

# Лекція № 7

## Тема: ОСНОВИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

### ПЛАН ЛЕКЦІЇ

1. Біполярні транзистори на гетеропереходах.
2. Польові гетеротранзистори.
3. Транзистори на гарячих електронах.
4. Прилади на резонансно-тунельному ефекті.
  - 4.1. Резонансно-тунельні діоди.
  - 4.2. Резонансно-тунельні транзистори.
5. Одноелектронні транзистори.

### Рекомендована література

1. Поплавко Ю.М. Мікроелектроніка і наноелектроніка. Вступ до спеціальності. / Ю.М. Поплавко, О.В. Борисов, В.І. Ільченко, Ю.І. Якименко. – К. : НТУУ «КПІ», 2010. – 160 с.
2. Поплавко Ю.М. Нанофізика, наноматеріали, наноелектроніка : навчальний посібник / Ю.М. Поплавко, О.В. Борисов, Ю.І. Якименко. – К. : НТУУ «КПІ», 2012. – 300 с.
3. Заячук Д.М. Нанотехнології і наноструктури / Д.М. Заячук. – Л. : Львівська політехніка, 2009. – 580 с.
4. Однодворець Л.В. Основи оптоелектроніки. Конспект лекцій / Л.В. Однодворець. – Суми : Видавництво СумДУ, 2010. – 44 с.

## ЕЛЕМЕНТИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

Еволюція приладів твердотільної електроніки визначається багатьма факторами, найважливішими з яких виявляються вимоги до постійного зростання ємності пам'яті й швидкості передавання інформації. Такі вимоги задовольняють прилади з підвищеною швидкодією і зменшеними розмірами. Зменшення розмірів елементів мікросхем за останні 30 років підлягає емпіричному закону Мура, який стверджує, що розміри елементів скорочуються дворазово кожні 18 місяців. Наприклад, на цей час настає період переходу характерних розмірів елементів твердотільної електроніки до десятків і навіть одиниць нанометрів, тобто до розмірів, порівнянних з розмірами молекул і атомів. Структури з такими розмірами називають мезоскопічними або наноструктурами. У структурах понад 100 нм перенесення носіїв зарядів можна розглядати в межах класичної теорії перенесення. Але в наноструктурах, сумірних з довжиною хвилі де Бройля вільного електрона, чітко виявляються хвильові властивості електронів, унаслідок чого їх поведінка починає сильно залежати від конкретної геометрії структури.

Розміри будь-якої структури можуть бути обмежені в одному, двох чи трьох напрямках. Якщо структура обмежена до розмірів довжини хвилі де Бройля в одному напрямку, а в двох інших напрямках розміри залишаються довільними, то таку структуру називають квантовим шаром (квантовою ямою) або  $2D$  структурою. Якщо розміри структури обмежені до довжини хвилі де Бройля у двох напрямках, а в одному залишаються довільними, то структуру називають квантовою ниткою (квантовим дротом), або  $1D$  структурою. Якщо розміри структури обмежені дебройлівською довжиною хвилі у трьох напрямках, то таку структуру називають квантовою точкою, або  $0D$  структурою.

Прикладами наноструктур є поверхні, межі поділу різних шарів, тонкі плівки, тонкі волокна, різноманітні нановкраплення в кристаліч

ній ґратці. До наноструктур належать також нанотрубки, фулерени, надґратки, межі гетеропереходів. Дослідження фізичних явищ у нанорозмірних структурах дозволили створити на їх основі низку нових швидкодійних приладів твердотільної електроніки.

## 1. Біполярні транзистори на гетеропереходах

У транзисторах з гомопереходами для підвищення коефіцієнта підсилення  $\alpha$  треба підвищувати коефіцієнт інжекції  $\gamma$ . З цього випливає, що ступінь легування емітера має бути значно вищим, ніж бази. Але в такому разі необхідно враховувати, що дуже високий ступінь легування напівпровідника зменшує його ширину забороненої зони. Наприклад, за концентрації домішок  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  ширина забороненої зони кремнію зменшується на 14 %, що зумовлює зменшення коефіцієнта інжекції  $\gamma$ .

Істотно підвищити коефіцієнт інжекції без підвищення ступеня легування можна в транзисторах з використанням гетеропереходів. Найбільшого поширення для утворення гетеропереходів набули напівпровідникові сполуки  $A^{III}B^V$ . Комбінуючи елементи III і V груп таблиці Менделєєва, можна створювати сполуки, подібні до германію і кремнію, тобто з такою ж кількістю валентних електронів (чотири) на один атом.

Властивості й зонна структура таких сполук, як GaAs, ZnP, ZnAs, ZnSe, AlAs, аналогічні класичним напівпровідникам – кремнію і германію. Але вони являють собою матеріали з різною шириною забороненої зони, різними параметрами кристалічної ґратки, різною діелектричною проникністю та іншими властивостями, важливими для використання у тих чи інших приладах. Більше того, у деяких сполуках, наприклад,  $Al_xGa_{1-x}As$ , можна змінювати властивості неперервно, змінюючи  $x$  від 0 до 1.

Натепер найбільш вивченою гетероструктурою є гетероперехід, який утворюється у разі сполучення  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $n$ -типу) із слабколегованим GaAs  $p$ -типу: площинну модель показано на рис. 3.1. Таку структуру називають гетеропереходом із селективним або модульованим легуванням.

Енергетичну діаграму гетеротранзистора показано на рис. 3.2. Емітером транзистора є широкозонний напівпровідник  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $n$ -типу, а базою і колектором – вузькозонний  $\text{GaAs}$   $p$ -типу і  $\text{GaAs}$   $n$ -типу відповідно. Біполярні транзистори на гетероструктурах в іноземній літературі називають *HBT*-транзисторами.

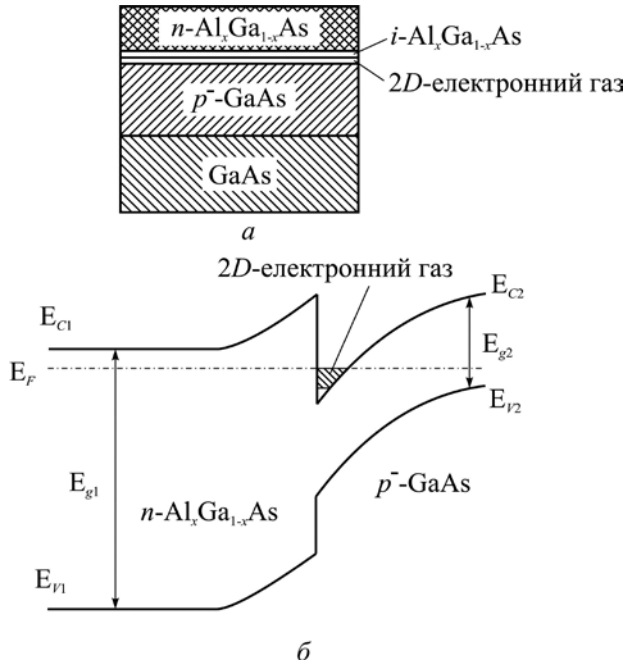


Рис. 3.1. Принципова схема і рівні енергетичного стану електронів для гетеропереходу  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – $\text{GaAs}$

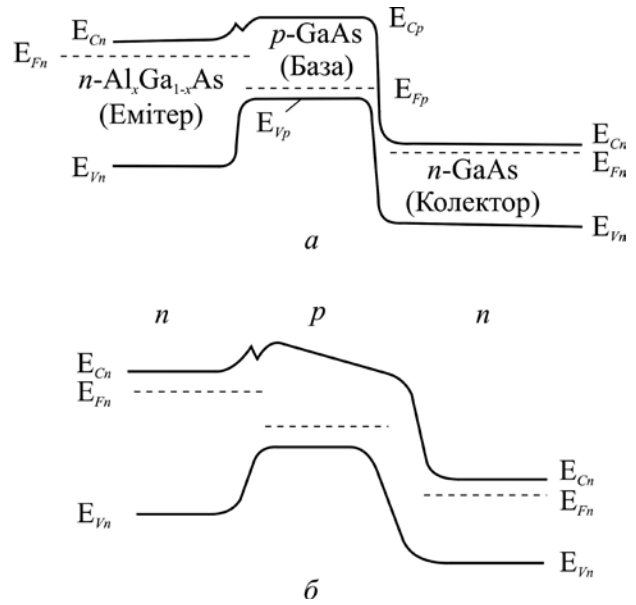


Рис. 3.2. Зонна діаграма транзистора з емітерним гетеропереходом (а) й варізонною базою (б) для активного нормального режиму

Висота потенціального бар'єра емітерного гетеропереходу для дірок на  $\Delta E_V$  більша за висоту бар'єра для електронів. Відомо, що інжекційний струм експоненціально залежить від висоти потенціального бар'єра. Тому навіть за однакової концентрації домішок в емітері й базі інжекційний струм дірок буде в  $\exp \frac{\Delta E_V}{kT}$  разів менший від електронного струму. Тобто коефіцієнт інжекції гетеропереходу буде значно вищим, ніж гомопереходу й коефіцієнт інжекції:

$$\gamma = 1 - \frac{\sigma_{0Б}}{\sigma_{0Е}} e^{\frac{\Delta E_V}{kT}}.$$

Крім високого коефіцієнта інжекції  $i$ , як наслідок, високого коефіцієнта підсилення за струмом, гетероперехідні транзистори мають чимало інших переваг порівняно зі звичайними біполярними транзисторами.

На властивості транзистора істотно впливають процеси, які відбуваються в базі. До бази біполярного транзистора ставляться суперечні вимоги: з одного боку, для мінімізації часу прольоту електронів від емітера до колектора база повинна бути якомога тоншою, а з другого – достатньо товстою, щоб мати малий опір між базовим контактом і колектором. Розв'язати цю суперечність у транзисторах з гомопереходами неможливо, оскільки зменшення товщини бази збільшує її опір. Спроба зменшити опір бази шляхом сильного легування неодмінно призведе до зниження коефіцієнта інжекції і коефіцієнта підсилення за струмом.

У гетеротранзисторах база може бути легована навіть сильніше за емітер, тому опір бази і бар'єрна ємність переходу завдяки слабкому легуванню емітера істотно знижуються. Одночасне зменшення опору бази і ємності переходу емітер–база дуже важливе для підвищення надвисокочастотних характеристик гетеробіполярних транзисторів.

Іншою важливою особливістю гетеротранзистора є можливість утворення бази змінного складу (варізонної бази), ширина забороненої зони якої поступово зменшується від емітера до колектора (рис. 3.2, б). У такій базі утворюється внутрішнє електричне поле, яке прискорює рух електронів і додатково підвищує швидкодію транзистора. Прискорення прольоту бази за рахунок внутрішнього поля зменшує рекомбінаційні втрати струму емітер–колектор і таким чином підвищує коефіцієнт підсилення транзистора за струмом.

У гетеротранзисторах для утворення області колектора може використовуватися широкозонний напівпровідник, який з вузькозонною базою також утворює гетероперехід. Такі структури називають подвійними гетероперехідними транзисторами (ПГБТ), а в іноземній літературі – *DHBT*. Колекторний гетероперехід має певні переваги порівняно з

гомопереходом. Значення зворотного струму колектора, зумовленого неосновними носіями заряду, у випадку широкозонного колектора буде меншим, ніж у випадку гомопереходу. Крім того, у такому переході виключається зворотна інжекція дірок з бази в колектор завдяки високому бар'єру для дірок. Наявність енергетичного «піка» в різкому емітерному переході трохи зменшує коефіцієнт інжекції транзистора, тому у практичних структурах емітерний перехід виконують плавним.

Сучасні гетеротранзистори мають коефіцієнт підсилення за струмом у схемі із загальним емітером до 1000 одиниць і робочу частоту до 100 ГГц.

Перспективними матеріалами для створення гетеротранзисторів є сплави на основі SiGe, у яких можна сформувати гетеропереходи, оскільки ширина забороненої зони кремнію становить 1,12 еВ, а германію – 0,67 еВ.

## **2. Польові гетеротранзистори**

У польовому транзисторі струм змінюється під впливом електричного поля, прикладеного перпендикулярно до напрямку струму, створеному вхідним сигналом. Підвищення швидкодії польових МДН транзисторів потребує одночасно великої електропровідності каналу й великої рухливості носіїв у каналі. Але підвищення ступеня легування напівпровідника приводить до зниження рухливості носіїв заряду внаслідок розсіювання на іонізованих домішках. Оскільки рухливість визначає час прольоту каналу  $\tau$  і крутість транзистора  $S$ , то вимоги підвищення рухливості за одночасного збільшення легування є суперечними.

Подолати цю суперечність стало можливим у гетероструктурних польових транзисторах на основі  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ . В іноземній літературі такі транзистори називають по-різному: транзистори з модульованим легуванням (*MODFET*), транзистори з великою рухливістю (*HEMT*), транзистори із селективним легуванням (*SDHT*), транзистори з двовимірним електронним газом (*TEGFET*). Надалі називатимемо такі транзистори польовими транзисторами на гетероструктурах із селективним легуванням

(ПТГСЛ). Ці транзистори є наочним прикладом приладів, у яких високі технологічні характеристики, і передусім висока швидкодія, досягаються за рахунок квантових ефектів електронів у нанометрових потенціальних ямах, розміри яких менші ніж довжина хвилі де Бройля.

Структуру ПТГСЛ показано на рис. 3.3, *а*. Транзистор являє собою шар слабколегованого GaAs *p*-типу на напівізолювальній підкладці, зверху якого нанесено шар сильнолегованого AlGaAs *n*-типу. Між широкозонним AlGaAs і вузькозонним GaAs утворюється гетероперехід. За цих умов електрони із сильнолегованого AlGaAs переходять у напівпровідник GaAs, у результаті чого виникає внутрішнє електричне поле, напрямлене від позитивних незкомпенсованих іонів донорів в AlGaAs у бік GaAs.

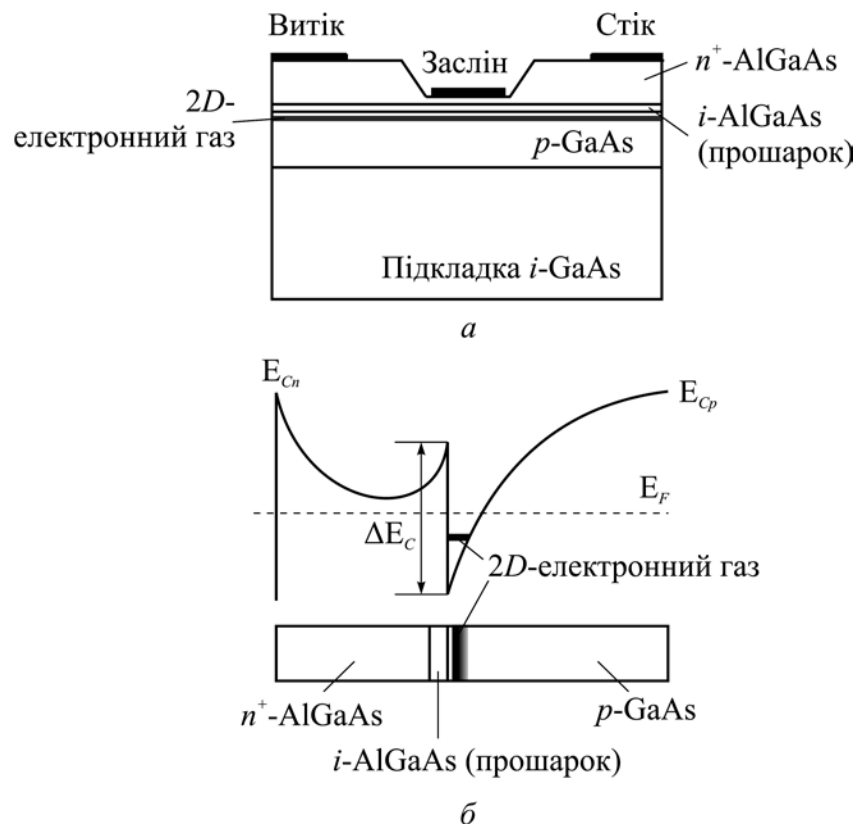


Рис. 3.3. Структура польового транзистора із селективним легуванням (*а*) і відповідна зонна діаграма (*б*)

Це поле приводить до скривлення енергетичних рівнів і розриву дна зони провідності на значення  $\Delta E_C$  (рис. 3.3, *б*). Електрони, які перейшли в шар GaAs, опиняються в потенціальній ямі й утворюють провідний канал.

Ширина потенціальної ями становить декілька нанометрів, тому рух електронів у каналі має двовимірний характер, вільний вздовж каналу й обмежений поперек каналу. Оскільки ширина потенціальної ями порівнянна з довжиною хвилі де Бройля, енергетичний спектр електронів в ямі квантується, і тому рух електронів поперек ями не можна розглядати як рух класичної частинки. Електронний газ у такому вузькому каналі називають двовимірним, або  $2D$ -газом. Основною особливістю гетероструктури із селективним легуванням є те, що двовимірний електронний газ міститься у майже власному напівпровіднику GaAs і просторово віддалений від іонізованих донорів у шарі AlGaAs. Тому електрони, рухаючись вздовж каналу, не розсіюються на домішках, і їх рухливість значно перевищує рухливість електронів у каналі звичайного МДН-транзистора.

Важливу роль у розсіюванні електронів у каналі відіграє розсіювання на далекодіїному кулонівському потенціалі іонізованих домішок у широкозонному напівпровіднику AlGaAs. Для ослаблення цього розсіювання в структурі гетеропереходу утворюють тонкий нелегований шар AlGaAs (спейсер) між сильнолегованим широкозонним напівпровідником і нелегованим напівпровідником (рис. 3.3). Рухливість електронів у  $2D$  каналі в слабких електричних полях зростає лінійно зі збільшенням товщини спейсера. Але наявність спейсера збільшує збіднений шар заслону транзистора, що знижує крутість характеристики  $S$ . Експериментально встановлено, що оптимальною є товщина спейсера 2–3 нм.

Для поліпшення контакту з каналом і зменшення опору між стоком і витоком ланки напівпровідника під стоком і витоком сильнолеговані.

До характеристик легованого шару AlGaAs ставляться певні вимоги. По-перше, товщина шару має бути якомога меншою, що забезпечує високе значення крутизни транзистора. По-друге, цей шар постачає електрони до каналу і тому повинен бути сильнолегованим і мати високий потенціальний бар'єр гетеропереходу для зменшення зворотного струму. Але в разі концентрації донорів більш за  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  починає зростати



струм витікання через бар'єр Шотткі, який створюється на контакті металу заслона й напівпровідника. Максимальна висота бар'єра гетеропереходу досягається тоді, коли в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  значення  $x$  дорівнює 0,3.

Швидкодія транзистора характеризується граничною частотою

$$f_{\text{гр}} = \frac{S}{2\pi(C_3 + C_{\text{н}})},$$

де  $S$  – крутість транзистора;  $C_3$  – ємність заслону;  $C_{\text{н}}$  – ємність навантаження, включаючи паразитні ємності.

Крутість транзистора визначається як

$$S = \frac{dI_{\text{с}}}{dU_3}.$$

Струм стоку пропорційний поверхневій густині заряду електронів  $n_s$ :

$$I_{\text{с}} = qn_s v_{\text{др}} W, \quad (3.1)$$

де  $v_{\text{др}}$  – дрейфова швидкість електронів у каналі;  $W$  – товщина каналу.

Поверхнева густина електронів  $n_s$  пов'язана з ємністю заслону транзистора і напругою на заслоні співвідношенням

$$n_s = \frac{C_3(U_3 + U_{3\text{пор}})}{ql_{\text{к}}W},$$

де  $l_{\text{к}}$  – довжина каналу.

Підставляючи  $n_s$  у формулу (3.1) і диференціюючи  $I_{\text{с}}$  за напругою на заслоні, дістаємо:

$$S = \frac{C_3 v_{\text{др}}}{l_{\text{к}}}. \quad (3.2)$$

З урахуванням рівняння (3.2) граничну частоту можна записати у вигляді

$$f_{\text{гр}} = \frac{1}{2\pi t_{\text{прл}}} \frac{1}{1 + \frac{C_{\text{н}}}{C_3}}, \quad (3.3)$$

де  $t_{\text{прл}} = \frac{l_{\text{к}}}{v_{\text{др}}}$  – час пролітання електронів у каналі. Формули (3.2) і (3.3) свідчать

про те, що гранична частота і крутість транзистора пропорційні швидкості електронів у каналі та ємності заслону. Збільшення ємності  $C_3$  веде до збільшення  $f_{\text{гр}}$ . Тому бажано, щоб легований шар AlGaAs був якомога тоншим.

Для зменшення товщини легованого шару AlGaAs є й інша причина. Через цей шар між стоком і витокм паралельно каналу може проходити струм витікання, що безумовно зменшує крутість транзистора. У рівноважному стані в шарі AlGaAs утворюються дві ділянки просторового заряду: одна зумовлена дифузією електронів у канал, а друга пов'язана з бар'єром Шотткі на межі з металевим електродам заслону. Товщина шару повинна бути такою, щоб обидві ділянки збіднення торкались одна одної. У такому разі весь шар буде збідненим, а його опір великим і дорівнюватиме опору власного AlGaAs. Тому струм витікання через цей шар буде мінімальним.

Транзистори можуть бути у нормальному стані відкритими й закритими. У нормально закритих транзисторах товщина легованого шару AlGaAs становить 50–60 нм і ділянка збіднення контакту Шотткі не поширюється на гетероперехід. У разі подання від'ємної напруги на заслін ділянка збіднення переходу Шотткі поширюється й захоплює ділянку збіднення гетеропереходу, внаслідок чого канал збіднюється електронами і його провідність зменшується.

У нормально закритому транзисторі товщина шару AlGaAs становить 30–40 нм і ділянка просторового заряду досягає каналу й закриває його. Щоб відкрити транзистор, треба подати додатну напругу на заслін.

Вольт-амперні характеристики ПТГСЛ аналогічні до характеристик МДН-транзисторів. Натепер ПТГСЛ використовуються як надвисокочастотні (частота понад 100 ГГц) малoshумливі (коефіцієнт шуму менший за 2 дБ) транзистори.

Польові транзистори на гетероструктурах із селективним легуванням, у яких перехід Шотткі утворюється між металом і легованим шаром AlGaAs, називають транзисторами з нормальною, або прямою структурою. Істотним недоліком таких транзисторів є мала пробивна напруга,

зумовлена сильним легуванням шару AlGaAs. Більш високу напругу пробою мають ПТГСЛ з оберненою структурою, у яких бар'єр Шотткі утворюється між металом і слабколегованим шаром GaAs (рис. 3.4). Напруга пробою у таких транзисторах більша за 10 В.

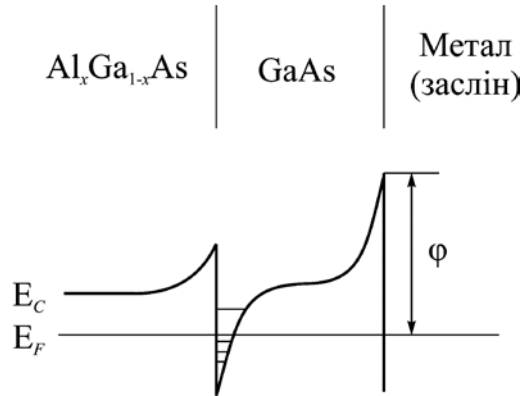


Рис. 3.4. Принципова структура й зонна діаграма для зони провідності польового транзистора з оберненою гетероструктурою

### 3. Транзистори на гарячих електронах

У рівноважному стані вільні електрони у напівпровіднику мають однакову температуру з кристалічною ґраткою, яка для тривимірної системи визначається формулою  $E_k = 3/2 k_B T$ , де  $E_k$  – кінетична енергія електронів. Але в деяких випадках температура електронів може бути набагато більшою від рівноважної. Такі електрони називають гарячими. Розігріти електрони, тобто збільшити їх кінетичну енергію, можна різними способами, наприклад, прискорювальним електричним полем, оптичним збудженням, інжекцією через гетероперехід.

Залежно від способу розігрівання електронів транзистори на гарячих електронах можна розділити на два типи: транзистори з балістичною інжекцією електронів через гетероперехід і транзистори з перенесенням розігрітого електронного газу у просторі.

У транзисторах з балістичною інжекцією гарячих електронів інжектуючим з емітера в базу електронам надається велика початкова швидкість, завдяки якій вони пролітають базу за інерцією (балістично).

У транзисторах з перенесенням гарячого електронного газу у просторі використовується емісія гарячих електронів через потенціальний бар'єр подібно емісії електронів із гарячого катода у вакуумному діоді.

**Балістичні транзистори.** Транзистори з балістичною інжекцією електронів БЕТ (*BET – Ballistik Electron Transistor*) створюються на основі ізотипних гетероструктур, тобто такі транзистори є уніполярними.

Балістичний транзистор на гарячих електронах показано на рис. 3.5. Ця структура, як і структура біполярного транзистора, має емітер, базу і колектор. Базою транзистора є шар слабколегованого вузькозонного напівпровідника  $n$ -GaAs товщиною близько 100 нм, а емітером і колектором є шари сильнолегованого  $n^+$ -GaAs. Потенціальні бар'єри утворюються широкозонним напівпровідником AlGaAs  $n$ -типу. Товщина шару AlGaAs між емітером і базою дорівнює 5 нм, а шар між колектором і базою – 30 нм.

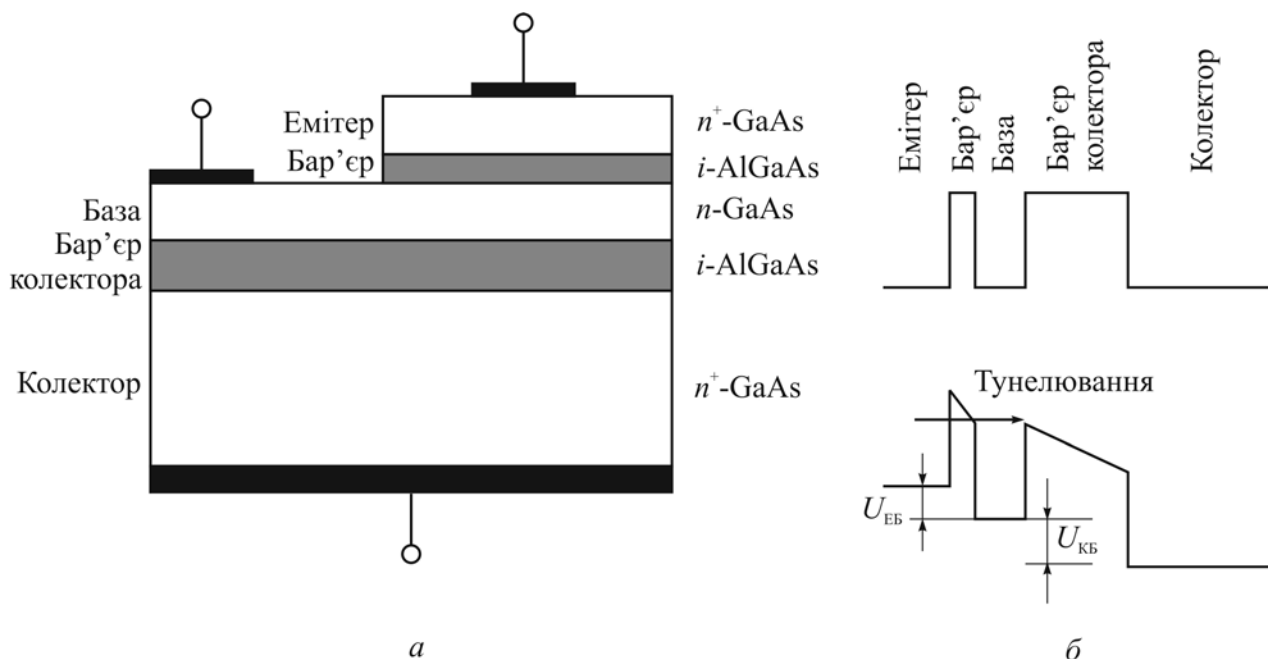


Рис. 3.5. Структура та енергетична діаграма балістичного транзистора на гарячих електронах

Гетеропереходи між широкозонним AlGaAs і вузькозонним GaAs дозволяють генерувати гарячі електрони, які під час переходу від напівпровідника з широкою зоною до напівпровідника з вузькою зоною набувають значної кінетичної енергії внаслідок розриву енергії дна зони

провідності на величину  $\Delta E_C$ . У системах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$  залежно від  $x$  значення  $\Delta E_C$  може змінюватись від 0,2 до 0,3 еВ, що на порядок більше від значення  $k_B T = 0,026$  еВ за температури 300 К і відповідає швидкості електронів близько  $10^8$  см/с.

Принцип роботи транзистора полягає у регулюванні струму електронів між емітером і колектором за допомогою напруги між емітером і базою. З поданням додатної напруги на колектор починається інжекція гарячих електронів з емітера шляхом тунелювання через тонкий шар  $\text{AlGaAs}$  (рис. 3.5). Значення цього струму залежить від напруги  $U_{EB}$ , тобто струм колектора буде модулюватись напругою між базою і емітером.

Початкова швидкість гарячих електронів визначається висотою емітерного потенціального бар'єра й напругою  $U_{EB}$  і становить  $5 \cdot 10^8$  см/с, що значно перевищує швидкість руху носіїв у будь-якому іншому транзисторі. Електрони, інжектovanі емітером, з високою швидкістю долають базу за інерцією (балістично) на відміну від біполярних транзисторів, де носії рухаються через базу завдяки дифузії або дрейфу. Завдяки високій швидкості електронів, прискорених електричним полем переходу, вони рухаються майже перпендикулярно до площини колектора, тобто найкоротшим шляхом від емітера до колектора. Кут відхилення руху електронів від перпендикуляра не перевищує  $10^\circ$ . Оскільки товщина бази менша за довжину вільного пробігу електронів, вони не розсіюються в базі й майже всі досягають колектора, тому коефіцієнт підсилення за струмом дуже близький до одиниці.

В уніполярному транзисторі на гарячих електронах усі елементи мають однаковий тип провідності, тому до бази інжектуються нерівноважні основні носії заряду. Ці обставини сприяють підвищенню швидкодії транзистора за рахунок відсутності дифузійних ємностей емітера й колектора, які зв'язані з неосновними носіями.

Час пролітання через базу визначається початковою швидкістю електронів  $v_e$  і у випадку пролітання без зіткнення  $t = W_B / v_e$ . Легко під-

рахувати, що час пролітання через базу в балістичних транзисторах становить частки пікосекунди.

Реально швидкодія балістичного транзистора обмежується позовжнім опором бази вздовж площини емітера й колектора. Зі зменшенням товщини бази цей опір зростає і збільшується час зарядження емітерної і колекторної ємностей ( $R_B C$ ). Для зменшення опору бази треба підвищувати ступінь її легування. Але в умовах сильного легування бази балістичне пролітання має специфіку, пов'язану із взаємодією інжектованих гарячих електронів з численними «холодними» електронами, що зменшує довжину вільного пробігу. Крім того, з підвищенням рівня легування може відбуватися дифузія домішок у сусідні шари, що призводить до зміни їх хімічного складу.

Для подолання таких перешкод було запропоновано замінити напівпровідниковий матеріал бази на матеріал, подібний до металу, який має велику питому провідність і не «забруднює» структуру. Для зменшення де-

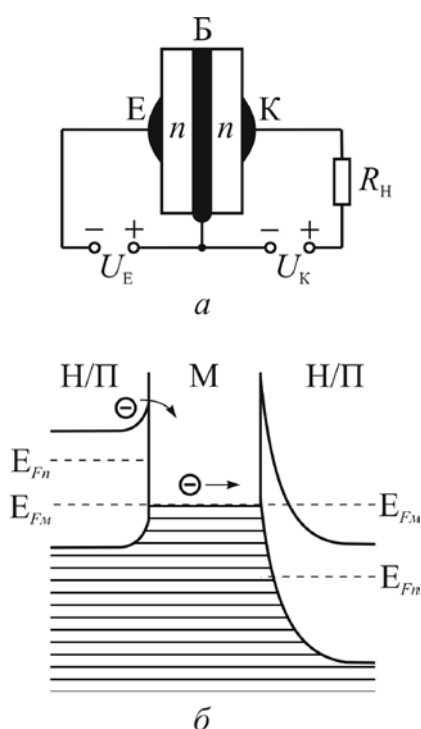


Рис. 3.6. Структура (а) і енергетична діаграма (б) транзистора з металевою базою

фектів на межі метал–напівпровідник характеристики ґраток обох матеріалів повинні бути дуже близькими. Прикладом матеріалу бази може бути дисиліцид кобальту  $\text{CoSi}_2$ , провідність якого близька до провідності металів і який хімічно сумісний з кремнієвою технологією. Такі транзистори отримали назву транзисторів з металевою базою (МБТ) (рис. 3.6).

Транзистор з металевою базою утворений гетероструктурою  $\text{Si-CoSi}_2\text{-Si}$ . Шар  $\text{CoSi}_2$  є базою, а шари  $\text{Si}$  – емітером і колектором. На межах  $\text{Si-CoSi}_2$  утворюються випрямні переходи Шотткі.

Принцип роботи МБТ подібний до принципу роботи біполярного транзистора. Емітерний перехід зміщено у прямому напрямку й тому до металевій бази інжектуються електрони. Коли товщина бази

менша за довжину вільного пробігу, більша частина інжектованих електронів балістично досягає колекторного переходу і проходить через нього, в тому числі й шляхом тунелювання. Для більш ефективної роботи МБТ висота колекторного бар'єра повинна бути меншою за висоту емітерного бар'єра, тобто доцільно використовувати структури  $n-m-n^+$ . У цьому разі «збирання» електронів колектором покращується.

**Транзистори з перенесенням заряду у просторі.** В основу таких транзисторів покладено структуру з декількох наночарів з різними властивостями, уздовж яких проходить струм. Розглянемо фізичні процеси, які відбуваються у діодній структурі, що складається з тонких шарів слабколегованого  $n$ -GaAs і сильнолегованого  $n$ -AlGaAs, які чергуються (рис. 3.7). Між шарами утворюються гетеропереходи з  $2D$  квантовими ямами. Рухливість електронів уздовж квантової ями в шарі  $n$ -GaAs значно перевищує рухливість у шарі  $n$ -AlGaAs. У рівноважному стані всі електрони перебувають в шарі GaAs, тому їх електропровідність значно перевищує електропровідність шарів AlGaAs. Із прикладенням між електродами зовнішньої напруги вздовж квантових ям починає протікати електричний струм. За високої електричної напруженості електрони набувають великої кінетичної енергії і стають гарячими. Тоді відбувається емісія гарячих електронів через потенціальний бар'єр у шар AlGaAs, де їх рухливість мала.

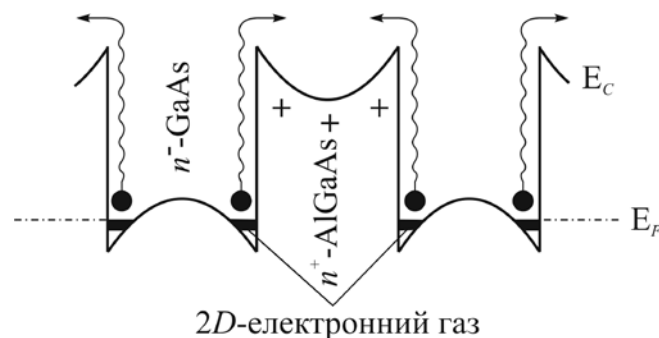


Рис. 3.7. Зонна діаграма діодної структури з перенесенням заряду у просторі

Перерозподіл електронів між шарами зумовлює утворення ланки від'ємного диференціального опору, тобто спадання струму на вольт-амперній характеристиці. Така характеристика аналогічна характерис-

тиці діода Ганна. Але на відміну від діода Ганна, де електрони переходять із долини з високою рухливістю до долини з малою рухливістю, у цій структурі електрони переходять із простору з високою рухливістю до простору з малою рухливістю.

Перенесення електронів між тонкими шарами відбувається дуже швидко, і тому такі структури можуть використовуватися для утворення надвисокочастотних діодів і транзисторів. Час перенесення в реальному просторі між шарами товщиною близько 100 нм становить приблизно  $10^{-11}$  с.

Польовий транзистор з просторовим перенесенням заряду зображено на рис. 3.8. Між легованим шаром  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  і нелегованим шаром  $i\text{-GaAs}$  утворюється гетероперехід з  $2D$  потенціальною ямою, уздовж якої електрони мають високу рухливість. За високої напруженості між стоком і виток електрони набувають додаткової кінетичної енергії і стають гарячими. Частина гарячих електронів долає потенціальний бар'єр, утворений шаром

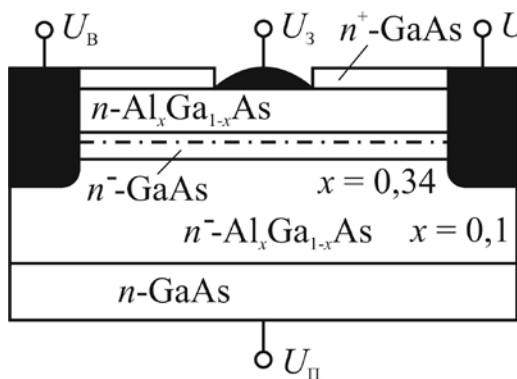


Рис. 3.8. Структура польового транзистора з просторовим перенесенням заряду

$i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , і досягає шару, легованого  $n\text{-GaAs}$ , який виконує також роль підкладки. Унаслідок зниження концентрації електронів у  $2D$  каналі його провідність зменшується і на стокових характеристиках з'являється ланка з від'ємним диференціальним опором. Значення цього опору залежить від напруги на засліні.

Такі транзистори називають *польовими транзисторами з від'ємним опором*. Інжекцією гарячих електронів можна керувати за допомогою напруги на підкладці. Зі збільшенням додатної напруги на підкладці потенціальний бар'єр між шарами зменшується і струм у підкладці зростає. Цей ефект подібний до тріодного ефекту в електровакуумному тріоді. Тут роль катода (інжектора) виконує  $2D$  канал, анода – підкладка, а сітки – заслін. Структуру інжектор–анод–заслін називають транзистором з інжекцією заряду.



Таким чином, у структурі, показаній на рис. 3.8, об'єднано два транзистори: польовий транзистор з від'ємним опором і транзистор з інжекцією гарячих електронів. Вольт-амперні характеристики обох транзисторів наведено на рис. 3.9. Значення від'ємного опору в каналі істотно залежить від висоти бар'єра канал-анод. Від'ємний опір у польовому транзисторі з від'ємним опором виникає за додатної напруги на аноді понад 2В.

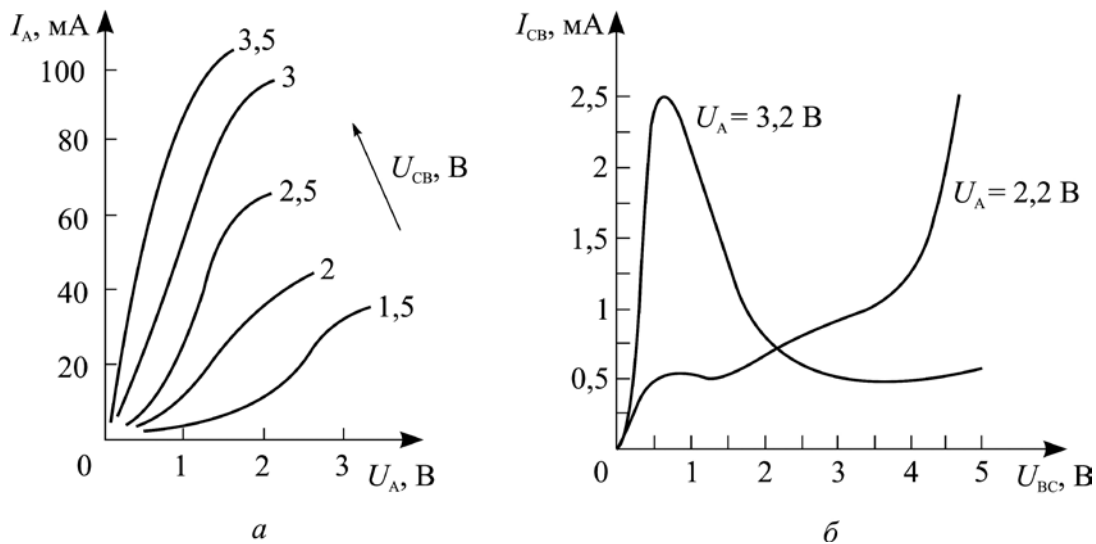


Рис. 3.9. Вольт-амперні характеристики польових транзисторів:

*a* – з інжекцією заряду за різних напруг  $U_{CB}$ ; *б* – з від'ємним опором за різних напруг на аноді  $U_A$

#### 4. Прилади на резонансно-тунельному ефекті

До приладів на резонансно-тунельному ефекті належать резонансно-тунельні діоди й резонансно-тунельні транзистори. В основу таких приладів покладено структуру з подвійним потенціальним бар'єром і квантовою ямою (рис. 3.10). Такі структури утворюються у вигляді шарів вузькозонних і широкозонних напівпровідників, що чергуються. У літературі такі структури мають різні назви: структура з подвійним бар'єром (ПБС, *DBS*), квантові структури з подвійним бар'єром (ПБКС, *DBQS*), діоди з подвійним бар'єром і резонансним тунелюванням (ПБРТ, *DBRT*) та ін. Надалі будемо використовувати назву ПБКС.

Товщини потенціальних бар'єрів і потенціальної ями порівнянні з довжиною хвилі де Бройля і тому через потенціальні бар'єри можливе

ефективне тунелювання електронів, а рух електронів поперек ями квантується, тому в ямі виявляються дискретні енергетичні рівні для електронів. У рівноважному стані рівень Фермі структури розміщується нижче від дозволених рівнів у квантовій ямі.

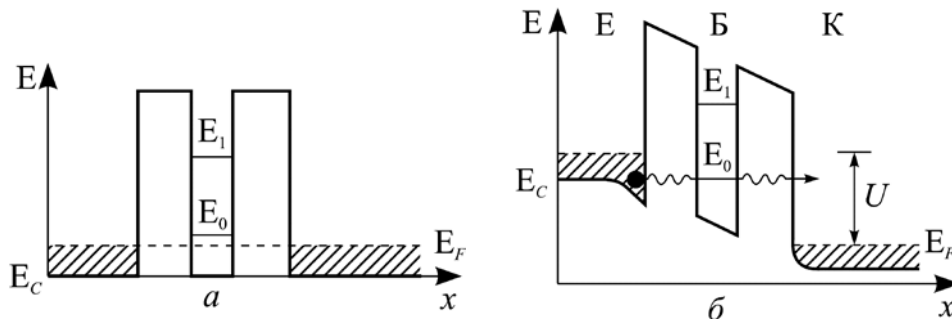


Рис. 3.10. Зонна діаграма квантової структури з подвійним бар'єром:  
а – у рівноважному стані, б – з поданням зовнішньої напруги

Проходження струму через ПБКС зумовлюється двома фізичними явищами: 1) послідовне тунелювання: з подаванням напруги до структури електрони зовнішнього виродженого напівпровідника, енергія яких збігається з дозволеним рівнем у квантовій ямі, тунелюють через бар'єр ліворуч, а потім тунелюють ще раз через бар'єр праворуч; 2) резонансні коливання електронної хвилі в квантовій ямі (відбуваються так, як і в оптичному резонаторі Фабрі–Перо).

Розглянемо спочатку механізм послідовного тунелювання. Припустімо, що в квантовій ямі є тільки один енергетичний рівень  $E_0$ . Назвемо сильнолеговані зовнішні шари  $n^+$ -GaAs емітером і колектором, а слаболегований GaAs базою. Прикладемо між емітером і базою таку напругу, щоб рівень Фермі  $E_F$  ліворуч від першого бар'єра опинився дещо вище за резонансний рівень  $E_0$ . Тоді можливе тунелювання для електронів з енергією  $E = E_0 - E_C$  і з підвищенням напруги струм через бар'єр буде зростати за рахунок тунелювання дедалі більшої кількості електронів.

Струм буде підвищуватися доти, доки енергія дна зони провідності  $E_C$  не досягне резонансного рівня  $E_0$  в базі. Коли  $E_C$  стане вищим за  $E_0$ , струму не буде зовсім. Отже, вольт-амперна характеристика емітер–база

в ідеальному випадку повинна мати різке спадання до нуля, що відповідає малому від'ємному диференційному опору. Аналогічні процеси будуть перебігати й через другий потенціальний бар'єр, коли між базою і шаром AlGaAs праворуч (колектором) прикладено зовнішню напругу. Електрони з рівня  $E_0$  будуть тунелювати в колектор. Якщо електронів на рівні  $E_0$  немає, струм колектора буде близьким до нуля.

Другий механізм проходження струму через ПБКС зумовлено появою когерентних резонансних коливань. Цей ефект тунелювання через структуру виникає тоді, коли хвилі електронів в емітері так узгоджуються з незайнятими рівнями у квантовій ямі, що хвильова функція таких резонансних електронів виявляється по всій ПБКС. У цьому разі амплітуда хвилі в квантовій ямі зростає і виникає резонансне тунелювання через структуру. Когерентне резонансне тунелювання створює значно більший тунельний струм, ніж некогерентне, особливо у випадку симетричних потенціальних бар'єрів.

#### 4.1. Резонансно-тунельні діоди

Типову структуру резонансно-тунельного діода показано на рис. 3.11, *а*. Власне ПБКС утворюється контактами сильнолегованих шарів широкозонного  $Al_xGa_{1-x}As$   $n$ -типу товщиною 5 нм і слабколегованого шару вузькозонного GaAs  $n$ -типу товщиною 5,6 нм.

Зовнішні шари являють собою сильнолеговані напівпровідники GaAs  $n$ -типу, які утворюють омичні контакти з металевими електродами. Між цими шарами й шарами  $Al_xGa_{1-x}As$  розміщено тонкі шари – спейсери нелегованого GaAs. Напруга на ПБКС діод прикладається між емітером і колектором, а база залишається плаваючою (не підключеною). За малих зміщень струм через ПБКС діод майже відсутній (точка 1 на рис. 3.11, *б*), оскільки рівень  $E_0$  у квантовій ямі міститься вище за рівень Фермі в емітері.

Зі збільшенням напруги ці рівні наближаються один до одного і тунельний струм зростає. За напруги, за якої рівень  $E_F$  збігається з  $E_0$ , електронна хвиля збуджує резонанс і коефіцієнт квантової проникності бар'єра різко

збільшується (точка 2 на ВАХ). З подальшим підвищенням напруги на ВАХ спостерігається різке спадання струму від точки 2 до точки 3, що відповідає від'ємному диференціальному опору діода. Якщо напруга вища від  $U_V$ , струм починає зростати завдяки термоелектронній емісії через бар'єр (точка 4 на ВАХ). Основним параметром ПКБС діода є відношення  $I_p/I_V$ . За цим параметром ПБКС діоди перевищують звичайні тунельні переходи.

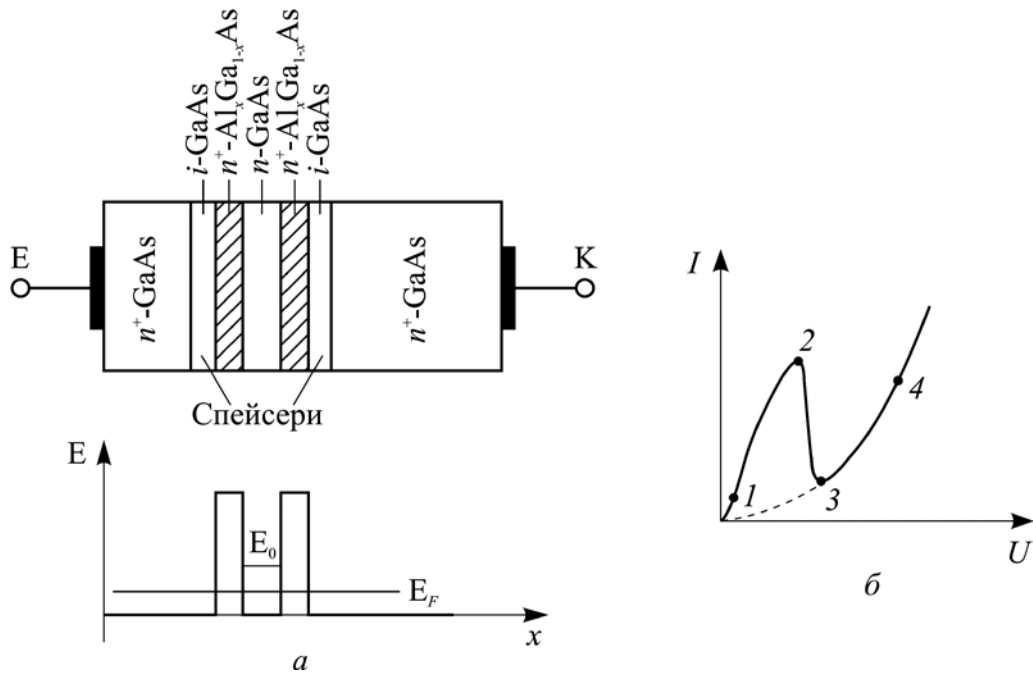


Рис. 3.11. Структура (а) і вольт-амперні характеристики (б) резонансно-тунельного діода

Малі значення тунельного диференціального опору і ємності діодів забезпечують високу робочу частоту, яка досягає значення порядку 1 ТГц. Натепер ПБКС діоди є єдиними приладами твердотільної електроніки, які спроможні функціювати на таких частотах.

#### 4.2. Резонансно-тунельні транзистори

Квантові структури з подвійним бар'єром можуть бути об'єднані з біполярними транзисторами, польовими транзисторами, а також з транзисторами на гарячих електронах. Такі прилади отримали назву транзисторів з резонансним тунелюванням.

**Біполярні транзистори.** Зонну діаграму біполярного транзистора з резонансним тунелювання (БТРТ), у якому ПБКС використовується як емітер,

показано на рис. 3.12. З подаванням зовнішньої напруги відбувається резонансне тунелювання електронів з емітера в базу. Завдяки низькій концентрації домішок і малій товщині бази (десятки нанометрів) у ній майже не відбувається розсіювання і майже 100 % електронів доходять до колектора. Це забезпечує високий коефіцієнт підсилення за струмом. Форма струму колектора повторює форму струму емітера.

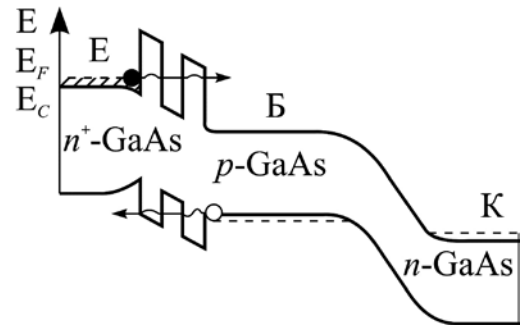


Рис. 3.12. Зонна діаграма біполярного транзистора з ПБКС-емітером

Залежно від розмірів квантової ями у ній можливе утворення декількох резонансних рівнів. Відповідно в колекторному струмі будуть спостерігатися декілька резонансних піків. Тобто такі прилади з від'ємним диференціальним опором будуть мати і декілька стійких станів, що дозволяє використовувати їх для створення принципово нових пристроїв. Наприклад, на основі одного БТРТ і двох біполярних транзисторів можна скласти схему суматора, для побудови якого зазвичай використовують 40 транзисторів. Структура ПБКС разом з тонкою базою й малою ємністю колектора забезпечує надвисоку швидкодію БТРТ.

Нині запропоновано різні варіанти БТРТ. Наприклад, транзистор з емітерним гетеропереходом, у якому ПБКС розміщується у базі, або транзистор зі звичайним емітерним переходом і з ПБКС у базі.

**Польові транзистори.** У польових транзисторах з резонансним тунелюванням (ПТРТ) ПБКС може використовуватися як заслін, стік або витік. Структуру ПТРТ з ПБКС заслоном показано на рис. 3.13. Такий прилад можна використовувати як ПБКС діод і як транзистор. Якщо між стоком і витіком напруги немає, вхідна вольт-амперна характеристика  $I_3 = f(U_{ЗВ})$  нічим не відрізняється від ВАХ резонансно-тунельного діода. Зміна напруги між стоком і витіком змінює потенціал у підзатворній області каналу й різницю потенціалів на ПБКС. Тобто струм заслону ПТРТ залежить як від напруги на заслоні, так і від напруги між стоком і витіком  $U_{СВ}$ .

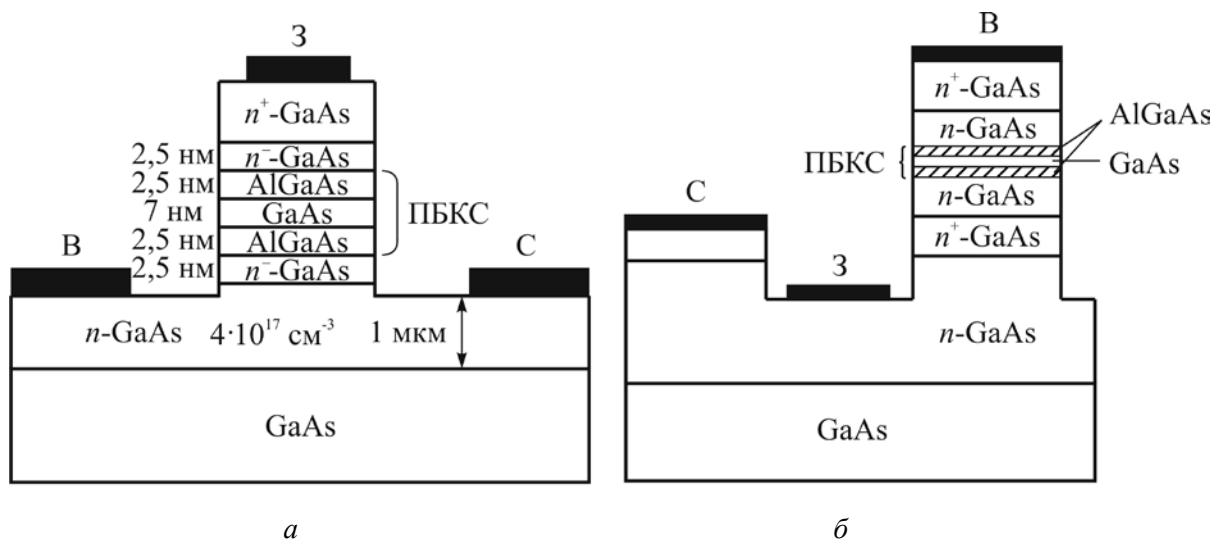


Рис. 3.13. Структури польового транзистора: а – з ПБКЗ заслоном; б – з ПБКЗ виток

Таким чином, за допомогою напруги стоку можна змінювати положення «піка» на ВАХ заслін-витік (рис. 3.14).

У разі зміни напруги на заслоні відбувається збагачення або збіднення носіями каналу між стоком і витком, тобто за допомогою напруги на заслоні можна керувати струмом стоку. Структуру ПТРТ, у якому ДБКЗ використовується як витік, показано на рис. 3.13, б.

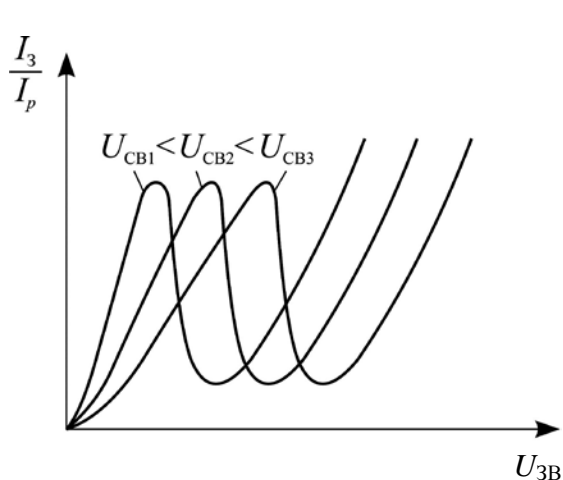


Рис. 3.14. Вольт-амперні характеристики польового транзистора з ПБКЗ заслоном за різної напруги  $U_{CB}$

У такому транзисторі вихідні характеристики аналогічні ВАХ ПБКЗ діода. Заслін транзистора виконано у вигляді контакту Шотткі, зміною напруги на якому можна керувати струмом стоку. Основною особливістю ПТРТ є поєднання елемента з від'ємним диференціальним опором зі звичайним польовим транзистором, що дозволяє поширити функціональні можливості приладу.

Елемент ПБКЗ майже безінерційний, тому швидкодія ПТРТ визначається властивостями тієї його частини, яка утворює власне польовий транзистор.

**Транзистори на гарячих електронах.** У транзисторах на гарячих електронах з резонансним тунелюванням (ТТЕРТ) (рис. 3.15) структура

ПБКС використовується як емітер. Між емітером і базою утворюється гетероперехід з розривом енергії дна зони провідності  $\Delta E_C$ .

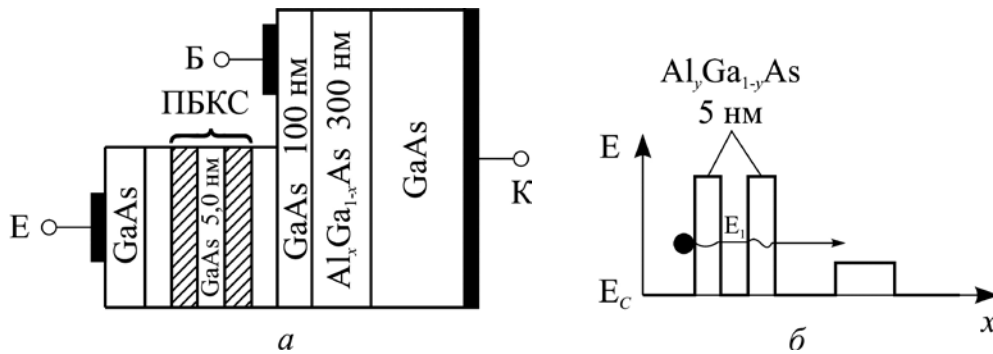


Рис. 3.15. Структура транзистора на гарячих електронах з резонансним тунелюванням

Інжектовані емітером електрони балістично пролітають базу й проходять над колекторним бар'єром, до якого прикладено додатну напругу. Проте, на відміну від «звичайних» балістичних транзисторів, резонансний емітер інjektує гарячі електрони з дуже вузьким розкиданням за енергіями: 0,2 меВ проти 50 меВ для інжекції через гетероперехід. Особливістю ТГЕРТ є те, що його вхідна ВАХ ( $I_B = f(U_{EB})$ ) має ланку з від'ємним диференціальним опором, зумовленим ПБКС. Таку саму ланку має і залежність струму колектора від напруги емітер–база. Швидкодія ТГЕРТ така сама, як і звичайних балістичних транзисторів.

## 5. Одноелектронні транзистори

Розроблення електронних приладів, у яких заряд чи кількість електронів можна контролювати з високою точністю, аж до одного електрона, є одним з найбільш сучасних напрямів наноелектроніки. Концепція одноелектронних приладів (транзисторів) пов'язана передусім з поведінкою нульвимірних (0D) наноструктур (квантових точок), у яких електрони у зоні провідності розподілені за дискретною системою енергетичних рівнів. У таких надмалих структурах або точках наявність чи відсутність навіть одного електрона може викликати помітні зміни під час протікання струму. Така поведінка системи зумовлюється ефектом, який називають *кулонівською блокадою тунелювання*.

**Кулонівська блокада тунелювання.** Сенс кулонівської блокади виходить з того, що струм через квантову точку, обмежену двома тунельними переходами, може протікати тільки за певних дискретних значень напруги.

Типову структуру з квантовою точкою показано на рис. 3.16. Квантова точка (її також називають кулонівським острівцем) з обмеженою кількістю електронів зв'язана з резервуарами електронів тонкими потенціальними бар'єрами, через які електрони можуть надходити у точку або покидати її шляхом тунелювання.

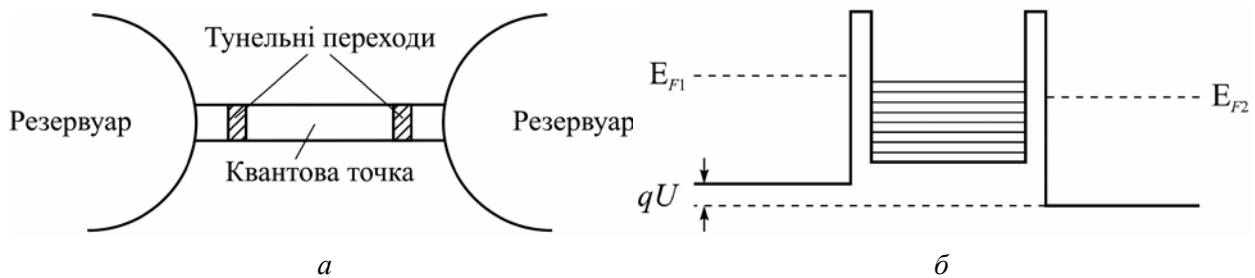


Рис. 3.16. Типова структура системи з квантовою точкою: *a* – схематичне зображення квантової точки; *б* – енергетична діаграма зони провідності у разі подання зовнішньої напруги

Припустімо, що необхідно збільшити кількість електронів у точці на один електрон за рахунок тунелювання з лівого резервуара. Для цього електрону треба передати деяку потенціальну енергію від зовнішнього джерела для подолання сил кулонівської взаємодії. Позначимо заряд квантової точки через  $Q$ , а її ємність – через  $C_0$ . Потенціальна енергія точки буде становити  $Q^2/(2C_0)$ . Для переведення електрона з елементарним зарядом  $q$  з резервуара до точки йому слід надати енергію, не меншу ніж  $q^2/(2C_0)$ . Потрібна для цього напруга буде дорівнювати  $q/(2C_0)$ .

Таким чином, тунелювання у квантову точку або з неї неможливе, якщо напруга

$$|U| < \frac{q}{2C_0}.$$

Ця нерівність вказує на те, що на вольт-амперній характеристиці наведеної системи спостерігається діапазон напруги (від напруги  $-q/2C_0$  до напруги  $+q/2C_0$ ), у якому струм через квантову точку не може протікати у жодному разі (рис. 3.17). Саме цей ефект і отримав назву кулонівської блокади.



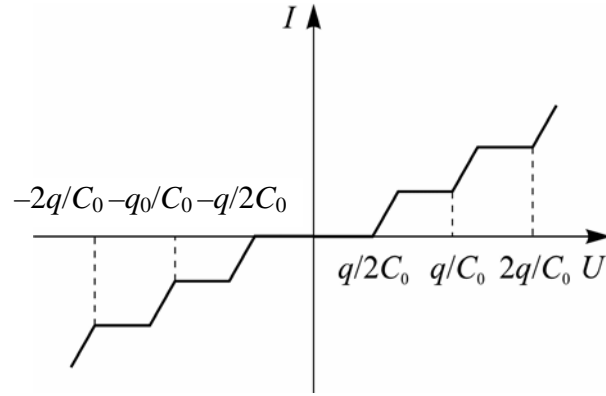


Рис. 3.17. Вольт-амперна характеристика структури з квантовою точкою, що пояснює ефект кулонівської блокади

Очевидно, що в разі послідовного введення нових електронів ємність квантової точки й значення електричного струму будуть змінюватися *стрибком* зі значенням прикладеної напруги

$$U = \frac{q}{2C_0}(2n + 1), n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.4)$$

Із рівнянь (3.3) і (3.4) випливає, що в разі зменшення розмірів квантової точки і відповідно її ємності  $C_0$  зростає енергія, необхідна для зміни кількості електронів у квантовій ямі, тобто для введення електронів у точку потрібна також більша напруга. Ці обставини дають змогу експериментально досліджувати ефект кулонівської блокади.

Для виявлення ефекту кулонівської блокади необхідно, щоб зміна енергії у разі введення електрона була значно більшою від теплової енергії за температури  $k_B T$ . Це забезпечується, коли виконується співвідношення

$$C_0 \ll \frac{q^2}{kT}. \quad (3.5)$$

Нерівність (3.5) може виконуватися або за дуже малої ємності  $C_0$ , або за дуже низької температури  $T$  (зазвичай нижче за 1 К).

Симетричність вольт-амперної характеристики структури з квантовою точкою (рис. 3.17) отримано за припущення, що рівень Фермі квантової точки  $E_{F_0}$  у рівноважному стані збігається з рівнями Фермі  $E_{F_L}$  і  $E_{F_R}$  лівого і правого контактів, як це спостерігається у макроструктурах.

Такий збіг зумовлено перерозподілом зарядів між елементами структури, що контактують. Але у мезоскопічних структурах рівні Фермі не збігаються, унаслідок чого між квантовою точкою і контактами виникає різниця потенціалів  $\Delta\phi$  (рис. 3.18, а):

$$\Delta E = E_{F_0} - E_{F_L} = E_{F_0} - E_{F_R} = q\Delta\phi.$$

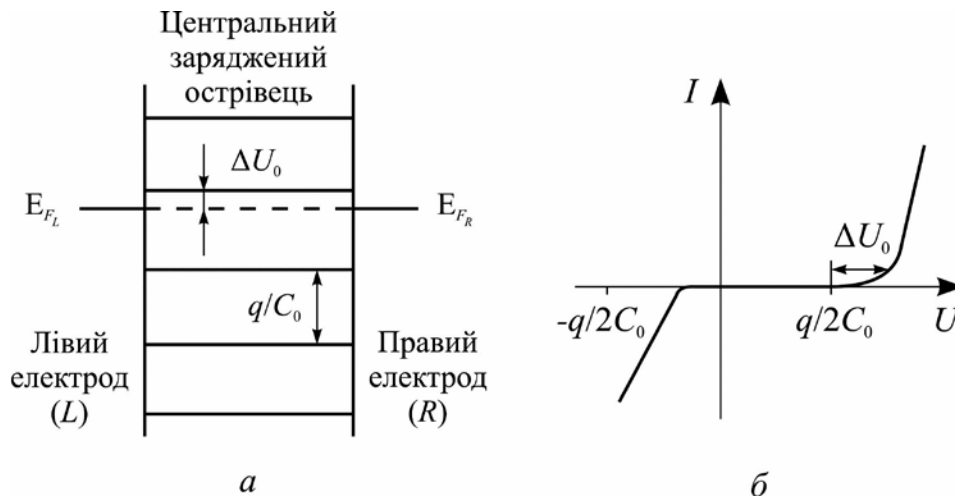


Рис. 3.18. Зміщення між рівнями Фермі квантового острівця і тунельних переходів (а) та асиметрія вольт-амперної характеристики (б)

Різниця потенціалів виникає внаслідок того, що перерозподіл зарядів між контактами й квантовою точкою змінює положення рівня Фермі не безперервно, а дискретно з інтервалом  $q/C_0$ .

У макроскопічних структурах ємність макроелемента (острівця)  $C_0$  досить велика, а значення  $q/C_0$  дуже мале і ним можна знехтувати. Тому відбувається повне вирівнювання рівнів Фермі між контактами й острівцем. У мезоскопічних структурах рівні Фермі й острівця розміщуються близько один до одного, але значення  $\Delta\phi$  може бути досить помітним. Це призводить до асиметрії вольт-амперної характеристики (рис. 3.18, б).

**Одноелектронний транзистор.** Ідея одноелектронного транзистора (*SET*) полягає в керуванні потоком одиничних електронів за допомогою третього електрода (заслону).

Модель одноелектронного транзистора показано на рис. 3.19. Стік і витік транзистора пов'язані з квантовою точкою тунельними переходами,

а заслін відділено від точки діелектриком, щоб через нього не тунелювали електрони. Квантова точка виконує роль каналу МДН-транзистора. Кількість електронів у квантовій точці визначається зовнішньою напругою, яка прикладається до заслону.

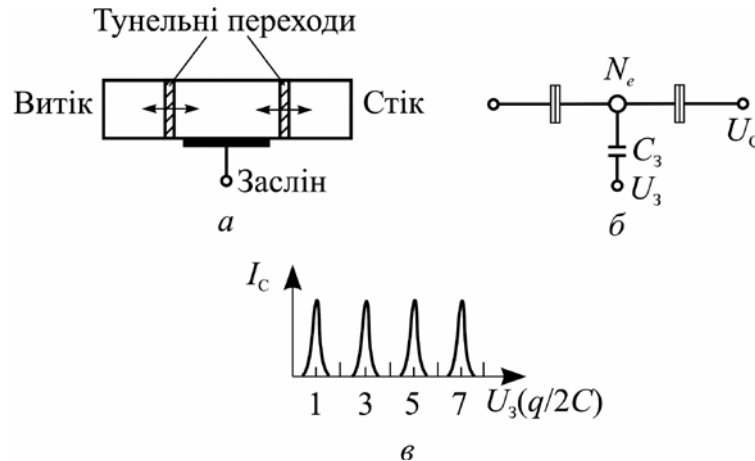


Рис. 3.19. Одноелектронний транзистор: *а* – спрощена модель; *б* – еквівалентна схема; *в* – залежність струму від напруги на заслоні

Припустімо, що між стоком і витоком прикладена напруга менша, ніж  $q/2C_0$ , а напруга на заслоні дорівнює нулю. Тунелювання електрона через подвійний перехід за таких умов буде неможливим через кулонівську блокаду.

У разі збільшення напруги на заслоні  $U_3$  така ситуація зберігається доти, доки не почне виконуватися умова, яка впливає із рівняння (3.4):

$$q/2 = (-qn + C_3U_3), \quad (3.6)$$

де  $qn$  – заряд електронів у квантовій точці;  $C_3U_3$  – наведений заряд на обкладинці конденсатора  $C_3$  напругою на заслоні.

У разі виконання умови (3.6) електрони можуть тунелювати у квантову точку і їх кількість дорівнюватиме  $n + 1$ . Заряд квантової точки змінюється дискретно від  $q/2$  до  $-q/2$ . У разі збільшення напруги на заслоні до деякого значення ще один електрон перейде у квантову точку і її заряд стрибком зміниться від  $-q/2$  до  $q/2$  і т.д. У результаті такого процесу виникають кулонівські осциляції, зумовлені проходженням дискретних зарядів через тунельний бар'єр. На вольт-амперній характеристиці  $I_C = f(U_3)$  будуть спостерігатися гострі піки на відстані  $\Delta U_3$

один від одного (рис. 3.19). Відсутність струму між двома послідовними піками свідчить про те, що кількість електронів у квантовій точці не змінюється, унаслідок чого в системі не виникає будь-яких потоків.

Наявність або відсутність електрона у квантовій точці відповідають логічній «одиниці» й логічному «нулю», що дає змогу використовувати одноелектронні транзистори для реалізації схем дискретної логіки. Дуже перспективними такі транзистори можуть бути як комірки одноелектронної пам'яті, що дозволить істотно збільшити її ємність і зменшити енергію живлення.

Головними перевагами одноелектронних приладів порівняно з відомими біполярними й польовими напівпровідниковими транзисторами є набагато менші розміри й розширені функціональні можливості. Але за умови *відтворюваності* характеристик одноелектронних приладів виникають труднощі у зв'язку з появою неконтрольованого заряду поблизу острівця. Такий заряд виникає внаслідок захоплення домішкових атомів діелектричним оточенням острівця. Заряд домішки поляризує острівець і змінює таким чином умови для кулонівської блокади в ньому. Крім того, працездатність одноелектронних транзисторів зазвичай обмежена потребою застосовувати *низькі температури*. Для того щоб такі транзистори працювали за кімнатної температури, розмір квантової точки має бути набагато меншим за 10 нм. Це призводить до технологічних труднощів реалізації квантових точок. Також одноелектронні транзистори мають високий вихідний імпеданс через високий опір тунельних переходів, який повинен бути набагато більшим ніж  $h/e^2 = 25,8$  кОм.