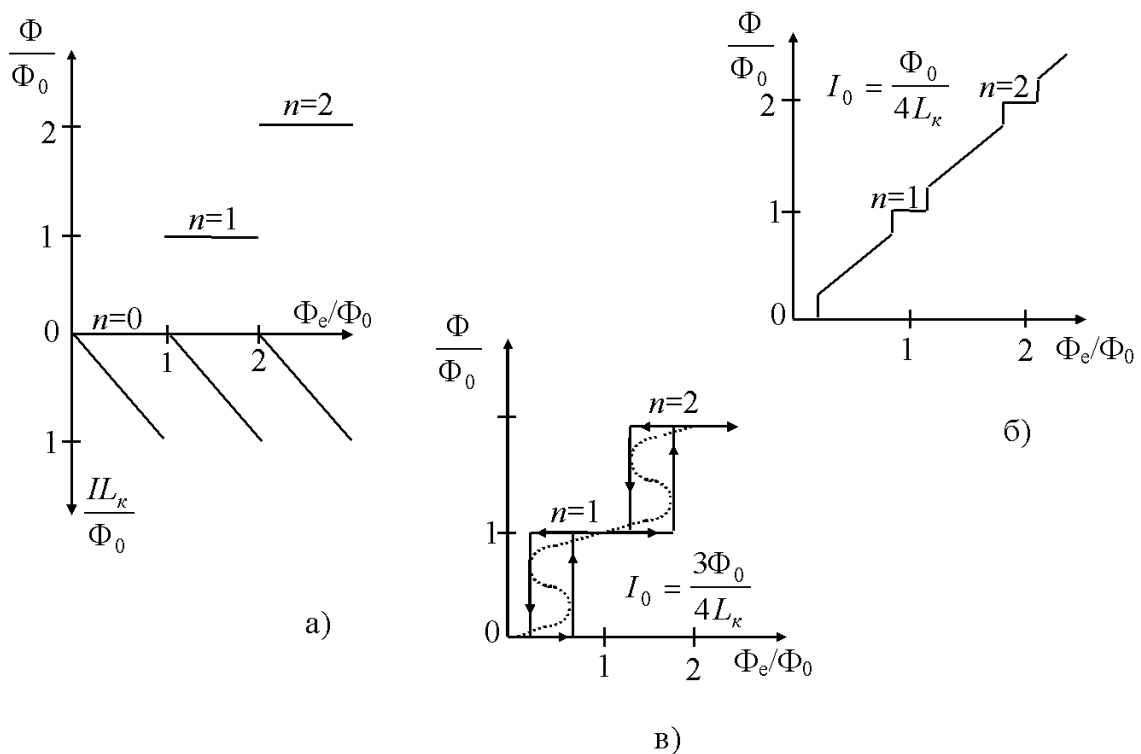


Рис. 3.3. Залежність магнітного потоку всередині суцільного надпровідного кільця (а), надпровідного кільця зі слабким зв'язком при максимальному струмі $I_0 = \Phi_0/4L_K$ (б), $I_0 = 3\Phi_0/4L_K$ (в). Пунктиром на 3.3 (в) зображена залежність $\Phi(\Phi_e)$ для реального джозефсонівського переходу.

неможливим, що приводить до того, що надпровідність зникає і $\Phi_0 = \Phi_e$. Далі, при $\Phi_e = \Phi_0 - \Phi_0/4$ квантування знов стає можливим, але вже при $n=1$, тому що надпровідний струм може створити у кільці потік $I_L \Phi_0/4$ у напрямку зовнішнього потоку і сумарний потік Φ у кільці складатиме: $\Phi = \Phi_e + \Phi_0/4 = \Phi_0$. При подальшому збільшенні Φ_e ситуація повторюється: спочатку надпровідність руйнується (при $\Phi_e = \Phi_0 + \Phi_0/4$), потім знову відновлюється (при $\Phi_e = \Phi_0 - \Phi_0/4$), але вже при $n=2$ і т. д.

Якщо $I_0 > \Phi_0/2L_K$, то квантування і надпровідність в кільці з одним ДК можливі завжди, але виникає нова цікава ситуація - гістерезис магнітного потоку. Для прикладу на рис. 3.3 (в) показаний випадок $I_0 = \frac{3}{4} \Phi_0 L_K$. Причиною виникнення гістерезису є та

обставина, що в залежності від напрямку струму I кільце при тому ж самому зовнішньому потоці Φ_e може знаходитися у різних квантових станах. Наприклад, при $\Phi_e = \Phi_0/2$ і струмі I такому, що $L_K I = \Phi_0/2$, кільце знаходиться у стані з $n=0$, а якщо струм такий, що $L_K I = -\Phi_0/2$, то кільце має квантовий стан $n=1$.

Наш розгляд був суто якісним і не враховував вплив нелінійності самого контакту і вплив магнітного поля на максимальний струм через контакт. Якщо це врахувати, то перехід від безгістерезисного режиму до гістерезисного буде відбуватися при $I_0 L_K > \Phi_0/2\pi$, а залежності $\Phi(\Phi_e)$ для кільця з ДК будуть плавними, як це показано пунктиром на рис.3.3 (в).

3.2. СКВІД^{*/} постійного струму

Залежність максимального струму у кільці з ДК від величини магнітного потоку була основою створення цілої низки вимірювачів магнітного потоку – флюксметрів. Флюксметр з двохконтактним інтерферометром називається звичайно СКВІДом постійного струму, з одноконтактним – височастотним СКВІДом. Розглянемо принцип дії СКВІДу постійного струму. Нехай кільце з двома ДК ввімкнене у ланцюг з генератором струму I_r (див. рис.3.2). Якщо $I_r > 2I_0$, то на кільці виникає різниця потенціалів, яка дорівнює V_{\min} при $\Phi_e = (n-1)\Phi_0$ та V_{\max} при $\Phi_e = (n-1/2)\Phi_0$. Якщо $\Delta I_{\max} \sim \Phi_0/2L_k$, то амплітуда модуляції напруги на переході

$$\Delta V = V_{\max} - V_{\min} \approx \Delta I_{\max} R_0 \approx \Phi_0 R_0 / 2L_k. \quad (3.13)$$

Для типового СКВІДу ($R_0 = 50 \text{ Ом}$, $L_k = 10^{-9} \text{ Гн}$) $\Delta V \sim 5 \text{ мкВ}$, максимальне значення, що досягнуто $\sim 0,5 \text{ мВ}$. Диференційна чутливість СКВІДу $\partial V / \partial \Phi_e$ може бути приблизно визначена, якщо апроксимувати осциляції максимального струму на рис.3.2 пилкоподібною кривою

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_e} \cong \pm R_0 / L_k \quad (3.14)$$

Звичайно диференційна чутливість СКВІДу за порядком величини складає $10^2 \text{ В/(Гс/см}^2\text{)}$, максимальне досягнуте значення - $5 \cdot 10^3 \text{ В/(Гс/см}^2\text{)}$. Наведені вище числові оцінки свідчать про великі можливості флюксметрів на основі СКВІДів. Застосування їх разом з малошумлячими підсилювальними схемами дозволяє створити низку електронних пристроїв з надзвичайно високою чутливістю. Типова блок-схема СКВІДу постійного струму зі зворотнім зв'язком зображена на рис.3.4 [8, стор.199].

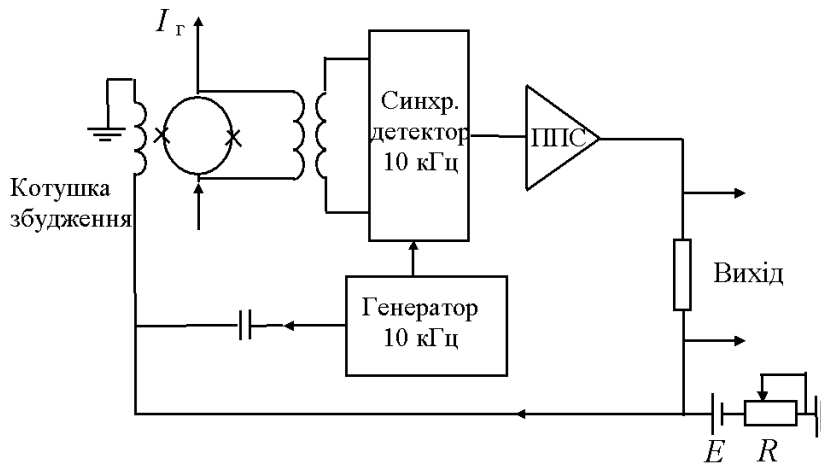


Рис. 3.4. Блок-схема СКВІДу постійного струму.

За допомогою батареї E та потенціометра R крізь котушку збудження пропускається струм, що створює у кільці СКВІДу магнітний потік зміщення Φ_{zm} , який дорівнює $\sim \Phi_0/2$ – таким чином вибирається робоча точка флюксметра. З рис.3.2 (б) видно, що при такому виборі робочої точки сигнал від генератора частоти $f_m = 10 \text{ кГц}$ попадає на котушку збудження та под-

воюється за частотою на виході інтерферометра, в результаті чого на виході синхронного детектору і всієї схеми сигнал дорівнює нулю. Частота модуляції f_m повинна перевищувати граничну частоту $1/f$ шумів; звичайно $f_m = 10 - 200 \text{ кГц}$; амплітуда модуляції $\sim \Phi_0/4$. При накладанні на кільце СКВІДу зовнішнього потоку $\Phi_e \neq 0$ робоча точка зміщується від $\Phi_0/2$ та переходить на несиметричну ділянку

^{*/} Superconducting QU antum Interference Device (анг.)

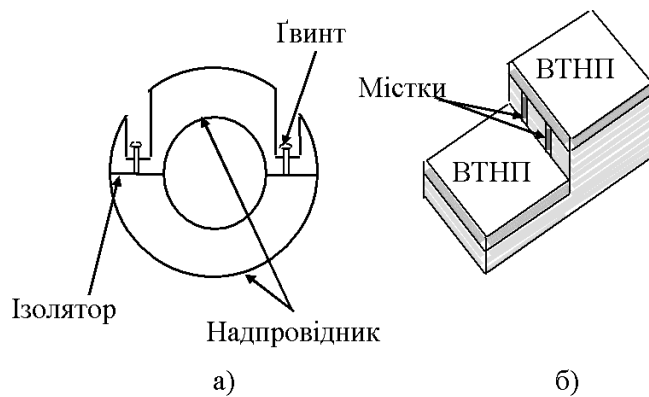


Рис. 3.5. Інтерферометри для СКВІДу постійного струму: а) точковий, б) торцевий містковий на ВТНП.

залежності максимального струму крізь інтерферометр від магнітного потоку. У результаті цього на виході синхронного детектора з'являється перша гармоніка генератора 10 кГц, яку синхронний детектор пропускає і на виході всієї схеми виникає відмінний від нуля вихідний сигнал. Цей сигнал за допомогою глибокого від'ємного зворотнього зв'язку створює у котушці збудження компенсуючий потік Φ_k , такий, що

$$\Phi_{zm} + \Phi_e + (-\Phi_k) \approx \Phi_0/2. \quad (3.15)$$

Таким чином, СКВІД зі зворотнім зв'язком фактично є нуль-детектором. Частотна характеристика такого пристрою визначається постійною часу зворотнього зв'язку. Для більшості застосувань цю постійну вибирають ~ 1 сек.

Можливе застосування СКВІДів і у якості цифрових датчиків змін магнітного поля. При цьому підраховується число осциляцій максимального струму через інтерферометр з моменту початку зміни поля. Загальна зміна поля підраховується на основі того, що період осциляцій відповідає зміні магнітного поля через СКВІД на 1 флюксон (див. рис. 3.2 (б)). Швидкість підрахунків досягає 10^4 квантів потоку на секунду.

Зовнішній вигляд інтерферометрів постійного струму зображений на рис. 3.5. Для усунення гістерезису, ДК в СКВІДі можуть шунтуватися зовнішніми опорами.

3.3. Високочастотний СКВІД

У високочастотному СКВІДі використовується інтерферометр з одним ДК. Вище було показано, що при зміні магнітного потоку змінюються внутрішні властивості цього інтерферометра (різниця фаз на ДК і, як наслідок, його індуктивність L_d , квантовий стан) і для реалізації флюксметра на його основі необхідно розробити пристрої, що реагують на зміну властивостей кільця з одним ДК. Принцип дії одного з

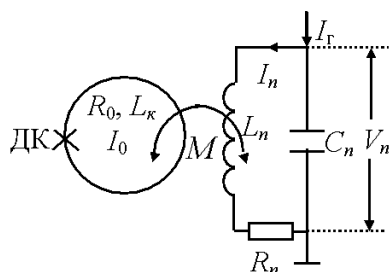


Рис. 3.6. Принципова схема датчика високочастотного СКВІДу

таких пристроїв можна з'ясувати за допомогою рис.3.6, де зображена принципова схема датчика високочастотного СКВІДу. Кільце з ДК індуктивно (коефіцієнт взаємодукції M) пов'язане з контуром проміжної частоти ω_n (звичайно $\omega_n/2\pi \sim 30$ МГц), який резонансно збуджується струмом I_T від зовнішнього генератора. Струм контуру $I_n = I_T Q$ (Q -добротність контуру) створює всередині кільця магнітний потік $MI_n = MI_T Q$, що змінюється з частотою ω_n . Цей потік можна вважати квазістаціонарним,

оскільки час перехідних процесів у кільці $L_K/R_0 \ll 1/\omega_n$ навіть для проміжних частот, що лежать у НВЧ області. Якщо $L_K I_0 > \Phi_0/2$, то при зміні зовнішнього потоку в кільці MI_n у

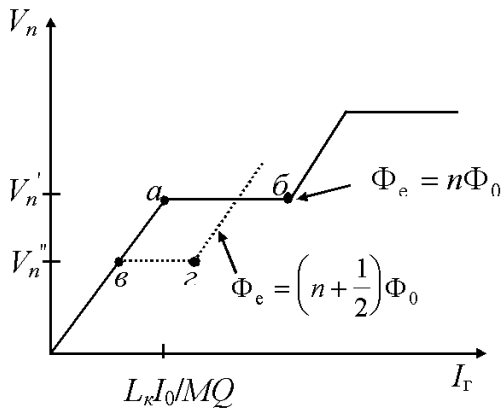


Рис. 3.7. Залежність амплітуди напруги на контурі проміжної частоти від струму збудження I_T .

відповідності з рис.3.3 (в) буде спостерігатися гістерезис величини внутрішнього потоку Φ , через який режим роботи СКВІДу, що буде розглядатись далі, називається "гістерезисним" режимом^{*/}. Залежність напруги на контурі проміжної частоти V_n від струму генератора I_T зображена на рис.3.7. До того часу, поки $|I_T|$ та струм у кільці $I = M I_T Q / L_k$ малі ($|I| < I_0$), інтерферометр знаходиться у основному стані $n=0$ і напруга на контурі V_n лінійно зростає з ростом $|I_T|$, досягаючи при $|I_T| = L_k I_0 / M Q$ значення $V_n' = \omega_n L_n I_n = \omega_n L_n Q |I_T| = \omega_n L_k L_n I_0 / M$. При $|I_T| > L_k I_0 / M Q$ кільце повинно періодично переходити зі стану з $n=0$ у стан з $n=\pm 1$, проходячи при цьому дві петлі

гістерезису (див.рис.3.3 (в)) та втрачаючи деяку енергію ΔE . Виникнення втрат у кільці з ДК різко зменшує добротність контуру, внаслідок чого амплітуда V_n практично не збільшується при $|I_T| > L_k I_0 / M Q$, здійснюючи лише малі релаксаційні коливання поблизу значення V_n' . Можна вважати, що при $|I_T| > L_k I_0 / M Q$ амплітуда коливань контуру виходить на плато $V_n \cong V_n'$. Подальше зростання V_n при зростанні I_T починається лише тоді, коли генератор зможе компенсувати затрати на проходження 2-ох петель гістерезису ΔE . При $|I_T| \geq L_k I_0 / M Q + \Phi_0 / M Q$ інтерферометр буде проходити вже чотири петлі гістерезису, у результаті чого знову виникає плато і т.д. (див. рис.3.7).

Розглянута картина відповідає випадку $\Phi_e = 0$, де Φ_e - постійний зовнішній потік, або аналогічного з ним випадку (див. рис.3.3 (в)) $\Phi_e = n \Phi_0$. Якщо ж $\Phi_e \neq n \Phi_0$, то ситуація змінюється, що, між іншим, виражається у зменшенні напруги на контурі V_n , що відповідає першому плато. Розглянемо рис.3.3 (в) і покладемо для визначеності $\Phi_e = \Phi_0 / 2$. Видно, що тепер кільце з ДК проходить одну петлю гістерезису вже при зовнішньому потоці $M I_n = L_k I_0 - \Phi_0 / 2$, тобто перше плато тепер виникає при $V_n'' = \omega_n L_k L_n (I_0 - \Phi_0 / 2 L_k) / M < V_n'$ (див. пунктир на рис. 3.7). У загальному випадку залежність напруги першого плато від зовнішнього потоку має трикутну форму з максимумами при $\Phi_e = n \Phi_0$ і мінімумами при $\Phi_e = (n + 1/2) \Phi_0$. Глибина модуляції напруги на контурі при зміні магнітного потоку у СКВІДі від 0 до $\Phi_0 / 2$ дорівнює:

$$\Delta V = V_n' - V_n'' = \frac{\omega_n \Phi_0 L_n}{2M} = \frac{\omega_n \Phi_0}{2K} \sqrt{\frac{L_n}{L_k}}, \quad (3.16)$$

де K - коефіцієнт зв'язку, $K = M / (L_k L_n)^{1/2}$. Диференційна чутливість високочастотного СКВІДу згідно (3.16) дорівнює

$$\frac{\partial V_n}{\partial \Phi_e} = \pm \omega_n L_n / M = \frac{\omega_n}{K} \sqrt{\frac{L_n}{L_k}}. \quad (3.17)$$

З (3.16) та (3.17) видно, що характеристики СКВІДу покращуються при $K \rightarrow 0$. Однак у реальному випадку існує оптимальна величина зв'язку, що близька до критичної: $K^2 \cong 1/Q$. Справа в тому, що при зменшенні K зменшуються втрати, що

^{*/} "Безгістерезисний" режим з урахуванням індуктивності ДК відбувається при умові $L_k I_0 < \Phi_0 / 2 \pi$.

вносить інтерферометр у контур проміжної частоти, а разом з ними зменшуються ділянки *ab* та *вг* на рис.3.7, оскільки їх довжина відповідає величині приросту струму генератора, що компенсує втрати на петлі гістерезису. При достатньо малому *K* точка *г* буде лівіше точки *а* і глибина модуляції ΔV почне зменшуватись.

Збільшення проміжної частоти ω_n згідно (3.16) та (3.17) також сприятливо позначається на властивостях високочастотного СКВІДу. Однак найвище значення частоти визначається, очевидно, постійною часу інтерферометра: $\omega_n \leq R_0/L_k$. На сьогодні існують флюксметри з проміжною частотою, що лежить у трьохсантиметровому діапазоні довжин хвиль.

З урахуванням сказаного вище, граничні характеристики високочастотного СКВІДу мають вигляд:

$$\Delta V_{\max} \cong \frac{\Phi_0 R_0}{2L_k} \left(\frac{L_n}{L_k} \right)^{\frac{1}{2}} Q^{\frac{1}{2}}, \quad (3.18)$$

$$\left(\frac{\partial V_n}{\partial \Phi_e} \right) \cong \frac{R_0}{L_k} \left(\frac{L_n}{L_k} \right)^{\frac{1}{2}} Q^{\frac{1}{2}}. \quad (3.19)$$

Величини (3.18), (3.19) у $(L_n Q / L_k)^{1/2}$ раз перевищують відповідні значення (3.13), (3.14) для СКВІДу постійного струму. Для типового СКВІДу $L_k \sim 10^{-9}$ Гн, $L_n \sim 10^{-7}$ Гн, $\omega/2\pi = 30$ МГц, $K \sim 0,2$, $Q \sim 100$. Це приводить до глибини модуляції $\Delta V \cong 10-20$ мкВ при диференційній чутливості порядку декількох сотень вольт на потік в 1 Гс/см^2 , максимальне досягнуте значення $\Delta V = 50$ мкВ при $\omega/2\pi = 10$ ГГц.

Типова схема високочастотного СКВІДу, як і у випадку СКВІДу постійного струму, представляє собою нуль-детектор з глибоким від'ємним зворотнім зв'язком (див. рис. 3.8)

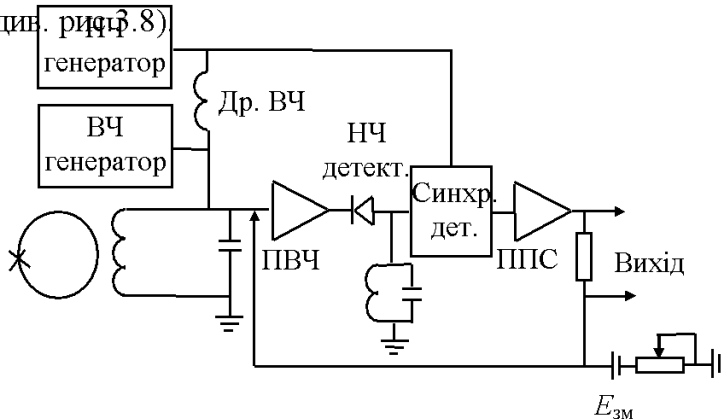


Рис. 3.8. Високочастотний СКВІД зі зворотнім зв'язком.

Відмінність схем на рис. 3.4 та 3.8 полягає лише у тому, що в першому випадку НЧ-генератор модулює постійний струм, що протікає у інтерферометрі, у другому ж випадку він модулює напругу проміжної частоти, що поступає на кільце з ДК від високочастотного генератора. Напруга ВЧ генератора вибирається такою, щоб пік струму I_T

відповідав приблизно середині першого плато; робоча точка за допомогою батареї $E_{зм}$, як і раніше, відповідає потоку зміщення $\Phi_{зм} = n\Phi_0/2$.

Конструкції інтерферометрів для високочастотних СКВІДів зображені на рис.3.9. Котушка контуру проміжної частоти розміщується безпосередньо у отворі надпровідного кільця (рис.3.9 (а,б)) або намотується на трубку у безпосередній близькості від надпровідної плівки (рис.3.9 (в)). В НВЧ варіанті СКВІДу (рис.3.9 (г)) два послідовно з'єднаних ДК ввімкнені безпосередньо в резонансний контур. Обидва ці контакти утворені ділянками ВТНП плівки, структура яких спотворена при перетині поглиблень у підкладці.

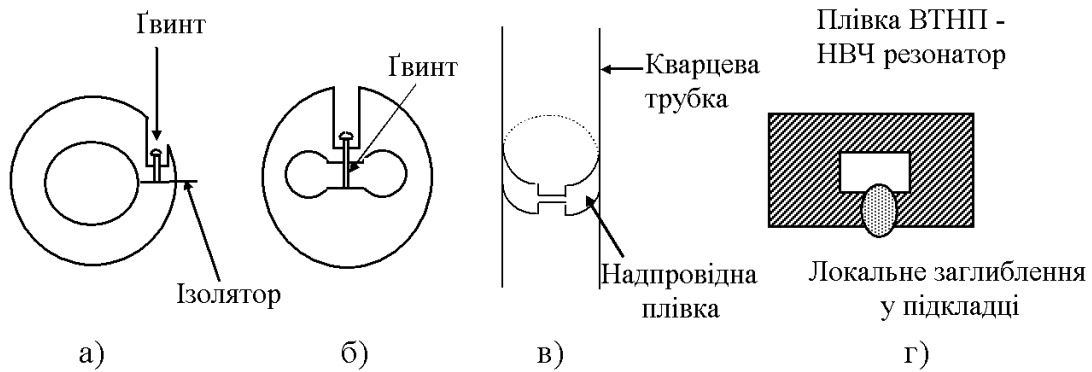


Рис. 3.9. Інтерферометри для високочастотних СКВІДів.

Ми детально обговорили роботу ВЧ СКВІДу у гістерезисному режимі, тобто при умові $L_K I_0 > \Phi_0 / 2\pi$. У протилежному випадку безгістерезисного режиму ($L_K I_0 < \Phi_0 / 2\pi$) кільце СКВІДу уявляє собою параметричну індуктивність, що осцилює із зміною зовнішнього ВЧ потоку. Зміна індуктивності реєструється по зміні частоти контуру проміжної частоти. Цей режим, в принципі, має більшу чутливість, однак він рідко використовується у пристроях на практиці через жорсткі обмеження на параметри СКВІДу, стабільність амплітуди і частоти сигналу ВЧ генератора.

3.4. Шумові властивості СКВІДів

Граничні характеристики СКВІДів обмежуються шумами, як внутрішнього, так і зовнішнього походження. Важливість врахування шумів необхідна ще і тому, що через сильну нелінійність ДК змінюються й сигнальні характеристики контакту; відомо, наприклад, що під дією шумів змінюється навіть вольтамперна характеристика ДК (див. рис.6.4 у [3]). Джерелом зовнішніх шумів є флуктуації магнітного поля Землі, електродвигуни, радіостанції; їх інтенсивність на три та більше порядків перевищує чутливість сучасних СКВІДів. Однак всі ці зовнішні шуми у принципі можна усунути, розмістивши СКВІД у надпровідну оболонку. Ми у подальшому будемо розглядати тільки внутрішні шуми, джерелом яких є сам ДК, коливальний контур проміжної частоти та попередній електронний підсилювач.

Джерелом шуму контакту є в основному активний опір R_0 . Існує, безумовно, й шум типу $1/f$, обумовлений змінами критичного струму внаслідок флуктуації температури, дрейфом струму генератора, дрейфом величини термо-ЕРС на вводах кріостату та т.ін. Однак частота зрізу шуму типу $1/f$ в ДК не перевищує 100 кГц, через що вплив цього шуму завжди може бути усунений вибором високої проміжної частоти або застосуванням схеми з синхронним детектором.

Розглянемо спочатку шуми СКВІДу постійного струму. Два ДК генерують шумову напругу

$$\bar{V}_N^2 = 4k_B T \Delta f \left(\frac{R_0}{2} \right), \quad (3.20)$$

де k_B - постійна Больцмана, R_0 - опір одного ДК, Δf - смуга пропускання системи, що зв'язана з часом вимірювання τ співвідношенням $\Delta f \tau \approx 1$; T - температура контакту.

Вплив шуму вхідних каскадів підсилювача призводить до удаваного збільшення $T \rightarrow T + T_N$. Оскільки вхідний опір підсилювача $R_i \gg R_0$, то його зворотній флуктуаційний вплив на СКВІД незначний. Для кращих сучасних підсилювачів $T_N < 1\text{ К}$.

Мінімальний потік $\delta\Phi$, який може бути виявлений СКВІДом, буде, очевидно, рівний потоку, що створюється шумовою напругою (3.20). Користуючись (3.14), маємо:

$$\Delta V = \frac{\partial V}{\partial \Phi_e} \Delta \Phi, \quad \delta\Phi = \frac{\sqrt{V_N^2}}{\partial V / \partial \Phi_e} = \sqrt{2k_B (T + T_N) L_K^2 \Delta f / R_0}. \quad (3.21)$$

Звичайно $\delta\Phi$ виражають у вигляді, приведену до одиничної смуги та у долях кванту потоку Φ_0 :

$$\frac{\delta\Phi}{(\Delta f)^{1/2}} = \Phi_0 \sqrt{2k_B (T + T_N) L_K^2 / R_0 \Phi_0^2}. \quad (3.22)$$

Для типового СКВІДу ($T = 4\text{ К}$, $L_K = 10^{-9}\text{ Гн}$, $R_0 = 5\text{ Ом}$)

$$\frac{\delta\Phi}{(\Delta f)^{1/2}} \cong 2,5 \cdot 10^{-6} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}. \quad (3.23)$$

Чутливість реальних СКВІДів постійного струму для кращих зразків зараз сягає $10^{-6} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$.

У високочастотному СКВІДі вплив флуктуацій ДК зводиться в основному до появи невизначеності у момент переходу інтерферометра у новий квантовий стан. Більш того, якщо шумовий потік перевищує Φ_0 , шуми зовсім пригнічують впорядковані стрибки у інтерферометрі. Щоб цього не відбулось, необхідно, щоб індуктивність кільця

$$L_K \ll \Phi_0^2 / k_B T \quad (3.24)$$

Умова (3.24) може бути отримана за допомогою (3.21) у припущенні $\Delta f \sim 1/\tau \sim (L_K/R_0)^{-1}$. Ця умова означає, що індуктивність кільця інтерферометра не повинна перевищувати декілька наногенрі, що відповідає діаметру кільця менше 1 см.

Розрахунки показують, що мінімальний потік, що може виявити високочастотний СКВІД повинен бути того ж порядку, що й (3.23), але поки що він дещо вище: $\delta\Phi/(\Delta f)^{1/2} \cong 10^{-5} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$.

Які шляхи підвищення чутливості СКВІДів? Насамперед, як видно з (3.21), варто підвищувати диференційну чутливість СКВІДу до магнітного потоку (3.14) та (3.17). Диференційна чутливість СКВІДу змінного струму зростає зі збільшенням проміжної частоти та при переході до безгістерезисного режиму. У безгістерезисному режимі контур проміжної частоти разом з кільцем інтерферометра являє собою нелінійну коливальну систему з асиметричною кривою з ділянками, що мають нескінченний нахил (див. рис. 14.3 в [4]). Вибираючи робочу точку флюксметра на одній з таких ділянок, можна отримати диференційну чутливість суттєво більшу, ніж у гістерезисному режимі. Все це дає можливість сподіватись на можливість створення в майбутньому СКВІДів з мінімально виявляємим сигналом значно меншим оцінки

(3.23). Однак існує принципове обмеження чутливості флюксометрів на основі ДК. СКВІД можна розглядати як параметричний підсилювач з входною частотою $\sim 2\pi\Delta f$ та частотою накачки $\sim \omega_D = 2eV/\hbar$. Тому мінімальна шумова температура СКВІДу

$$T_N \cong T \frac{2\pi\Delta f}{\omega_D} \cong 10^{-11} T(^{\circ}\text{K}) \Delta f (\text{сек}^{-1}), \quad (3.25)$$

де T - температура контакту.

З (3.25) на основі того, що енергія шумового потоку $\delta\Phi^2/4L_K = k_B T_N$, може бути знайдена гранична мінімально виявлювана СКВІДом величина магнітного потоку

$$(\delta\Phi/(\Delta f)^{1/2})_{\min} = 2 (k_B T L_K 2\pi/\omega_D)^{1/2} \cong 10^{-8} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}. \quad (3.26)$$

Але вже й зараз чутливість СКВІДів - надзвичайно висока, вона на багато порядків перевищує чутливість всіх відомих аналогів і знаходиться на межі квантового рівня. Щоб пересвідчитися в цьому введемо енергетичну характеристику чутливості СКВІДа ε :

$$\frac{\delta\Phi^2}{\Delta f} = \frac{(L_K I_w)^2}{\Delta f} = \frac{L_K I_w^2 L_K}{\Delta f} = \frac{\delta E}{\Delta f} 2L_K = \varepsilon 2L_K, \quad (3.27)$$

тут I_w - шумовий струм у кільці СКВІДа, що індуктований шумовим потоком $\delta\Phi$; δE - енергія шуму у кільці СКВІДа, $\delta E = (L_K I_w^2)/2$.

Величина $\varepsilon = \delta E/\Delta f = \delta E \Delta t$, де Δt - час вимірювань, вимірюється в Дж/Гц = Дж·сек, як і постійна Планка \hbar .

$$\varepsilon = \frac{\delta\Phi^2}{\Delta f 2L_K}. \quad (3.28)$$

Через співвідношення невизначенності $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ енергетична чутливість любого приладу не може бути меншою за \hbar : $\varepsilon > \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж/Гц - в СКВІДах вона близька до цієї величини.

У наш час найкращі СКВІДи постійного струму мають енергетичну чутливість $\varepsilon \sim 10^{-33}$ Дж/Гц, комерційні прилади мають $\varepsilon \sim 10^{-29} - 10^{-31}$ Дж/Гц. Вже створені СКВІДи на ВТНП - їх чутливість на 4 - 5 порядків менша, але причина цього у сильному $1/f$ шумі, який обумовлений неідеальністю сучасних матеріалів. В принципі СКВІДи азотного рівня повинні мати енергетичну чутливість всього лише в ~ 20 разів гіршу за гелійові прилади (магнітна чутливість - в ~ 5 разів гірша).

3.5. Застосування СКВІДів

Вимірювання магнітного поля. Величина магнітного поля H , що діє на СКВІД, знаходиться простим діленням результатів флюксометра Φ на площу кільця СКВІДу S . Для підвищення чутливості магнітометри часто працюють з трансформаторами магнітного потоку, за допомогою яких вдається суттєво збільшити ефективну площу СКВІДу. На рис.3.10 зображений трансформатор потоку, що складається з двох надпровідних індуктивностей L_1 та L_2 , які пов'язані індуктивно з коефіцієнтом

взаємодії $M=K\sqrt{L_k L_1}$ з інтерферометром. Площа витків індуктивностей L_1 та L_2 відповідно S_1 та S_2 . Якщо на індуктивність L_2 діє магнітне поле H , то воно збуджує у трансформаторі потік струм, що створює у кільці СКВІДу потік $MHS_2/(L_1+L_2)$. Без трансформатора на СКВІД діяв би потік HS , звідки легко знайти коефіцієнт підсилення потоку $K_\Phi=MS_2/S(L_1+L_2)$. Максимум передачі магнітної енергії відбувається при $L_1=L_2$, що при $S_1 \cong S$ означає, що вторинна котушка трансформатора повинна бути багатовитковою. З урахуванням

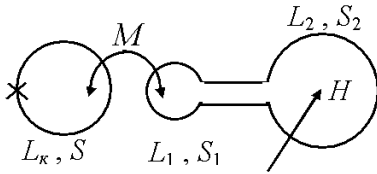


Рис.3.10. Трансформатор потоку.

викладеного $K_\Phi=(K/2)\sqrt{L_k/L_1} S_2/S$. Крапці трансформатори можуть забезпечити $K_\Phi = 5 \cdot 10^2$. Чутливість крапчих магнітометрів на сьогодні досягає $2 \cdot 10^{-11}(\text{Гс/см})/(\text{Гц})^{1/2}$ та обмежується в основному зовнішніми шумами. Цей показник майже на 5 порядків перевищує чутливість найближчого конкурента – квантового рубідієвого магнітометра.

Надпровідний магнітометр може використовуватись для реєстрації малих змін великих магнітних полів. Експериментально були знайдені зміни поля у 10^{-7} Гс при $H=2500$ Гс, що означало досягнення точності крапці 10^{-10} .

Вимірювання градієнта магнітного поля. Для вимірювання градієнта магнітного поля трансформатор потоку має вигляд, зображений на рис.3.11. Приймні котушки ввімкнені назустріч одна одній і у випадку їх еквівалентності СКВІД реєструє тільки поля, що мають градієнти. Показання СКВІДу $\sim (H_1-H_2) = \frac{\partial H}{\partial x} d$,

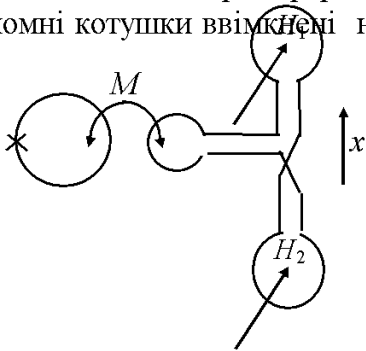


Рис. 3.11. Трансформатор потоку для градіометра.

тут d - відстань між центрами прийомних котушок. Звичайно градієнтні шуми геомагнітного поля малі, тому градіометри можна використовувати для вимірювань неоднорідностей полів навіть поза кріостатом. Градіометри вже з успіхом використовувались для зняття магнітокардіограм людини. Максимальний сигнал мав порядок $2.5 \cdot 10^{-8}$ Гс/см (повне магнітне поле серця поблизу грудної клітини $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ Гс) при чутливості установки $10^{-11}(\text{Гс/см})/(\text{Гц})^{1/2}$ у смузі 20 Гц. Магнітні поля фізіологічних електричних струмів людського організму можуть вимірюватися для вивчення таких органів як мозок, серце, печінка, легені та ін. Типове значення полів знаходиться у межах від 10^{-15} до 10^{-10} тесла (10^{-11} - 10^{-6} Гс), їх частотний діапазон - 0,1 ÷ 100 Гц. З попереднього ясно, що СКВІД є придатним приладом для їх вимірювання, навіть ВТНП СКВІД, не дивлячись на те, що його чутливість є приблизно на порядок гіршою, ніж у НТ СКВІДа. У наш час практичне застосування знайшли багатоканальні магнітоенцефалографи, які разом з електроенцефалографами дозволяють надійно ідентифікувати пухлини мозку.

Серед інших застосувань надпровідних градіометрів необхідно відмітити зв'язок на інфранизьких частотах, геомагнітні вимірювання та неруйнівний контроль матеріалів.

Вимірювання магнітної проникності μ може бути легко проведене на основі градіометру у однорідному магнітному полі. Якщо в одній з прийомних котушок

розміщене середовище з $\mu \neq 1$, то баланс градіометру порушується і на виході СКВІДу з'являється відмінний від нуля сигнал. Таким чином була виміряна намагніченість місячного ґрунту.

Вимірювання струму базується на вимірюванні магнітного потоку, що створюється цим струмом. У найпростішому випадку струм I_x , що вимірюється, пропускається безпосередньо крізь надпровідну частину кільця СКВІДу. При цьому $\Phi = L'I_x$, де L' завжди менше індуктивності кільця, тобто струм I_x проходить не через все кільце; в оптимальному випадку $L' \cong L_K$. Мінімальний струм, що виявляється

$$\delta I_x = \delta \Phi / L_K = \sqrt{2k_B(T + T_N)\Delta f / R_0}. \quad (3.29)$$

Оцінка (3.29) дає $[\delta I_x / (\Delta f)^{1/2}] \cong 10^{-10} \text{ A}/(\text{Гц})^{1/2}$. Головна перевага такого амперметру – малий вхідний опір.

Вимірювання напруги. Надпровідний амперметр може бути використаний для вимірювання ЕРС джерел з малим внутрішнім опором R_i . Для того, щоб не було короткого замикання, послідовно з амперметром вмикають малий гасячий опір $R_s \leq 10^{-5} \text{ Ом}$ ($R_i \ll R_s$)*/. Мінімальний сигнал, що може виявити такий вольтметр - $\delta V_x = \delta I_x R_s$, що приводить до оцінки $[\delta V_x / (\Delta f)^{1/2}]_{\min} \cong 10^{-15} \text{ В}/(\text{Гц})^{1/2}$. Одна з переваг такого вольтметру є мала вхідна індуктивність.

Інша конструкція вольтметра, яка дістала назву СЛАГ**/, використовує краплеподібні джозефсонівські переходи. Напруга, що вимірювалася, викликала струм безпосередньо у ніобієвому дроті, на який була нанесена крапля олова. Цей струм створював магнітне поле на ДК; один квант потоку був еквівалентним 200 мкА. Струм крізь ДК змінювався з частотою 20 кГц з амплітудою, що перевищувала критичний струм ДК I_0 , в наслідок чого на ДК виникли імпульси напруги, амплітуда яких залежала від струму крізь ніобієвий дріт. СЛАГом можна було виміряти струми величиною 1 мкА та напругу 10^{-14} В з постійною часу 1 сек при вхідній індуктивності $\sim 10^{-9} \text{ Гн}$. Серед застосувань вольтметрів на основі СКВІДів можна назвати вимірювання термо-ЕРС, інфрачервоні надпровідні болометри та т.ін.

*/ Для вимірювання напруги часто використовується компенсаційна схема нуль-детектору. При цьому на гасячий опір подається з виходу сигнал так, щоб напруга на вході вольтметру була близька до нуля.

**/ SLUG- *Superconductive Low-inductance Undulating Galvanometer* (англ.).

4. Електронні пристрої на основі нестационарного ефекту Джозефсона

4.1. Джозефсонівський генератор

Коливання джозефсонівського струму при $V_0 \neq 0$ з частотою $\omega_D = 2eV_0/\hbar$ можуть бути використані для створення НВЧ генератора з перебудовою частоти. При узгодженні імпедансів ДК Z_D та лінії передачі Z_L :

$$Z_D = Z_L, \quad (4.1)$$

максимальна потужність джозефсонівського генератора

$$P_{max} < 1/8 I_0 V_0. \quad (4.2)$$

Знак « $<$ » в (4.2) присутній тому, що енергія постійного струму витрачається не тільки на генерацію частоти ω_D – вона виділяється у вигляді теплоти на активному опорі контакту, йде на генерацію вищих гармонік та т. ін.. Практично P_{max} не буває більшою за $\sim 0.1 I_0 V_0$. Оцінка P_{max} для трохсантиметрового діапазону довжин хвиль ($V_0 \approx 20$ мкВ) приводить до значення $P_{max} \sim 10^{-8}$ Вт. Це значення потужності дуже мале й суттєво звужує область застосування джозефсонівських генераторів. На теперішній час отримано експериментально потужність випромінювання з ДК $\sim 10^{-9}$ Вт у трохсантиметровому діапазоні довжин хвиль при ККД $\sim 2\%$.

Із збільшенням частоти генерації згідно з (4.2) вихідна потужність повинна збільшуватись. При $eV = 2\Delta$, вона має максимум, а з подальшим збільшенням частоти через руйнування надпровідних пар, P_{max} прямує до нуля, залишаючись не нульовою аж до довжин хвиль ~ 0.1 мм.

Ще одним доволі значним недоліком джозефсонівських генераторів є велика ширина лінії випромінювання $\Delta\omega_D$, обумовлена тим, що при флуктуаційній зміні напруги на ДК, змінюється частота генерації. Аналіз показує (див. [3], с. 103), що

$$\Delta\omega_D = 2 \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 R_0 kT \quad (4.3)$$
$$\Delta f_D (\text{МГц}) \cong 40 R_0 (\text{Ом}) T (\text{К}),$$

де T – температура ДК.

Із (4.3) випливає, що ширина лінії випромінювання перевищує 100 МГц. Існує декілька способів зменшення значення $\Delta\omega_D$. Один із них базується на включенні ДК у об'ємний резонатор з добротністю Q . При цьому, як видно з рис. 2.19 (б), на ВАХ з'являються ділянки зі значенням похідної $dI/dV \rightarrow 0$. Вибір робочої точки на цій ділянці призводить до мінімального впливу флуктуацій напруги на ДК. При цьому Δf_D зменшується у Q^2 разів і може досягти значень ~ 1 кГц; при цьому однак втрачається одна з найбільших переваг джозефсонівського генератора – можливість електронної перебудови.

Другий спосіб зменшення $\Delta\omega_D$ полягає у зменшенні активного опору, який є джерелом шумової напруги (див. 4.3), шляхом шунтування контакту опором $R_{ш} \ll R_0$. Таке шунтування може бути здійснене ввімкненням ДК у кільце з резистивною ділянкою (див. рис. 4.1). Однією з переваг схеми ввімкнення ДК у резистивне кільце є можливість задання на контакті напруги V , незалежної від властивостей самого контакту. За допомогою (4.3)

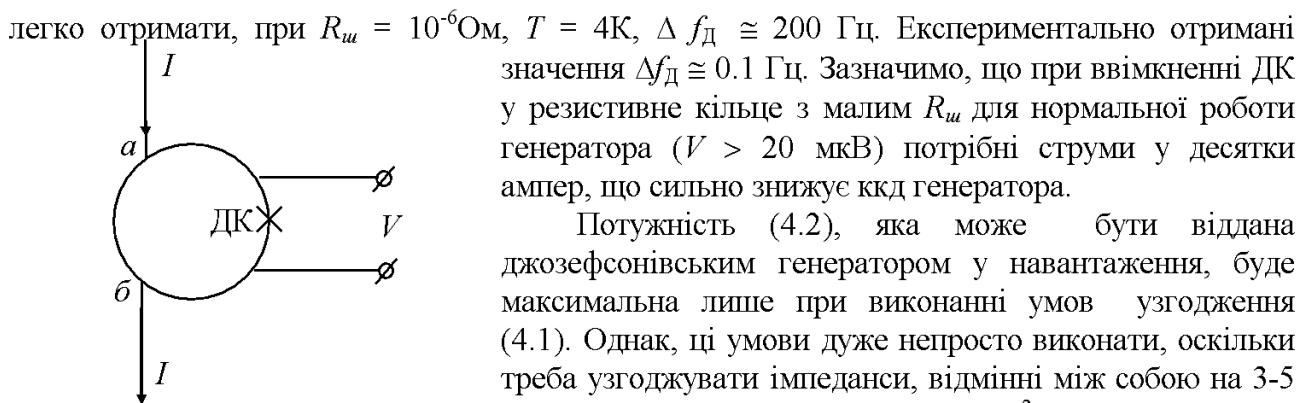


Рис. 4.1. Контакт у резистивному кільці. а,б - ділянка з нормальним опором $R_{ш} \ll R_0$.

значення $\Delta f_d \approx 0.1$ Гц. Зазначимо, що при ввімкненні ДК у резистивне кільце з малим $R_{ш}$ для нормальної роботи генератора ($V > 20$ мкВ) потрібні струми у десятки ампер, що сильно знижує ккд генератора.

Потужність (4.2), яка може бути віддана джозефсонівським генератором у навантаження, буде максимальна лише при виконанні умов узгодження (4.1). Однак, ці умови дуже непросто виконати, оскільки треба узгоджувати імпеданси, відмінні між собою на 3-5 порядків. Дійсно, Z_L звичайно $\approx 10^2$ Ом, а $Z_d \approx 377d/l \approx 10^{-3}$ Ом. Вираз для Z_d приведений для випадку апроксимації ДК мікросмужковою лінією завширшки l та висотою d . Узгодження таких різних імпедансів можна виконати за допомогою об'ємних резонаторів.

Зв'язок ДК з резонатором може відбуватися як по електричному полю, так і (у випадку ДК у надпровідному або у резистивному кільці) по магнітному полю. Зв'язок тунельних ДК з лінією передачі або з узгоджувачами резонаторами може відбуватися через один із надпровідних електродів ДК, якщо його товщина менше скін-шару: ККД тут досягає 4%.

Труднощі узгодження призводять до того, що найбільш перспективним є таке використання джозефсонівських генераторів, де не існує випромінювання у лінію передачі, а це випромінювання використовується для самонакачування різних нелінійних ефектів в самому ДК.

Через нелінійність ДК у спектрі генерації присутні, як видно з (2.28), і вищі гармоніки. При цьому амплітуда гармонік із зростанням їх номера k падає досить повільно (як функція Бесселя $j_k(V_1/V_0)$). При $k \gg 1$ перший максимум $\max j_k(x) \approx 0.67 k^{-1/3}$ ($x \approx k$). На сьогодні на ВАХ ДК фіксують сходинки, що відповідають 103-ій гармоніці 72 ГГц. По випромінненню знайдені 2-а та 3-я гармоніки, що були відповідно на два та чотири порядки менш інтенсивні ніж основна гармоніка.

Найбільш радикальним методом боротьби з трьома основними недоліками джозефсонівських генераторів (мала потужність, некогерентність, низький вхідний опір) є використання лінійних ланцюжків або плоских ґраток великого масива сфазованих джозефсонівських генераторів.

Якщо N - число генераторів, що працюють когерентно, то потужність їх сумарного випроміннення може в N^2 раз перевищувати потужність випроміннення окремого генератора, тому що при цьому складаються не потужності, а амплітуди окремих генераторів. Через взаємну синхронізацію в N разів буде зменшена шумова ширина лінії випроміннення $\Delta\omega_d$, у стільки ж разів може зрости сумарний опір джозефсонівських генераторів, що ввімкнені в лінію передачі.

Один з варіантів реалізації лінійного ланцюжка джозефсонівських генераторів зображений на рис. 4.2. На цьому рисунку пість джозефсонівських контактів ввімкнені послідовно в мікросмужкову лінію передічі, за постійним струмом всі контакти ввімкнені паралельно. Для взаємної синхронізації контактів необхідно, щоб кожен з них знаходився у електромагнітному полі, що випромінюється всіма іншими контактами, для чого їх слід, наприклад, розташувати на відстанях, які були б суттєво меншими довжини електромагнітної хвилі або всередині резонатора.

За допомогою ґраток ДК у наш час вже отримані обнадійливі результати. Наприклад, у трьохсантиметровому діапазоні 99 ДК забезпечували потужність $P \sim 10^{-6}$ Вт при смузі випроміннення $\Delta f_d \sim 20$ кГц. Цей пристрій вже може у деяких випадках використовуватися в

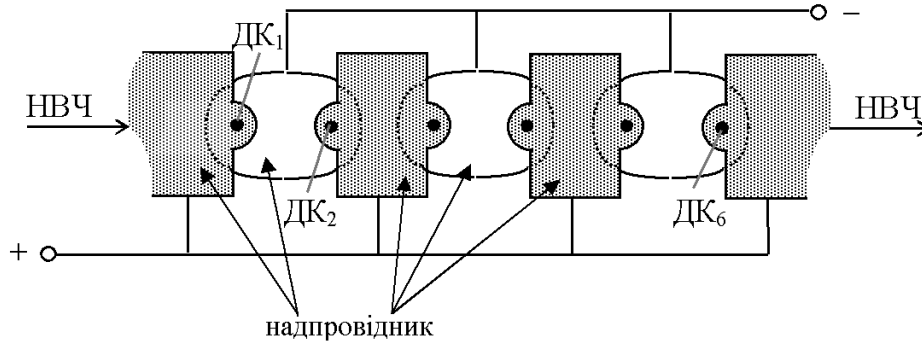


Рис. 4.2. Лінійний ланцюжок 6 джозефсонівських контактів- синхронізованих генераторів НВЧ.

якості гетеродина. У іншому пристрої 500 ДК у діапазоні 400-500 ГГц генерували потужність 50 мВт при шумовій смузі 0,1 – 1 МГц.

На теперішній час вже існують перші вдалі спроби реалізації джозефсонівських генераторів на базі лінійних ланцюжків джозефсонівських контактів на ВТНП. 200 ДК, що створені бікристалічною границею двох ВТНП, генерували потужність до 1 мВт у трьохсантиметровому діапазоні довжин хвиль.

Існує і інший підхід до створення генератора НВЧ на основі ДК. При цьому використовується випромінення, викликане рухом джозефсонівських вихорів (флуксонів) у довгих тунельних SIS контактах. У цьому випадку один ДК може генерувати потужність $\sim 0,1$ мкВт у смузі 1 МГц на частотах до 500 ГГц. Вже створений лабораторний макет SIS - змішувача з гетеродином на довгому ДК. Невирішеною проблемою є високі фазові шуми і широка спектральна смуга випромінення.

4.2. Параметричний підсилювач на основі ДК

У розділі 2.7 було показано, що джозефсонівський контакт має від'ємний опір R^- на частоті $\omega > \omega_D$. Якщо контакт розмістити у резонаторі з добротністю Q , то при $|R^-| > R = \omega_0 L / Q$ у резонаторі з'являться коливання на частоті ω_0^* . Тут ω_0 та L - власна частота та еквівалентна індуктивність резонатора. Якщо $|R^-| < R$, то система контакт-резонатор є одночастотним регенеративним підсилювачем на частоту $\omega_0 > \omega_D$. Один з експериментальних макетів такого підсилювача працював у 3-х см діапазоні довжин хвиль при температурі $T=4.2$ К. Він використовував коаксіальний напівхвильовий резонатор з точковим контактом $Nb-Ta$, опір якого $R_0 \sim 1$ Ом, шумова температура одночастотного підсилювача $T_N \cong 42T$.

Індуктивність ДК L_D може змінюватись у часі під дією самонакачки ($V_0 \neq 0$), а також під дією зовнішнього електромагнітного сигналу частоти ω_1 та амплітуди V_1 . В останньому випадку можна реалізувати параметричний підсилювач із зовнішньою накачкою.

Дійсно, згідно (2.26) та (2.34) при $V_0=0$, $V_2=0$ маємо:

*/ Ці коливання називаються "неджозефсонівською" генерацією, вони мають більш широкую лінію випромінювання (~ 6 раз), ніж джозефсонівська генерація, стабілізована аналогічним об'ємним резонатором.

$$L_D = \hbar / 2eI_0 \cos \varphi$$

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \sin \omega_1 t. \quad (4.4)$$

Для стійкої роботи такого підсилювача необхідно, щоб L_D знаходилась на ділянці позитивних значень або $|\varphi| < \pi/2$. Ця вимога накладає обмеження на потужність накачки ($\sim V_1^2$), що призводить до неможливості використання усіх потенціальних можливостей підсилювача. Для усунення цього обмеження ДК включаться у надпровідникове кільце з індуктивністю L_K такою, щоб для всіх φ $L_K^{-1} + L_D^{-1} > 0$. Такий параметричний підсилювач є, взагалі кажучи, СКВІДом змінного струму і всі міркування, зроблені раніше про шуми СКВІДу, мають місце і зараз. Наприклад, шумова температура підсилювача $T_N = T\omega_c / \omega_D \ll T$, де ω_c - частота сигналу, $\omega_c + \omega_x = \omega_1$, ω_x - частота холостого контуру.

Параметричний підсилювач з самонакачкою ($V_0 \neq 0$) не потребує зовнішнього генератора, накачкою слугує власна джозефсонівська генерація. Але завдяки її немонохроматичності (див. § 4.1) такий підсилювач має значно гірші шумові характеристики ніж підсилювач з зовнішньою накачкою.

4.3. Квадратичний детектор

Для створення детектору НВЧ на основі ДК може бути використаний факт зменшення нульової сходинок ВАХ контакту під дією електромагнітного сигналу. Згідно (2.32) величина сходинок (див. рис.4.3)

$$\frac{I_{\pm}}{I_0} \approx j_0 \left(\frac{2eV_c}{\hbar\omega_c} \right) = 1 - \frac{e^2}{\hbar^2\omega_c^2} V_c^2 = 1 - \alpha P, \quad (4.5)$$

де V_c та ω_c - амплітуда та частота сигналу, $P \sim V_c^2$ - його потужність.

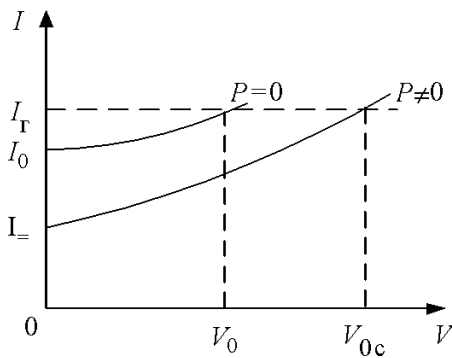


Рис. 4.3. ВАХ ДК з генератором струму I_{Γ} під дією потужності НВЧ P .

З рис.4.3 видно, що ВАХ ДК під дією НВЧ потужності P знижується, у результаті чого, падіння напруги на детекторі збільшується на $\Delta V = V_{0c} - V_0$. ΔV пропорційне диференційному опору ДК dV/dI , і, згідно (4.5), квадрату напруги НВЧ (або $\sim P$). У зв'язку з останньою обставиною, даний детектор є квадратичним детектором чи детектором потужності. Апроксимуючи ВАХ на рис.4.2 прямими лініями та вважаючи у відповідності із (4.5) $I/I_c = 1 - \alpha P$, легко отримати

$$\Delta V = \frac{dV}{dI} I_0 \alpha P = \eta P, \quad (4.6)$$

де η - вольт-ватна чутливість квадратичного детектору^{*/}. Залежність η від частоти визначається формулою (4.5), згідно з якою $\eta \sim \omega^{-2}$, зв'язком з лінійною передачею, резонансними властивостями як об'єму, у якому знаходиться ДК, так і самого контакту, величиною щільності надпровідника Δ . Чутливість детектора сильно знижується при $\hbar \omega_c > \Delta$, однак залишається помітною величиною аж до $\hbar \omega_c \approx 10\Delta$ (див., наприклад, рис.17.17 в [1]).

Похідна dV/dI також залежить від частоти, вона максимальна поблизу частот $\omega_c = \frac{m}{n} 2eV_0/\hbar$, що відповідають сходам напруження на ВАХ (див. рис. 2.20). При роботі детектора близько сходинок (селективний режим) чутливість детектора збільшується, однак він стає вузькосмуговим. Шуми детектора, як і у випадку СКВІДу, залежать в основному від активного опору контакту, шумова потужність

$$P_N = V_N / \eta, \quad (4.7)$$

де V_N визначається формулою (3.20).

На цей час отримані такі характеристики квадратичних детекторів на ДК. Робочі частоти - до ~ 1000 ГГц ($\lambda = 0.3$ мм). Чутливість $\eta \approx 10^5$ В/Вт ($\lambda = 3$ мм). Інерційність - 10^{-10} сек. Еквівалентна шумова потужність $P_N / (\Delta f)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{1/2} при $\omega_c/2\pi = 120$ ГГц та 10^{-14} Вт / ГГц^{1/2} при $\omega_c/2\pi = 300$ ГГц ($\lambda = 1$ мм). Теоретично можливе значення $P_N/(\Delta f)^{1/2} \approx 10^{-17}$ Вт / ГГц^{1/2} при $\lambda \approx 3$ мм.

Селективне детектування суттєво звужує полосу детектора, однак виграти у параметрах тут на сьогодні не отримано: $\Delta\omega_c/2\pi \sim 300$ МГц, $\omega_c/2\pi \approx 187$ ГГц, $P_N/(\Delta f)^{1/2} = 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2}.

Практично схема детектора складається з модуляторів падаючого випромінювання або робочого струму контакту, що працюють разом з синхронними детекторами, налаштованими на частоту модуляції (див., наприклад, рис. 22.3 в [3]).

4.4. Перетворення коливань за допомогою ДК

Раніше при розгляді ДК під дією електромагнітних коливань була досліджена тільки постійна складова джозефсонівського струму. Змінні складові можуть бути легко проаналізовані за допомогою загального виразу (2.28). Якщо покласти для спрощення $V_0 = \omega_D = 0$, то можна записати у явному вигляді декілька доданків з суми (2.28)

^{*/} Згідно з більш точною резистивною моделлю ДК з генератором струму при $I \approx I_0$:

$$\Delta V = \frac{I_c^2 \partial V / \partial I}{4I_0 \omega_c^2} \left(\frac{2e}{\hbar} I_0 R_0 \right)^2; \quad \eta = \frac{R_0}{2V_0 \omega_c^2} \left(\frac{2e}{\hbar} I_0 R_0 \right)^2, \quad I_c - \text{амплітуда сигналу.}$$

$$\begin{aligned}
I = I_0 \{ & j_0 \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) j_0 \left(\frac{2eV_2}{\hbar\omega_2} \right) \sin \varphi_0 + \\
& + j_1 \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) j_{-1} \left(\frac{2eV_2}{\hbar\omega_2} \right) \sin [\varphi_0 + (\omega_2 - \omega_1)t] + \\
& + j_1 \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) j_1 \left(\frac{2eV_2}{\hbar\omega_2} \right) \sin [\varphi_0 - (\omega_2 - \omega_1)t] + \\
& + j_1 \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \times j_{-2} \left(\frac{2eV_2}{\hbar\omega_2} \right) \sin [\varphi_0 + (2\omega_2 - \omega_1)t] + \dots \}.
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Перший доданок в (4.8) відповідає за вже досліджений ефект (2.32) зменшення постійної складової максимального струму через контакт у присутності електромагнітних полів. Другий доданок описує явище зміщення частоти вниз, у результаті якого струм крізь контакт змінюється з частотою, яка дорівнює різниці частот коливань $\omega_2 - \omega_1$, які діють на ДК. Можливість перетворення частоти вгору помітна при дослідженні третього доданку в (4.8). Четвертий доданок описує перетворення частоти донизу за допомогою гармонік падаючого випромінювання. Нагадаємо, що через особливі властивості ДК ефекти перетворення можуть відбуватися з підсиленням сигналу. Всі згадані явища виявлені експериментально й використовуються для створення прийомних пристроїв на ДК. При цьому до контакту підводяться два сигнали: сигнал, що досліджується, на частоті $\omega_c = \omega_1$ та сигнал гетеродину на частоті $\omega_r = \omega_2$. Напруга проміжної частоти, яка знімається з контакту, має частоту $\omega_n = \omega_r - \omega_c$ у випадку перетворення частоти донизу; $\omega_n = \omega_r + \omega_c$ у випадку перетворення частоти вгору; $\omega_n = n\omega_r - \omega_c$ у випадку перетворення частоти вниз на гармоніках гетеродину.

У якості гетеродину може бути використаний як зовнішній генератор, так і власна джозефсонівська генерація контакту. В останньому випадку потрібна ретельна стабілізація частоти генерації, оскільки всі флуктуації гетеродина переносяться на проміжну частоту, й може так статися, що $\Delta\omega_d \cong \omega_n$.

Змішувач на ДК, як і квадратичний детектор, є високочастотним пристроєм, що працює до $f_c \sim 10^{12}$ Гц. На сьогодні з допомогою ДК зареєстрований сигнал проміжної частоти від лазера на CO_2 ($\lambda \sim 10$ мікрон, частота 30 ТГц). Велика нелінійність ДК призводить до того, що вже при міліватних рівнях гетеродина й сигналу стає можливим реєстрування сигналу проміжної частоти при перетворенні частоти донизу на більш ніж сотій гармоніці гетеродину. На точковому Nb-Nb контакті була виділена проміжна частота $f_n = 9$ ГГц при змішуванні частоти сигналів від лазера на парах води ($f_c \sim 3822$ ГГц) та 401-ої гармоніки гетеродину на клістріні з частотою $f_r \sim 9.5$ ГГц. Аналогічні досліди проведені з лазером на HCN ($f_c = 891$ ГГц, 964 ГГц). Все це означає, що вже зараз на ДК створені практичні прийомні пристрої для не дуже малих сигналів, що перекривають всю ділянку електромагнітного спектру від інфрачервоного випромінювання до НВЧ-діапазону.

Для прийому гранично малих сигналів безумовно потрібно використати безпосередню взаємодію сигналу з першою гармонікою гетеродину. Для стабілізації ДК при великих потужностях гетеродину, як і у випадку параметричних підсилювачів, слід включати ДК у надпровідне кільце, інакше кажучи, слід використати у якості змішувача високочастотний СКВІД. Для отримання великих напруг проміжної частоти необхідно підвищувати проміжну частоту (див. формулу (3.16)), для чого можна використати режим з

перетворенням частоти вгору. Коефіцієнт підсилення перетворення частоти на ДК, як і у випадку квадратичного детектора, залежить від значення dV/dI , тобто від вибору робочої точки. Робоча точка береться взагалі поблизу нульової сходинки, де похідна dV/dI максимальна.

Чутливість приймача із змішувачем залежить від величини шуму, що додається при перетворенні частоти сигналу до проміжної частоти $\omega_{\text{п}}$, та звичайно характеризується відповідною шумовою температурою T_N . Сильна нелінійність ВАХ та наявність в ДК власної генерації створюють умови для перетворення «вниз» по частоті не тільки корисного сигналу, але і множини ВЧ компонент шуму. У результаті, як показує теорія та експеримент,

T_N змішувача на ДК у десятки разів перевищує його фізичну температуру. Частотна область використання змішувачів з ДК складає 30 - 500 ГГц. Для частот ~ 100 ГГц найменше досягнуте значення $T_N \sim 100$ К. Як квадратичні детектори, так і змішувачі на ДК широко не використовуються. Причиною цього є недостатня стабільність властивостей (при використанні

Рис. 4.4. Перетворювачі частоти «вгору» на СКВІДі.

Γ_1, Γ_2 – перший та другий гетеродин.

точкового контакту) та у підвищеному рівні шуму. Разом з тим вони по своїм властивостям в області від 500 до ~ 1000 ГГц перевищують, напевно, приймачі, що базуються на ефекті Шоткі та одночастинкових тунельних переходах (див. § 6.3).

Практична схема прийомного пристрою з перетворювачем частоти вгору на СКВІДі зображена на рис. 4.4. Сигнал на напівпровідниковому детекторі змішується з коливанням гетеродину й утворюється перша проміжна частота $f_{\text{п1}} = f_{\text{Г1}} \cdot f_c$. На СКВІДі внаслідок биття $f_{\text{п1}}$ та $f_{\text{Г2}}$ виникає друга проміжна частота $f_{\text{п2}} = f_{\text{п1}} + f_{\text{Г2}}$, що лежить звичайно у 3-х сантиметровому діапазоні, де існують найбільш чутливі ПВЧ. Схема має еквівалентну потужність шуму $\sim 10^{-15}$ Вт/Гц $^{1/2}$ при $f_c \sim 100$ ГГц, $f_{\text{п1}} \sim 1$ ГГц, $f_{\text{п2}} \sim 10$ ГГц. При використанні режиму перетворення частоти «вниз» чутливість перетворювачів на ДК того ж порядку, що й квадратичних детекторів.

4.5. Спектрометр та спектроаналізатор на основі ДК

Можливість простої перебудови джозефсонівського генератора робить його зручним пристроєм для використання у спектрометрах та спектроаналізаторах. Ідея спектрометра на основі ДК полягає у наступному. В середині резистивного кільця з ДК чи кільця з двома ДК розміщується речовина, що досліджується, і яка виявляє резонансне поглинання на частоті $\omega_{\text{рез}}$, після чого знімають ВАХ ДК. При $\omega_{\text{Д}} = \omega_{\text{рез}}$ буде існувати сходинка струму, тому що джозефсонівське випромінювання, що знижує ВАХ ДК по осі струмів (див. рис.4.3), буде поглинатись у речовині, у результаті чого, його дія на контакт зменшиться. У практичних схемах спектрометрів для підвищення чутливості знімають не ВАХ, а похідну dV/dI , на якій більш чітко проглядаються сходинки струму. Можливі також схеми, аналогічні схемі високочастотного СКВІДу, у яких вимірюють не ВАХ контактів, а напругу на контурі проміжної частоти $\omega_{\text{п}}$, що пов'язаний зі СКВІДом та збуджується зовнішнім генератором. При $\omega_{\text{Д}} - \omega_{\text{п}} = \omega_{\text{рез}}$, $\omega_{\text{п}} - \omega_{\text{Д}} = \omega_{\text{рез}}$, $\omega_{\text{Д}} = \omega_{\text{рез}}$ ця напруга буде зменшуватись, тому що частина енергії контура буде поглинатися у речовині. На такій схемі був знайдений ядерний магнітний резонанс на атомах C_0^{59} , поглинання при цьому становило 10^{-16} Вт.

Поява сходинок на ВАХ контакту, що знаходиться під випроміненням НВЧ, дає можливість сконструювати спектроаналізатор на основі ДК. Якщо свічувати напругу V_0 , що прикладається до ДК, отримаємо ряд сходинок (або піків на графіку залежності похідної $dV/dI=f(V_0)$). По місцезнаходженню та інтенсивності цих піків можна робити висновки про частоту та потужність діючих на ДК випромінювань. Таким чином були проаналізовані сигнали від дуже високочастотних джерел, у тому числі лазерів на парах води. При цьому потрібна була потужність близько декількох міліват. Для створення аналізаторів спектра міліметрового та субміліметрового діапазону з більшою чутливістю можна використовувати перетворювачі частоти донизу на основі ДК з самонакачкою або з накачкою від зовнішнього гетеродину.

4.6. ДК як еталон напруг

Фундаментальне співвідношення (2.12) $\omega_D=(2e/\hbar)V_0$ для джозефсонівських контактів дозволяє зв'язати напругу на ДК з найбільш точно вимірюваною на сьогодні величиною – частотою. Можливі декілька методів вимірювання V_0 на основі ДК. Один з них базується на вимірюванні частоти випромінювання з контакту. Однак, через некогерентність та слабкість такого випромінення, цей метод має малу точність. Якщо застосувати способи підвищення монохроматичності випромінення, то можливі ефекти затягування частоти та зумовлене ними відхилення від залежності (2.12). Інший метод – це фіксація напруги першої сходинок на ВАХ або першого максимуму на залежності $dI/dV=f(V_0)$ при опроміненні контакту когерентною частотою ω_0 . Напруга першого максимуму $V_0=\omega_0\hbar/2e$ залежить лише від стабільності та точності визначення ω_0 , а не від крутизни першої сходинок, яка визначається шумами ДК. Застосуванням для опромінення контакту високостабільних лазерів та систем послідовно з'єднаних ДК для підвищення V_0 , відносна похибка еталонів напруги на сьогодні доведена до $\sim 10^{-8}$.

Джозефсонівський еталон напруги в деяких країнах вже служить стандартом вольт. Наприклад, в США це зроблено в 1972 році, з 1998 р. в джозефсонівському стандарті використовуються 18992 переходи, що дають напругу 10 В.

За допомогою еталону напруги шляхом точного виміру ω_0 та V_0 вдалось підвищити точність вимірів фундаментальної константи e/h та всіх пов'язаних з нею фізичних констант.

5. Властивості надпровідників у діапазоні НВЧ.

5.1. Провідність надпровідників на змінному струмі

Поведінка надпровідників на високих частотах може бути якісно проаналізована за допомогою дворідинної моделі, згідно з якою у надпровідниках існують нормальні та надпровідникові електрони, кількість яких у одиниці об'єму відповідно n_n та n_c . На постійному струмі нормальні електрони не беруть участь у провідності, оскільки падіння напруги на надпровіднику дорівнює нулю. На високих частотах через скінченну масу надпровідних електронів на надпровіднику виникає ненульова різниця потенціалів, яка прискорює як надпровідну, так і нормальну електронні компоненти. Рух нормальних електронів призводить до втрати енергії у надпровіднику на високих частотах. Через малу масу електронів ці втрати стають помітними на частотах $\sim 10^8$ Гц та вище. Еквівалентна схема надпровідника на НВЧ, що відповідає викладеним вище міркуванням, наведена на рис.5.1.

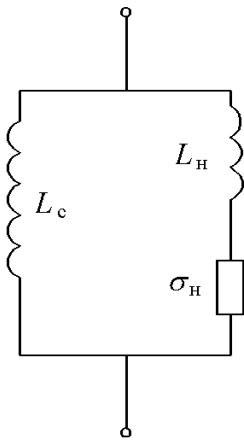


Рис. 5.1. Еквівалентна схема надпровідника у дворідинній моделі.

За інерцію надпровідних та нормальних електронів відповідають індуктивності L_c та L_n ; до втрат приводить скінченна провідність нормальної компоненти σ_n .

Обчислимо провідність надпровідника на НВЧ, користуючись дворідинною моделлю та вважаючи, що $\hbar\omega \ll \Delta$. Використовуючи другий закон Ньютона, для надпровідних електронів можна записати:

$$n_c m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = n_c e E, \quad (5.1)$$

де E - напруженість електричного поля у надпровіднику, $E = E_0 e^{j\omega t}$. Враховуючи, що густина надпровідного струму $J_c = n_c e dx/dt$, маємо

$$m_e dJ_c/dt = n_c e^2 E \quad (5.2)$$

Аналогічне співвідношення для нормального струму J_n повинно мати член, що враховує скінченність часу релаксації імпульсу нормальних електронів τ_e .

$$m_e dJ_n/dt + m_e J_n/\tau = n_n e^2 E \quad (5.3)$$

Розв'язавши систему (5.2), (5.3), отримаємо, вважаючи для простоти $\omega\tau_e \ll 1$ і вводячи питому провідність $\sigma = 1/\rho$:

$$J = \sigma E; \quad J = J_0 e^{j\omega t} = J_c + J_n; \quad J_0 = \sigma E_0; \quad \sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \quad (5.4)$$

$$\sigma_1 = n_n e^2 \tau / m_e; \quad \sigma_2 = e^2 \{n_c + n_n \omega^2 \tau^2\} / m_e \omega \quad (5.5)$$

З (5.5) можуть бути отримані питомі параметри еквівалентної схеми, зображеної на рис. 5.1:

$$\sigma_n = \sigma_1; \quad L_c = m_e / (e^2 n_c) = \frac{4\pi}{c^2} \lambda_L^2 = \mu_0 \lambda_L^2 (\text{CI}); \quad L_n = m_e / e^2 n_n \omega^2 \tau^2;$$

$$\lambda_L^2 = (m_e c^2 / 4\pi n_c e^2) = \frac{m_e}{e^2 n_c \mu_0} (\text{CI}).$$

Наведені вирази вказують на те, що лише на низьких частотах провідність надпровідника зумовлена надпровідними електронами. На дуже високих частотах $\sigma_2 \rightarrow 0$, тобто ці електрони зовсім не приймають участі у провідності. Частота, при якій $\omega L_c = \sigma_n^{-1}$ називається граничною частотою $\omega_{cp} = n_c e^2 / \sigma_n m_e$. Порядком величини граничної частоти становить декілька сотень гігагерц. Наприклад, для ніобію $\omega_{cp} / 2\pi \approx 700$ ГГц.

5.2. Поверхневий імпеданс

Через те, що високочастотні струми протікають у металах не по всьому об'єму, а лише у приповерхневому скін-шарі товщиною δ , на НВЧ зручніше користуватися не питомою провідністю σ , а пов'язаною з нею величиною поверхневого імпедансу $Z = Z_R + jZ_I = R_S + jX_S$.

$$Z = \frac{4\pi}{c} \frac{E_t}{H_t} = \frac{4\pi}{c} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad (5.6)$$

де E_t та H_t - тангенціальні компоненти електричного та магнітного полів на поверхні провідника; $\sqrt{\mu/\varepsilon}$ - хвильовий опір середовища; μ, ε - відповідно магнітна та діелектрична проникності цього середовища. З рівнянь Максвелла випливає, що при існуванні струмів провідності $\varepsilon \rightarrow \varepsilon - i4\pi\sigma/\omega$, де друга частина співвідношення для хороших провідників завжди значно більше першої. На основі цього висновку можна записати

$$Z = (1+i) \frac{2\pi}{c} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\pi\sigma}} = R_S + jX_S = Z_R + jZ_I. \quad (5.7)$$

Дійсна (поверхневий опір) та уявна частини імпедансу надпровідника у відповідності з (5.4), (5.5), (5.7) дорівнюють

$$R_s^2 = \frac{2\pi \omega^2 \mu m_e}{c^2 e^2} \cdot \frac{\sqrt{1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2} - 1}{n_c [1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2]}, \quad (5.8)$$

$$X_s^2 = \frac{2\pi \omega^2 \mu m_e}{c^2 e^2} \cdot \frac{\sqrt{1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2} + 1}{n_c [1 + (n_n \omega \tau / n_c)^2]}. \quad (5.9)$$

Глибина проникнення електромагнітного поля у металах - глибина скін-шару

$$\delta = \left[\text{Im} \left(\frac{\omega \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \right) \right]^{-1} \text{ має вигляд}$$

$$\delta = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu\omega(\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2})}}. \quad (5.10)$$

Для нормального металу ($\sigma_1 \approx \sigma_n$, $\sigma_2 \approx 0$) існує відомий вираз

$$\delta = \delta_n = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{2\pi}{\mu\omega\sigma_n} \right)^{\frac{1}{2}},$$

за допомогою якого та (5.7) можна записати імпеданс нормального металу

$$Z_n = R_n + jX_n = (1 + i) \left(\frac{1}{\sigma_n \delta_n} \right).$$

Останнє рівняння дає змогу зрозуміти зміст дійсної частини поверхневого імпедансу – це є опір об'єму металу поверхнею 1см^2 та глибиною, яка дорівнює скін-шару. Для надпровідника з формули (5.10) за допомогою (5.5), маємо:

$$\delta^2 = \delta_c^2 = \frac{m_e c^2}{2\pi e^2 n_c} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{n^2}{n_c^2} \omega^2 \tau^2} \right)^{-1} = \frac{2\lambda_L^2}{\mu} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{n^2}{n_c^2} \omega^2 \tau^2} \right)^{-1}. \quad (5.11)$$

При $\omega=0$, $\mu=1$, $T=0$ ($n_n=0$) (5.11) перетворюється у відомий вираз для лондонівської глибини проникнення $\delta_c^2 = \lambda_L^2 = m_e c^2 / 4\pi e^2 n_c$.

Незважаючи на наближеність дворідинної моделі, формули (5.8), (5.9), (5.11) у більшості випадків вірно характеризують поведінку надпровідників на НВЧ. Зокрема, експериментально зафіксована частотна залежність $Z_R \sim \omega^2$ близька до (5.8). Вираз (5.11) добре описує залежність глибини проникнення від температури, що входить до складу (5.11) через співвідношення

$$n_c = n - n_n = n (1 - t_0^4); \quad t_0 = T/T_K. \quad (5.12)$$

Однак, у викладених вище результатах існують і певні протиріччя з експериментом. Одне з них – залежність глибини проникнення від довжини вільного пробігу електронів λ_e , що зовсім не впливає з (5.11). Це протиріччя є наслідком локальності використаної вище теоретичної моделі. Локальний зв'язок між струмом та напруженістю електричного поля (5.4) можливий лише за умови $\lambda_e \ll \delta$, яка означає, що електрон між зіткненнями знаходиться в однорідному полі. При $\lambda_e > \delta$ (аномальний скін-ефект) швидкість електрона буде визначатися інтегральною дією неоднорідного електричного поля.

Подальше покращення феноменологічної моделі полягає у заміні (5.12) на співвідношення, що впливає з квантовомеханічної моделі БКШ. Нарешті, найбільш точні розрахунки глибини проникнення можуть бути виконані за допомогою мікроскопічної теорії. Величезні математичні труднощі призводять до того, що результат тут може бути отриманий тільки за допомогою ЕОМ [5]. Для частот $\omega \ll \Delta/\hbar$ та при $t_0 \leq 0.5$ можна записати

$$R_s = A \omega^2 \left[\frac{1}{T} e^{-\frac{\Delta}{kT}} \right]. \quad (5.13)$$

$$\Delta = \Delta(t_0); \quad \Delta \text{ помітно зменшується при } t_0 > 0.5, \quad \Delta(1) = 0.$$

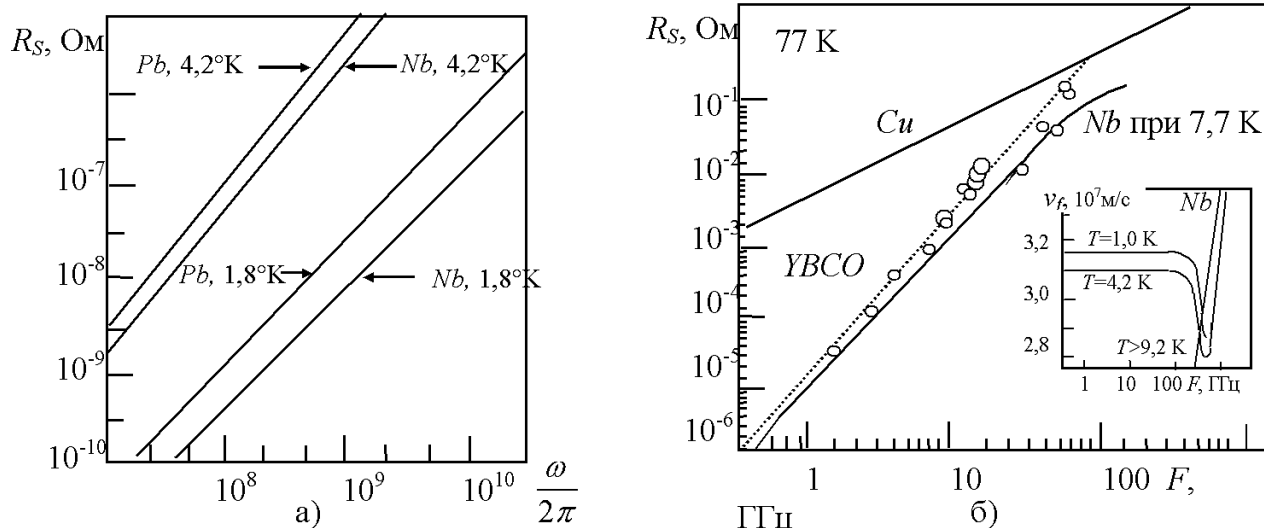


Рис. 5.2. а) Залежність поверхневого опору Pb та Nb від частоти при $T=4,2$ К та $1,8$ К.
б) Частотна залежність поверхневого опору R_s для $YBCO$ при 77 К та Nb при тій самій відносній температурі $7,7$ К. Для порівняння наведені дані для високочистої міді. Вставка справа внизу показує частотну залежність фазової швидкості в ніобієвій мікросмужковій лінії (див. (5.20)).

Величина A слабо залежить від частоти та температури. Приклад розрахунку

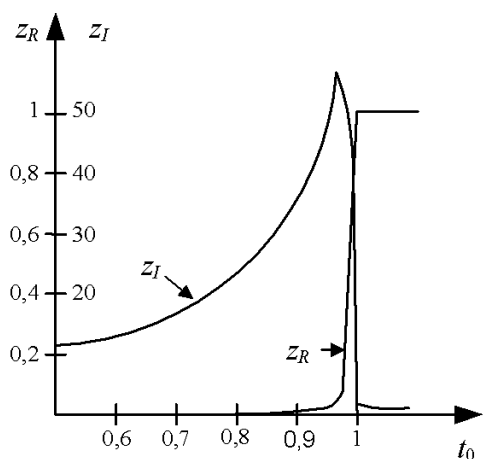


Рис. 5.3. Залежність відносної величини уявної та дійсної частини поверхневого імпедансу тонкої плівки $z_I = X_s/R_n$, $z_R = R_s/R_n$ від температури; $\omega\tau = 10^{-2}$.

поверхневого опору R_s за допомогою мікроскопічної теорії зображений на рис.5.2а. На рис. 5.2б представлені експериментальні частотні залежності R_s для Cu , Nb та ВТНП $YBCO$.

Особливого розгляду заслуговує імпеданс тонких плівок, товщина яких d суттєво менша глибини проникнення δ_c . У цьому випадку можна записати:

$$Z = \frac{1}{\sigma d} = \frac{\sigma_1}{d(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} + i \frac{\sigma_2}{d(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}$$

На рис.5.3 ця залежність з урахуванням (5.12) зображена графічно; відзначимо суттєвий зріст реактивного імпедансу надпровідної плівки при $t_o \rightarrow 1$,

зумовлений зростанням індуктивності надпровідної компоненти L_c . Видно, що z_I у надпровідників майже на два порядки перевищує відповідне значення для нормальних металів.

5.3. Залишковий опір

Згідно з феноменологічною та квантовою теоріями при $T=0$ поверхневий опір $R_s=0$. Однак у всіх випадках, що мають місце в експериментах, при $T \rightarrow 0$ R_s не знижується нижче певного скінченного значення, що називається звичайно залишковим опором R_{s0} . Цей факт

прекрасно ілюструє рис. 5.4, на якому зображено залежність від температури відносного поверхневого опору $z_R = R_s / R_n = R_s \sigma_n \delta_n$ для LC контуру з покриттям 0.75 Pb-0.25 Sn на частоті 36 МГц. З урахуванням залишкового опору вираз для імпедансу надпровідника (5.13) слід записати

$$R_s = A \omega^2 \left[\frac{1}{T} e^{-\frac{\Delta}{kT}} \right] + R_{s0}. \quad (5.14)$$

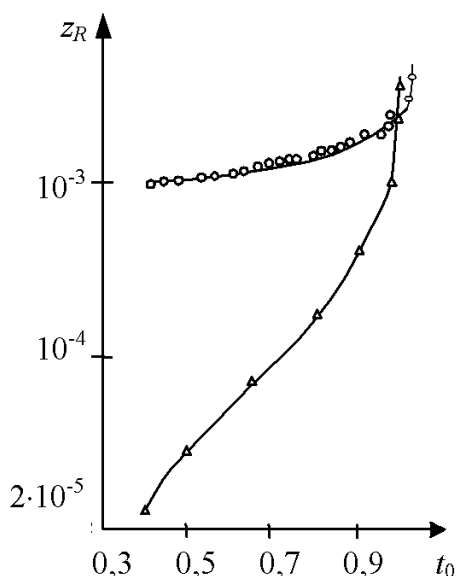


Рис. 5.4. Залежність відносної величини поверхневого опору z_R від температури. о - експеримент, Δ - теорія.

Експериментально встановлено, що значення залишкового опору $\sim \omega^2$ та практично не залежить від температури. Існує безліч причин появи скінченного R_{s0} , одна з головних – вплив зовнішнього постійного магнітного поля. Джерелом втрат у цьому випадку є захват вихорів магнітного потоку (піннінг) навколо областей з нормальною провідністю. Причиною утворення таких областей можуть бути, наприклад, дефекти ґратки з розмірами близько глибини проникнення. Виникнення втрат пов'язано з існуванням струмів у нормальних областях через безпосередній вплив НВЧ поля, а також через коливання захоплених вихорів. Виявилось, що значення залишкового опору $R_{s0} \sim H^2$, тобто він може бути суттєво зменшений, якщо розмістити

надпровідник у спеціальні компенсуючі котушки Гельмгольца. На сьогодні вдається компенсувати зовнішнє магнітне поле до 10^{-6} Е, що практично повністю усуває його вплив на імпеданс надпровідника.

Ще однією причиною виникнення R_{s0} є генерування у надпровіднику НВЧ електричним полем акустичних коливань – фононів. Цей ефект існує і у нормальних металів, але там він малий у порівнянні з омичними втратами. Порядок величини поверхневого опору у цьому випадку $R_{s0} \sim 10^{-7}$ Ом на частоті 10^{10} Гц. Акустичні втрати у декілька разів збільшуються при наявності тріщин та стиків на поверхні надпровідника. Надпровідний високочастотний струм, що обтікає тріщину по об'єму металу, на поверхні створює кінцеву різницю потенціалів. У випадку вузької тріщини, перпендикулярної до поверхні надпровідника, ця різниця потенціалів створює всередині тріщини значну напруженість електричного поля. При заповненні тріщини діелектриком (звичайно окислами металу) це може призвести або до омичних втрат, або у випадку малої провідності діелектрика, до інтенсивної генерації фононів.

Дуже велике значення має залишковий опір у високотемпературних надпровідниках. Мінімальне значення поверхневого опору ВТНП у трисантиметровому діапазоні довжин хвиль складає $\sim 10^{-5}$ Ом, що на декілька порядків гірше, ніж у крапцях НТНП. Одна з причин цього – гранулярна структура ВТНП та наявність мало- та висококутових границь між гранулами. На цих границях утворюються джозефсонівські контакти, опір яких навіть при $t_0=0$ не дорівнює нулеві.

5.4. Нелінійність поверхневого імпедансу

Залежність поверхневого імпедансу від кількості надпровідних електронів n_e (див. формули (5.8), (5.9)) призводить до збільшення Z із зростанням струму (або, що теж саме, із зростанням напруженості НВЧ електричного поля). Дійсно, ймовірність створення збудженої квазічастинки (нормального електрона) при розсіюванні пари на фонах тим більша, чим більша кінетична енергія пари, яка пропорційна щільності струму у надпровіднику. При зменшенні температури цей ефект зменшується, а при $T=0$ відчувається лише при $p_F P / 2m_e > \Delta$. При малих щільностях струму феноменологічна теорія приводить до наступної залежності реактивної провідності надпровідника від щільності НВЧ струму та температури:

$$\frac{\sigma_2(0, t_0) - \sigma_2(J, t_0)}{\sigma_2(0, 0)} = \frac{24\pi^2}{c^2} \left(\frac{\lambda_0}{H_k} \right)^2 f(t_0) J^2, \quad (5.15)$$

де λ_0 , H_k - глибина проникнення та критичне магнітне поле при $t_0=0$; залежність від температури в (5.15) описується функцією $f(t_0)$, при $t_0=0$: $f(0)=0$, тобто ефект відсутній. Графік залежності (5.15) зображений на рис. 5.5. Видно, що для досягнення значних нелінійностей необхідна щільність струмів $J \sim 10^6$ А/см² та наближення робочої температури до T_k .

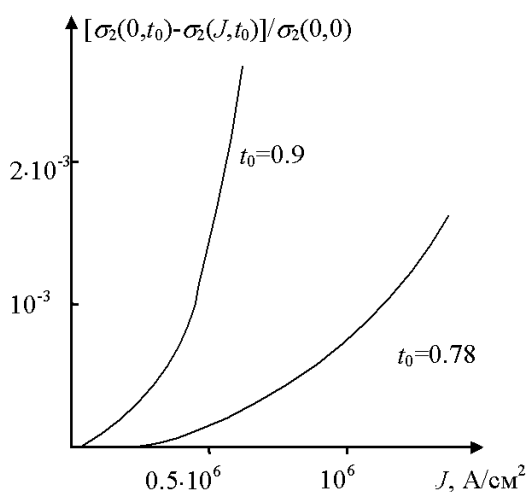


Рис. 5.5. Графік залежності (5.15).

Інший вид нелінійності надпровідника зумовлений руйнуванням надпровідності НВЧ струмом або НВЧ магнітним полем. Час переключення τ_0 між нормальним та надпровідним станом при пропусканні струму $I > I_k$ залежить від відношення I/I_k та від індуктивності надпровідників. Для тонких ниток, які є

складовою частиною коаксіальної лінії $\tau_0 < 5 \cdot 10^{-11}$ сек. При переключенні надпровідників з одного стану у інше НВЧ магнітним полем, критичне значення цього поля через вплив дефектів дещо менше (в 1.2-1.5 рази), ніж при постійному магнітному полі. На сьогодні отримані амплітуди НВЧ магнітних полів у резонаторі поблизу стінок без суттєвого зменшення добротності більше 10^3 Е при максимальній напруженості електричних полів у центрі резонатора більше 10^6 В/см. Такі великі поля тягнуть за собою появу нових механізмів нелінійних втрат, таких як автоелектронна та вторинна електронні емісії.

5.5. Надпровідні коливальні системи та лінії передачі

Зменшення поверхневого опору R_s при переході металу у надпровідний стан дозволяє конструювати резонатори з дуже високим значенням власної добротності. Добротність, зумовлена втратами у стінках резонатора Q_c на частоті ω_0 дорівнює

$$Q_c = \frac{4\pi\omega_0}{c^2} \frac{D}{R_s};$$

$$D = \left(\int_{V_p} |H|^2 dV \right) / \left(\oint_{S_c} |H|^2 dS \right) \approx V_p / S_c \quad (5.16)$$

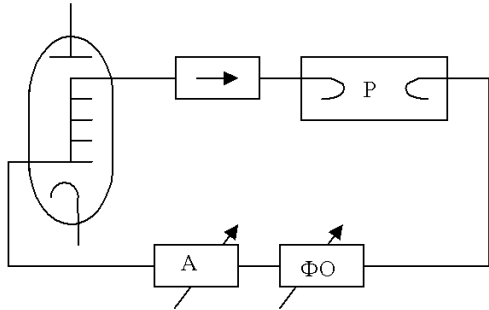


Рис. 5.6. Високостабільний генератор з лампою біжучої хвилі (ЛБХ).

Р- резонатор, А- аттенюатор, ФО- фазообертач.

Тут H - НВЧ магнітне поле у резонаторі, об'єм якого V_p та площа провідних стінок S_c . З (5.16) та рис. 5.4 видно, що власна добротність надпровідного резонатора може суттєво перевищувати добротність резонатора з нормально провідними стінками. Однак, власна добротність Q_0 визначається не тільки втратами у стінках. В загальному випадку слід записати:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_e} + \dots, \quad (5.17)$$

де Q_s , Q_d , Q_e - добротності, які зумовлені відповідно втратами на випромінювання (у відкритих резонаторів), у діелектрику, на електронну емісію. Все це призводить до того, що отримання високих добротностей $Q_0 > 10^5$ пов'язано з великими технічними труднощами, які можна подолати старанною розробкою конструкції, екрануванням від магнітних полів та т. ін.. Усунення джерел усіх додаткових втрат дозволяє для ніобієвих резонаторів отримати $Q_0 \sim 5 \cdot 10^{11}$ на частотах $10^9 - 10^{10}$ Гц ($T=1.2$ К, тиск всередині резонатора 10^{-9} мм рт. ст.).

Одне з головних застосувань надпровідних резонаторів – використання їх у системах стабілізації частоти НВЧ генераторів. На рис. 5.6 зображена блок-схема стабільного генератора НВЧ на ЛБХ з ланцюгом позитивного зворотнього зв'язку, у який включений високодобротний резонатор. Якщо позначити через φ_1 , φ_2 та φ_3 відповідно зсув фаз у резонаторі, у ЛБХ та в елементах ланцюга зворотнього зв'язку без резонатора, то умова генерації має вигляд:

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi n, \quad (5.18)$$

$\varphi_1 = \arctg [(\omega - \omega_0)/\Delta\omega_0]$, де ω_0 і $\Delta\omega_0$ - власна частота і напівширина смуги пропускання резонатора. При незначних розстроюваннях $\varphi_1 = (\omega - \omega_0)/\Delta\omega_0$, звідки за допомогою (5.18) можна знайти значення відносного зсуву частоти ω генератора, що розглядається

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_0}{\omega_0} + \frac{\Delta\omega_0 d(\varphi_2 + \varphi_3)}{\omega_0}. \quad (5.19)$$

При великій добротності резонатора, тобто малому $\Delta\omega_0$, головний внесок у нестабільність генератора вносить перший член в (5.19). Зсув частоти резонатора $d\omega_0$ можуть викликати наступні причини:

а) зміна лінійних розмірів резонатора через коливання його температури $d\omega_0/\omega_0 = \beta \Delta T$, де β - коефіцієнт лінійного розширення матеріалу, з якого виготовлений резонатор, ΔT - зміна температури резонатора;

б) температурна залежність уявної частини поверхневого імпедансу (5.9): $\Delta\omega_0/\omega_0 = X_s / (2QR_s)$;

в) вплив постійного магнітного поля H , зумовлений змінами як глибини проникнення, так і числа надпровідних електронів: $\Delta\omega_0 \sim H^2$ і складає декілька кілогерц при $H \sim 10^3$ Е.

При роботі генератора НВЧ у якості еталону виникає проблема відтворення частоти при термоцилюванні. Через гістерезисні явища $\Delta\omega_0/\omega_0 \sim 10^{-7}$.

Стабілізація частоти клістронних генераторів може виконуватися за допомогою відомої схеми Паунда. Одна з можливих схем підвищення стабільності генератора Ганна зображена на рис.5.7. Відбита від резонатора P потужність попадає на варактор, змінює його параметри, а разом з ними й частоту генератора. Фазообертач використовується для настроювання на максимальний коефіцієнт стабілізації.

Використання надпровідних резонаторів дозволяє знизити відносну нестабільність генераторів НВЧ за короткий проміжок (~ 10 сек.) до $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-13}$.

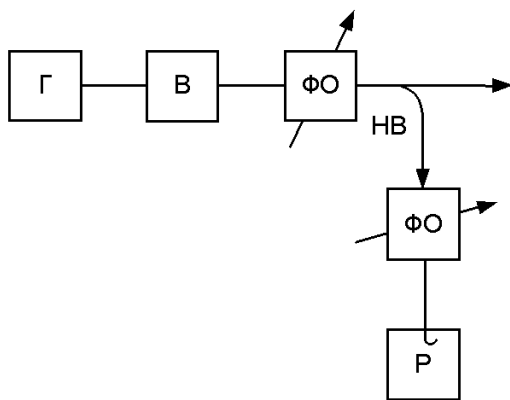


Рис. 5.7. Високостабільний генератор на діоді Ганна.

Г- ганнівський генератор, В- варактор, ФО-фазообертач, НВ- направлений відгалужувач 10 дБ, Р- резонатор.

Іншими перспективними застосуваннями надпровідних резонаторів є використання їх у вузькосмугових входних фільтрах - преселекторах, які перебудовуються по частоті; у високочутливих детекторах частотно - модульованого випромінювання при дослідженні властивостей діелектриків та напівпровідників; у техніці прискорювачів елементарних часток; у системах накопичення НВЧ енергії з густиною ~ 16 кДж/м³.

Різке зменшення втрат у надпровіднику при $T < T_k$ можна використовувати також і у лініях передачі. Так, наприклад, втрати на частоті 10 ГГц у свинцевому кабелі діаметром 0.87 мм та довжиною 30.5 м, що має хвильовий опір 50 Ом, зменшувались з 400дБ до ~ 1 дБ при переході кабелю у надпровідний стан. У трьохсантиметровому діапазоні надпровідникові

коаксіальні кабелі можуть мати втрати ~ 1 дБ/км, причому в основному вони будуть зумовлені втратами у діелектрику. Іншою перевагою надпровідних ліній передачі є їх мініатюрність, обумовлена властивістю надпровідників пропускати значно більші струми, ніж нормальні метали. Ця обставина спонукає до створення мініатюрних надпровідникових ліній затримки, що мають малу дисперсію та втрати у широкому частотному діапазоні. Залежність уявної частини поверхневого імпедансу надпровідників X_s від магнітного поля та температури (див. рис.5.3) дозволяє легко перетворити ці пристрої у керовані лінії затримки та фазообертачі. Фазова швидкість електромагнітної хвилі у надпровідній мікрополосковій лінії передачі виражається формулою [8, стор. 128]

$$v_{tm} \cong \frac{c/\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{1 + \frac{2\lambda}{d}}}, \quad (5.20)$$

де d - товщина ізоляційного діелектрика. Через збільшення глибини проникнення λ уповільнення фазової швидкості (5.20) максимальне при $T \rightarrow T_k$. Для зміни часу затримки підкладку лінії може підігріватися знизу за допомогою тонкоплівкового підігрівача. Для зменшення втрат на випромінювання надпровідну мікросмугову лінію слід помістити у надпровідний екран; без такого екрану її втрати збільшуються на 2 - 4 порядки.

Збільшення часу затримки може бути досягнуто застосуванням надпровідних уповільнюючих систем, наприклад, мікросмужкового меандра. Такий меандр буде мати дисперсію, яка обмежить робочу смугу частот, але дозволить створювати системи із стисненням імпульсу.

Зменшення активного імпедансу у надпровідних лініях робить можливою реалізацію на їх основі високоефективних малогабаритних антен НВЧ. Розглянемо для прикладу магнітну дипольну антену, що представляє собою круговий виток зі струмом. Потужність, що підводиться до цього витка, витрачається на омичні втрати P_{Ω} та на втрати на випромінювання P_e . ККД антени дорівнює $\eta = P_e / (P_e + P_{\Omega})$. $P_{\Omega} \sim I^2 \rho r$, $P_e \sim \omega^2 I^2 r^4$, I - струм у витку на частоті ω , r - радіус витка, ρ - питомий опір дроту витка. Із вказаних вище співвідношень видно, що $\eta \sim r^3 / \rho$, тобто надпровідникові антени за рахунок малого питомого опору можуть без зменшення η мати суттєво менші розміри, ніж звичайні антени. Наприклад, антена 67-см діапазону мала розмір вібраторів ~ 20 мм замість 33,5 см у звичайному випадку. Це дає можливість створення наднаправлених малогабаритних антенних фазованих ґраток.

5.6. Множення частоти та підсилення НВЧ коливань за допомогою надпровідників

Залежності R_s та X_s від температури, густини струму, змінних та постійних магнітних полів є основою створення різних нелінійних пристроїв на базі надпровідників. Найпростіший з них – помножувач частоти. З рис. 5.5 видно, що при проходженні у надпровіднику змінного струму частоти ω уявна частина імпедансу змінюється з подвоєною частотою 2ω . При цьому виникає третя гармоніка струму, що змінюється з частотою 3ω - відбувається потроєння частоти. Експериментально потроєувач частоти можна реалізувати, розміщуючи плівку у резонаторі, настроєному на частоті ω та 3ω . У цьому випадку третя гармоніка виникає у результаті модуляції власної частоти резонатора за рахунок змін X_s з частотою 2ω . Для того, щоб X_s змінювалась з частотою ω і мало місце лише подвоєння частоти, необхідно пропустити крізь плівку постійний струм зміщення або прикласти до неї постійне магнітне поле, близьке до критичного значення. В останньому випадку ефективність подвоєння особливо значна, тому що плівка при цьому може під дією НВЧ магнітного поля переходити в нормальний стан і зміна імпедансу буде максимальною. Але частотний діапазон подвоювача з руйнуванням надпровідності невеликий – до 10^9 - 10^{10} Гц (див. розділ 5.4).

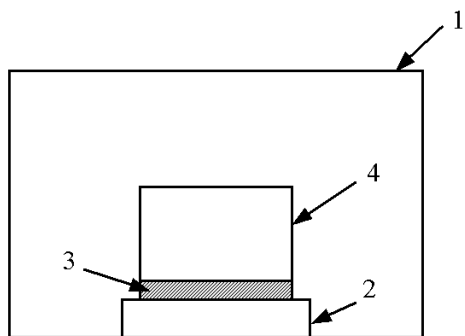


Рис. 5.8. Надпровідний параметричний підсилювач. 1- хвилевід; 2- підкладка; 3- надпровідна плівка; 4- відкритий діелектричний резонатор.

Розглянуті конструкції помножувачів частоти використовують нелінійність поверхневого імпедансу. Для помноження частоти може бути використана будь-яка нелінійність, наприклад, така, що з'являється у результаті автоелектронної емісії. Пучок електронів, який виникає у резонаторі внаслідок накачки значними напруженостями НВЧ електричних полів, модулюється полем резонатора, після чого попадає у вихідний

резонатор, настроєний на одну з гармонік частоти накачки. У спектрі модуляції густини електронного пучка завжди присутні вищі гармоніки, які й збуджують вихідний резонатор [5].

Модуляція уявної частини імпедансу X_s з подвоєною частотою накачки, що використовується для потроювача частоти, може стати основою створення параметричного підсилювача на частоту, що дорівнює частоті накачки. Одна з можливих конструкцій такого підсилювача зображена на рис.5.8. Відкритий діелектричний резонатор (ВДР) настроєний на частоту накачки ω . Потужність накачки змінює індуктивність надпровідної плівки, пов'язаної з ВДР, з частотою 2ω . Ця обставина приводить до модуляції власної частоти ВДР також з частотою 2ω , що вказує на можливість параметричного підсилення на частоті ω , тобто на частоті накачки. В експериментальному макеті такого підсилювача для виключення взаємного впливу частоти сигналу та накачки були рознесені на декілька мегагерц при частоті накачки ~ 6 ГГц. При використанні рутилового резонатора та кварцевої підкладки, що розділені олов'яною плівкою товщиною 250 \AA при $T = 2 \text{ K}$ було отримано підсилення 11 дБ у смузі 1 МГц. Потужність накачки при цьому складала – 0.2 мкВт, при більших потужностях підсилювач переходив у режим генерації. Цілком можливе створення таких підсилювачів на частотах до 1000 ГГц.

Активним елементом згаданого підсилювача є надпровідна плівка, що змінює під дією накачки свою індуктивність L . В загальному випадку індуктивність надпровідника складається з двох частин - кінетичної індуктивності $L_k = L_c = m_e / (e^2 n_c)$ (див. розділ 5.1) та електромагнітної індуктивності L_{em} , що визначається геометрією та оточенням провідника. Зрозуміло, що під дією накачки змінюється тільки L_k , оскільки $n_c = n_c(T, I)$. Для підвищення коефіцієнта модуляції параметра необхідне виконання умови $L_k \gg L_{em}$, яку можна виконати, застосовуючи тонкі плівки, що працюють при $T \rightarrow T_k$. Крім того, чим тонша плівка, тим менше вона спотворює НВЧ поля та зменшує добротність резонатору. Однак не завжди можна використовувати тонкі плівки. Якщо плівку розмістити у резонаторі, то для максимальної зміни його частоти, плівка повинна мати найбільш можливий об'єм. Це приводить до того, що в кожній конкретній ситуації слід підбирати оптимальні розміри плівок, виходячи з потужності накачки, коефіцієнту підсилення та смуги пропускання підсилювача. Наприклад, для підсилювача на коаксіальному резонаторі ($Q \sim 10^3$, довжина 44.5 мм, резонансна частота 2.5 ГГц, 4 плівки розміщені по радіусу коаксіальної лінії) при товщині плівки 4000 \AA потужність накачки складала ~ 2 мкВт, а при 1000 \AA ~ 8 мкВт. Підсилення в обох випадках було ~ 20 -30 дБ, смуга пропускання 2 МГц. Зазначимо, нарешті, що для підвищення нелінійності надпровідної плівки слід використовувати електродинамічну систему, у якій НВЧ магнітні поля перпендикулярні до поверхні плівки. Як відомо, у цьому випадку надпровідник переходить у проміжний стан, а його імпеданс різко змінюється при амплітудах магнітного поля суттєво менших за критичне значення H_k .

Створення іншого класу підсилювачів та генераторів електромагнітних коливань можливо при використанні ефекту тунелювання нормальних електронів, розглянутого у розділі 2.2. Для роботи генератора на тунельному переході може бути використано явище рекомбінації електронів у куперівські пари з випромінюванням фотонів. Це явище малоімовірне^{*/}, однак при достатній щільності тунелюючого струму може мати помітну величину. При струмі 10^5 A/cm^2 спостерігалось вимушене електромагнітне випромінювання з контакту на частоті 75 ГГц потужністю 10^{-7} Вт. Частота випромінювання залежить тільки від величини електромагнітної щільності надпровідника та може змінюватися зміною температури.

^{*/} Більш ймовірною є рекомбінація з випромінюванням фононів енергією 2Δ .

Поява ділянки з від'ємним опором на ВАХ тунельного контакту (див. рис. 2.7) може бути використана для створення підсилювача НВЧ. Однак через велику ємність контакту, такі пристрої можуть працювати лише у ближній НВЧ області. На сьогодні отримано підсилення 23 дБ на частоті 50 МГц. Взагалі можливе створення посилювачів біжучої хвилі на тунельних переходах, зроблених, наприклад, у вигляді смужкової лінії. Ця смужкова лінія повинна складатися з двох надпровідних смужок, розділених між собою тонким діелектричним бар'єром. Підсилення буде існувати за умови, коли негативне затухання, яке вносить тунельний контакт, буде перевищувати активні втрати в лінії, що збільшуються у відповідності до викладеного вище, як ω^2 . Це приводить до того, що і для підсилювача біжучої хвилі частотний діапазон також обмежений ближньою НВЧ - областю. Одне з можливих застосувань підсилювачів біжучої хвилі на тунельних переходах – використання їх у якості нейристорів – ліній, у яких сигнал поширюється без послаблення та спотворення форми.

Дуже перспективним є використання надпровідників у діодах Шотки ("супердіод Шотки"). Використання таких діодів у змішувачах НВЧ приводить до зменшення їх шумової температури та збільшенню чутливості. На сьогодні еквівалентна потужність шуму змішувачів на "супердіодах Шотки" становить $5 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц^{1/2} на частоті 9 ГГц.

6. Надпровідні приймачі випромінювання

6.1. Надпровідні болометри

Раніше нами були розглянуті приймачі випромінювання на ДК. В цьому розділі будуть розглянуті приймачі, що використовують для своєї роботи інші принципи. Найпростіший з них - тонкоплівковий надпровідний болометр - пристрій, робота якого базується на зміні опору плівки при нагріванні її випромінюванням, яке досліджується. Такі приймачі можуть реєструвати практично весь спектр електромагнітних коливань, а також α -частинки та електрони. Однак найбільш перспективне їх використання від міліметрового до інфрачервоного діапазону електромагнітних коливань, де на сьогодні важко створити високочутливі детектори інших видів. Найпростіший болометр являє собою надпровідну фольгу або плівку (з олова, алюмінію, нітриду ніобію, танталу, ВТНП та т.ін.), розміщену у кріостаті, та пристрою, що вимірює опір цієї плівки. Постійна часу болометра τ залежить від теплопередачі між плівкою та рідким гелієм, яка може забезпечуватись, наприклад, мідною шиною, парами гелію та ін. Чим інтенсивніша теплопередача, тим менше τ , однак при цьому менші зміни температури плівки, тобто менше чутливість. Для підвищення чутливості надпровідного болометра необхідно, щоб робоча температура плівки $T \cong T_k$, тому що тут має місце максимум похідної dR/dT . При цьому легко отримати чутливість $dR/dT \sim 10^3$ Ом/град. Зменшення теплоємності при переході у надпровідний стан також сприяє збільшенню чутливості.

У практичних схемах болометрів плівка включається у мостову схему. Для усунення впливу шуму типу $1/f$ ця схема живиться від змінної напруги частотою у декілька кілогерц. При зміні температури плівки міст розбалансовується, на його діагоналі з'являється змінна напруга, яка підсилюється вузькосмутовим підсилювачем та подається на синхронний детектор. Для роботи синхронного детектора випромінювання, що падає на болометр, модулюється частотою 10 Гц, ця ж частота поступає і на синхронний детектор.

Для розділення функцій поглинання електромагнітної енергії та реакції на нагрівання зазвичай використовують складені чутливі елементи, наприклад, на плівку Al наноситься плівка Bi. Поглинання Bi близько до 100% та слабо залежать від частоти, з другого боку, плівка Al має дуже вузький надпровідний перехід - $\Delta T \sim 10^{-3}$ К та забезпечує високий коефіцієнт перетворення.

Для збільшення чутливості чутливий елемент кріпиться до термостата на тонких нейлонових нитках, постійна часу при цьому досягає 10 с.

Шуми надпровідного болометра обумовлені термодинамічними флуктуаціями температури плівки при переносі теплоти від чутливого елементу до термостату, флуктуаціями фонового випромінювання, тепловим джонсонівським шумом плівки, електричними наведеннями, створенням бульбашок гелію. Головна причина - термодинамічні флуктуації, вона перевищує тепловий шум плівки, викликаний активним опором плівки R . Звичайно R має величину до декількох десятків кілоом. Флуктуації випромінювання усуваються застосуванням охолоджуваних фільтрів. В цьому випадку порогова чутливість болометра $P_n \cong (4kT^2G)^{1/2}$, де G - коефіцієнт теплового зв'язку чутливого елементу з термостатом. Стала часу визначається співвідношенням: $\tau = C/G$, де C - теплоємність. З урахуванням цього $P_n \sim \tau^{-1}$, що підтверджує наведені вище якісні висновки.

Зараз створені болометри з $P_n \sim 10^{-12} - 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} - зі сталою часу $\tau \sim 10^{-1} - 10^{-4}$ с. Чутливість складеного болометра, про який згадувалося вище, досягає $3 \cdot 10^{-15}$ Вт при частоті модуляції 2 Гц. Для підвищення швидкодії болометра (що приводить до втрати чутливості) збільшується коефіцієнт теплового зв'язку плівки з термостатом, чи вона занурюється

безпосередньо в рідкий гелій чи азот, що забезпечує ефективний відвід тепла від неї. Стала часу таких болометрів зменшується до 10^{-5} - 10^{-10} с, а $P_n \sim 10^{-2}$ - 10^{-12} Вт/Гц^{1/2}.

Теоретична межа чутливості $\sim 10^{-16}$ Вт/Гц^{1/2}. Еквівалентна потужність шуму, наближена до теоретичної межі - ($1,7 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{1/2}, $\tau = 83$ мсек.), отримана на надпровідному болометрі з джозефсонівським контактом.

6.2. Плівкові детектори випромінювання

Випромінювання, що поглинається у плівці приводить до виникнення високочастотних струмів. За рахунок нелінійності ВАХ плівки (див. розділ 5.4) ці струми будуть продетектовані і на плівці з'явиться різниця потенціалів. Вважаючи, що частоти $\omega \ll \omega_{\text{тр}}$, для аналізу плівкового детектора випромінювання можна скористатися виразом (5.15). У цьому випадку ВАХ плівки симетрична і для отримання ефекту детектування необхідно пропустити крізь плівку постійний струм зміщення $I_{\text{зм}}$. Під дією високочастотного струму $I \cos \omega t$ та струму зміщення на кінцях плівки з'являється постійна різниця потенціалів $\Delta U = A I_{\text{зм}} I^2$, де A -константа, яку можна визначити користуючись виразом (5.15). На відміну від надпровідного болометра плівковий детектор має короткохвильовий поріг $\omega \sim \omega_{\text{тр}}$, але може працювати у широкій області температур T , хоч і має максимальну чутливість знов при $T \rightarrow T_{\text{к}}$. Стала часу детектора τ визначається тільки електричними параметрами плівки - її індуктивністю та опором. Ось чому постійна часу детектора легко досягає значення $\tau \sim 10^{-8}$ с і менше.

Вихідна напруга детектору збільшується із зростанням струму зміщення $I_{\text{зм}}$. Існує оптимальна величина струму зміщення, що визначається як чутливістю детектора, так і відсутністю теплових перевантажень, які приводять до нестійкої роботи детектора. Для різноманітних конструкцій детекторів значення $I_{\text{зм}}$ суттєво відрізняються (від сотень мікроампер до десятків міліампер), однак воно завжди достатньо велике, щоб привести до значного зростання шумів типу $1/f$ у порівнянні з випадком надпровідного болометра. Експериментально показано, що на частотах, менших 100 кГц, шум типу $1/f$ у плівкових детекторах є домінуючим. Для усунення впливу цього шуму необхідно модулювати падаюче на детектор випромінювання з частотою більше 100 кГц. У цьому випадку шумові характеристики плівкового детектору близькі до шумових характеристик надпровідних болометрів.

6.3. SIS - прилади

У розділі 2.3 був розглянутий один з можливих процесів тунелювання нормальних електронів з поглинанням фотонів (див. рис.2.10). Цей процес може бути використаний для детектування електромагнітного випромінювання, прилади на основі цього ефекту звуться SIS^{*/} - приладами. ВАХ SIS - переходу зображена на рис. 2.10 (б), в спрощеному вигляді цей графік при $T > 0$ повторено на рис. 6.1, V_0 - робоча напруга, що прикладена до контакту. З рис.6.1 добре видно, що під дією НВЧ випромінювання струм через контакти змінюється на величину ΔI . Звернемо увагу на квантовий характер роботи SIS - приладів. Це особливо зрозуміло із розгляду тунелювання з участю фотонів при $T=0$ (див. рис.2.10). Наприклад, при $V = \frac{2\Delta}{e} - \frac{\hbar\omega}{e}$ за відсутності випромінювання струму немає взагалі; лише присутність випромінювання з частотою більшою за ω приводить до його появи. Згідно

^{*/} SIS - superconductor - insulator - superconductor.

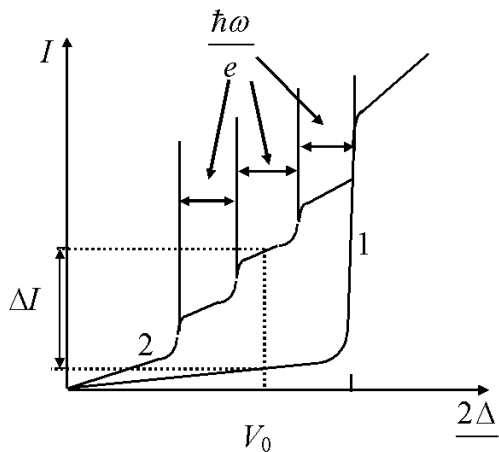


Рис. 6.1. Вихідний струм I - перехід при $T > 0$: крива 1 - без дії НВЧ, крива 2 - під дією НВЧ з частотою ω .

найкращим для детекторів міліметрового діапазону. Частотний діапазон SIS - детекторів досягає зараз ~ 1000 ГГц, величина відгуку при цьому також близька до квантової границі. На рис. 6.2 наведено порівняння різного типу детекторів міліметрового діапазону довжин хвиль.

У випадку низьких частот $\hbar\omega < \delta V$, де δV - ширина області зростання струму поблизу $\frac{2\Delta}{e}$ (див. рис. 2.10 та 6.1) відгук SIS - детектора пропорційний крутизні ВАХ, як і у звичайних напівпровідникових приладів. Завдяки сильній нелінійності і в даному випадку параметри детектора близькі до граничних.

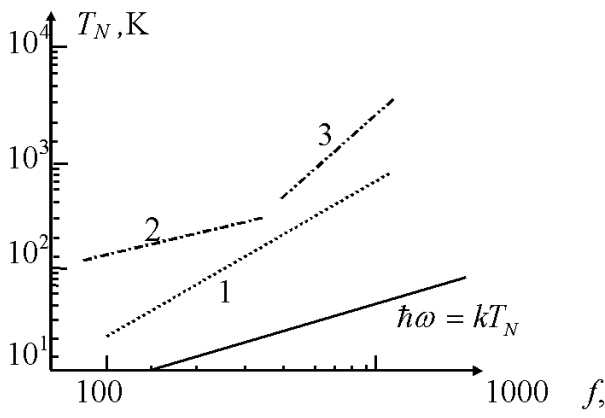


Рис. 6.2. Шумова температура T_N детекторів міліметрового діапазону: 1 - SIS-змішувач, 2- змішувач на НТНП ДК, 3- змішувач на діоді Шотткі та НТНП болометр (див. § 6.1).

ділянки ВАХ, що спадають). Подібні ефекти спостерігаються при зміщенні, яке трохи менше за $\frac{2\Delta}{e}$, і в цьому випадку перетворення сигналу може відбуватися з підсиленням.

Реалізація великих підсилень на практиці приводить до нестійкої роботи приймача. Тому найбільш вигідним виявився режим роботи з таким підсиленням, при якому шумова

рис. 2.10 (а), при поглинанні кожного фотону виникає один електрон провідності. Звідси зрозуміло, що величина вихідного струму ΔI буде пропорційна числу фотонів, що були поглинені, тобто пропорційна потужності падаючого випромінювання. Граничне значення відгуку відповідає квантовій границі $\hbar\omega / e$. Порогова чутливість P_n такого детектора обмежується шумом струму зміщення. В квантовій границі P_n пропорційна кореню квадратному від числа фотонів, які були поглинені за час, що відповідає зворотній ширині смуги детектора, і які викликають зміну струму в детекторі, що дорівнює середньому шумовому струмові. Досягнуте значення $P_n = 2,6 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц^{1/2} для частоти 36 ГГц близьке до квантової границі і є

Різка нелінійність ВАХ переходів SIS використовується для створення змішувачів міліметрового діапазону. Спочатку SIS - перехід використовувався тільки як нелінійний опір за схемою звичайного класичного змішувача. У цьому випадку для тунельного переходу Pb (Bi) були отримані малі втрати перетворення (~ 2 дБ), а шумова температура складала 3 ± 4 К (на частоті 36 ГГц). Пізніше теоретично та експериментально було показано, що в результаті процесу тунелювання з поглинанням фотонів падаючого випромінювання, що відбувається в SIS, $\hbar\omega > \delta V$, вихідний імпеданс може приймати дуже великі значення і навіть стає від'ємним (див. на рис. 2.10 (б))

температура підсилювача проміжної частоти, що перерахована до змішувача, відповідає рівню шумової температури змішувача T_N . В такому режимі на SIS з олова з ВАХ з великою крутизною при підсиленні ~ 4 дБ вдалося досягнути значення $T_N = 9 \pm 6$ К для частоти 36 ГГц. Змішувачі на SIS отримали широке розповсюдження в спектроскопії, астрономії, біології та медицині, частотна область їх використання - 30- 300 ГГц. Значення T_N близьке до квантової границі $\hbar\omega / k$ і по цьому параметру SIS змішувачі переважають і змішувачі на основі джозефсонівських переходів, і на основі діодів Шотткі. За своєю чутливістю вони досягають рівня мазерів, разом з тим вони є більш високочастотні та широкополосні, ніж останні. Частотний діапазон SIS змішувачів з боку високих частот обмежується пунтуючою дією власної ємності переходу та зростанням внеску джозефсонівського шуму із збільшенням частоти. Для підвищення робочих частот є перспективним використання ВТНП, які мають більшу критичну температуру та величину 2Δ .

SIS - контакти є перспективними для створення трьохполюсних підсилювальних електронних приладів - аналогів напівпровідникових транзисторів. Один з таких приладів^{*/} та його вольт-амперна характеристика зображені на рис. 6.3. ВАХ на рис. 6.3.(б) обумовлені впливом ефектів нерівноважної надпровідності - при інжекції нормальних електронів в

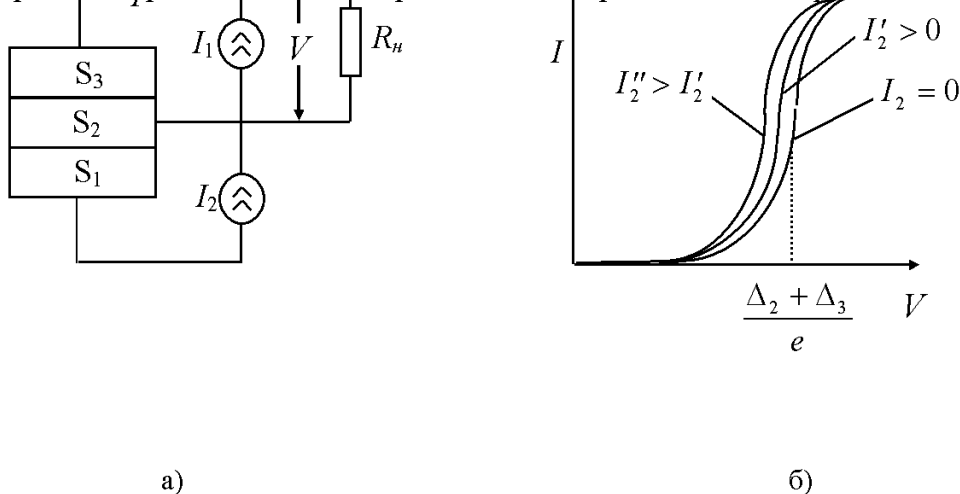


Рис. 6.3. Квітерон; принципіальна схема (а) та ВАХ переходу S_2 - S_3 при $I_2=0$ та $I_2 \neq 0$. S_1 , S_2 , S_3 - надпровідники, які відокремлені один від одного тунельними контактами, прозорими для квазічастинок; R_n - опір навантаження; Δ_2 , Δ_3 - ширина забороненої зони відповідно напівпровідників S_2 , S_3 .

надпровідник величина його забороненої зони зменшується через те, що зростає число нормальних електронів, що є еквівалентним зростанню еквівалентної електронної температури. Таким чином при інжекції електронів із напівпровідника S_1 в S_2 ширина забороненої зони останнього зменшується і границя стрибка струму $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$ зміщується в бік менших напруг V . Таким чином при наявності вхідного струму $I_2 \neq 0$ вихідна напруга V буде зменшуватися - як і в транзисторі, тут має місце інверсія вихідного сигналу. При цьому досягнуто підсилення у декілька децибел, постійна часу 0,3 нс, витрати енергії в $\sim 10^3$ раз менші, ніж це вимагається для напівпровідникового транзистора.

^{*/} Цей прилад отримав назву квітерон - *quasiparticle-injection tunneling effect*.

7. Надпровідні пристрої обчислювальної техніки.

7.1. Кріотрон

Властивість надпровідника переходити у нормальний стан під дією постійного магнітного поля $H > H_k$ використовується для створення кріогенного перемикача – кріотрона. Конструкція історично першого – дріотяного кріотрону зображена на рис.7.1(а). У надпровідному стані опір вентилі дорівнює нулю. При пропусканні крізь обмотку керування струму $I_k = I_{k0}$, при якому магнітне поле на вентилі $H = H_k$, вентиль переходить у стан з кінцевим опором і на його кінцях з'являється різниця потенціалів. Таким чином кріотрон є елементом з двома стійкими положеннями, одне з яких має нульовий, а друге – скінченний опір. Для успішного використання у ЕЦОМ кріотрон повинен задовольняти цілій низці вимог стосовно коефіцієнта підсилення, часу перемикавання (постійна часу), величини вихідного сигналу, геометричних розмірів, енергії перемикавання.

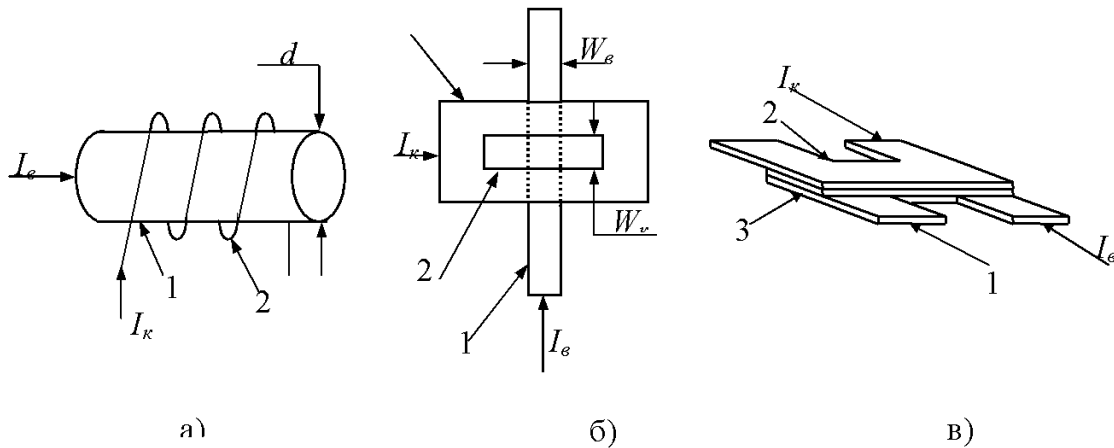


Рис.7.1 Конструкції кріотронів: дріотяного (а), плівкового поперечного (б), поздовжнього (в).
1-вентиль; 2- керуючий електрод; 3-плівка ізолятору.

Якщо I_e – струм через вентиль, а I_{e0} – критичне значення цього струму, при якому вентиль переходить з надпровідного у нормальний стан, то коефіцієнтом підсилення кріотрону по струму називають величину

$$G = I_{e0} / I_{k0} \quad (7.1)$$

Для роботи на кріотронах без проміжних підсилювачів необхідно, щоб $G > 1$. Скориставшись гіпотезою Сілсбі, можна записати для I_{e0}

$$I_{e0} = 2.5 d \eta H_k \quad (7.2)$$

де d – діаметр вентилі; η – коефіцієнт, що враховує можливе відхилення критичного струму від гіпотези Сілсбі, η залежить від d та матеріалу вентилі й практично не залежить від температури, для різних матеріалів $0.06 < \eta < 0.95$.

Для I_{k0} маємо:

$$I_{k0} = \frac{H_k \ell}{0.4 \pi N}, \quad (7.3)$$

де ℓ та N - довжина обмотки керування і число витків у ній.

При написанні формул (7.2) та (7.3) й надалі для зручності використовується система одиниць, у якій струм виражається у амперах, магнітне поле – в ерстедах, геометричні розміри – в сантиметрах, індуктивність – у генрі, час – в секундах, опір – в омах. З (7.2) та (7.3) легко отримати

$$G = \pi d \eta N / \ell \quad (7.4)$$

Видно, що при відповідному виборі параметрів кріотрону легко забезпечити $G > 1$. Схеми на кріотронах звичайно будуються так, що обмотка керування з індуктивністю L , з'єднана з кінцями вентиля, опір якого у нормальному стані дорівнює R (див. розділ 7.3). Звідси, постійна часу кріотрону $\tau_0 = L/R$. Враховуючи, що $R = 4 \ell / \pi d^2 \sigma_H$, $L = 10^{-9} \pi^2 d^2 N^2 / \ell$, маємо:

$$\tau_0 = 10^{-9} G^2 \frac{\pi d^2 \sigma_H}{4 \eta^2} \quad (7.5)$$

Оцінка τ_0 для танталового вентиля при кращих значеннях параметрів ($\sigma_H^{-1} = 5 \cdot 10^{-7}$ Ом·см, $\eta = 0.25$, $G = 2$, $d = 0.01$ см) дає $\tau_0 \sim 10$ мксек, що дуже погано для використання у сучасних ЦЕОМ. Постійна часу τ_0 може бути суттєво зменшена у іншій конструкції кріотрону – плівковому поперечному кріотроні, зображеному на рис. 7.1(б). Тут і вентиль, і керуючий електрод виготовлені у вигляді тонких плівок, що перетинаються один з одним під кутом 90° та розділені між собою тонким шаром діелектрика. Для подальшого зменшення індуктивності кріотрону він розміщується над надпровідним екраном, що обмежує через ідеальний діамagnetизм область існування магнітного поля керуючого електроду. У цьому випадку $L = 4 \pi 10^{-9} W_e h_k / W_k$; $R = \sigma_H^{-1} W_k / W_e t_e$, де W_k , W_e - ширина плівки керування та плівки вентиля, h_k - висота керуючого електроду над надпровідним екраном, t_e - товщина плівки вентиля. Для знаходження G скористаємось викладеною вище методикою:

$$G \cong W_e / W_k \quad (7.6)$$

Використовуючи отримані результати маємо для плівкового поперечного кріотрону

$$\tau_0 = 4 \pi 10^{-9} G^2 h_k t_e \sigma_H \quad (7.7)$$

При $t_e = 10^{-4}$ см, $h_k = 3 \cdot 10^{-4}$ см, $\sigma_H^{-1} = 2 \cdot 10^{-7}$ Ом·см, $G = 10$, $\tau_0 \cong 0.2$ мксек. Наведені співвідношення дозволяють оцінювати інші важливі характеристики плівкових кріотронів – енергію перемикавання, внутрішній опір R , вихідну напругу. Вони, відповідно, дорівнюють за порядком величини: $\sim 10^{-11}$ Джоуля, декілька сотень мікроом, декілька сотень мікр вольт. Через свою малість дві останні величини незручні для практичного використання. Причина цієї малості полягає у тому, що у тунельному кріотроні лише мала ділянка вентиля, довжиною, яка має порядок ширини керуючої смужки (~ 1 мкм), може знаходитись у нормальному стані. Збільшити внутрішній опір та вихідну напругу можна за допомогою поздовжнього кріотрону, зображеного на рис. 7.1 (в). Його довжина ~ 1 мм. Підсилення по струму в такому пристрої завжди менше одиниці, що згідно з (7.7) приводить до зменшення часу перемикавання (фактично через збільшення R), але не є зручним при використанні поздовжніх кріотронів у логічних схемах. Динамічне підсилення $G_d > 1$ може бути

отримане у поздовжньому кріотроні пропусканням крізь керуючу плівку (або спеціально напилену додаткову плівку) постійного струму зміщення, близького до критичного струму.

Геометричні розміри плівкових кріотронів дозволяють на площі 1 см^2 розмістити до сотні таких пристроїв.

7.2. Джозефсонівські кріотрони

Параметри вищезгаданих кріотронів суттєво гірші відповідних параметрів напівпровідникових схем. Головна причина цього - використання фазового переходу надпровідник - нормальний метал. Суттєве покращення параметрів може бути отримане у кріотронах з джозефсонівськими переходами. Загальний вигляд кріотрона з джозефсонівським тунельним контактом зображений на рис. 7.2, його еквівалентна

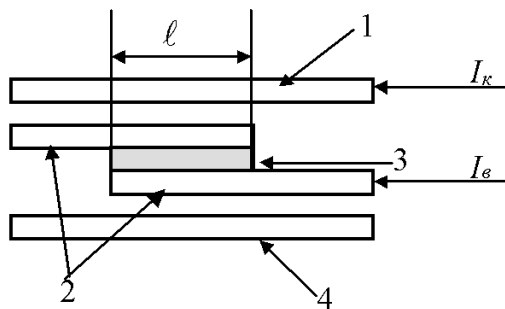


Рис. 7.2. Джозефсонівський тунельний кріотрон. ℓ - довжина ДК; 1- керуючий електрод, 2-вентиль, 3-тунельний джозефсонівський перехід, 4-надпровідний екран.

схема і ВАХ наведені на рис. 7.3. Даний кріотрон, як і розглянуті вище, перемикається з одного стану в інший пропусканням струму I_k через керуючий електрод. Однак, якщо раніше перемикавання було зумовлене фазовим переходом надпровідника у нормальний стан і навпаки, то зараз воно пов'язане з перерозподілом струму через контакт у результаті ефектів дифракції електронного потоку на ДК. Згідно (2.22) один стан кріотрону з максимальним струмом через кріотрон $I_{e \max} = I_0$ відповідає $I_k = 0$ і $\Phi_{\text{ДК}} = 0$, другий стан, що харак-теризується

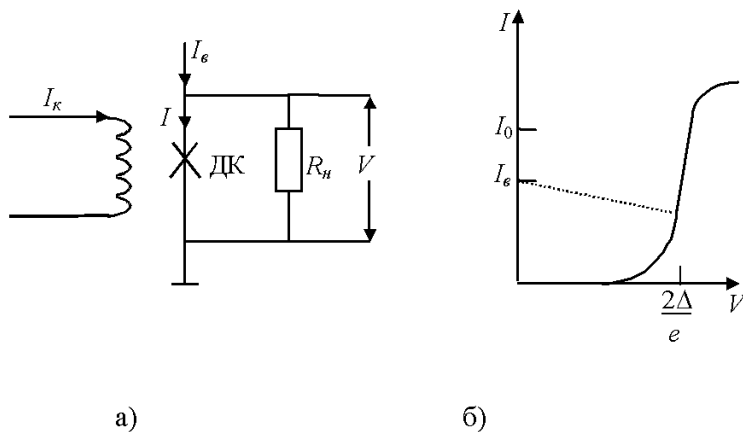


Рис. 7.3 Еквівалентна схема (а) джозефсонівського кріотрона (рис. 7.2) та його ВАХ (б); R_n - опір навантаження; I , V - відповідно струм і напруга на ДК; I_0 - критичний струм ДК; пунктиром на правому рисунку зображена динамічна характеристика перемикавання ДК керуючим струмом I_k .

мінімальним струмом $I_{e \min} \in I_0/2$, реалізується при такому I_{k0} , що магнітний потік через ДК $\Phi_{\text{ДК}} = \Phi_0$. Якщо струм від зовнішнього джерела через вентиль кріотрона такий, що $I_{e \min} < I_e < I_{e \max}$, то зміною струму в керуючому електроді від 0 до I_{k0} викликається перехід кріотрону з надпровідного у резистивний стан та падіння напруги на вентилі при цьому змінюється від 0 до $V_0 \sim 2\Delta/e$. Як ми бачили раніше, V_0 за порядком величини легко досягає величини

у декілька мілівольт, що суттєво більше ніж у плівкових поперечних кріотронах. Джозефсонівський кріотрон має переваги й по всім іншим параметрам. Оцінимо ці параметри для типового ДК: $R_0 \sim 1 \text{ Ом}$, $I_0 \sim 1 \text{ мА}$, $h_k \sim 10^{-4} \text{ см}$. У такому випадку отримаємо для джозефсонівського кріотрону: $L \sim 10^{-11} \text{ Гн}$, енергія перемикавання $\sim 10^{-17} \text{ Дж}$, час перемикавання $\tau_0 \sim 10^{-11} \text{ сек}$, що вже краще, ніж для напівпровідникових елементів

ЕЦОМ. Зазначимо, що наведені параметри можна ще покращити, оскільки, у принципі, можливе виготовлення ДК з $R_0 \sim 10^2$ Ом, $h_k \sim 0.3 \cdot 10^{-4}$ см, $L \sim 10^{-13}$ Гн, $\tau \sim 10^{-14}$ сек та енергією перемикавання $\sim 10^{-21}$ Дж. Малість енергії перемикавання робить реальною щільність тунельних кріотронів 10^6 шт/см², що цілком може бути досягнуто при нинішній технології.

Розглянемо більш детально роботу джозефсонівського тунельного кріотрону. Для зменшення величини керуючого струму I_{k0} необхідно збільшувати довжину ДК ℓ , тому що $\Phi_{DK} = H(2\lambda + d)\ell$, а $H \sim I_{k0}$. Однак при будь-яких ℓ підсилення тунельного кріотрону за струмом $G < 1$. Зупинимось на випадку [7, стор.527] $\ell \gg \lambda_d$, струм через ДК при цьому згідно (2.23) тече лише краями контакту у шарі товщиною $\sim \lambda_d$ (див. рис. 7.4). Для аналізу "багатоповерхових" надпровідних систем зручно користуватись "принципом замикання". При цьому припускається, що надпровідники достатньо масивні й струми в них течуть лише боковими сторонами незалежно один від одного. Дія одного поверху на інший через магнітне поле замінюється введенням екрануючих струмів, при цьому на найближчих поверхнях сусідніх надпровідників струми рівні за величиною та протилежні за напрямком^{*/}. У результаті незалежності струмів при замиканні цих поверхонь (струм на них при цьому дорівнює нулю), струми на протилежних сторонах не змінюються. Структура струмів, яка відповідає сказаному, в тунельному кріотроні зображена на рис.7.4. Якщо $I_k = 0$, то струм тече лише нижніми поверхнями кріотрона та проходить крізь ліву сторону ДК на глибині λ_d від неї. Зрозуміло, що максимальний струм через кріотрон у даному випадку $I_e = I_0 = I_0 \lambda_d W_e$. Якщо $I_k \neq 0$, то струм починає текти і верхніми поверхнями кріотрону, проходячи при цьому через праву сторону ДК. У цьому випадку максимальний струм дорівнює сумі струмів через обидві сторони ДК: $I_e = 2I_0 \lambda_d W_e$, при цьому $I_k = -I_0^{**/}$. Видно, що для зміни вентильного струму від I_0 до $2I_0$, потрібна величина керуючого струму $|I_0|$, тобто $G=1$. З врахуванням полів розсіювання завжди $G < 1$. У такій моделі при $I_k \leq -I_0$ на контакті стрибком з'являється скінченна різниця потенціалів. Реально така картина спостерігатися не буде (тому що ми не враховуємо струми, що течуть вздовж ДК), але все ж буде присутнє різке зменшення надпровідного струму крізь кріотрон, так, що при $I_k \leq -I_0$, $\partial I_e / \partial I_k \gg 1$. Це означає, що і в тунельному кріотроні, подібно до плівкового

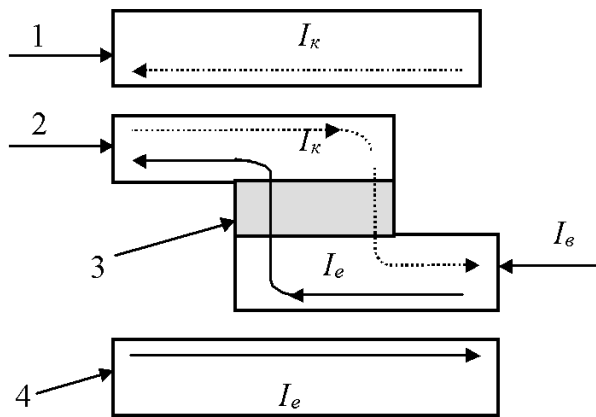


Рис.7.4 Структура надпровідних струмів в джозефсонівському тунельному кріотроні (рис. 7.2); суцільними лініями зображеної струми при $I_k=0$. Пунктирні лінії відповідають струмам при $I_k \neq 0$. I_e - надпровідний струм екрану; всі інші позначення такі самі, як і на рис. 7.2.

напрямок^{*/}. У результаті незалежності струмів при замиканні цих поверхонь (струм на них при цьому дорівнює нулю), струми на протилежних сторонах не змінюються. Структура струмів, яка відповідає сказаному, в тунельному кріотроні зображена на рис.7.4. Якщо $I_k = 0$, то струм тече лише нижніми поверхнями кріотрона та проходить крізь ліву сторону ДК на глибині λ_d від неї. Зрозуміло, що максимальний струм через кріотрон у даному випадку $I_e = I_0 = I_0 \lambda_d W_e$. Якщо $I_k \neq 0$, то струм починає текти і верхніми поверхнями кріотрону, проходячи при цьому через праву сторону ДК. У цьому випадку максимальний струм дорівнює сумі струмів через обидві сторони ДК: $I_e = 2I_0 \lambda_d W_e$, при цьому $I_k = -I_0^{**/}$. Видно, що для зміни вентильного струму від I_0 до $2I_0$, потрібна величина керуючого струму $|I_0|$, тобто $G=1$. З врахуванням полів розсіювання завжди $G < 1$. У такій моделі при $I_k \leq -I_0$ на контакті стрибком з'являється скінченна різниця потенціалів. Реально така картина спостерігатися не буде (тому що ми не враховуємо струми, що течуть вздовж ДК), але все ж буде присутнє різке зменшення надпровідного струму крізь кріотрон, так, що при $I_k \leq -I_0$, $\partial I_e / \partial I_k \gg 1$. Це означає, що і в тунельному кріотроні, подібно до плівкового

^{*/} Без врахування ефектів розсіювання.

^{**/} У цьому випадку $\Phi_{DK} = 0$, оскільки I_k та I_e (див. рис.7.3) рівні та паралельні один одному, у результаті чого їх сумарне поле на ДК дорівнює 0.

поздовжнього кріотрону, можна отримати динамічний коефіцієнт підсилення $G_d > 1$, подавши на керуючий електрод (або на спеціальний додатковий електрод) струм зміщення, близький за значенням до критичного струму одної половини кріотрону I_0 .

Оскільки перехід вентиля з одного стану у інший визначається лише повною величиною керуючого струму, можливі тунельні кріотрони з декількома входами. Для цього у кріотрони замість однієї керуючої смужки напильється ряд паралельних один одному електродів. В силу того, що на вентиль діє алгебраїчна сума струмів, такий кріотрон – готовий логічний елемент, наприклад, схема співпадіння.

Все сказане вище відносилось до тунельних кріотронів. Однак такий кріотрон наперед має суттєвий недолік – велику ємність C_0 . Ємність, по-перше, обумовлює гістерезис кріотрону, що може привести до того, що не дивлячись на керуючий сигнал, кріотрон не спрацює і, по-друге, до збільшення постійної часу кріотрона τ_0 , оскільки в загальному випадку τ_0 визначається не тільки індуктивністю ($\sim L/R$), але й ємністю ($\sim RC$) пристрою. Для кращих тунельних кріотронів $\tau_0 \sim 10^{-10}$ сек., що суттєво погіршує можливі граничні характеристики кріотрона. Як відзначалось вище, гістерезис може бути усунений шунтуванням переходу нормальним опором $R < R_0$. Оптимальний опір R потрібно підбирати, тому що при зменшенні R зменшується вихідна напруга кріотрона й збільшується постійна часу L/R .

Тунельний кріотрон фактично є магнітокерованим вентилем - він перемикається за допомогою магнітного поля, що виникає навколо керуючого провідника з струмом. Подібний принцип може бути використаний для перемикання не окремих ДК, а для перемикання сквідів - двох або трьохконтактних інтерферометрів [7, стор. 537]. Принципові схеми вентилів на двохконтактних сквідах зображені на рис.7.5. Перемикання сквідів з надпровідного в резистивний стан здійснюється магнітним потоком через площу сквіда S_k , який може бути суттєво більшим за потік через ДК, що був причиною перемикання тунельного джозефсонівського кріотрона.

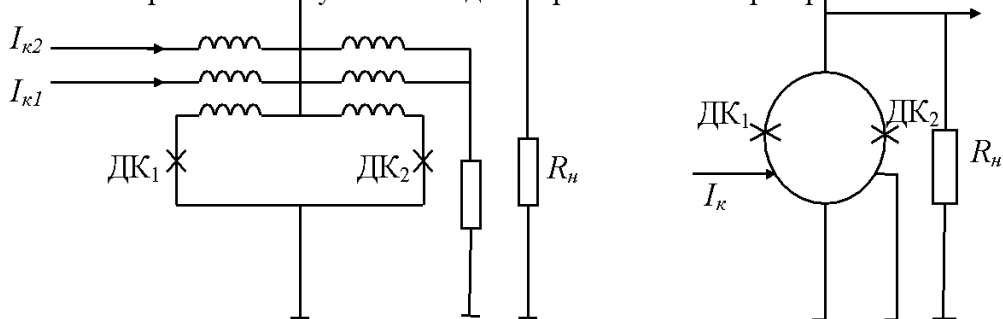


Рис.7.5 Надпровідні вентиля на сквідах; I_{k1} , I_{k2} - два незалежні входи вентиля.

Фазова діаграма вентиля на двохконтактному інтерферометрі зображена на рис. 7.6. Якщо в середині сквіда немає магнітного потоку ($n=0$), то стан вентиля описується середньою кривою на рис.7.6 при $n=0$. Дійсно, при $I_k=0$ максимальний надпровідний струм вентиля $I_e \leq 2I_0$. При $I_e > 2I_0$ - сквід в резистивному стані. При $|I_k| > 0$ максимальний надпровідний струм через сквід зменшується, що приводить до симетричного зменшення кривої при $n=0$ зліва та справа від $I_k=0$. Таким чином, при знаходженні робочої точки, яка визначається значеннями I_k та I_e , під кривою $n=0$ відповідає надпровідному стану сквіда (точка А), над нею (точка В) - резистивному стану.

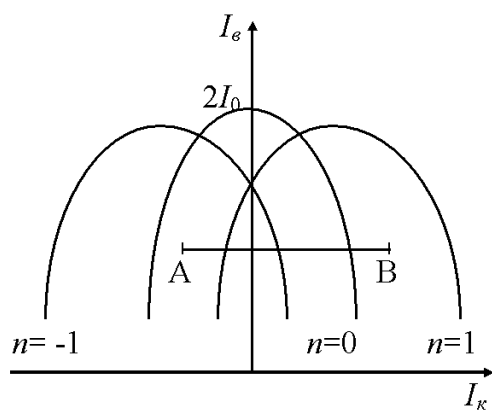


Рис. 7.6 Фазова діаграма вентиля на двохконтактному інтерферометрі.

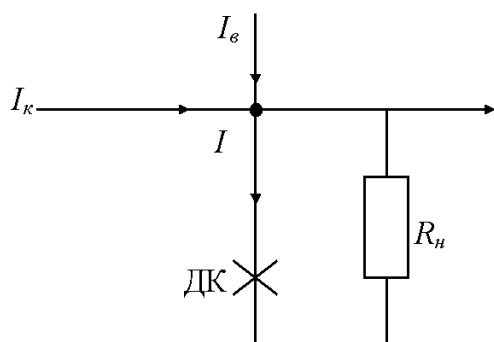


Рис.7.7 Інжекційний вентиль на ДК.

При $n=1$, тобто при наявності всередині сквіда магнітного потоку Φ_0 та струму, що його породжує і тече крізь контакти ДК₁ та ДК₂, стан вентиля описується кривою з $n=1$. Тут максимальний струм через сквід $I_e=2I_0$ буде в тому випадку, коли I_k не буде нульовим, а скомпенсує внутрішній струм в кільці до нуля. Далі картина буде аналогічна попередньому випадку, що викликає просте переміщення кривої для $n=1$ вправо відносно кривої $n=0$. Якщо, наприклад, токи I_e та I_k забезпечують робочу точку В (див. рис.7.6), то після їх зняття інтерферометр залишиться з одним квантом потоку. Якщо тепер перевести робочу точку в А, то після зняття струмів магнітний потік всередині сквіда буде дорівнювати нулю. В інжекційному вентилі [8, стор. 217] використовується другий - струмовий принцип перемикання струмів. Найпростіший інжекційний вентиль зображено на рис. 7.7. Поки $I_e < I_0$ перехід знаходиться в надпровідному стані і весь струм I_e тече через нього, не попадаючи в навантаження. Варто тепер на короткий проміжок часу зробити струм більшим за I_0 , подавши додатково невеликий керуючий струм I_k , як перехід перейде у резистивний стан і на навантаженні з'явиться напруга $\sim 2\Delta/e$, так як і у випадку магнітокерованого вентиля. Інжекційні вентиля

мають характеристики навіть кращі, ніж магнітокеровані вентиля (час перемикання $\tau \sim 5$ нс проти ~ 10 нс), але мають суттєві недоліки: у вентиля на рис.7.7 немає розв'язки між входом та виходом, для цього необхідно застосовувати спеціальні схемотехнічні заходи.

У наш час джозефсонівські вентиля мають енергію перемикання $\sim 10^{-17}$ Дж, потужність перемикання - 1 мкВт на вентиль, час перемикання - 10 пс, що краще, ніж у напівпровідникових елементів (відповідно 10^{-13} Дж, 1 мВт, 10 пс).

7.3. Логічні схеми на кріотронах

За допомогою кріотронів може бути виконана будь-яка логічна операція, при цьому не потрібно ніяких додаткових елементів – конденсаторів, опорів, трансформаторів, підсилювачів і т.д. Найважливіша особливість схем на кріотронах – необхідність паралельних кіл для виключення протікання струму через нормальнопровідні кріотрони. У іншому випадку \bar{z} суттєво більшість теплові втрати. Однією із схем, що задовольняє цю вимогу, є "двохпровідна схема", зображена на рис. 7.8.



Ця схема працює таким чином, що обов'язково або нижня, або верхня гілка є надпровідною, тобто струм I на своєму шляху не зазнає омичних втрат. Зрозуміло, що якщо верхня гілка несе інформацію про сигнал x (коли струму у цій гілці немає - $x=0$, є струм - $x=1$), то нижня - про сигнал \bar{x} . Приклади реалізації найпростіших логічних операцій на основі двохлапроводних схем представлені на рис. 7.9.

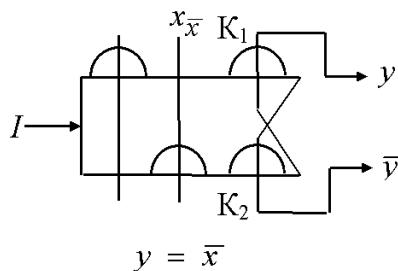


Рис. 7.9 Логічні операції на основі двохлапроводної схеми.

Розглянемо докладніше операцію інверсії $y = \bar{x}$ (див. рис. 7.9(а)). При пропусканні струму правою вхідною шиною ($x=1, \bar{x}=0$) верхній кріотрон закритий, нижній відкритий, в результаті чого струм йде нижньою шиною ($y=0, \bar{y}=1$). При пропусканні струму лівою шиною ($x=0, \bar{x}=1$) струм йде верхньою шиною ($y=1, \bar{y}=0$), тобто дійсно маємо інверсію $y = \bar{x}$. Вхідні сигнали можуть бути імпульсними, оскільки двохлапроводна логіка має пам'ять. Дійсно, якщо, наприклад, у схемі інверсії струм йде верхньою шиною, то навіть якщо нижній кріотрон відкриється струм нижньою гілкою не піде, оскільки падіння напруги на ній дорівнює нулю. Для більшої стабілізації стану двохлапроводної схеми використовують стабілізуючі зворотні зв'язки, як це показано на рис. 7.10. Якщо $x=1$, то струм йде верхньою шиною, а струм у нижній шині навіть після виключення вхідного сигналу надійно блокований кріотроном зворотнього зв'язку K_2 , що закритий струмом верхньої шини.

Другою базовою схемою кріотронної логіки є комірка БЕН^{*/}, зображена на рис.7.11, яка застосовується звичайно у комітках пам'яті. Запис та зберігання інформації у комітці БЕН відбувається таким чином. На числову та розрядну шину ячейки подаються імпульси струму, як це показано на рис. 7.11. Імпульс струму I_1 при $t > t_1$ закриває кріотрон. Струм I_2 при $t = t_2$ не зможе протікати крізь кріотрон, в силу чого $I_2 = I_3$. У момент часу t_3 кріотрон відкривається, але струм через нього все рівно не йде, оскільки падіння напруги на гілці ag дорівнює нулю. Однак контур $abvg$ вже є надпровідним і у ньому заморожується магнітний потік, створений струмом I_3 . Після

а) б)
Рис. 7.11 Ячейка БЕН (а) та імпульси струмів (б) для запису інформації.
1-числова шина; 2- розрядна шина.

вимкнення I_2 при $t = t_4$ у цьому контурі виникає незатухаючий коловий струм I_s для підтримки магнітного потоку через контур на колишньому рівні. Наявність колового струму у ячійці БЕН можна розглядати, як запис "1", відсутність струму – запис "0".

Схема регістру зсуву на комітках БЕН зображена на рис.7.12. Тут застосовуються кріотрони з двома керуючими електродами. У першу комірку "одиниця" записується викладеним вище методом. Для переміщення цієї "одиниці" у другу ячейку подають імпульси на шину В та на шину відновлення А' у тій же послідовності, що й імпульси 1 та I_2 на рис.7.11 (а). При цьому струм у першій ячійці зникає, але починає циркулювати у другій – логічна "одиниця" виявилась зміщеною на одну комірку вправо. Подальший рух "одиниці" відбувається подаванням імпульсів на шини С та В', Д та С' і т.д.

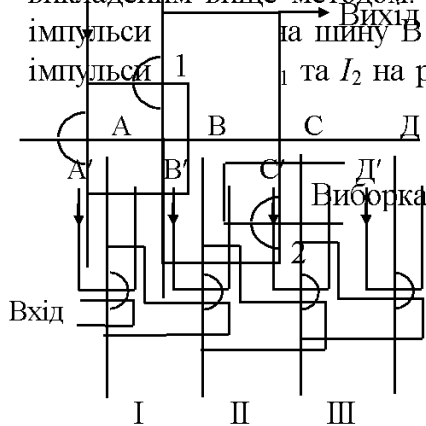


Рис.7.12 Регістр зсуву на комітках БЕН з двома керуючими електродами.

Наведена схема регістру зсуву ілюструє необхідність висунутої раніше вимоги $G > 1$. Дійсно, струм I_s (див. рис.7.11), що є керуючим струмом, завжди менше вентильного струму I_2 і для перемикання кріотронів необхідно мати $G = I_2/I_s > 1$.

На рис.7.13. наведена схема неруйнівного зчитування інформації з комірок БЕН. При

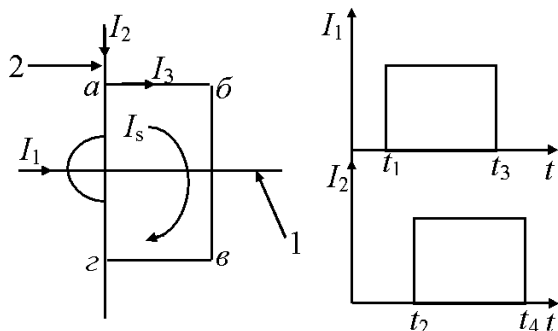


Рис.7.13. Схема неруйнівного зчитування інформації з комірки БЕН. Кріотрон зчитування-1, виборки-2.

пропусканні струму крізь шину зчитування С він може йти крізь кріотрони 1 та 2, якщо у комітці записаний "0" або тільки через кріотрон 2, якщо записана "1".

У першому випадку при запиранні кріотрону 2 подаванням на нього керуючого сигналу "Виборка" падіння напруги на шині С дорівнює нулю, у другому – відмінне від нуля, оскільки обидва кріотрони 1 та 2, що ввімкненні у шину, закриті.

^{*/} Бремера, Едвардса, Ньюхауза.

На завершення розглянемо декілька конкретних логічних схем з використанням джозефсонівських кріотронів. Логічні схеми на двох- та трьохконтактних сквідах утворюють так звану «інтерференційну логіку» - ІЛ. Приклад реалізації операцій «або» та «і» за допомогою ІЛ - логіки зображено на рис. 7.14. Вхідний кріотрон K_1 на рис. 7.14 має два вхідних електроди, він спрацьовує тоді, коли сигнал присутній на будь-якій шині - А чи Б. При цьому вихідні кріотрони $K_{\text{вих}}$ закриваються, на них з'являється

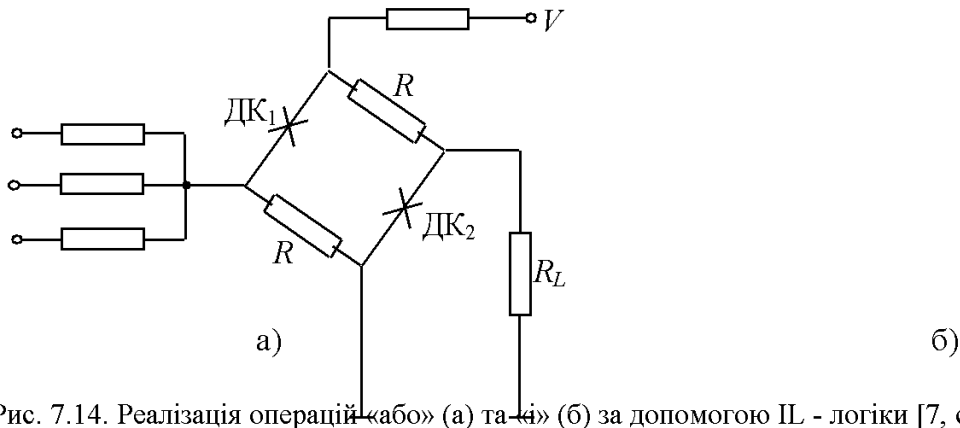


Рис. 7.14. Реалізація операцій «або» (а) та «і» (б) за допомогою ІЛ - логіки [7, стор. 548, 8, стор.215]

напруга, яка свідчить про наявність на вході K_1 хоча б одного відмінного від нуля сигналу. В схемі «і» використовуються вхідні кріотрони K_1 та K_2 з одним електродом. Вихідні кріотрони $K_{\text{вих}}$ у цьому випадку закриваються та видають відмінну від нуля напругу тільки при одночасному існуванні сигналів на шинах А та В, що і свідчить про виконання операції «і».

Тунельні кріотрони використовуються в джозефсонівській тунельній логіці (JTL) [7, стор.528]. Використовуючи два і більшу кількість керуючих електродів і тут легко виконати операції «і» та «або».

Приклад інжекційної логіки СІЛ (*current injection logic*) зображено на рис. 7.15. Із назви зрозуміло, що в цій логіці використовуються інжекційні вентиля на ДК (див. рис. 7.7.). Для розв'язки входу та виходу логічної комірки джозефсонівські кріотрони включені у мостову схему. При відсутності вхідного сигналу обидва кріотрони знаходяться у підпр. стані. При наявності сигналу на вході першим відключається ДК₂, потім ДК₁, і вихід комірки стає рівним від входу, струм від джерела V створює на R_L вихідний сигнал.

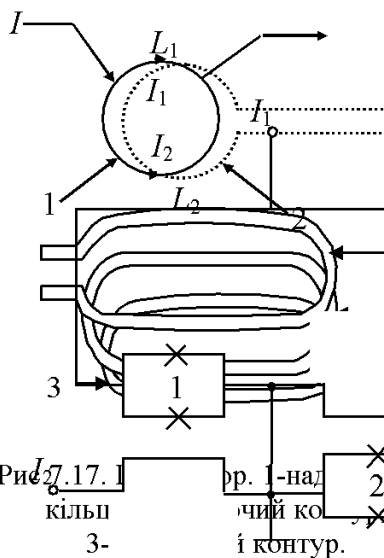


Рис. 7.15. Реалізація операції «або» за допомогою СІЛ - логіки; ДК₁, ДК₂ - джозефсонівські кріотрони

Комірка пам'яті ПЛ - логіки зображена на рис. 7.16. Принцип її дії аналогічний принципу дії БЕН - комірки (рис. 7.11). Неруйнуюче зчитування інформації проводиться за допомогою спеціального сквіду 2 - він закритий, якщо в комірці тече коловий струм (записана «1») і відкритий у випадку відсутності струму. Час спрацювання комірки - 10^{-10} секунди, плата на 4 кбіт споживала потужність 6 мВт.

На завершення розгляду схем на кріотронах зазначимо, що вони можуть використовуватись не тільки як цифрові перемикаючі елементи. Досить перспективне їх використання у лінійних підсилювачах. За рахунок малого вхідного опору (одиниці мікроом) та малої вхідної індуктивності (одиниці наногенрі), поперечні плівкові кріотрони можуть реєструвати сигнали $\sim 10^{-13}$ В у смузі декілька герц на робочій частоті $\sim 10^3$ Гц.

Рис. 7.16. Топологія комірки пам'яті з використанням вентилів на сквідах; 1- сквід комірки, 2 - сквід зчитування.



7.4. Інші надпровідні елементи ЕЦОМ

Ще до створення кріотронів було зрозуміло, що надпровідні кільця можуть бути елементами пам'яті ЕЦОМ, причому двом стійким станам тут може відповідати або наявність струму у кільці та його відсутність, або ж наявність струмів, що відрізняються за напрямком. На рис.7.17 зображений найпростіший пам'ятовуючий елемент на надпровідних кільцях – персистер. Струм у кільці 1 записується за допомогою керуючого контуру 2. Струм у керуючому контурі збільшується до руйнування у кільці 1 надпровідності, у результаті чого у кільце починає проникати магнітний потік від контуру 2. Після вимкнення керуючого струму, магнітний потік, що проник у кільце, заморожується, що означає появу у цьому кільці струму у напрямку, паралельному струму, що йшов у керуючому контурі 2. "0" та "1" відповідають одному або другому напрямку струму у надпровідному кільці 1. Зчитування також може відбуватися подаванням імпульсу зчитування на керуючий електрод. Магнітний потік від керуючого контуру на контур, що зчитує, через кільце 1 може потрапити тільки у тому випадку, якщо у останньому буде зруйнована надпровідність. Руйнування

Рис. 7.18. Персистотрон.
1- надпровідне кільце;
2- зчитуючий контур.

надпровідності буде проходити при струмові у керуючому контурі I_1 , якщо магнітний потік цього контуру співпадає за напрямком із «замороженим» магнітним потоком і при струмі $I_2 < I_1$, якщо магнітні потоки протилежні за напрямком. Подавши на керуючий контур такий струм I , що $I_2 < I < I_1$, по наявності сигналу у контурі, що зчитує, можна визначити, у якому стані знаходиться надпровідне кільце.

Елемент пам'яті, що керується не магнітним полем, а струмом – персистотрон – зображений на рис.7.18. Запис інформації в персистотрон відбувається за допомогою пропускання крізь надпровідне кільце струму I , що розподіляється між двома плечима кільця так, що $I_1/I_2 = L_2/L_1$. Тут I_1 та I_2 струми у плечах кільця (див. рис.7.18), L_1 та L_2 – індуктивності плечей. Якщо $L_1 \ll L_2$, то при збільшенні струму I надпровідність у плечі кільця з L_1 руйнується і магнітний потік, створений струмом I_2 проникає всередину кільця, що стало не надпровідним. Після вимкнення струму I кільце знову переходить у надпровідний стан і магнітний потік, що проник всередину кільця, «заморожується», що забезпечує циркулювання по кільцю надпровідного струму, що співпадає за напрямком зі струмом I_2 та протилежним струму I_1 . "0" та "1" відповідають різним напрямкам циркулюючого по кільцю надпровідного струму. Зчитування інформації у персистотроні відбувається подаванням імпульсу струму на надпровідне кільце. Подібно персистору тут також треба подати такий струм I , щоб надпровідне кільце переходило у нормальний стан при співпадинні напрямків струму I зі струмом у L_1 і залишалось у надпровідному стані, якщо ці струми протилежні. При перемиканні кільця у нормальний стан магнітний потік у кільці змінюється, у результаті чого з'являється ЕРС у зчитуючому контурі.

Швидкість перемикання елементів пам'яті на кільцях залежить від постійної часу $\tau_0 = (L_1 + L_2)/R_n$, де R_n – нормальний опір ділянки з L_1 ; звичайно це час $\tau_0 \sim 10^{-8}$ сек.

Ще одним різновидом елементу пам'яті на надпровідних колових струмах є комірка Кроу, зображена на рис.7.19. Ця ячейка являє собою отвір у надпровідній плівці, що перегороджений тонкою надпровідною перемичкою, критичний струм якої значно менше критичного струму плівки. Керуючі та зчитувальні шини розміщуються поблизу перемички. Принцип дії комірки Кроу аналогічний принципу дії персистора. Пристрої, схожі на комірку Кроу, можуть бути створені на суцільній надпровідній плівці. Роль отвору у плівці будуть при цьому відігравати нормальні області, створені великим струмом у керуючих плівках.

У якості активного елемента логічних схем разом з кріотроном може використовуватись інший надпровідний пристрій – риотрон. На відміну від кріотрону,

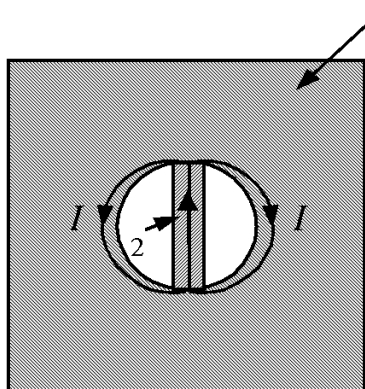


Рис. 7.19. Комірка Кроу:

1- надпровідна плівка;
2 - надпровідна перемичка.

у якого при перемиканні змінюється активний опір, риотрон – пристрій з індуктивністю, що змінюється. Вентиль риотрону завжди знаходиться у надпровідному стані, однак, розташована поруч з ним керуюча плівка може знаходитись або у нормальному стані, або у надпровідному. У першому випадку індуктивність вентиля максимальна, у другому, через обмеження області існування магнітного поля вентиля – мінімальна. Перемикання риотрону відбувається переводом керуючої плівки у нормальний стан шляхом пропускання по ній струму, що перевищує критичне значення. Час перемикання (див. розділ 5.6) $10^{-9} - 10^{-10}$ сек. Крім застосування у ЕЦОМ, змінна індуктивність риотрону може бути використана у параметричних генераторах та

підсилювачах нижнього краю НВЧ діапазону.

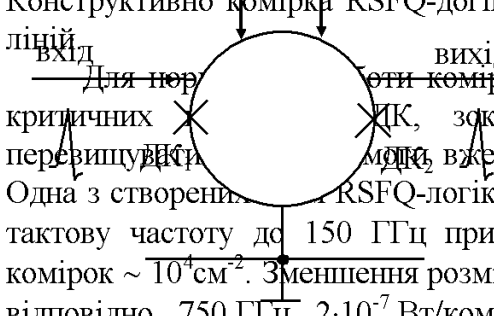
При побудові елементів пам'яті може бути використане явище квантування магнітного потоку у розподілених джозефсонівських переходах та у надпровідних кільцях. Такий елемент пам'яті – квантрон – буде мати декілька стійких положень n , що відрізняються кількістю «заморожених» квантів потоку $\Phi = n\Phi_0$. Для перемикавання з максимальною швидкістю при мінімальних втратах доцільно у якості квантронів використовувати надпровідні кільця з одним ДК. Такі квантрони будуть близькі по електричним параметрам до тунельних кріотронів.

Розглянемо детально один з варіантів джозефсонівської логіки, що базується на квантуванні магнітного потоку у кільці з двома ДК – фактично у сквіді постійного струму; ця логіка отримала назву швидкої одноквантової логіки (RSFQ-логіка, *Rapid-Single-Flux-Quantum logic*). Найпростіший триггер RSFQ-логіки зображений на рис. 7.20. Він складається з надпровідного кільця з двома шунтованими джозефсонівськими контактами. Двоїчний стан кільця відповідає присутності чи відсутності захопленого магнітного потоку Φ_0 , тобто є певна схожість з персистотроном. Коли Φ_0

Рис. 7.20. Найпростіша комірка RSFQ-логіки.

входить у кільце або залишає його, на виході схеми з'являється вихідний імпульс. Його амплітуда $\sim 2I_0 R_n$ (порядка 1 мВ), тривалість $\tau \cong \Phi_0 / 2I_0 R_n$ (порядка 10^{-12} сек), площа $\int V(t)dt = \Phi_0 \cong 2,07 \text{ мВ} \cdot \text{нс}$. Цей імпульс напруги, що прикладений до наступної комірки, може переключити її в новий стан.

Розглянемо роботу триггера RSFQ-логіки (див. рис.7.20), через який протікає струм зміщення $I_e \cong 0,7I_0$. Вхідний імпульс перемикає ДК₁ і Φ_0 входить у кільце. Імпульсний струм I_2 перемикає ДК₂ і Φ_0 залишає кільце через другий контакт. У протилежність логіці, що описана в § 7.3, тут джозефсонівські контакти в стаціонарному стані завжди надпровідять, у результаті чого енергія споживається і виділяється тільки в момент перемикавання. Величина дисипуємої енергії $\sim 10^{-18}$ Дж/біт. Постійне зміщення (струм I_e) компенсує втрати енергії при передачі сигналу між комірками. За допомогою RSFQ-логіки можуть бути реалізовані всі логічні операції. Конструктивно комірка RSFQ-логіки виконується на основі відрізків мікросмужкових ліній.



Для порівняння критичних струмів не повинен перевищувати. Одна з створених RSFQ-логіки містила в собі 2000 ДК розміром 3,5 мкм та мала тактову частоту до 150 ГГц при енергії споживання $3 \cdot 10^{-8}$ Вт/комірку, щільність комірок $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$. Зменшення розмірів технології до 0,5 мкм змінює ці параметри до, відповідно, 750 ГГц, $2 \cdot 10^{-7}$ Вт/комірку, 10^6 см^{-2} .

Використання шунтованих ДК дозволяє, в принципі, створення RSFQ-логіки на основі високотемпературних надпровідників (ВТНП). При цьому тактова частота стає ще вищою через велике $I_0 R_n$. Максимальна робоча температура через вплив флуктуацій повинна лежати в області 30-40 К. Головна перешкода для використання

ВТНП технології - сильний розкид параметрів ДК. До тепер вдалося реалізувати ВТНП мікросхему, що містить тільки 26 контактів, які працюють при 50 К.

Література

1. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М., Мир, 1974.
2. Труды Института инженеров по электронике и радиоэлектронике, т.61, №1. М. Мир, 1973.
3. Лихарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М., Изд-во Моск. ун-та, 1978.
4. Буккель В. Сверхпроводимость. М., Мир, 1975.
5. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицин А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. Киев, Наукова думка, 1976.
6. Shu Ang Zhou, Electrodinamic Theory of Superconductors. London, Peter Peregrinus Ltd., 1991.
7. Плакида Н.М. Высокотемпературные сверхпроводники. М., Международная программа образования, 1996.
8. Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: Учебное пособие для вузов. – М., Изд-во МФТИ, 1996.
9. В.Л.Гинзбург. “Сверхпроводимость”, Успехи Физических Наук, 2000, т. 170, № 6, с. 619-629.
10. Е.Г.Максимов. “Проблема высокотемпературной сверхпроводимости”, Успехи Физических Наук, 2000, т. 170, № 10, с. 1033-1061.
11. Н.А. Черноплеков. “Состояние работ по сильноточной прикладной сверхпроводимости”, Успехи Физических Наук, 2002, т. 172, № 6, с. 716-722.

ЗМІСТ

Стор.

1. Вступ	3
2. Тунельний ефект у надпровідниках	5-18
2.1. Енергетичний спектр надпровідника	5
2.2. Тунелювання нормальних електронів	6
2.3. Ефекти Джозефсона.....	9
2.4. Джозефсонівський контакт (ДК) у присутності постійного магнітного поля.....	11
2.5. Типи та характеристики реальних джозефсонівських контактів (ДК).....	13
2.6. Джозефсонівський контакт під дією електромагнітних коливань.....	16
2.7. Параметрична індуктивність джозефсонівського контакту	18
3. Надпровідні квантові інтерференційні пристрої (СКВІДи).....	19-31
3.1. Інтерференція електронних потоків	19
3.2. СКВІД постійного струму.....	23
3.3. Високочастотний СКВІД	24
3.4. Шумові властивості СКВІДів	27
3.5. Застосування СКВІДів	29
4. Електронні пристрої на основі нестационарного ефекту Джозефсона	32-39
4.1. Джозефсонівський генератор	32
4.2. Параметричний підсилювач на основі ДК	34
4.3. Квадратичний детектор	35
4.4. Перетворення коливань за допомогою ДК.....	36
4.5. Спектрометр та спектроаналізатор на основі ДК	38
4.6. ДК як еталон напруг	38
5. Властивості надпровідників у діапазоні НВЧ	40-50
5.1. Провідність надпровідників на змінному струмі	40
5.2. Поверхневий імпеданс.....	41
5.3. Залишковий опір.....	43
5.4. Нелінійність поверхневого імпедансу.....	45
5.5. Надпровідні коливальні системи та лінії передачі	45
5.6. Множення частоти та підсилення НВЧ коливань за допомогою надпровідників.....	48
6. Надпровідні приймачі випромінювання	51-54
6.1. Надпровідні болометри	51
6.2. Плівкові детектори випромінювання.....	52
6.3. SIS -прилади	52
7. Надпровідні пристрої обчислювальної техніки.....	55-66
7.1. Кріотрон.....	55
7.2. Тунельний кріотрон	57
7.3. Логічні схеми на кріотронах	60
7.4. Інші надпровідні елементи ЕЦОМ.....	64
Література.....	67