

# **Моделювання одноелектронного транзистора**

## РЕФЕРАТ

Дипломна робота виконана на 68 сторінках, вони містять 4 розділи, 26 ілюстрацій, 1 додаток та 18 джерел в переліку посилань.

Об'єктом дослідження є моделювання ВАХ вказаних транзисторів за допомогою сучасних методів моделювання наноскопічних структур. Предмет дослідження – порівняльний аналіз існуючих методів моделювання одноелектронних транзисторів, а також розв'язання кількох прикладних завдань для отримання ВАХ згаданих транзисторів, розподілу ймовірностей перебування електронів на квантовій точці, швидкості тунелювання та інших його характеристик.

Метою роботи є розкриття сучасного стану розробки проблеми твердотілої електроніки, що маловідома в Україні - моделювання мезоскопічних структур, зокрема ОЕТ; порівняння двох ОЕТ (гетероструктурного і металевого) з метою проведення аналізу перспективності останніх пар речовин для використання в якості матеріальної основи ОЕТ.

У першому розділі дані основні відомості про процеси, що відбуваються в ОЕТ, користуючись спрощеними уявленнями про його функціонування з тим, щоб розкрити суть його роботи. В другому розділі проведено аналіз типів конструкцій ОЕТ, виділені переваги та недоліки кожного з ОЕТ. Третій розділ присвячений розгляду методів моделювання ОЕТ. Четвертій розділ присвячений концептуальній основі моделювання ОЕТ методом, оснований на ортодоксальній теорії, що використовується в четвертому розділі для розв'язання фундаментальних та прикладних задач з моделювання ОЕТ.

**ОДНОЕЛЕКТРОННИЙ ТРАНЗИСТОР, МОДЕЛЮВАННЯ, МЕТОД ОРТОДОКСАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ**

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ .....	5
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1. ВИДИ ТА ПРИНЦИП РОБОТИ ОЕТ.....	7
1.1 Принцип роботи та умови функціонування ОЕТ.....	7
1.2 Види ОЕТ .....	13
1.3 Технології виготовлення ОЕТ.....	15
РОЗДІЛ 2. ТИПОВІ КОНСТРУКЦІЇ ОЕТ.....	18
2.1 Гетероструктурний ОЕТ на одній квантовій точці.....	20
2.2 Металевий ОЕТ з ефективно низькими бар'єрами.....	23
РОЗДІЛ 3. МЕТОДИ МОДЕЛЮВАННЯ ОЕТ.....	27
3.1 Аналітична модель, основана на рівнянні Пуасона.....	27
3.2 Моделювання електричних характеристик ОЕТ з допомогою функції Гріна.....	28
3.3 Ортодоксальна теорія одноелектронного тунелювання.....	29
РОЗДІЛ 4. Модель ОЕТ.....	30
4.1 Побудова моделі ОЕТ на основі ортодоксальної теорії.....	31
4.2 Програмна реалізація моделювання ВАХ ОЕТ.....	33
4.3 Модельна структура ОЕТ.....	35
4.4 Аналіз результатів моделювання ВАХ ОЕТ.....	39
ВИСНОВКИ.....	46
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	48
Додаток А.....	49

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

КТ – квантова точка

МПЕ – молекулярно-променева епітаксія

НРФГ – нерівноважні функції Гріна

ПЕМ – просвітлюючий електронний мікроскоп

ОЕТ – одноелектронний транзистор

$a$  - ширина потенціальної ями, стала решітки

$E_C$  - енергія дна зони провідності

$\Delta E$  – електростатична енергія електрона

$E_{F_0}$  і  $E_{F_0-}$  - рівні Фермі острівця у разі видалення з нього електрона і  
відповідно додавання електрона на острів

$G$  - функція Гріна

$H$  - Гамільтоніан

$\Gamma$  - швидкість тунелювання

$J$  - густина струму

$m^*$  - ефективна маса електрона

$n$  - концентрація електронів

$P_n$  – ймовірність знаходження електронів на острові

$R$  - електричний опір

$T$  - абсолютна температура

$\epsilon_0$  - діелектрична проникність вакууму

$\epsilon_S$  - відносна діелектрична проникність середовища

$\psi$  - хвильова функція

$\tau_n$  - час життя електрону на  $n$ -му рівні

$\hbar$  - стала Планка-Дірака

$U_k$  - напруга кулонівської блокади

$q_0$  - фіксована частина заряду острова (- $ne$ )

$-ne$  - повний заряд острова

## ВСТУП

Динаміка розвитку швидкодії та найважливіших параметрів пристроїв твердотільної електроніки, насамперед, обумовлена зменшенням характерних розмірів електронних компонентів, на основі яких будуються пристрої, прилади та системи сучасної електронної промисловості. До недавнього часу головні зусилля витрачалися саме на зменшення характерних розмірів пристроїв за рахунок, наприклад, застосування більш досконалих або принципово нових технологій їхнього виготовлення. Такий підхід був й є економічно виправданим, і буде виправданим ще якийсь час.

Одноелектронний транзистор (ОЕТ) – один з найбільш перспективних приладів твердотільної наноелектроніки [6].

Одні із основних параметрів, які характеризують пристрій це швидкодія, мале споживання енергії. Пристрої, побудовані на основі таких компонентів забезпечують подальший прогрес електроніки. Одним із можливих шляхів такого прогреса являється побудова приладів, в яких контролюється переміщення визначеної кількості електронів, зокрема одного.

Створення так званих одноелектронних приладів відкриває великі перспективи цифрової одноелектроніки, в якій один біт інформації буде представлений одним електроном.

В таких приладах переміщення електрона відбувається завдяки тунелюванню. Оскільки час тунелювання електрона достатньо малий, то теоретична границя швидкодії одноелектронних приладів дуже висока.

З іншої сторони, робота, необхідна для переміщення одного електрона, також мала, як наслідок, енергоспоживання одноелектронних схем повинно бути надзвичайно невеликим. Так за оцінками основоположника

одноелектроніки К.К. Лихарьова теоретична границя швидкодії однеелектронного транзистора складає сотні ТГц (терагерц), а енергоспоживання одного прилада близько  $3 \cdot 10^{-8}$  Вт.

Явище однеелектронного тунелювання вперше було передбачено К.К. Лихарьовим . Через декілька років після 1-ї статті К.К. Лихарьова почали появлятися багато робіт, в яких описувалось експериментальне спостереження ефектів, передбачених К.К. Лихарьовим.

Таким чином, теорія блискуче підтвердилась експериментально[4].

Аналіз літератури показав, що ця проблема є актуальною й донині, незважаючи на величезний інтерес до моделювання ОЕТ як з боку фундаментальних, так і прикладних дослідників. Положення цілого ряду дисциплін, що описують властивості об'єктів мікросвіту, що раніше носили чисто теоретичний характер, перевіряються на спроможність описувати експериментальні дані. І якщо в основних положеннях квантової механіки сумніватися не приходиться, то розроблені в рамках її математичні методи розв'язання прикладних задач часто сповнені невиправданими з точки зору розв'язання конкретного завдання спрощеннями.

Робота має на меті класифікувати існуючі моделі ОЕТ, показати переваги й недоліки здійснення за допомогою їх моделювання, визначити області їхнього використання, принципові недоліки та переваги. В роботі викладено малопоширений у вітчизняній літературі метод, що має своєю основою “ортодоксальну теорію”. Пізніше показано, наскільки цей метод є глибинним на прикладі моделювання ОЕТ як окремого пристрою, а також аналізу залежностей як вони залежать від параметрів структури, від зміни температури.

## РОЗДІЛ I

### ВИДИ ТА ПРИНЦИП РОБОТИ ОЕТ

#### 1.1. Принцип роботи та умови функціонування ОЕТ

Одноелектронний транзистор – транзистор, в основі якого лежить можливість отримання помітних значень змін струму маніпуляцією окремих електронів при проходженні їх через тунельний перехід.

Тунельний перехід представляє собою перехід електронів через потенціальний бар'єр у випадку, коли кінетична енергія електронів менша за потенціальну енергію бар'єру. Контакти матеріалів, в яких спостерігається тунелювання, називаються тунельними контактами. На рис 1.1 приведено схематичне зображення одноелектронного транзистора.

Аналогічно польовому транзистору, одноелектронний транзистор має три електроди: витік, стік, затвор.

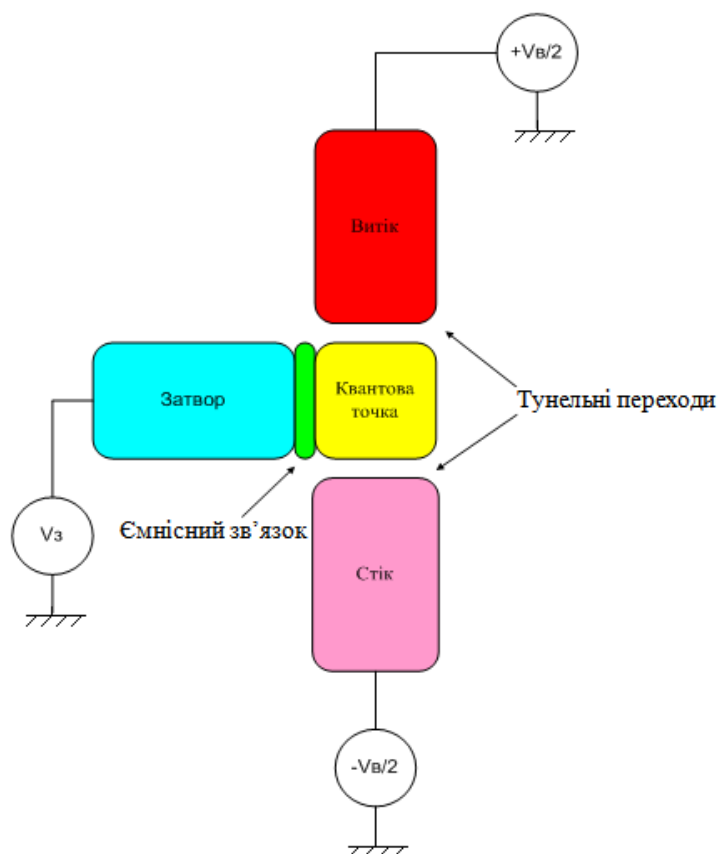




Рис.1.1 Схематичне зображення одно-електронного транзистора

Принцип дії одноелектронного транзистора [1] ґрунтується на явищі кулонівської блокади, макет якої зображено на рис. 1.2. Система представляє собою тунельні переходи метал–діелектрик–метал (МДМ).

Нехай спочатку система з двох металевих провідників та діелектриком між ними не заряджена. Цю систему можна розглядати як конденсатор з деякою ємністю  $C$ . Якщо перенести електрон із зарядом  $e^-$  з пластини  $M1$  на пластину  $M2$ , то конденсатор виявиться зарядженим. Перенесення заряду потребує енергії  $\Delta E$ , оскільки воно відбувається проти сил взаємодії з позитивним зарядом, що виникає на пластині  $M1$  (рис. 1.2, а). Ця енергія дорівнює енергії зарядженого конденсатора:  $\Delta E = e^2/2C$ . Величина  $\Delta E$  являє собою енергію одноелектронного зарядження.

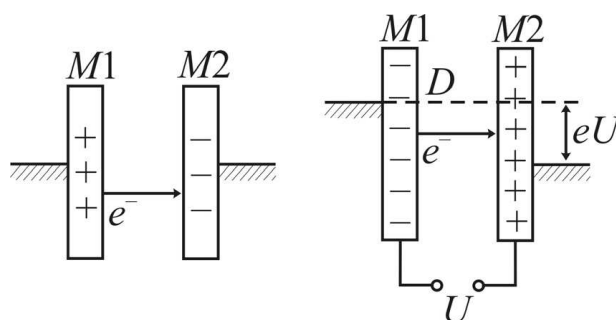


Рис. 1.2. Схема, що пояснює механізм кулонівської блокади під час тунелювання електрона

Якщо прикласти до пластин напругу  $U$  (як це показано на рис. 1.2, б) і поступово збільшувати її, то на пластині стануть нагромаджуватися заряди. При цьому до деякого значення  $U = U_k$  тунельний струм через перехід не виникає, оскільки робота джерела напруги з переміщення електрона з пластини  $M1$  на пластину  $M2$  залишається меншою від роботи проти кулонівських сил відштовхування. Тобто протіканню тунельного струму перешкоджає кулонівська блокада.

Електрон зможе тунелювати, коли напруга  $U$  досягне значення  $U_k$ , обумовленого співвідношенням  $eU_k = e^2/2C$ , звідки випливає й величина цієї напруги:

$U_k = e^2/2C$ . Напругу  $U_k$  називають напругою кулонівської блокади. Після досягнення значення  $U_k$  тунелює один електрон, потім знову нагромаджується заряд на пластинах і т. д. Електрони тунелюють через перехід по одному.

У структурах із двома тунельними переходами кулонівська блокада має особливості (у приладових структурах одноелектроніки використовують саме два тунельні переходи, щоб послабити шунтувальну дію провідників). Конденсатор із двома тунельними переходами показано рис. 1.3, а. Металева гранула – квантова точка, острівець – поміщена в діелектричне середовище (заштриховане) між двома з'єднаними металевими пластинами. Острівець і пластини утворюють дві обкладки складного конденсатора ємністю  $C$ . Так само, як і в попередньому випадку, перенесення електрона з пластин на острівець (або навпаки) потребує енергії.

Схему спостереження кулонівської блокади показано на рис. 1.3, б. Металеві пластини  $B$  і  $C$  позначають «витік» і «стік»;  $O$  – металевий острівець (квантова точка); заштриховані тунельні бар'єри -- діелектрик.

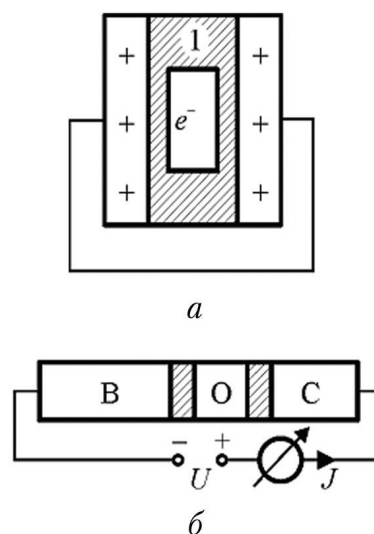


Рис. 1.3. Структура, що включає два електроди і розташований між ними в діелектричному середовищі наноострівець без (а) і за (б) різниці потенціалів між електродами

Енергетичні діаграми, що пояснюють ефект кулонівської блокади, зображено на рис. 1.4.

У стані рівноваги (напруга  $U = 0$ ) рівні Фермі витоку, острівця і стоку ( $E_{F_B}$ ,  $E_{F_0}$ ,  $E_{F_C}$  відповідно) розміщено на одній висоті; струму в структурі немає.

Символами  $E_{F_{0-}}$  і  $E_{F_{0+}}$  - позначено рівні Фермі острівця у разі видалення з нього електрона і додавання електрона відповідно; при цьому  $E_{F_{0+}} - E_{F_{0-}} = 2\Delta E = e^2/C$ .

Випадок, коли між витоком і стоком прикладено невелику напругу  $U_1$ , ще не може викликати тунелювання, оскільки струм у колі дорівнює нулю, ілюструє рис. 1.4, б. Електрони починають тунелювати з витоку на острівець, а потім з острівця на стік за деякого критичного значення напруги  $U_k$  (рис. 1.4, в). При цьому в колі виникає струм  $J$ , що зростає зі збільшенням  $U$ .

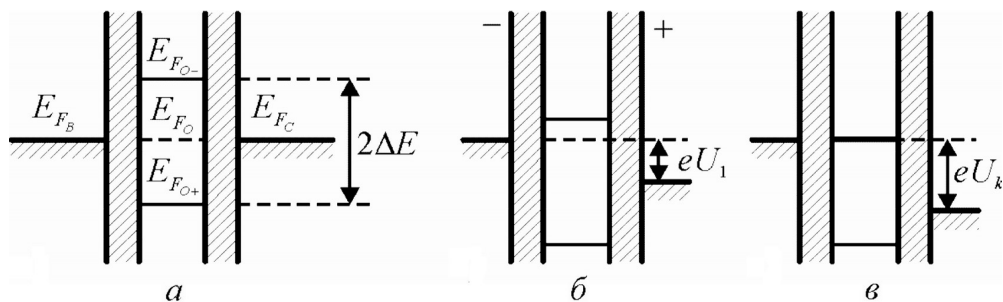


Рис. 1.4. Енергетичні діаграми, що пояснюють принцип роботи елемента на основі ефекту кулонівської блокади

Вольт-амперну характеристику структури показано на рис. 1.5, а. Прикладена напруга становить одиниці мілівольтів, одноелектронний тунельний струм – десятки наноамперів.

Коли напруга  $U$  відповідає (рис. 1.4, в), електрони тунелюють і проходять через острівця по одному. Поки на острівці є один додатковий електрон, інший не може туди проникнути через кулонівське поле створене електроном.

Якщо з підвищенням  $U$  між  $E_{F_B}$  і  $E_{F_C}$  виявиться кілька зарядових станів острівця, то можливі мультиелектронні переходи. Але якщо один з бар'єрів буде мати велику товщину, то електрони знову будуть проходити через острівця по одному. Коли один з бар'єрів значно товщій за інший, то вольт-амперна характеристика структури має вигляд, показаний на рис. 1.5, б і називається «кулонівськими сходинками».

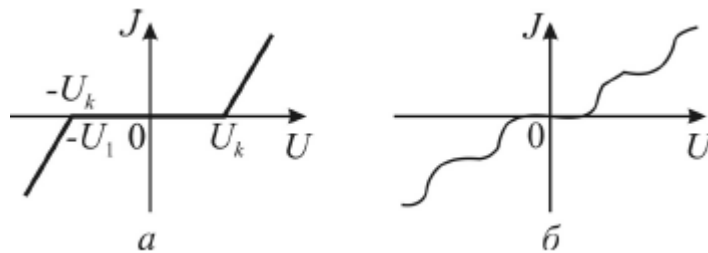


Рис. 1.5. Вольт-амперні характеристики елемента, що працює на основі ефекту кулонівської блокади

Таким чином, кулонівська блокада – це блокування проходження електронів через квантову точку, поміщену між двома тунельними контактами. Блокада, зумовлена відштовхуванням електронів у контактах від електрона у точці, а також додатковим кулонівським потенціальним бар'єром, який створює електрон, що помістився у точці.

Спостереження ефекту кулонівської блокади можливе в умовах, коли енергія теплового руху електронів недостатня для подолання блокади, тобто  $\Delta E \gg k_B T$ . Інакше кажучи, умовою подолання блокади є нерівність  $C \ll e^2/2k_B T$ . Підставивши в цю нерівність значення  $e$  і  $k_B$ , отримаємо, що для спостереження ефекту кулонівської блокади за температури 1 К потрібна ємність  $C < 9 \cdot 10^{-16}$  Ф, а за температури 300 К ємність  $C < 9 \cdot 10^{-18}$  Ф. Це

означає, що блокаду можна спостерігати або за температур, нижчих від гелієвих, або за дуже малих ємностей. У звичайних умовах енергія  $\Delta E$  дуже мала, оскільки ємність  $C$  надто велика. Якщо температура  $T = 300$  К, то пристрій типу, зображеного на рис. 1.2, б, повинен для виявлення кулонівської блокади мати пластини  $M1$  і  $M2$  розміром декілька нанометрів за товщини діелектрика ( $D$ ) близько 10 нм. Тобто довжина каналу 10 нм, вона співрозмірна з довжиною хвилі де Бройля. Діапазон 30 – 5 нм (ділянка мезоструктур) варто вважати перехідним від класичної твердотільної електроніки до квантової. А це означає, що в такому каналі одноелектронного транзистора можуть спостерігатися квантоворозмірні ефекти, обумовлені геометризациєю розмірів транзистора.

Розглянемо два випадки, для порівняння.

1. Звичайний провід. Провідність  $G$  звичайного проводу круглого перетину  $G = 1/R = \sigma S/L$ , де  $S = \pi r^2$  – площа поперечного перерізу;  $L$  – довжина дроту;  $r$  – його радіус;  $\sigma$  – питома електропровідність. Формула справедлива, якщо  $r$  і  $L$  набагато більші від середньої довжини вільного пробігу електрона  $\lambda_v$ . У цих умовах рух електрона по провіднику має дифузійний характер, а траєкторія його руху – ламана лінія (рис. 1.6, а).

Якщо  $\lambda_v > L$  (рис. 1.6, б), то електрон пролітає від одного контакту до іншого без зіткнення з атомами кристалічних ґраток. Такий режим руху називають балістичним. Рухомий електрон при цьому не відчуває опору своєму руху в об'ємі провідника.

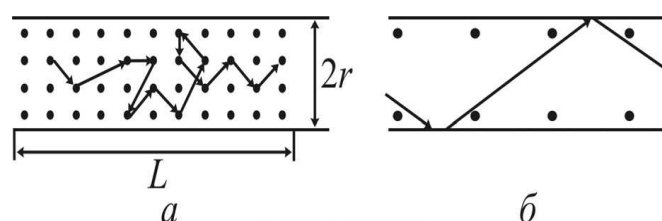


Рис. 1.6. Схематичне зображення дифузійного (а) і балістичного (б) рухів електрона в провіднику

Балістичний провідник 3 із квантоворозмірним діаметром, уміщений між двома металевими контактами 1 і 2 зображено на рис. 1.7, а. Припустимо, що температура має порядок декількох градусів Кельвіна і всі електрони в контактах на енергетичній діаграмі (рис. 1.7, б) розташовані нижче від рівнів Фермі  $E_{f1}$  і  $E_{f2}$ . Якщо між контактами прикласти різницю потенціалів  $U$  (рис. 1.7, б), то енергетичні рівні металу 2 знизяться на величину  $eU$  відносно рівнів металу 1. При цьому  $E_{f1} - E_{f2} = eU$ . Струм може створюватися тільки електронами, що мають енергію в інтервалі від  $E_{f1}$  до  $E_{f2}$ . Саме ці електрони з контакту 1 можуть переходити у контакт 2 на вільні рівні.

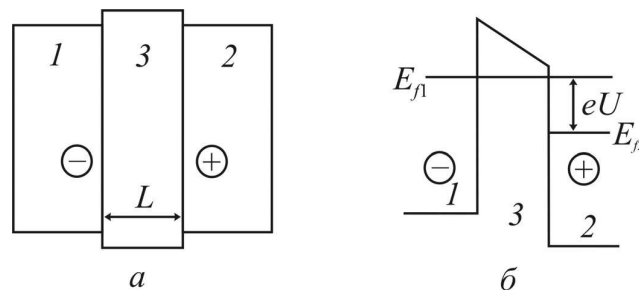


Рис. 1.7. Просторова (а) і енергетична (б) схеми балістичного провідника (3) і контактів до нього

Якщо провідник (або напівпровідник) 3 характеризується  $N$  розмірними підзонами і є балістичним, тобто має квантоворозмірний перетин  $S$ , то його електрони розташовуються в розмірних підзонах. У перенесенні струму можуть брати участь тільки ті електрони підзон, що мають інтервал від  $E_{f1}$  до  $E_{f2}$ . У цьому разі провідність  $G = 2e^2N/h$ , а опір  $R = h/e^22N$ .

Отже, на відміну від класичного дроту опір балістичного квантового дроту не залежить від його довжини  $L$ . Число  $N$  визначається відстанню між підзонами, а ця відстань збільшується зі зменшенням перетину дроту  $S$ .

Якщо поступово зменшувати діаметр дроту, то з інтервалу  $(E_{f1} - E_{f2})$  будуть по черзі і по одній відходити розмірні підзони. З відходом кожної

підзони провідність  $G$  стрибком зменшується на величину  $2e^2/h$ . Коли в інтервалі  $(E_{f1} - E_{f2})$  не залишиться жодної підзони, провідність  $G$  перетвориться в нуль.

Величину  $2e^2/h$  називають квантом провідності, а  $h/2e^2 = 12,9$  кОм – квантом опору. Фактично квантування опору зумовлено розмірним квантуванням енергії. Для спостереження ефекту квантування опору необхідні до-

сильні низькі температури ( $\sim 1$  К). У разі вищих температур стрибки провідності  $G$  розмиваються або зникають, оскільки тепловий рух у контактах «закидає» електрони на рівні, де  $E > E_f$ .

Звідси впливає ще одна умова спостереження кулонівської блокади. Провідність тунельного переходу повинна бути більшою за квант провідності, для того щоб в інтервалі  $(E_{f1} - E_{f2})$  була хоч одна підзона, щоб електрон мав можливість тунелювати на квантову точку.

## 1.2. Види ОЕТ

### Види конструкцій одно-електронних транзисторів

Конструкції одноелектронних транзисторів дуже різні, однак їх можна класифікувати за наступними ознаками [2].

За напрямом протікання струму конструкції діляться на горизонтальні і вертикальні. В горизонтальних пристроях напрям протікання струму паралельно площі поверхні структури. В вертикальних -- напрям струму перпендикулярно площі поверхні.

За способом формування квантових точок конструкції діляться на прилади постійних і тимчасових квантових точках. Постійна квантова точка існує постійно і представляє собою найчастіше кластер (металічний чи

напівпровідниковий). Тимчасова квантова точка створюється в двовимірному електронному газі шляхом прикладання збіднюючих напруг, тобто існує тільки під час роботи приладу. Крім того пристрої на тимчасових квантових точках можна розділити за способом формування двовимірного електронного газу на інверсні та гетероструктурні. В інверсних пристроях двовимірний електронний газ формується в інверсних приповерхневих каналах шляхом прикладання відповідної напруги. В гетероструктурних приладах двовимірний електронний газ існує на гетерограниці.

За кількістю квантових точок приладів діляться на нуль мірні (одно точкові), одномірні (ланцюг точок) і двохмірні (масив точок).

За управлінням параметрами квантових точок прилади діляться на некеровані (двохелектродні) та керовані (багатоелектродні, з одним або декількома затворами).

Найчастіше зустрічаються конструкції одно-електронних транзисторів на основі скануючого тунельного мікроскопа, вертикальні одноелектронні прилади на основі багат шарових структур, кремнієві одноелектронні транзистори.

Розглянемо докладніше деякі типи ОЕТ.

ОЕТ на основі скануючого тунельного мікроскопа (СТМ).

Ідея даної реалізації полягає в наступному. Між провідниковою підкладкою з голкою СТМ ставиться деяка мала металічна частинка (металічний кластер), ізольована тунельними переходами як від підкладки, так і від голки. Таким чином, металічна частинка грає роль кулонівського острова. Такий прилад можна віднести до вертикального нульвимірного некерованого приладу на постійній квантовій точці. Слід відзначити, що тільки реалізований з допомогою СТМ одно електронний прилад може працювати при кімнатній температурі. Прилади на основі СТМ розрізняються за способом ізоляції частинки від підкладки. Частинку або кладуть на ізолюючий тонкий шар (рис.1.8, а), або металічний кластер навкруги ізолюють органічним лігандом (рис.1.8, б).



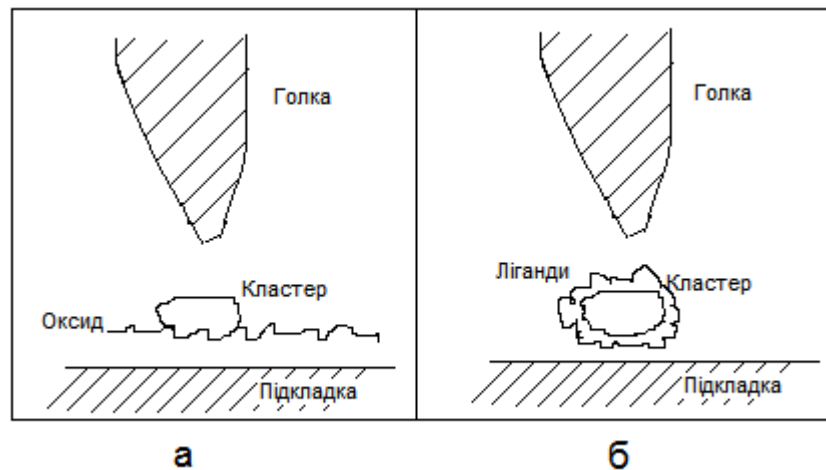


Рис.1.8. Експериментальна реалізація двоперехідної системи:  
 а – голка СТМ, яка розміщена над частинкою, що лежить на ізолюваному шарі; б – частинка оточена ізоляційним шаром ліганд, що відіграють роль тунельного бар'єра

Вертикальні одно електронні прилади на основі шаруватих структур. Для багатьох можливих реалізацій одно електронних транзисторів використовують багат шарові структури, вирощені з допомогою молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ). МПЕ дозволяє вирощувати шари з точністю до одного моношару; обмеживши які ще в двох вимірах, можна отримати об'єкти потрібних розмірів. В якості матеріалу найчастіше використовують гетеро структури на основі GaAs/AlGaAs.

Кремнієві одно-електронні прилади.

Конструкція, що побудована подібно до МОП-транзистора з індукованим каналом, була запропонована Матсуокой та ін. в [3, 4, 5]. Конструкції даних транзисторів зображені на рис.1.9 і рис.1.10. Затвор таких транзисторів складається з двох електрично ізолюваних частин. Подача на нижній затвор додатної напруги формує інверсний  $n$ - канал в  $p$ - підкладці, а подача на верхній затвор від'ємної напруги «розриває» канал областями збіднення, формуючи квантові точки. Ці прилади є планарними та керованими і містять одну або дві тимчасові квантові точки.

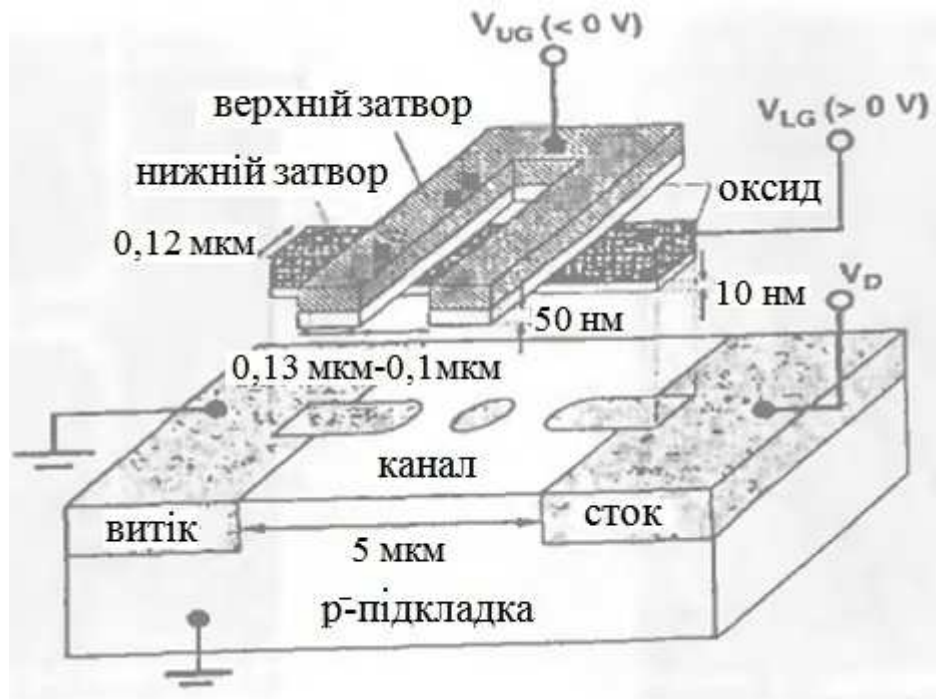


Рис. 1.9. Схема кремнієвого одно електронного транзистора з двома затворами на одній квантовій точці[3]

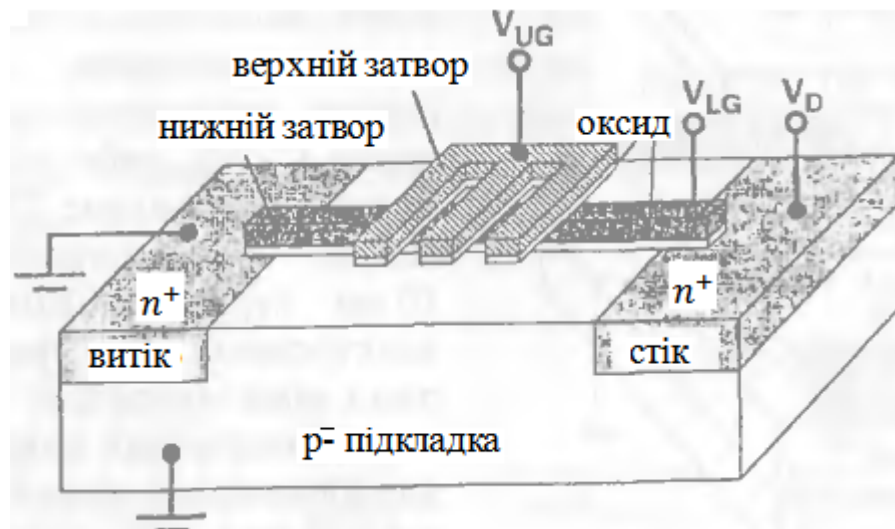


Рис. 1.10. Схема кремнієвого одно електронного транзистора з двома затворами на подвійній квантовій точці [4]

### 1.3. Технології, які застосовують для виготовлення різних типів ОЕТ

Для реалізації одноелектронних транзисторів використовують декілька методів і технологій для різних структур. Серед технологій, які можуть бути використані для отримання одноелектронного транзистора виділяють такі:

a. Молекулярно-променева епітаксія (МПЕ)

З її допомогою вирощують шари. Вона є зручною тим, що дозволяє виростити шар з точністю до одного періоду решітки.

b. Імплантація кисню;

Імплантацію кисню іноді використовують для створення ізолюючого шару.

c. Електронна літографія;

З допомогою електронної літографії можна створити квантову точку а також інші елементи.

d. Реактивне іонне травлення, рідке травлення;

Реактивне йонне травлення і електронну літографію використовують для формування необхідного малюнка або для формування острівка.

e. Термічне окислення.

Термічне окислення під затвором дозволяє зменшити розміри квантової точки і збільшувати висоту потенціальних бар'єрів між точкою і контактами.

f. Техніка так званого тіньового випаровування (shadow evaporation) або Долан техніка, яка є методом літографії для створення нанорозмірних шарів структури, яка складається з двох чи більше матеріалів, що перекриваються[3].

На підкладці створюється тіньова маска для випаровування під кутом. В залежності від кута випаровування зображення тіні від маски проектується на різне місце підкладки. Акуратно вибираючи індивідуальний кут для кожного матеріалу, що осаджується, спільні вікна масок можуть бути

спроектовані в одне і те ж саме місце, створюючи таким чином область перекриття різних матеріалів.

Техніка тіньового випаровування є дуже перспективною новою у електроніці практично за три кроки під трьома кутами випаровування дозволяє виготовлення одно електронних транзисторів. Недоліком цього методу є паразитні тіні і обмеження з низькою температурою плавлення.

Кожна з технологій має свої переваги і недоліки. Проаналізуємо найпоширеніші з них.

В наш час існують два основні технологічні методи епітаксії, що дозволяють формувати багат шарові структури з надтонкими шарами . Це газофазна епітаксія та молекулярно-променева (вакуумна) епітаксія.

Перевагами газофазної епітаксії є, по-перше, досить висока швидкість протікання процесу, по-друге, , по-друге, створення різних матеріалів зміною компонентів легування, по-третє, можливість одержання досить товстих шарів і т.д [6].

Недоліком газофазної епітаксії є висока температура технологічного процесу, яка призводить до дифузії домішок з пластини в плівку, що росте. Крім того, зворотність реакцій відновлення вимагає високої точності підтримання режиму осадження шару плівки [6].

Переваги методу молекулярно-променевої епітаксії – це низька температура процесу [6]. Зниження температури процесу зменшує дифузію домішки з підкладки і автолегування. Це дозволяє одержувати якісні тонкі шари. Перевагами даного методу є також висока точність управління рівнем легування. Легування при використанні даного методу є безінертним, що дозволяє одержувати складні профілі легування.

Метод молекулярно-променевої епітаксії перспективний для твердотільної електроніки створення НВЧ-приладів і оптичних твердотільних приладів і схем, в яких істотну роль грають шаруваті структури субмікронних розмірів. При цьому особливе значення надається можливості вирощування шарів з різним хімічним складом.

Придбання близько установки МПЕ "Катунь" дозволило за короткий час в НАН України впровадити на цій основі низку робіт з розробки та дослідження наноструктур на основі штучних сполук АІІВV і АІVВІV [17]. В Україні було створено низьковимірні багатошарові структури різного типу: надгратки, ізольовані та подвійні квантові ями, що відповідають сучасним вимогам до перспективних матеріалів елементарної бази опто- та мікроелектроніки. Було також сконструйовано багатошарові епітаксійні наноконкомпозити з заданими профілями потенціалу, квантовими ямами і двомірним електронним газом .

g. Іонна імплантація.

Це спосіб введення атомів домішок у поверхневий шар пластини або епітаксціальних плівок шляхом бомбардування його поверхні пучком іонів с високою енергією (10-2000 кеВ).

Широко використовується при створенні напівпровідникових приладів методом планарної технології. У цій якості застосовується для утворення в приповерхневому шарі напівпровідника областей з вмістом донорних або акцепторних домішок з метою створення *pn*-переходів і гетеропереходів, а також низькоомних контактів.

Іонну імплантацію також застосовують як метод легування металів для зміни їх фізичних і хімічних властивостей (підвищення твердості, зносостійкості, корозійної стійкості і т. д.).[7]

h. Електронна літографія.

Використовується для створення масок для фотолітографії, виробництві штучних компонентів, де потрібно нанометрова роздільна здатність, у промисловості та наукової діяльності. Електронна літографія дозволяє досягти розміри до 1 нм. [7]

Системи електронної літографії для комерційного застосування дуже дорогі (кошують від \$ 4 млн.) і складні. Для наукових досліджень зазвичай використовують електронний мікроскоп, перероблений в систему електронної літографії за допомогою відносно дешевих аксесуарів (це

обходиться в суму меншу \$ 100 тис.). Такі перероблені системи з 1990-х років здатні створювати ширину лінії ~ 20 нм. Між тим, спеціалізоване обладнання дозволяє отримувати розміри менше 10 нм (аж до 1 нм).

i. Реактивний іонне травлення

Найбільш простий і відносно дешевий варіантом сухого травлення. Дана технологія дозволяє проводити травлення широкого спектру матеріалів: травлення діелектриків ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiN}_x$  та ін); травлення напівпровідникових матеріалів (GaAs, InP, GaN та ін); травлення Si; травлення металів фізичним розпиленням Au, Pt, Ti, Ta, W; травлення алмазоподібному вуглецю DLC; травлення фоторезиста ; травлення поліаміду.

j. Рідинне травлення.

Має ряд недоліків. Перш за все в такому процесі доводиться мати справу з різноманітними шкідливими хімічно активними речовинами. Виробнича лінія рідинного травлення повинна забезпечуватися як мінімум плавикової і фосфорної кислоти, їдким калієм, азотної, оцтової (для травлення алюмінію) кислотами.

k. Сухе травлення

Забезпечує більш високу роздільну здатність ніж рідинне травлення, безпечніше і допускає автоматизацію. Крім того, воно не залежить від товщини фоторезиста в тій мірі, як це має місце для рідинного травлення, що особливо важливо, коли травлення повинне проводитися поетапно через відсутність будь-якого іншого адекватного способу встановлення моменту закінчення процесу травлення.

## РОЗДІЛ 2

### ТИПОВІ КОНСТРУКЦІЇ ОЕТ

#### 2.1. Гетероструктурний ОЕТ на одній квантовій точці

В залежності від того, на яких структурах будують транзистор використовують відповідні технології. Наприклад для побудови одноелектронного транзистора на основі гетеро-структури AlGaAs/GaAs часто використовують молекулярно-променеву епітаксію і травлення.

Технологічний цикл побудови такого одно-електронного транзистора проілюстрований на рис.5 і включає в себе: нанесення на підкладку AlGaAs за допомогою МПЕ (Рис. 5, а); Нанесення GaAs (Рис. 5,б) ; вирощування другого шару AlGaAs за допомогою МПЕ (Рис. 5, в); Далі , використовуючи верхній контакт в якості маски, стравлюється шар близько 300 нм і наноситься затворний контакт (Рис. 5, г,д). Відстань від затвора до двохбар'єрної структури складає близько 50 нм.

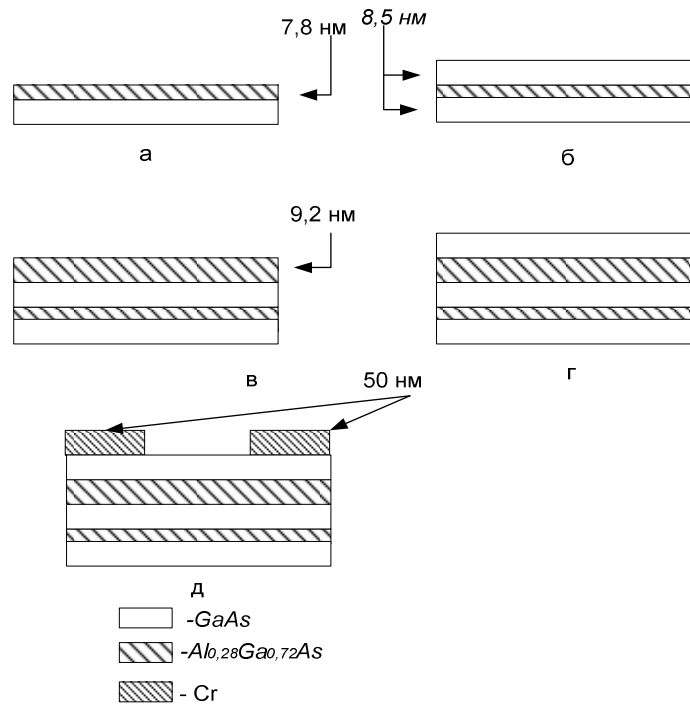
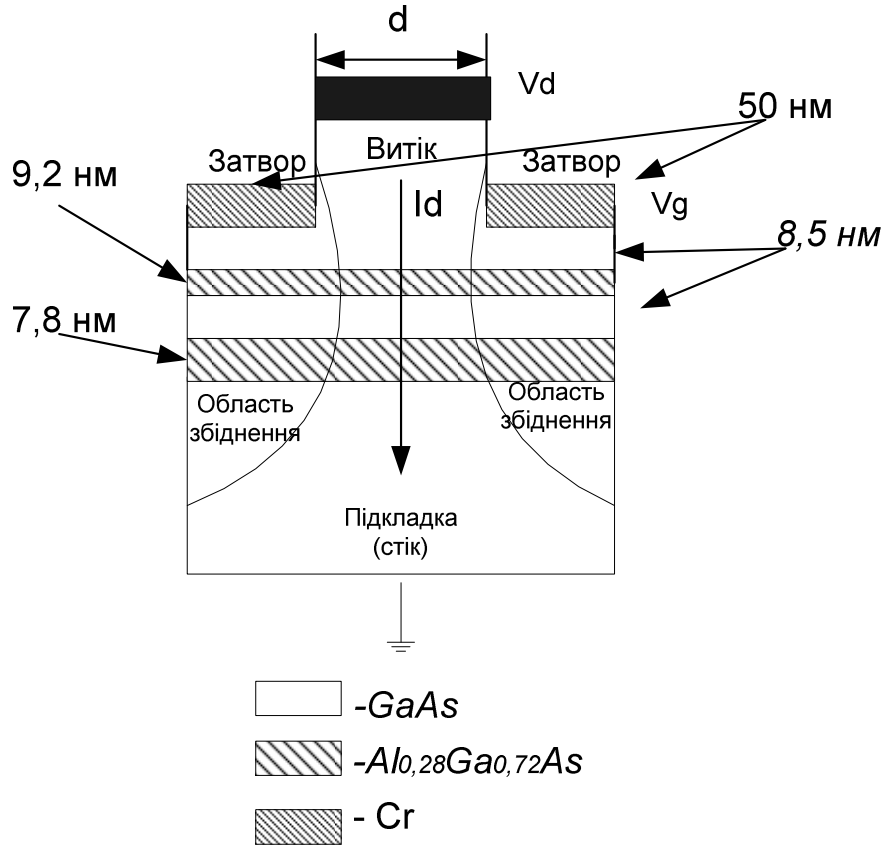


Рис.2.1. Створення ОЕТ на основі гетероструктури: а) нанесення на підкладку AlGaAs за допомогою МПЕ; б) нанесення GaAs ; в) вирощування за допомогою МПЕ другого шару AlGaAs; г, д) нанесення на поверхню верхніх контактів

Таким чином у кінцевому результаті можна отримати конструкцію одноелектронного транзистора, яка показана на рис.2.2.





Лінії, що обмежують, збіднені області – еквіпотенціальні лінії.

Рис.2.2. Топологія субмікронного вертикального одноелектронного транзистора

При подачі на затвор від'ємної напруги будуть створюватись області збіднення, які обмежують квантову яму між двома бар'єрами. На рисунку б збіднені області обмежують еквіпотенціальні лінії. Таким чином можна оточити квантову яму з трьох сторін потенціальними бар'єрами, тобто побудувати одноелектронний транзистор на одній квантовій точці.

За відсутності напруги на затворі конструкція веде себе як резонансно тунельний діод, а при подачі напруги на затворі створюється квантова точка і, як наслідок, на ВАХ будуть спостерігатися ознаки кулонівської блокади.

Електричні властивості матеріалів, з яких складається активна область

1) Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As:

- стала решітки  $a = 5.655484$ ;
- ширина забороненої зони  $E_{z_3}(x) = 1,9194$ ;

- величини розривів зон провідності (валентної) на контакті відповідних матеріалів  $0,28 < 0,800584$        $0,28 > 0,49$ ;
- рівень легування матеріалів)  $x = 0,12 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,     $x = 0,32 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $x = 0,52 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,     $x = 0,84 \cdot 10^1 \text{ см}^{-3}$ ;
- Ефективна маса електрона  $0,063 + 0,02324 m_0$  ( $x < 0,45$ ), ефективні маси дірок  $0,51 + 0,07 m_0$

## 2) GaAs.

- електричні властивості матеріалів, з яких складається активна область:
- стала решітки  $a = 5,65325$ ;
- ширина забороненої зони  $1,42 \text{ eV}$ ;
- величини розривів зон провідності (валентної) на контакті відповідних матеріалів  $1,424 \text{ eV}$ ;
- рівень легування матеріалів  $2,1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ;
- Ефективна маса електрона  $0,063 m_0$ , ефективні маси дірок  $0,51 m_0$

Умови функціонування.

Для даного транзистора основною умовою функціонування є подача від'ємної напруги на затвор. Саме подача від'ємної напруги на затвор створює області збіднення, які обмежують квантову яму між двома бар'єрами.

В роботі [2] приведені вольт-амперні характеристики структури: струм стоку від напруги на стоці при різних значеннях затворної напруги (рис. 2.3) і струм стоку від напруги на затворі (тобто по суті від  $Q_0$ ) при різних напругах на стоці (рис.2.4)

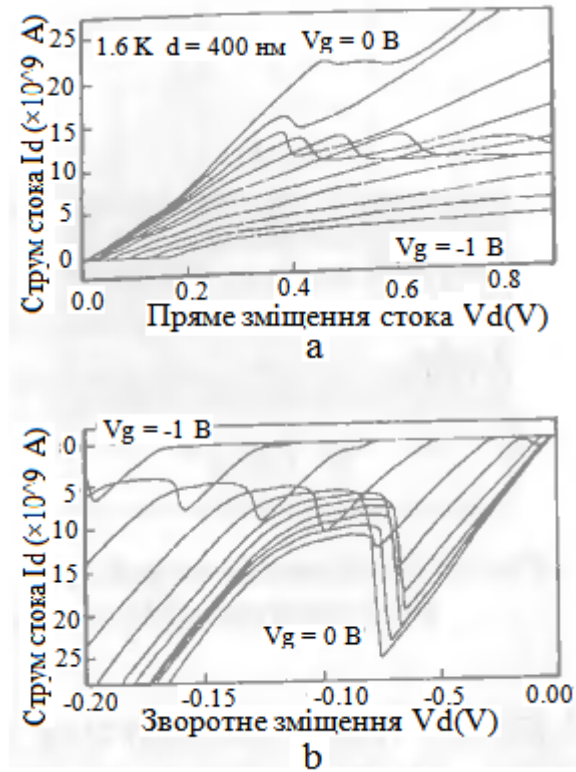


Рис. 2.3. ВАХ структури для прямого(*a*) і зворотного(*б*) зміщення

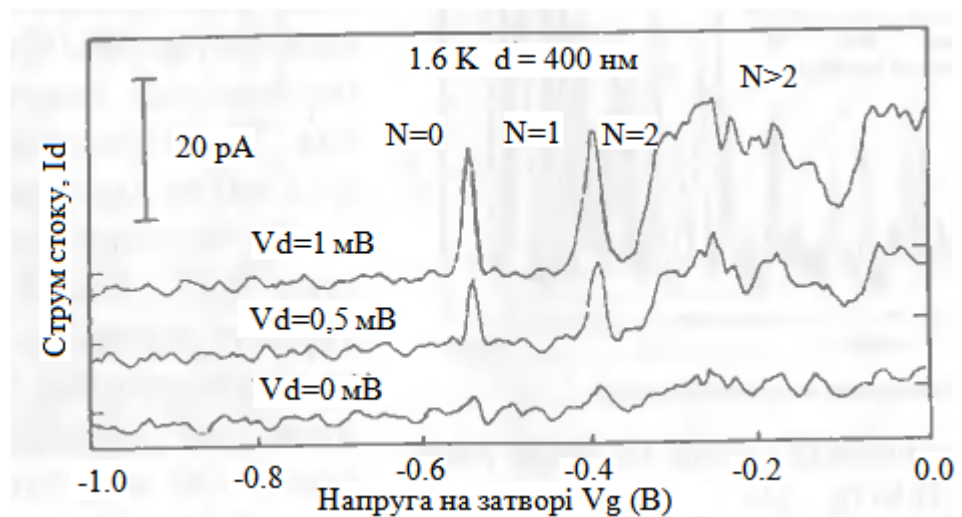


Рис. 2.4. Сток-затворні ВАХ при різних значеннях напруги на стоці. Криві зміщені вертикально на 10 пА , для зрозумілості [17]

Із першої характеристики видно, що за відсутності напруги на затворі структура веде себе, як резонансно-тунельний діод, а при від'ємній нарузі на затворі, тобто при формуванні квантової точки, чітко видно ознаки

кулонівської блокади. На характеристиці, що зображена на рис.2.4, піки відповідають окремому значенню електронів на кулонівському острові. Всі характеристики зняті при  $T=1.6$  К.

## 2.2. Металевий ОЕТ з ефективно низькими бар'єрами

Ще один відомий тип одноелектронного транзистора – так званий “одноелектронний металевий транзистор з низькими тунельними бар'єрами” [8]. Зазвичай металеві одноелектронні транзистори виготовляються на тунельних переходах з високими потенціалами власного окислу. Тому для того, щоб забезпечити достатню проникність, зазори переходів повинні бути ультратонкими ( $d \sim 1$  нм). На практиці тісне наближення провідників досягається напиленням шарів металу, що веде до геометрії переходів типу плоского конденсатора.

Однак, з точки зору умов спостереження кулонівської блокади, які були згадані вище, тунельні бар'єри не обов'язково повинні бути високими, достатньо, щоб опір переходів був більшим за квантовий. Нещодавно був запропонований метод “розриву” напиленої доріжки сходинкою в ізолюючій підкладці (Step Edge Cut Off -- SECO) [8]. Особливістю ідеї метода SECO є використання розриву металу для створення тунельних переходів і нанопроводу в системі метал-матеріал сходинки.

Якщо бокова стінка сходинки в діелектрику близька до вертикальної рис.2.6, то напилювання металу на неї зверху іде під гострим кутом і з меншою швидкістю росту, ніж на горизонтальних ділянках поверхні. Відповідно середня товщина металу тут нижча, а “диспереность” плівки вища через широківатість підкладки.

Підходящим металом, для такого напилювання на діелектрик і створення тунельних переходів, нанопроводу є титан, який завдяки високій

хімічній активності може окислюватися і металічний шар титану, напилений на бокову поверхню стає ще більш тонким. Плівка титану на бічній стінці сходинок перетворюється на високо-дисперсійну систему, яка містить  $TiO_x$ , які формують ефективно низькі бар'єри і тонкі шари Ti. Тому дана ділянка нанопроводу становиться тунельним переходом для електронного транспорту. Зонна діаграма такого переходу представлена на рис.2.5.

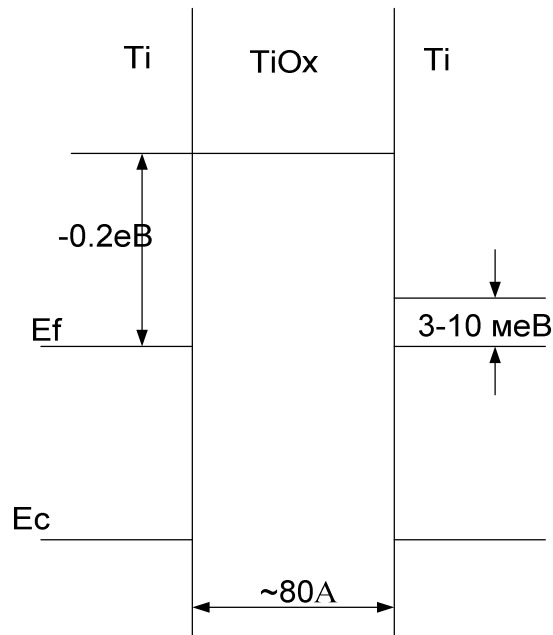


Рис.2.5. Зонна діаграма переходу  $Ti/TiO_x/Ti$ , отримана методом SECO

Такі транзистори (рис.2.6) було створено і були досліджено [8]. Для виготовлення такого транзистора в якості підкладок використовувались мембрани  $Si_3N_4$  товщиною 100 нм з роздільною здатністю (1 нм) в просвітлюючому електронному мікроскопі.  $Si_3N_4$  осаджувалась на пластини кремнія із суміші моносілана і аміака в реакторі зниженого тиску при температурі  $860^\circ C$ . Для виготовлення мембран в шарі  $Si_3N_4$  з оберненої сторони пластини «відкривались» вікна, через які пластини протравлювались на всю товщину в рідкому травнику. Таким чином були виготовлені мембрани площею  $50 \times 50$  мкм, які підтримувались кристалом кремнія розміром . Кути мембрани служили знаками суміщення двох шарів

електронної літографії. У першому шарі методом вибухової літографії формувалась маска для плазмохімічного травлення у вигляді смужки Al шириною 150 нм і товщиною 50 нм (рис.2.6, а). Реактивне іонне травлення проводилось в плазмі  $Ar:CF_4 = 5:1$  в планарному реакторі потужністю  $0.1 \text{ Вт/см}^2$ . Виступ на поверхні  $Si_3N_4$  формувався після плазмохімічного травлення і видалення маски в розчині лугу (рис.2.6.б). Глибина травлення була близько 15 нм і контролювалась еліпсометром. Другий шар, який теж сформований вибуховою літографією, включав в себе нанопровід Ti з вимірювальними контактами і само суміщеним затвором з паралельного нанопроводу. Нанопровід із Ti мав ширину 150 нм, довжину 2 мкм, товщину 8 нм і перетинали виступ на поверхні  $Si_3N_4$ . Для зменшення контактів нанопровода з атмосферним киснем на нанопровід наносився в тій же камері шар аморфного Ge товщиною 8 нм (рис.2.6,в).

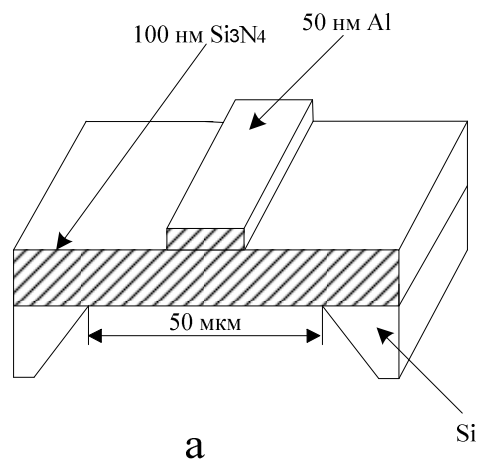


Рис. 2.6. Одноелектронний транзистор, створений методом розриву на сходиці, аркуш 1

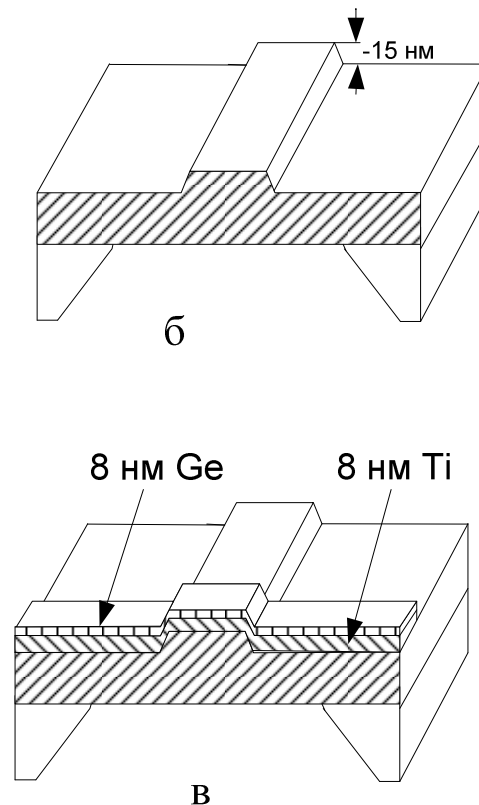


Рис. 2.6. Одноелектронний транзистор, створений методом розриву на сходиці, аркуш 2

Умови функціонування.

Для того, щоб даний транзистор функціонував, потрібно щоб фізико-топологічна структура відповідала умовам, за яких можливе спостереження кулонівської блокади. Наприклад для того, щоб структура працювала при температурі  $T=4.2\text{ К}$ , при вимірюванні струму  $5\text{ нА}$  потрібно :

- 1) товщина зазору переходу повинна бути нанометрового діапазону, , щоб забезпечити достатню тунельну проникність ;
- 2) опір переходу повинен бути набагато більшим за опір квантування, для спостереження кулонівської блокади:  $R \gg R_Q$ . Діапазон опорів прийнятних значень опору – від сотень  $10^6$  до  $10^9$  Ом;
- 3) величина ємності острова – порядку десяти аФ;

- 4) зменшення контакту нанопроводу з атмосферним киснем;
- 5) Збільшення тунельної відстані, що знизить роль шорсткості, яка є основною проблемою *SECO*;
- 6) Висота бар'єра має складати 170-200 меВ;
- 7) Розміри структури приблизно такі , як вище вказано.

Статичні характеристики такого транзистора, який описаний в [8], подано нижче (рис. 2.7).

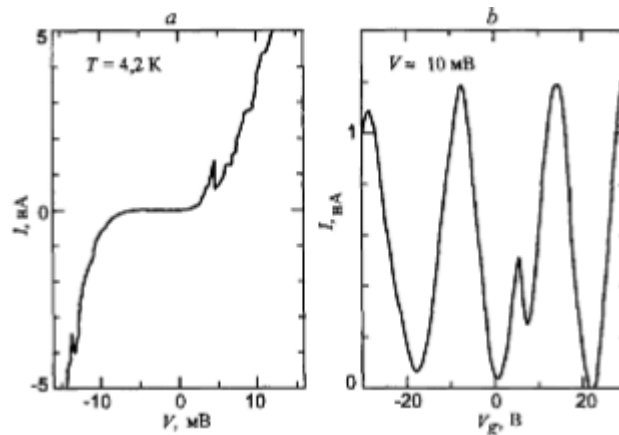


Рис.2.7. Вольт-амперні(а) і затворні (б) характеристики, при температурі  $T=4.2$  К

Амплітуда одноелектронних осциляцій струму в цьому транзисторі досягала 20%, а їх період відповідав ємності затвора 0.12 аФ. Чисельне моделювання експериментальних кривих дало наступні значення ємностей і опорів контактів:  $C_1 = 17$  аФ,  $C_2 = 11$  аФ,  $R_1 = 10$  МОм,  $R_2 = 225$  МОм. Таким чином, сумарна ємність складає 28 аФ, що відповідає кулонівській енергії 3меВ, яка в свою чергу на порядок перевищує теплову енергію при  $T = 4.2$  К. Опір структури збільшується в 500 разів при зниженні температури від кімнатної до 4.2 К. Автори припускають, що це пов'язано зі стрибковим характером провідності в контакті.

Недоліком реалізованого *SET*, можливо, є занадто великий внутрішній опір, що призводить до дуже низької швидкодії. Зображення транзистора в електронному мікроскопі, що просвічує на рис.2.8.



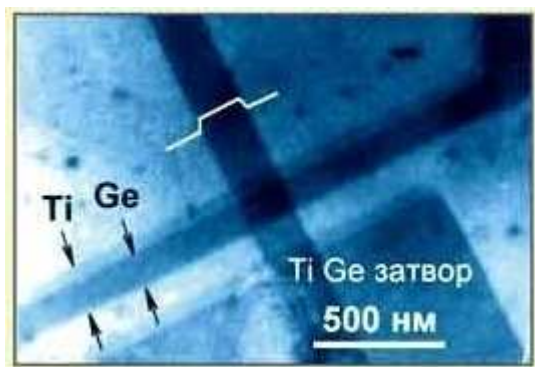


Рис.2.8. Зображення транзистора в електронному мікроскопі

## РОЗДІЛ 3

### МЕТОДИ МОДЕЛЮВАННЯ ОЕТ

#### 3.1. Аналітична модель, заснована снована на рівнянні Пуасона

Для моделювання одноелектронних транзисторів застосовують різні методи і різні підходи. Розглянемо коротко деякі із них.

Традиційним для моделювання характеристик одноелектронних транзисторів є використання напівкласичної моделі [9].

Загальним недоліком для напівкласичних моделей являється використання в якості узгоджених з експериментальними даними параметрами ємностей і опорів тунельних переходів, які не розраховуються. Результат цього – слабкий зв'язок моделей з конкретною конструкцією і електрофізичними параметрами матеріалів ОЕТ, що перешкоджає прогнозуванню електричних характеристик даного пристрою.

Більшість ОЕТ можуть бути представлені принципіальною структурною схемою, що зображена на рис.3.1.

В рамках напівкласичного наближення при розрахунку вольт-амперних характеристик одноелектронних структур можна використовують основне рівняння (master equation)[10], яке буде детальніше розглянуте нижче.

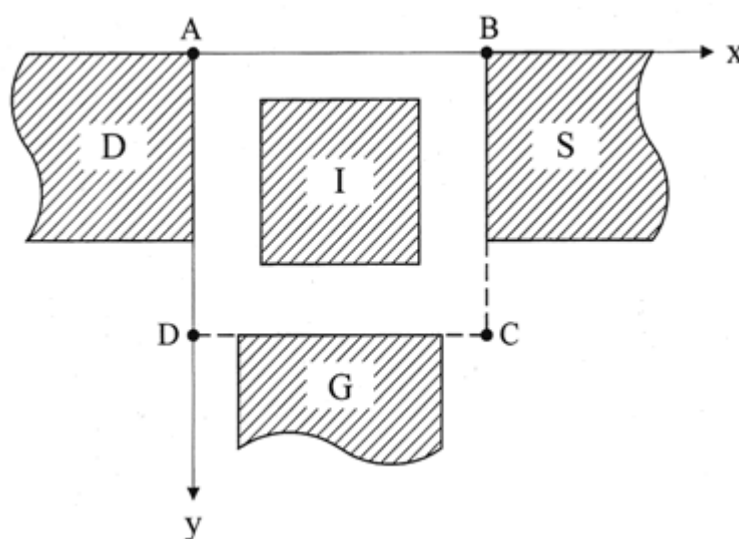


Рис.3.1. Структура моделюючого пристрою D – стік, I – “острівець”, S – витік, G – затвор

Використовуючи основне рівняння, записати результати для струму через тунельні переходи можна записати:

$$\frac{\partial p(n)}{\partial t} = \left( \vec{I}_1(n-1) + \overleftarrow{I}_2(n-1) p(n-1) \right) + \left( \overleftarrow{I}_1(n+1) + \vec{I}_2(n+1) \right) \times p(n+1) - \left( \vec{I}_1(n) + \overleftarrow{I}_1(n) p(n) - \overleftarrow{I}_2(n) \right) p(n). \quad (3.1)$$

Тоді повний струм через структуру буде мати вигляд

$$I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p(n) \left( \vec{I}_1(n) - \overleftarrow{I}_1(n) \right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p(n) \left( \vec{I}_2(n) - \overleftarrow{I}_2(n) \right) \quad (3.2)$$

В формулах (3.1),(3.2)  $\vec{I}_1(n), \overleftarrow{I}_1(n)$  – струми через тунельний перехід стоку в прямому і зворотному напрямках;  $\vec{I}_2(n), \overleftarrow{I}_2(n)$  -- струми через тунельний перехід витоку;  $p(n)$  – ймовірність перебування  $n$  надлишкових носіїв на островку.

Напруга на тунельних переходах знаходиться з урахуванням результатів розрахунку розподілу електростатичного потенціалу  $\varphi$  і значень контактних різниць потенціалів в структурі. Опори знаходяться згідно відомих співвідношень[11,12].

У припущенні нехтовного впливу магнітного поля на роботу транзистора електростатичний потенціал знаходять із розв'язку рівняння Пуасона:

$$\nabla \epsilon \Delta \varphi = -q_M,$$

де  $\epsilon$  – діелектрична проникність;  $q_M$  – об'ємна густина заряду. Слід зауважити, що заряди в діелектрику не враховуються. Відповідно,  $q_M$  визначається тільки середньою густиною надлишкових зарядів безпосередньо на острові. Останнє рівняння з врахуванням прийнятих припущень розв'язується в активній області транзистора між стоком, витоком і затвором( двох мірна область ABCD на рис.3.1). В якості граничних умов використовують умови Діріхле на контактах і умови Неймана на вільних границях.

Якщо розрахувати електричні характеристики ОЕТ в програмі MOSES, то результати будуть дещо відрізнятися. Пояснення такої різниці полягає в тому, що в даному методі враховується двомірний розподіл потенціалу в структурі, отриманий при розв'язанні рівняння Пуасона. Тому дана модель дозволяє отримати краще узгодження з експериментом ніж у відомих моделях. Найбільше відхилення від експериментальних даних можна пояснити тим, що в моделі не враховуються паразитні ефекти. Слід відмітити, що і в інших напівкласичних моделях такі ефекти не враховуються. Таку модель доцільно використовувати для прогнозування електричних характеристик розглянутого виду транзисторів.

### 3.2. Моделювання електричних характеристик ОЕТ з допомогою функції Гріна[13].

Одним із найефективніших методів є метод з використанням функції Гріна для неврівноважених процесів. За допомогою цієї функції легко знайти розв'язок рівняння Шредінгера і ця функція добре узгоджується з розв'язком рівняння Пуассона, оскільки переніс заряду через робочий канал описується рівнянням Шредінгера, а вплив заслону на цей процес описується рівнянням Пуассона. На рис. 3.2 схематично показано структуру одноелектронного

транзистора з позначеннями, необхідними для моделювання з використанням функції Гріна для неврівноважених процесів.

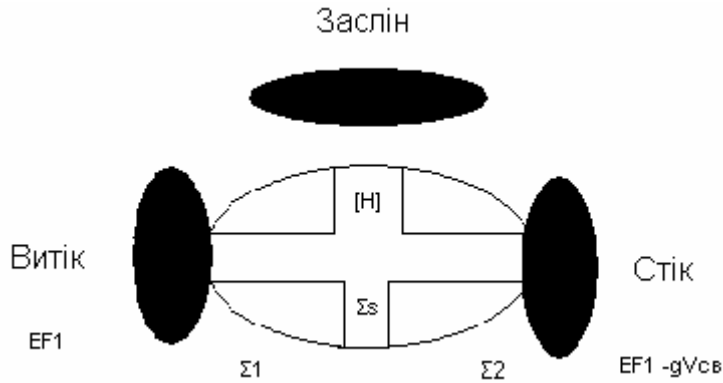


Рис.3.2. Схема зображення структури одноелектронного транзистора

Знаючи густину атомів в робочому каналі і функцію Гріна для неврівноважених процесів струм стоку розраховується по формулі:

$$I_c = \frac{2q^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Tr}(G_K^+ \Gamma_2 G_K \Gamma_1 - A_K \Gamma_1) [f_1(E) - f_2(E)] dE, \quad (3.3)$$

$$\text{де } A_K = 2\pi N(E - U) |K_B(E) \rangle \langle K_B(E)|.$$

Формула 3.3 для вихідного струму не враховує вплив потенціалу заслона.

Тому для узгодження функції Гріна для неврівноважених процесів, яка враховує квантовий переніс заряду від витіку до стоку з електростатичним рівнянням Пуассона, яким врахуємо вплив потенціалу заслона на вихідний струм, використовують метод ітерації (рис. 3.3).



Рис. 3.3. Метод ітерації для узгодження ФГНП з рівнянням Пуассона

### 3.3 Модель основана на положеннях ортодоксальної теорії

В цьому методі для моделювання характеристик одноелектронного транзистора використовують ортодоксальну теорію, і основне рівняння “master equation” .

Ортодоксальна теорія вперше була застосована Куликом Шехтером [5], а потім поширилась на інші системи. Теорія виходить з наступних припущень:

- 1) Квантуванням енергетичного спектра електронів у кластері нехтують (спектр вважається неперервним).
- 2) Час  $\tau_t$  електронного тунелювання через бар'єр нехтовно малий порівняно з іншим характерним часом (включаючи інтервали між сусідніми тунельними подіями). Це припущення є добрим наближенням для тунельних бар'єрів реальних одноелектронних приладів, у яких  $\tau_t \sim 10^{-15}$  с.
- 3) Квантові процеси, що складаються з декількох одночасних тунельних подій, не враховуються. Це припущення є точним, якщо величина опору

$R$  усіх тунельних бар'єрів системи значно більша за квантову одиницю опору  $R_Q$  [14]:

$$R \gg R_Q.$$

Останнє співвідношення є принципово важливим для одноелектроніки в цілому. Якщо довжина металевого провідника настільки мала, що електрони “пролітають” по ньому, не розсіюючись (балістичний транспорт), а його поперечні розміри співрозмірні з дебройлівською довжиною хвилі електронів, то опір такого провідника кантується і стає кратним  $R_Q = 12,9$  кОм [15].

Головне положення ортодоксальної теорії може бути сформульоване наступним чином: тунелювання окремого електрона через бар'єр є завжди випадковою подією, яка відбувається з певною швидкістю  $\Gamma$  (тобто ймовірністю пройти бар'єр за одиницю часу), і залежить тільки від зменшення  $\Delta E$  електростатичної енергії системи тунелювання, яка є результатом цієї тунельної події. В ортодоксальній теорії швидкість тунелювання можна знайти в такому вигляді:

$$\Gamma = \frac{1}{e^2 R t} \frac{\Delta E}{1 - e^{-\frac{\Delta E}{kT}}},$$

де  $\Delta E$  залежить від падіння напруги до тунелювання ( $V_f$ ) і падіння напруги після тунелювання ( $V_i$ ) [20] і знаходиться в такому вигляді :

$$\Delta E = \frac{e(V_f + V_i)}{2}.$$

Рівняння( $\Gamma$ )( $\Delta E$ ) не складними для розрахунку, однак виникають деякі технічні проблеми. У багатьох випадках являються можливими декілька подій тунелювання в один і той же самий момент часу. Тому виникає необхідність розрахунку ймовірнісних статистичних станів. Для цього використовують рівняння “master equation” [16, 10], яке дозволяє розрахувати струм через тунельні переходи одноелектронного транзистора:

$$I(n) = e[\Gamma(V) - \Gamma(-V)] = \frac{V}{Rt}, \quad (3.4)$$

де  $Rt$  – опір тунельних переходів або тунельний опір[15]

Рівняння (3.4) дозволяє розрахувати струм через тунельні переходи одноелектронного транзистора, простежувати зміни характеристик при зміні тих чи інших параметрів та на основі результатів аналізувати процеси, які відбуваються в одноелектронному транзисторі .

Всі вище згадані методи мають свої переваги та недостатки, але кожний із них окремо взятий вносить вагомий вклад в дослідження одноелектронних транзисторів, які мають велике значення для електроніки.



## РОЗДІЛ 4

### МОДЕЛЬ ОЕТ

#### 4.1. Побудова моделі

Для побудови моделі одноелектронного транзистора, потрібно проаналізувати все вище сказане, зокрема, властивості і умови функціонування одноелектронних транзисторів і обрати метод для подальшого моделювання характеристик.

Найпростіший одноелектронний транзистор може бути представлений двома тунельними переходами, між якими зосереджена квантова точка. Отже фізична система моделі являється електричним колом, в якому, на ряду з джерелами напруги, опорами, конденсаторами і іншими елементами, підключаються тунельні переходи. Найпростіша модель може бути представлена схемою на рис.4.1.

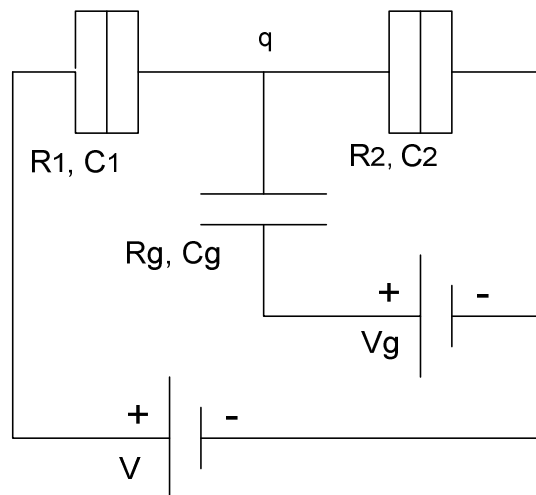


Рис. 4.1. Еквівалентна схема одноелектронного транзистора (ОЕТ)

Кожний перехід описується двома параметрами – тунельними опорами  $R_1, R_2$  і ємностями  $C_1, C_2$ , при чому вважається, що  $R_1, R_2$  і  $C_1, C_2$

постійні. Параметри тунельних переходів потрібно задавати, враховуючи умови спостереження кулонівської блокади, які описані у розділі 1. Згідно з цими умовами  $R \gg R_Q$ , тобто в нашому випадку  $R_{1,2} \gg R_Q$ . Якщо  $R_Q = 12,9 \text{ кОм}$  (див.1.1), то  $R_1, R_2$  можна вибрати порядку від  $10^6$  до  $10^9$  Ом. Для того, щоб виконувалась друга основна умова спостереження кулонівської блокади  $\Delta E \gg k_B T$  за температури 1 К потрібна ємність  $C < 9 \cdot 10^{-16}$  Ф, а за температури 300 К ємність  $C < 9 \cdot 10^{-18}$  Ф.

На затвор, відділений від кулонівського острівця переходом з параметрами  $R_g, C_g$  подається затворна напруга  $V_g$  [8]. З допомогою змін напруги  $V_g$  на затворі можна управляти проходженням електронів з витока на стік, при чому ці електрони не повинні потрапляти на затвор для цього можна підібрати параметри  $R_g, C_g$  так, щоб електронам було не вигідно переходити на затвор, наприклад  $R_{1,2} \ll R_g$ .

Для моделювання ВАХ одноелектронного транзистора скористаємось “ортодоксальною” теорією, основні положення якої визначені в розділі 3. Згідно з нею в моделі будуть розглядатися ймовірнісні проходження електронів через  $i$ -й тунельний перехід з певною швидкістю[8]:

$$\Gamma_i^\pm = \frac{1}{e^2 R_i} \frac{\Delta E_i^\pm}{1 - e^{-\frac{\Delta E_i^\pm}{kT}}}$$

Знаки +, - відносяться до збільшення/зменшення на одиницю числа електронів на острові. Відповідно  $R_i$  – опір  $i$  – го переходу,  $\Delta E_i^\pm$  -- зміна електростатичної енергії при тунелюванні електрона через  $i$  – й перехід,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура, при якій відбувається тунелювання.

Розглянемо процес тунелювання, через структуру зображену на рис.4.1. В нашому випадку це 2 тунельні переходи, що описуються параметрами  $R_1, R_2$  і  $C_1, C_2$ . Нехай електрони з витоку будуть переходити на острівця з певною швидкістю  $\Gamma_1^+$ . Існує ймовірність того, що електрони можуть тунелювати з острівця на витік, тому швидкість у зворотному напрямку  $\Gamma_1^-$ .

Відповідно для другого переходу швидкості у прямому і зворотному напрямках –  $\Gamma_2^+$ ,  $\Gamma_2^-$ . Загальна формула для обчислення швидкості тунелювання для двох тунельних переходів:

$$\Gamma_{1,2}^{\pm} = \frac{1}{e^2 R_{1,2}} \frac{\Delta E_{1,2}^{\pm}}{1 - e^{-\frac{\Delta E_{1,2}^{\pm}}{kT}}}$$

де,  $R_{1,2}$  -- опір тунельних переходів 1,2;  $\Delta E_{1,2}^{\pm}$  -- зміна електростатичної енергії при тунелюванні електрона через переходи 1, 2.

Електростатична енергія схеми, зображеної на рис.4.1 в рівноважному стані, тобто, коли не відбувається тунелювання, є просто енергія двох заряджених конденсаторів  $E(q, V) = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2}$ ,

де  $Q_{1,2}$  – заряди конденсаторів  $C_1, C_2$ ,  $q$  – повний заряд кулонівського острова.

Заряд кулонівського острова визначається параметром  $q_0$ , який можна трактувати, як фіксовану частину повного заряду ( $-ne$ ) кулонівського острова, зосереджену на обкладці третього затворного електрода. Існування  $q_0$  може бути пов'язане з нерухомими зарядами в діелектрику або з поляризацією кулонівського острова в полі зовнішнього, третього електрода. Припускається, що заряд  $q_0$  не змінюється при зміні напруги джерела напруги  $V$  або числа  $n$  надлишкових електронів на кулонівському острові, в той час як повний заряд ( $-ne$ ) пропорційний числу  $n$  і змінюється на  $\pm e$  при кожній події тунелювання. Далі зручно розглядати вільну частину повного заряду  $q = -ne - q_0$ , враховуючи, що  $q_0$  не перевищує по абсолютній величині заряд електрона.

Зміна енергії при тунелюванні електрона через переходи 1,2 для даної схеми буде визначатись формулами:

1) для першого переходу:

$$\Delta E_1^{\pm} = \left(\frac{e}{C}\right) \left( \pm V(C - C_1) + VC_2 - \left( \pm V_g C_g \pm q + \frac{e}{2} \right) \right);$$

2) для другого переходу:

$$\Delta E_2^\pm = \left(\frac{e}{C}\right) \left(\pm V C_1 \pm V(C_2 + C_g) \pm V_g C_g \pm q + \frac{e}{2}\right);$$

3) для затвору:

$$\Delta E_g^\pm = \left(\frac{e}{C}\right) \left[\pm V_g (C - C_g) - \left(\pm V C_1 \pm q + \frac{e}{2}\right)\right],$$

$$\text{де } C = C_1 + C_2 + C_g.$$

Протікання струму визначається статистичним розподілом ймовірностей  $p_n(t)$  того, що в момент часу  $t$  на кулонівському острові знаходиться  $n$  надлишкових електронів,  $q = -ne - q_0$ . Відповідне кінетичне рівняння (“master equation” [8]) має вигляд:

$$\frac{dp_n}{dt} = p(n+1) \cdot \Gamma^-(n+1) + p(n-1) \Gamma^+(n+1) - p(n) \cdot (\Gamma^-(n) + \Gamma^+(n)), \quad (4.6)$$

де  $\Gamma^\pm(n) = \Gamma_1^\pm(n) + \Gamma_2^\pm(n)$ . У стаціонарному стані при фіксованій напрузі  $V$  розподіл ймовірності  $p_n$  не змінюється в часі  $\frac{dp_n}{dt} = 0$ , звідки за принципом детальної рівноваги отримуємо  $p(n+1) \Gamma^-(n+1) = p(n) \Gamma^+(n)$ ,  $p(n-1) \Gamma^+(n+1) = p(n) \Gamma^-(n)$ . Якщо  $p(n) = 1$ , то  $p(n+1) = \frac{\Gamma^+(n)}{\Gamma^-(n+1)}$ , або можна записати, якщо  $p(1) = 1$ , то  $p(2) = \frac{\Gamma^+(1)}{\Gamma^-(2)}$ . Тобто кожне наступне значення ймовірності знаходиться з попереднього.

Нормування розподілу ймовірностей  $p_n$  визначається умовою  $\sum p_n = 1$ . При відомому розподілі  $p_n$  струм в напрямку тунелювання через переходи 1, 2 на кулонівський острів обчислюється відповідно до формули

$$I = -e \sum p_n [\Gamma_1^+(n) + \Gamma_1^-(n)] = e \sum p_n [\Gamma_2^+(n) + \Gamma_2^-(n)].$$

#### 4.2. Програмна реалізація.

Знаючи всі співвідношення, згадані вище, можна промоделювати структуру, схема якої зображена на рисунку 4.1 в програмі Matlab, задаючись параметрами:  $R_1, R_2, R_g, C_1, C_2, C_g, V, V_g, k, T, e, q_0$ . Програмну реалізацію моделювання можна представити у вигляді блок-схеми (рис.4.2). Перелік рівнянь, що використовуються при моделюванні ОЕТ вказано нижче.

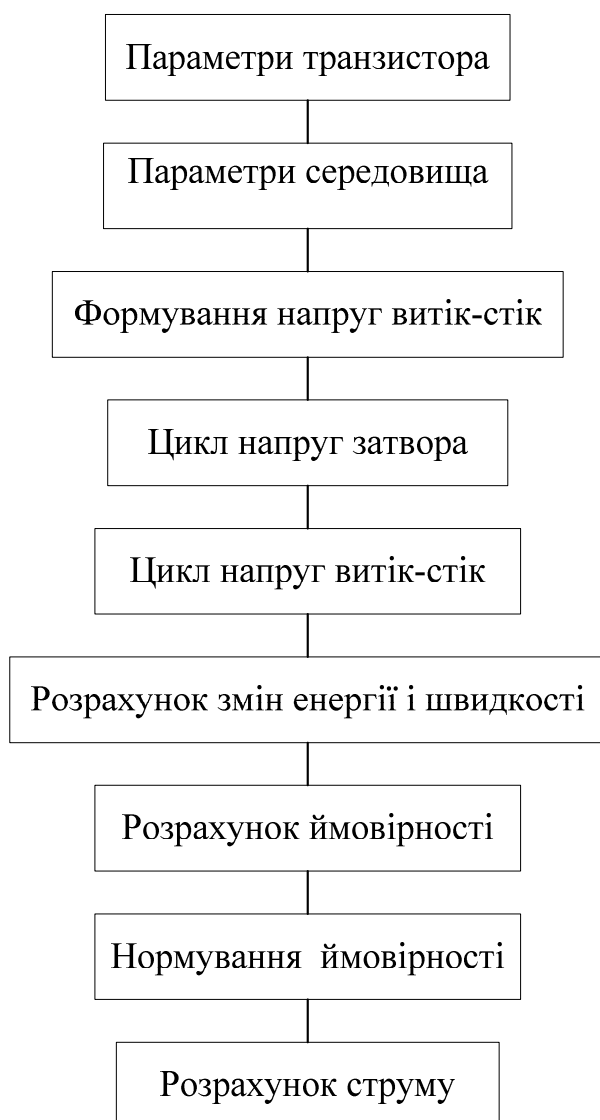


Рис.4.2. Блок-схема програмної реалізації моделювання ОЕТ

Повний заряд кулонівського острова :  $q = -ne - q_0$ .

Зміна енергії при тунелюванні електрона через перехід 1, при збільшенні числа електронів на острові :

$$\Delta E_1^+ = \left(\frac{e}{c}\right) \left( V(C - C_1) + VC_2 - \left( V_g C_g + q + \frac{e}{2} \right) \right).$$

Зміна енергії при тунелюванні електрона через перехід 1, при зменшенні числа електронів на острові :

$$\Delta E_1^- = \left(\frac{e}{c}\right) \left( -V(C - C_1) + VC_2 - \left( V_g C_g - q + \frac{e}{2} \right) \right).$$

Зміна енергії при тунелюванні електрона через перехід 2, при збільшенні числа електронів на острові :

$$\Delta E_2^+ = \left(\frac{e}{c}\right) \left( V(C - C_1) + VC_2 - \left( V_g C_g + q + \frac{e}{2} \right) \right).$$

Зміна енергії при тунелюванні електрона через перехід 2, при зменшенні числа електронів на острові :

$$\Delta E_2^- = \left(\frac{e}{c}\right) \left( V(C - C_1) + VC_2 - \left( V_g C_g + q + \frac{e}{2} \right) \right).$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 1, при збільшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma_1^+ = \frac{1}{e^2 R_1} \frac{\Delta E_1^+}{1 - e^{-\frac{\Delta E_1^+}{kT}}}$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 1, при зменшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma_1^- = \frac{1}{e^2 R_1} \frac{\Delta E_1^-}{1 - e^{-\frac{\Delta E_1^-}{kT}}}$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 2, при збільшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma_2^+ = \frac{1}{e^2 R_2} \frac{\Delta E_2^+}{1 - e^{-\frac{\Delta E_2^+}{kT}}}.$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 2, при зменшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma_2^- = \frac{1}{e^2 R_2} \frac{\Delta E_2^-}{1 - e^{-\frac{\Delta E_2^-}{kT}}}.$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 1 і 2, при збільшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma^+(n) = \Gamma_1^+(n) + \Gamma_2^+(n).$$

Швидкість при тунелюванні електрона через перехід 1 і 2, при зменшенні числа електронів на острові :

$$\Gamma^-(n) = \Gamma_1^-(n) + \Gamma_2^-(n).$$

Ймовірність знаходження електронів на кулонівському острові:

Якщо припустити, що  $p(1) = 1$ , то  $p(2) = \frac{\Gamma^+(1)}{\Gamma^-(2)}$ . Тоді загальна формула для кожного наступного значення ймовірності, з урахуванням попереднього:

$$p(n+1) = \frac{\Gamma^+(n)}{\Gamma^-(n+1)} p(n).$$

Струм в напрямку через перехід 1 на кулонівський острів :

$$I = -e \sum p_n [\Gamma_1^+(n) + \Gamma_1^-(n)].$$

Струм в напрямку через перехід 2 з кулонівського острова на витік:

$$I = e \sum p_n [\Gamma_2^+(n) + \Gamma_2^-(n)].$$

#### 4.3. Аналіз результатів моделювання.

В результаті моделювання була отримана ВАХ (рис.4.3), яка показує залежність струму стоку від напруги.

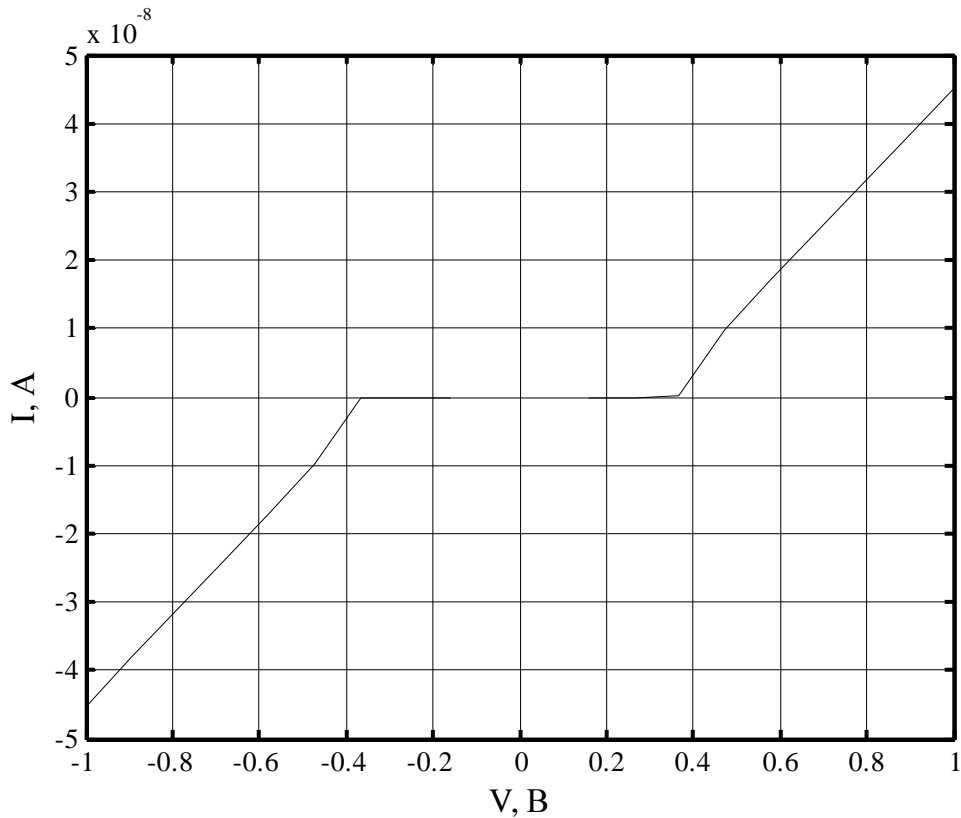


Рис.4.3. Вольт-амперна характеристика одноелектронного транзистора  
V<sub>g</sub>=1 В

Для експерименту були задані однакові параметри для обох тунельних переходів:  $R_1 = R_2 = 15 \text{ МОм}$ ,  $C_1 = C_2 = 17 \text{ аФ}$ , при температурі  $T = 4.2 \text{ К}$ .



Відповідно, ВАХ на рис. 4.3 симетрична.

Проаналізуємо даний графік. При подачі від'ємної напруги, струм має від'ємні значення, при чому при збільшенні від'ємної напруги, від'ємні значення струму зростають, це може бути свідченням того, що електрони можуть проходити не тільки із витоку на стік, а й навпаки, при чому при однакових параметрах, ймовірність такого переходу однакова. При значеннях напруги  $-400$  мВ ...  $400$  мВ спостерігається кулонівська блокада: струм майже не змінюється. При падінні напруги  $400$  мВ спостерігається збільшення струму по експоненціальному закону. Цей проміжок на графіку відповідає «прориву» електронами кулонівської блокади. Таким чином бачимо, що графік справді відображає реальну картину фізичних процесів, що відбувається при явищі кулонівської блокади.

Поглянемо як інші параметри впливають на ВАХ транзистора, наприклад затворна напруга, яка дозволяє управляти струмом в даному одноелектронному транзисторі. ВАХ при подачі різних значень затворної напруги зображена на рис.4.4

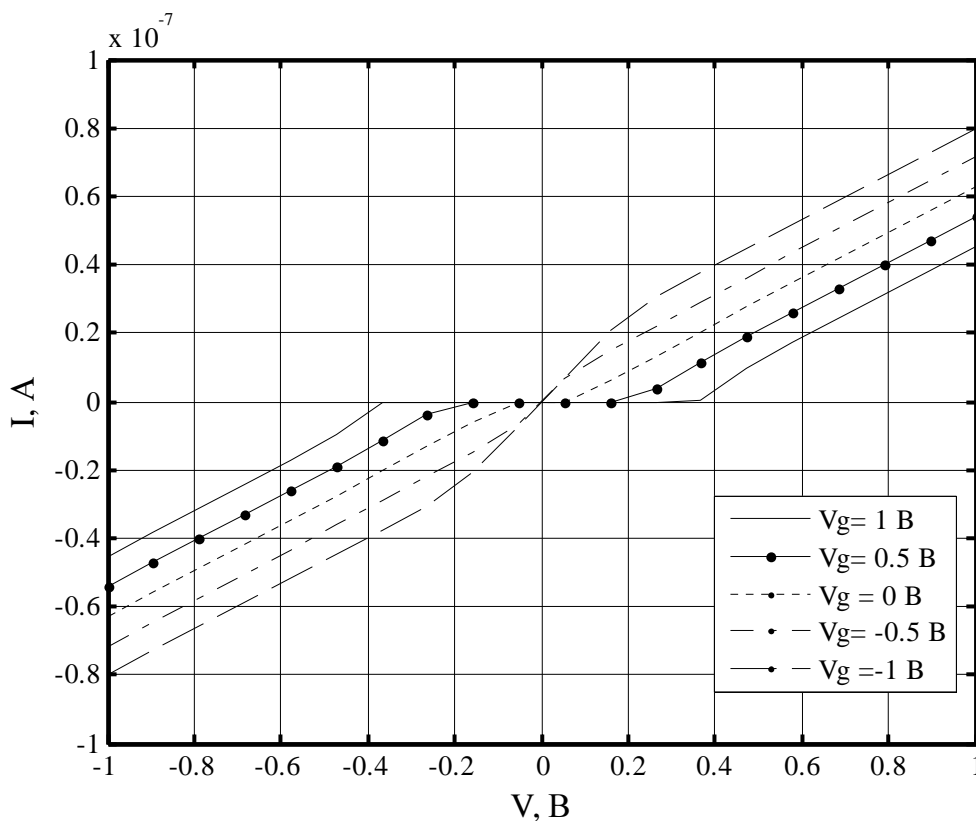


Рис.4.4. Вольт-амперна характеристика одноелектронного транзистора зі змінними значеннями затворної напруги

Характеристика, що зображена на рис. 4.4, показує, що зі збільшенням затворної напруги збільшується струм. Механізм зростання струму наступний. Подача додатної напруги буде понижати дно зони провідності і тим самим збільшувати ймовірність тунелювання електронів на кулонівський острів.

Проаналізуємо, як впливає зміна опорів на ВАХ ОЕТ. Зменшивши  $R_1, R_2$  так що  $R_1 = R_2 = 10 \text{ МОм}$ , спостерігається кулонівська блокада, при цьому струм ОЕТ збільшується (рис. 4.5) Збільшення струму, відповідає закону Ома[10]: при зменшенні опору, збільшується струм. Якщо опір  $R_1 = R_2 = 50 \text{ МОм}$ , то струм зменшується. Зміна одного із опорів  $R_1, R_2$ , теж впливає на результати, наприклад при зменшенні опору  $R_2=5 \text{ МОм}$ , збільшується струм транзистора і навпаки зменшується при збільшенні опору тунельного переходу ( $R_2 = 50 \text{ МОм}$ ). Такі зміни пов'язані не тільки з законами класичної фізики, їх можна пояснити також з точки зору квантової механіки. Збільшення опору означає, збільшення потенціального бар'єру, в такому випадку електронам важче преходити через тунельний бар'єр, а, отже, ймовірність їх тунелювання на острів менша, відповідно струм зменшується.

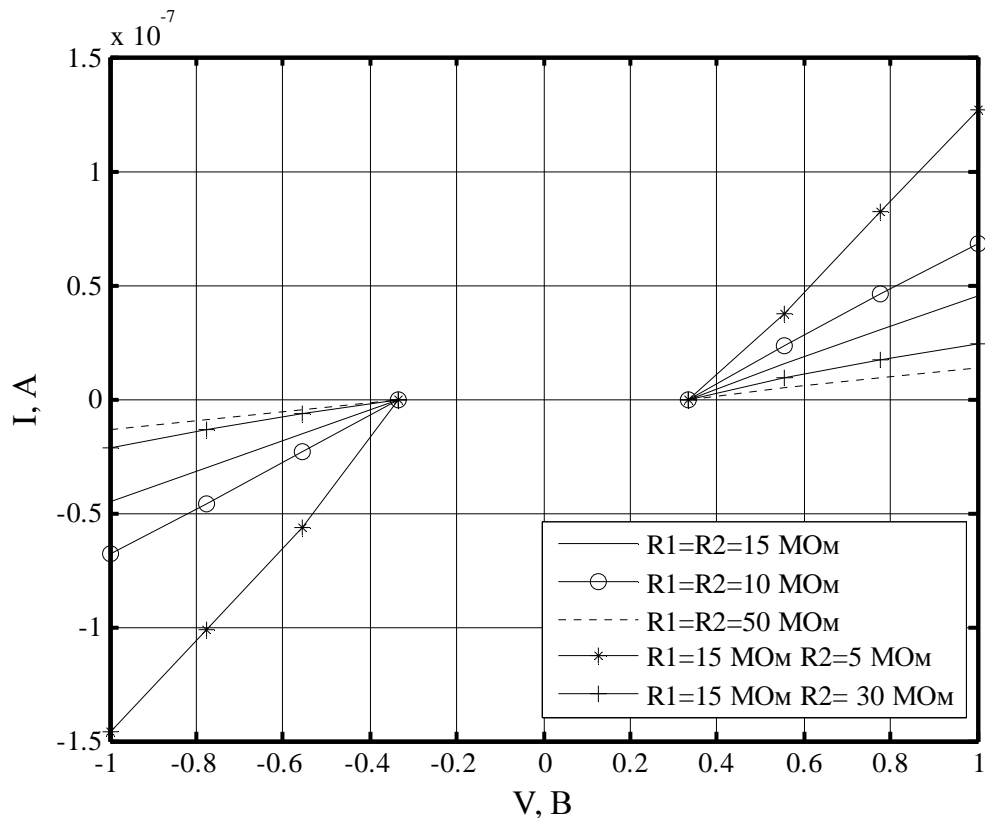


Рис. 4.5. Вольт-амперна характеристика ОЕТ зі значеннями опорів тунельних переходів:  $R_1 = R_2 = 15 \text{ МОм}$ ;  $R_1 = 50 \text{ МОм}$ ,  $R_2 = 15 \text{ МОм}$ ;  $R_1 = 15 \text{ МОм}$ ,  $R_2 = 50 \text{ МОм}$

На рис.4.6 зображена ВАХ ОЕТ з однаковими опорами ( $R_1 = R_2 = 15 \cdot 10^6 \text{ Ом}$ ), з різними значеннями ємностей  $C_1, C_2$ . Як видно із рис. 4.6 при збільшенні ємності на порядок, кулонівська блокада розмивається при  $C_1, C_2 = 170 \text{ аФ}$  (рис.4.6), або взагалі не спостерігається, при зменшенні ємності, навпаки чітко виражена. Зменшення ємності досягається при зменшенні розмірів. Отже чим менші розміри тунельних переходів, тим краще і чіткіше проявляються квантово-механічні властивості.

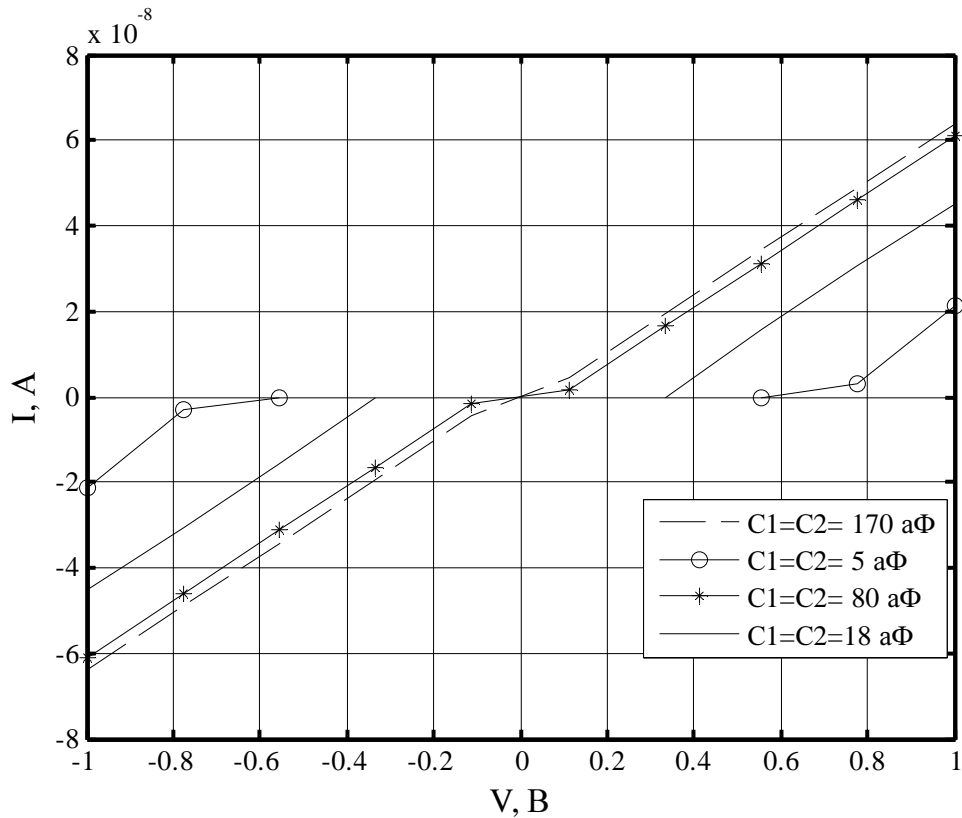


Рис. 4.6. Вольт-амперна характеристика ОЕТ з різними значеннями ємностей

На рис. 4.7 зображена характеристика з параметрами  $C_1 = C_2 = 17 \text{ aФ}$ ,  $R_1 = R_2 = 15 \text{ МОм}$ , яка показує залежність ВАХ від ємності затвору. Із рис.4.7 видно, чим більша ємність затвору тим струм транзистора менший, а діапазон значень напруг, при яких спостерігається кулонівська блокада, більший.

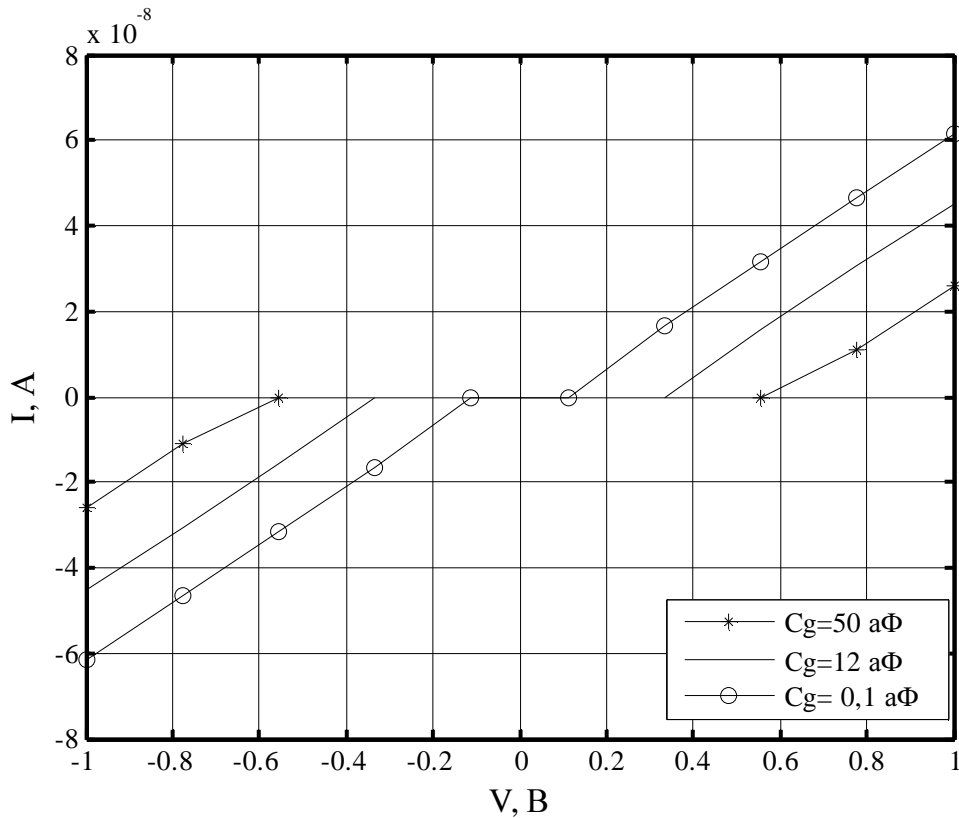


Рис. 4.7. Вольт-амперна характеристика ОЕТ з значеннями параметрів :  
 $C_1 = C_2 = 17$  аФ,  $R_1 = R_2 = 15$  МОм з різними значеннями ємності затвора  $C_g$ ,  
при температурі  $T = 4.2$  К

Дуже велике значення для ВАХ транзистора має температура навколишнього середовища. Оскільки спостереження кулонівської блокади пов'язане з малою тепловою енергією, то при збільшенні температури одноелектронне тунелювання буде замилюватись тепловими флуктуаціями. Побачимо, як це спостерігається на промодельованій ВАХ. На рис.4.8, рис.4.9 зображені, залежності ВАХ при різних температурах для різних параметрів тунельних переходів. В обох випадках збільшення температури веде до того, що явище кулонівської блокади перестає спостерігатися. Це повністю відповідає вище згаданим умовам спостереження кулонівської блокади (див.розділ 1).

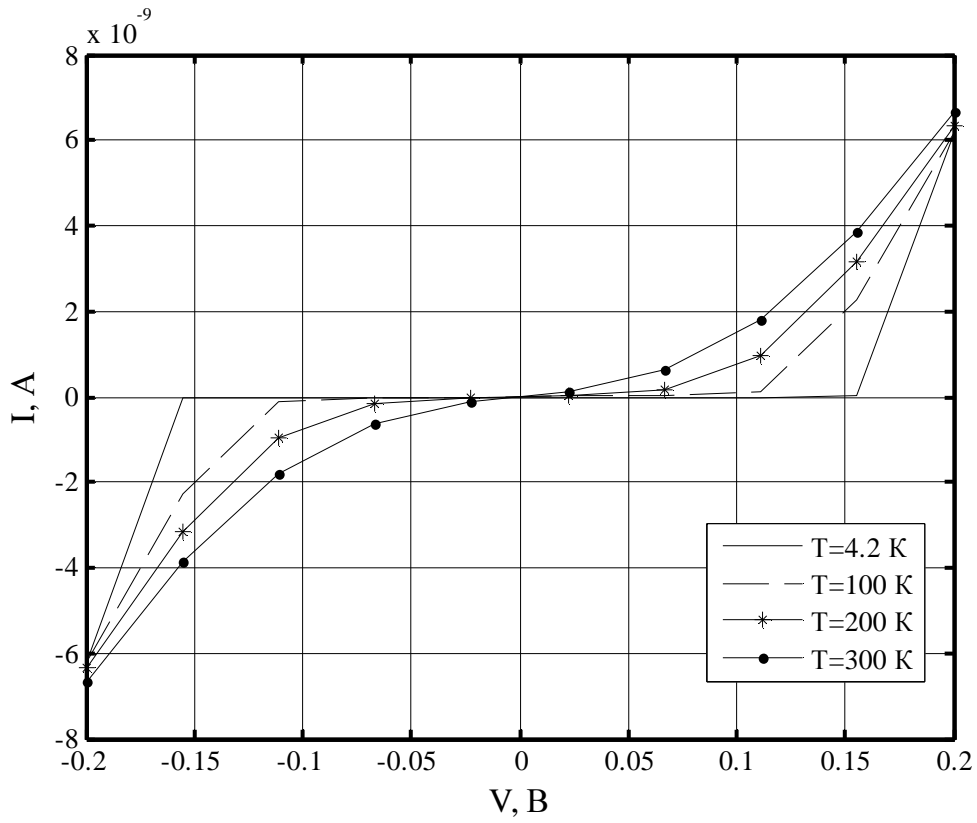


Рис.4.8. Вольт-амперна характеристика одноелектронного транзистора при значеннях параметрів  $q_0 = -1.4 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $C_1 = 16$  аФ;  $C_2 = 16$  аФ;  $C_g = 0.12$  аФ;  $R_1 = 15$  МОм;  $R_2 = 15$  МОм

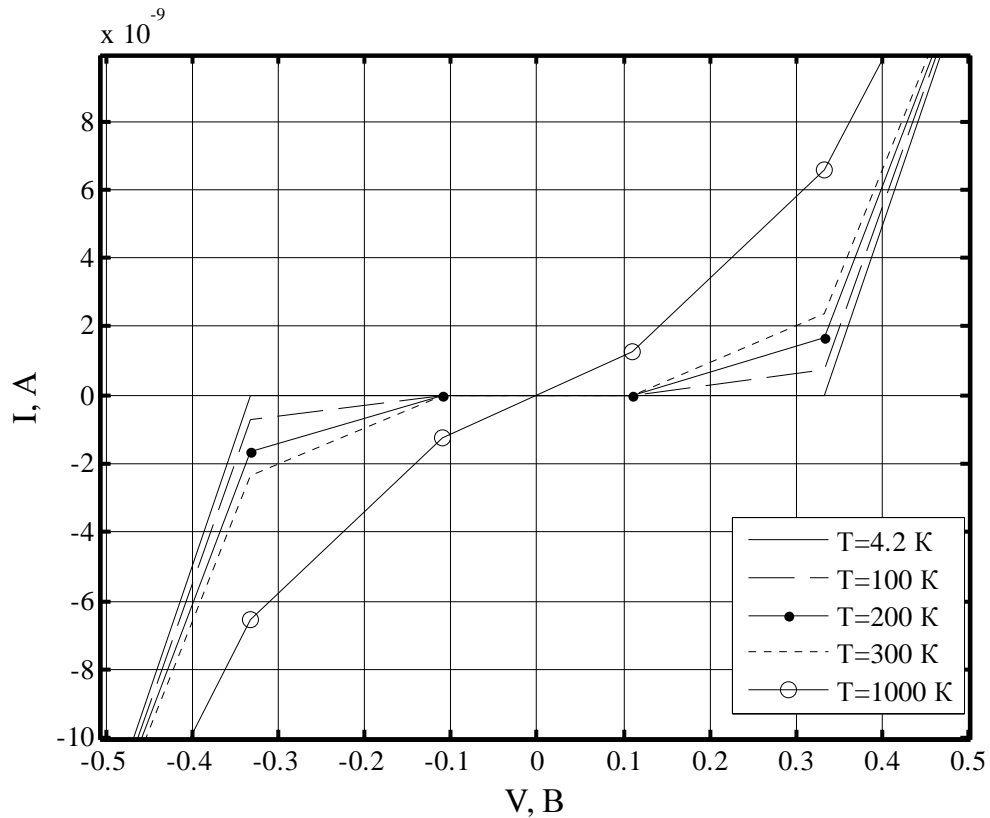


Рис.4.9. Вольт-амперна характеристика одноелектронного транзистора при значеннях параметрів  $q_0 = -1.4 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $C_1 = 18$  аФ;  $C_2 = 18$  аФ;  $C_g = 0.12$  аФ;  $R_1 = 15$  МОм;  $R_2 = 15$  МОм

Таким чином промодельована ВАХ відповідає експериментальним даним і дозволяє, змінюючи параметри ОЕТ і температуру середовища, аналізувати фізичні процеси, які спостерігаються в ОЕТ, при прикладеній напрузі.

#### 4.4. Модельна структура ОЕТ

Аналіз результатів промодельованої вольт-амперної характеристики довів, що дана програма дає результати, які узгоджуються з існуючими експериментальними даними. Для того, щоб до кінця переконатися у

правильності та зручності даного методу моделювання, промодельовати далі промодельовано один із типів ОЕТ, що описано в розділі 2 і порівняємо результати із експериментальними даними, описаними автором [8]. На рис.4.6 зображено точками ВАХ, знайдена експериментальним способом. На ній спостерігається кулонівська блокада при напрузі від  $-10$  мВ до  $10$  мВ. На характеристиці, розрахованій у середовищі *Matlab*, яка зображена (рис.4.7) кулонівська блокада спостерігається при напругах  $-9 \dots 9$  мВ. Відмінність між результатами можна пояснити тим, що модель не враховує випадкові процеси, які відбуваються в транзисторі. Моделюючи ВАХ згідно ортодоксальної теорії, приймаються припущення (див. Розділ 4.1), які не допускають випадкових подій, тому результат може трошки відрізнятись. Однак на якісному рівні результати співпадають. Отже припущення ортодоксальної теорії відповідають дійсності, а це означає, що такий метод можна використовувати для аналізу вольт-амперних характеристик, як на них впливають параметри транзистора, температура середовища, розміри.

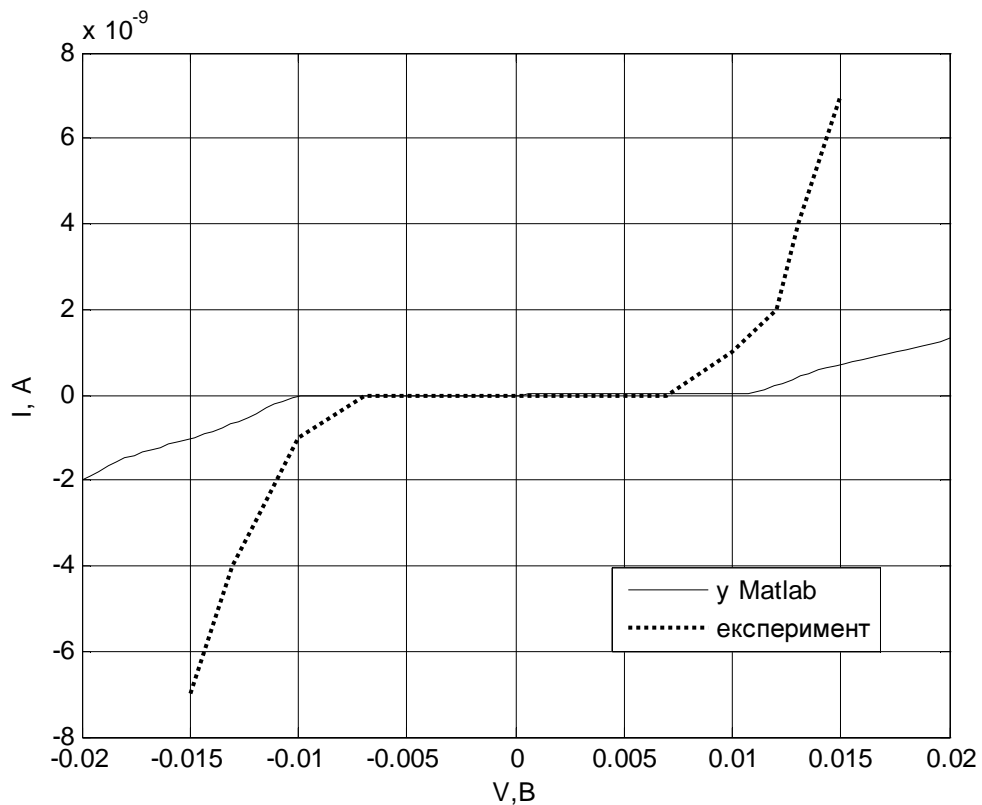




Рис.4.7 Вольт-амперна характеристика металевого ОЕТ , промодельована в програмі Matlab . Зі значеннями параметрів:

$C_1 = C_2 = 11 \text{ аФ}$ ,  $C_g = 0.01 \text{ аФ}$ ,  $R_1 = 5 \text{ МОм}$ ,  $R_2 = 3,3 \text{ МОм}$  При температурі  $T = 4.2 \text{ К}$

## ВИСНОВКИ

В результаті проведеної дипломної роботи було виявлено, що одноелектронний транзистор – це пристрій, який ґрунтується на явищах тунелювання і кулонівської блокади. Ці явища лежать в основі одноелектронного тунелювання.

Аналізуючи інформаційні джерела, було виявлено декілька видів одноелектронних транзисторів та їх типових технологічних конструкцій. Кожний тип має свої недоліки та переваги. Найпростішим для моделювання і дослідження виявився металевий ОЕТ з ефективно низькими тунельними бар'єрами, оскільки над даним ОЕТ неоднократно проводились експерименти досліди, а також він простий у виготовленні порівняно з іншими видами ОЕТ.

На особливу увагу заслуговують моделі, що використовують ортодоксальну теорію. Більшість дослідників процесів тунелювання – і не тільки в ОЕТ – зараз активно займають імплементацією цього складного понятійного апарату в програми, що в змозі проводити не лише якісну, але й кількісну характеристику процесів, що мають місце в ОЕТ. В роботі викладено один з підходів до моделювання ОЕТ за допомогою ортодоксальної теорії і рівняння “master equation”.

Користуючись методом ортодоксальної теорії і рівнянням “master equation” були змодельовані та проаналізовані ВАХ ОЕТ та їх залежність від параметрів і зовнішніх факторів. Було показано, що аналіз ОЕТ за допомогою даного методу відкриває широке бачення фізичних процесів, що відбуваються в ОЕТ. Так, модель здатна відслідковувати протікання процесів кулонівської блокади за різних значень опору температури, ємностей, затворної напруги .

За результатами спостереження, виявлено, що збільшення затворної напруги, сприяє створенню умов для тунелювання електронів на острів, відповідно значення струму зростає. Зменшення опору тунельних переходів відповідає збільшенню струму транзистора, через збільшення ймовірності тунелювання. Проте не слід забувати, що повинна виконуватись умова  $R \gg R_Q$ , де  $R$  – опір всіх тунельних бар'єрів. Щоб спостерігати чітко виражену кулонівську блокаду, слід зменшувати ємності тунельних переходів і збільшувати ємність затвора. Чим менша ємність тим більше проявляються квантові ефекти, зокрема, кулонівська блокада. Підвищення температури згубно впливає на характеристики ОЕТ. На характеристиці при невеликих збільшеннях температури розвивається процес одноелектронного тунелювання, а точніше не спостерігається кулонівська блокада.

Аналіз результати моделювання показав, що фізичні процеси, які спостерігаються в ОЕТ не однократно залежать від різниці потенціалів, яку подають на ОЕТ, від напруги на затворі, від параметрів структури та середовища, зокрема, температури. Всі ці чинники дуже сильно впливають на фізичні явища, що спостерігаються ОЕТ. І тільки правильний підбір всіх параметрів структури дозволить отримати робочий ОЕТ. Саме моделювання методом ортодоксальної теорії і аналіз отриманих результатів дозволить розробити такий пристрій, як одноелектронний транзистор.

Фундаментальна та прикладна цінність даної роботи полягає в тому, що потреба в пристроях, що побудовані на квантових ефектах прямо слідує зі зменшення характерних розмірів електронних компонентів та погіршення їх характеристик при цьому. Саме підхід з точки зору методу ортодоксальної теорії і рівняння “master equation” дозволяє на даний час отримувати достовірні уявлення про процеси в ОЕТ, хоча у вітчизняних джерелах його не розглядають. Перспективність його використання, проте, ілюструє величезна кількість публікацій у іноземних джерелах.

Робота відкриває новий напрямок студентських робіт та загалом науковий напрямок кафедри фізичної та біомедичної електроніки, наприклад

НДР „Досліження напівпровідникових наноприладів та наноконпонентів інтегральних схем на основі квантових одно- і двовимірних структур” (номер держреєстрації: 0108U0005938) – напрямок моделювання пристроїв одноелектроніки, тому більшість здобутків роботи носять засадничий характер і формують потужну базу для наступних робіт з одноелектроніки.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Поплавко Ю. М., Борисов О. В., Ильченко В. І. Мікроелектроніка і наноелектроніка. Вступ до спеціальності: навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, В. І. Ильченко – К.: НТУУ «КПІ», 2010. – 160 с. – ISBN 978-966-622-350-3 .
2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы нанoeлектроники: Учеб. Пособие. / В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин – К.: Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 323 с. – ISBN 5-7782-0281-4.
3. Matsuoko H., Kimura S. Transport properties of a silicon single-electron transistor at 4.2 K / H. Matsuoko, S. Kimura //Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol.61, №66. – P.613 – 615.
4. Matsuoko H., Ahmed H. Transport properties of two quantum dots connected in series formed in silicon inversion layer / H. Matsuoko, H. Ahmed //Jpn. J. Appl. Phys. – 1996. – P. L418 – L420.
5. Matsuoko H., Kimura S. Thermally enhanced co-tunneling of single electrons in a quantum dots at 4.3 K/ H. Matsuoko, S. Kimura // Jpn. J. Appl. Phys. – 1995. – №34 – P. 1326 – 1328.
6. Закалик Л.І., Ткачук Р.А. Основи мікроелектроніки. / Л.І. Закалик, Р.А. Ткачук// Тернопіль. – М . Видавництво ТДТУ ім. І. Пулюя, 1998. - 352 с
7. Комаров Ф. Ф., Новиков А. П., Буренков А. Ф. Ионная имплантация /Ф. Ф. Комаров, А. П. Новиков, А. Ф. Буренков – Минск: Университэцкое, 1994. – 303 с. – ISBN 985-09-0036-9
8. Бакшеев Д.Г., Ткаченко В.А, Литвин Л.В. Одноэлектронный транзистор с эффективно низкими туннельными барьерами: автометрия /

- Бакшеев Д.Г., Ткаченко В.А, Литвин Л.В. ; Российская академия наук. -- К., 2001 . –200с.
9. Lambe J., Jaklevic R.C. Charge-quantization studies using tunnel capacitor/ J. Lambe, R.C. Jaklevic// Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol.22, P.1371-1375.
  - 10.Likharev K.K., Zorin A.B. Theory of the Bloch-wave oscillations in small Josephsonjunctions / K.K. Likharev, A.B. Zorin//, J. Low Temp. Phys. – 1985. Vol. 59, P. 347-382.
  - 11.Simmons J.G Single-electron transistor /J.G. Simmons. // J. Appl. Phys. – 1963. Vol. 34. N 6. P. 1793 – 1803.
  - 12.Fukui H., Fujishima M., Hoh K. Single-electron transistor / H.Fukui, M.Fujishima, K. Hoh // Jpn. Appl. Phys. – 1997. Vol.36. P 1.
  - 13.Matsuoko H., Kimura S. Thermally enhanced co-tunneling of single electrons in a quantum dots at 4.3 K/ H. Matsuoko, S. Kimura // Jpn. J. Appl. Phys. – 1995. – №34 – P. 1326 – 1328.
  - 14.Павлиш В.А. Метод моделювання одноелектронного транзистора: функція Гріна / В.А. Павлиш// Науковий вісник НЛТУ України. – 2008 вип. 18.6– С. 250 – 253.
  - 15.Погосов В.В.,Курницький Ю.А. Елементи фізики поверхні, наноструктур і технологій /В.В. Погосов В.В.,Курницький Ю.А.// – Запоріжжя: ЗНТУ – 2010. – 365 с. ISBN985-09-0036-9.
  - 16.Likharev K. K. Single-Electron Devices and Their Applications / Likharev K. K.// Published in Proc. IEEE. – 1999. – Vol. 87 P. 606 – 632
  - 17.Averin D.V., Likharev K.K. Coulomb blockade of tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions / D.V. Averin, K.K. Likharev// J. Low Temp. Phys. – 1986. – Vol . 62, P. 345 – 372.
  - 18.Lambe J., Jaklevic R.C. Charge-quantization studies using tunnel capacitor / J. Lambe and R.C. Jaklevic// Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22, P. 1371-1375

