

простою зміною розмірів електронних приладів подальше підвищення щільності цих приладів на чипі стає дедалі складніше через обмеження.

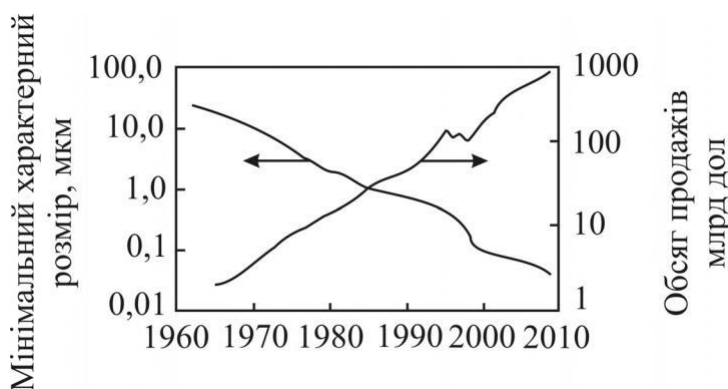


Рис. 4.12. Зменшення з роками мінімального характерного розміру електронних елементів і збільшення обсягу продажів електроніки

Бройля, принципово змінюється. Ці елементи перестають працювати як «класичні» напівпровідникові прилади. Виникають розмірні ефекти, що встановлюють абсолютну (фізичну) межу традиційного розвитку електроніки.

Однак ці ж ефекти відкривають широку перспективу розвитку наноелектроніки на нових принципах (деякі з них розглянуто далі). Таким чином, розвиток мікроелектроніки створив основу для наноелектроніки, що й сприяло прискоренню досліджень електронних властивостей нанорозмірних об'єктів. Спостерігається пряма наступність між нано- і мікроелектронікою.

Наступність ця демонструється на прикладі розвитку технології формування швидкодійних польових транзисторів (рис. 4.11, б). Транзистор цього типу функціонує завдяки виникненню індукованого провідного каналу (інверсійного n -шару) під дією електричного поля, створюваного керувальним потенціалом на затворі. Потрібна для обчислювальних пристроїв швидкодія транзистора підвищується зі зменшенням довжини каналу транзистора L і товщини підзатворного шару діелектрика h .

Мінімальна довжина L , що визначає **швидкодію** транзистора, залежить від його розміру δ . У свою чергу, розмір транзистора визначається можливостями технології. Наприклад, якщо розмір польового транзистора $\delta = 0,13$ мкм, довжина каналу L може бути зменшена до 0,07 мкм (70 нм). Чим менший розмір, тим більше транзисторів може розміститися на чипі.

Більш детально змінювання розмірів **елементів** інтегральної (мікроелектронної) схеми за роками і прогноз до 2012 р. показано на рис. 4.13. З цього рисунка видно, що за період 1960 – 2000 рр. розмір елемента зменшився приблизно в 100 разів. Близько 1990 р. мікроелектроніка переборола мікронний рубіж, а після 2000 р. елементи інтегральних схем набули **наномасштабів**.

Можна вважати, що наноелектроніка народилася з принципових обмежень, що виникли на шляху мікромініатюризації елементів схем. Теоретично очікувалося (експериментальні дослідження останніх років ці очікування підтвердили), що характер процесів, які відбуваються в елементах, порівнянних з довжиною хвилі де

Дійсно, корпорація *Intel* для масового виробництва інтегральних схем у 2007 р. використовувала базовий розмір $\delta = 45$ нм ($L = 20$ нм). У 2009 р. прогнозується зниження базового розміру до $\delta = 32$ нм ($L = 15$ нм), а в 2011 р. очікується $\delta = 22$ нм ($L = 10$ нм). Таким чином, у найближчі роки класична мікроелектроніка забезпечить виробництво інтегральних схем на основі схемних елементів, топологічні розміри яких наближаються до середини наногалузі (див. рис. 4.12). Деякі досить важливі розміри транзисторів наближаються вже до нижньої межі наногалузі. Такою є товщина h підзатворного діелектричного шару (див. рис. 4.11, б). У процесорах польових транзисторів деяких компаній цей шар знижено до товщини $h = 1,4 - 1,2$ нм, що відповідає 6 – 5 атомним шарам. За електричної напруги 1 В напруженість поля в шарі підзатворного діелектрика становить не менше як 10^7 В/см, що вище від пробивної напруги більшості діелектриків. Подальше зменшення товщина бази у польових транзисторах, що функціонують за «класичним» механізмом, навряд чи можливо.

Таким чином, мікроелектроніка стимулювала істотні розроблення в галузі наноелектроніки, і не стільки своїми успіхами, скільки труднощами, що виникають у разі зменшення мікроелектронних елементів і наближення до фізичної межі мініатюризації напівпровідникових інтегральних схем.

Для подолання цих труднощів були потрібні глибокі фізичні дослідження електронних, оптичних і магнітних властивостей нанорозмірних об'єктів, а також процесів, за допомогою яких можна створювати ці об'єкти.

Як видно зі схеми на рис. 4.13, поблизу нижньої межі наноділянки існують матеріальні структури, утворені молекулами. Натепер відомо близько 300 тисяч неорганічних молекул і близько семи мільйонів органічних молекул. Серед настільки великої кількості різних за складом і структурою органічних молекул виявлено багато таких молекул,

які у певних умовах виявляють властивості провідників, напівпровідників, діелектриків, магнітних матеріалів, приймачів і випромінювачів світла, діодів, транзисторів, елементів пам'яті. На основі цих передумов зародилася ідея створення *молекулярної електроніки*.



Рис. 4.13. Зниження з роками максимального розміру елементів інтегральної схеми

Уже існують найпростіші принципові молекулярні схеми, а також поступово вирішується дуже складне завдання створення методів приєднання контактів до окремих молекул. Очікується поява молекулярних комп'ютерів; вкладаються великі інвестиції в розвиток цієї галузі і розроблено кілька гіпотетичних схем. Якщо кожен транзистор буде складатися з однієї молекули, то процесор з 10^9 таких транзисторів буде розміром з піщину. При цьому продуктивність його зросте в сотні або навіть у тисячу разів порівняно із сучасним транзистором, а енергоспоживання буде дуже низьким.

Незважаючи на те, що теоретичні основи молекулярної електроніки достатньо розроблені і створені діючі прототипи багатьох елементів, реальне виготовлення молекулярних схем надто складне, і поки що молекулярна електроніка – тільки один з перспективних напрямів наноелектроніки.

Ще один з перспективних напрямів наноелектроніки пов'язаний з квантовими обчисленнями (зі створенням квантових комп'ютерів). У звичайних цифрових ЕОМ інформація подається у вигляді послідовності символів «0» і «1». Біт інформації відповідає вибору однієї з цих цифр. Послідовність N цифрових бітів дозволяє подати будь-яке число в інтервалі від 0 до $2^N - 1$.

У квантових обчисленнях оперують квантовими бітами; коротко – кубітами, хвильовими функціями станів квантовомеханічної дворівневої системи (наприклад, станів електронного спіну $\pm 1/2$). Один кубіт може передати тільки один біт інформації. Але система з N дворівневих квантових елементів може бути в *суперпозиції* з $2N$ станів. У квантових комп'ютерах інформація передається, зберігається й опрацьовується у вигляді хвильової функції N кубітів. Якщо послідовність N цифрових бітів може задати одне з 2^N чисел, то послідовність N кубітів задає всі ці 2^N чисел одночасно. Тому за допомогою квантових комп'ютерів можна вирішувати більш складні завдання, ніж за допомогою звичайних. Обсяг і швидкість операцій з інформацією в багато разів збільшується завдяки не тільки зменшенню часу однієї операції, але й тому, що виконується *одночасна обробка* відразу всіх амплітуд 2^N станів, тоді як у класичному комп'ютері така операція вимагала б 2^N кроків. Такі завдання можуть стати актуальними в зв'язку з потребою моделювати електронні процеси у приладах наноелектроніки, зокрема молекулярних схем.

Багато наукових і технічних розробок, що відкривають перспективи створення наноелектронних елементів, які функціонують на нових принципах, було б важко реалізувати на практиці, якби не було розроблено відповідної дослідницької і технологічної апаратури. До такої апаратури належать, насамперед, сканувальний тунельний мікроскоп і сканувальний атомно-

силовий мікроскоп. Сканувальні зондові мікроскопи відіграють таку велику роль у нанотехнологіях, що їх називають «очима і пальцями» нанотехнології.

Сканувальний тунельний мікроскоп (1981) дає зображення металевих і напівпровідникових поверхонь з атомним масштабом. Він дозволяє переміщувати окремі атоми вздовж поверхні, переносити їх і поміщати в задані точки, робити поштучне укладання атомів і молекул, синтез і розкладання окремих молекул. Розроблено нові методи дослідження морфології поверхонь і розподілу фізичних властивостей поверхонь з атомним масштабом, а також методи локальної обробки і модифікації поверхонь у масштабі одиниць нанометрів.

Сканувальний атомно-силовий мікроскоп (1986) – багатофункціональний інструмент. Він створює, як і тунельний мікроскоп, зображення поверхонь з атомним масштабом. Використовують його для дослідження морфології поверхонь, розподілів приповерхневих силових і температурних полів, розподілів фізичних властивостей поверхонь і для дослідження поверхневих процесів (наприклад, травлення). Атомно-силовий мікроскоп, як і тунельний мікроскоп, використовують для локальних модифікацій поверхонь у нанометровому масштабі. На основі атомно-силового мікроскопа ведуться розробки ультращільного запису інформації і надчутливих сенсорів.

Наноелектроніка натеper тільки починає розвиватися – мікроелектроніка переживала такий період у 1960 – 1970 рр. У той час також передбачалися багато можливих напрямів розвитку мікроелектроніки: плівкової, твердотільної, напівпровідникової, діелектричної, магнітної, акустичної, оптичної та ін. У результаті конкуренції цих напрямів були, по-перше, знайдені ефективні компромісні рішення, по-друге, найбільш перспективні галузі електроніки знайшли свої сфери застосування. Компромісом стало, наприклад, об'єднання плівкової і твердотільної електроніки. Тепер домінують гібридні інтегральні мікроелектронні схеми. У них деякі елементи (здебільшого пасивні й з'єднувальні) виготовляють у плівковому виконанні, а інші (активні) – у твердотільному. Конкурентну боротьбу витримує той напрям в електроніці, що допускає створення високоефективних масових технологій, забезпечених ресурсами. Наприклад, у мікроелектроніці – це інтегральна твердотільна кремнієва електроніка.

Аналогічним чином у наноелектроніці розробляється декілька потенційно перспективних напрямів розвитку – одноелектроніка, молекулярна електроніка й інші; досліджуються прототипи електронних пристроїв у межах кожного з напрямів. Згодом і в нанотехнологіях очікується добір обмеженої кількості найбільш ефективних варіантів.

Істотно, що вже в ході розвитку мікроелектроніки виникла потреба в глибокій інтеграції знань різних напрямів фундаментальних наук і техніки. Натепер така потреба у наноелектроніці підвищується.

4.3. Потенціальні ями, бар'єри і тунелювання

Енергетична модель атома (рис. 3.17) дозволяє пояснити багато його властивостей. Саме енергетичні моделі будь-яких квантових систем використовують для аналізу властивостей цих систем. Як приклад на рис. 4.14 показано енергетичний спектр найпростішого атома – водню. Потенціальна енергія в цьому випадку описується законом Кулона: $U(r) = -e^2/4\pi\epsilon_0 r$, де r – відстань від електрона до ядра. Точці A відповідає перша стаціонарна борівська орбіта з головним квантовим числом $n = 1$ і енергією $E_1 = -13,6$ еВ. Радіус цієї орбіти $r_1 = 0,053$ нм. У стаціонарному стані ($n = 1$) імовірність перебування електрона на цій орбіті максимальна. Інші стани (якщо $n = 2, 3 \dots$) з більшою енергією ($E_2, E_3 \dots$) є збудженими. Якщо електрону в основному стані E_1 надати енергію, більшу або рівну 13,6 еВ, то електрон виявиться вільним.

Енергетичний підхід спирається на закон збереження енергії і тому є універсальним. Графік 4.14 дає уявлення про *потенціальну яму*, висота стінок якої являє собою *потенціальний бар'єр*. Метод потенціальних кривих дозволяє за відомих значень розподілу енергії визначити динамічні параметри рухомої частинки.

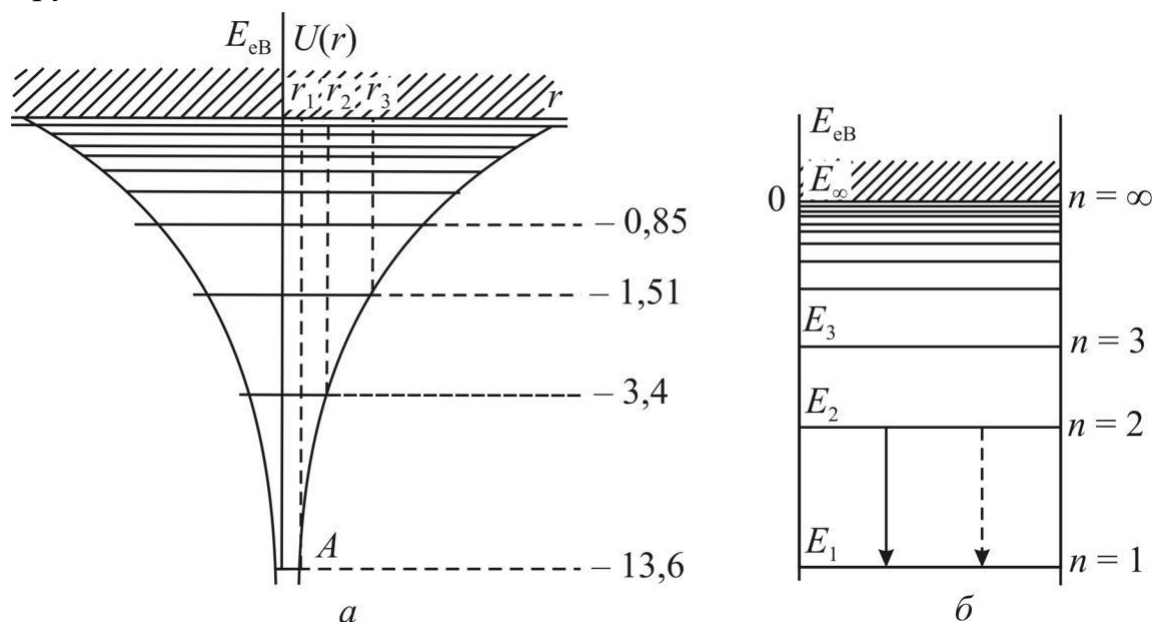


Рис. 4.14. Енергетична модель атома водню

Відповідно до класичної механіки тіло здатне перебороти потенціальний бар'єр тільки за умови, що його енергія *перевищує* потенціальну енергію на вершині бар'єра. Зовсім інакше поводить квантова частинка. Для неї існує

відмінна від нуля імовірність проникнути за бар'єр навіть за умови, що енергія цієї частинки *менша* від висоти потенціального бар'єра. Такий квантово-механічний ефект називають *ізоенергетичним тунелюванням*.

З погляду класичної фізики у тунельному ефекті порушується закон збереження енергії. Для квантової фізики тунельний ефект можливий за умови переборювання «дефіциту» енергії частки ΔE протягом малого часу $\Delta t = \hbar/(2\Delta E)$ відповідно до співвідношення невизначеностей. Тому з погляду квантової фізики, якщо саме за такий час частинка тунелює крізь бар'єр, то закон збереження енергії *не порушується*. Річ у тім, що після тунелювання частинка *зберігає свою енергію*. Тунельний ефект покладено в основу дії тунельного діода; його використовують в інших приладах наноелектроніки.

Друга особливість поведінки квантової частинки в потенціальній ямі нано- і атомарних розмірів полягає в тому, що її *енергетичний спектр є дискретним*. Дискретність спектра покладено в основу функціонування багатьох наноелектронних структур. Конфігурації реальних потенціальних ям і бар'єрів у мікросвіті залежать від геометричних особливостей тих полів, що утворюють ці ями. Наприклад, потенціальну яму для електрона, що рухається в електричному полі ядра атома водню, показано на рис. 4.14.

Поведінку мікрочастинки в потенціальній ямі можна визначити, розв'язавши рівняння Шредінгера за відповідних початкових умов. Це диференціальне рівняння; для його розв'язання необхідно знати, як залежить потенціальна енергія мікрочастинок від координат, тобто має бути задано функцію $U(x, y, z)$. Тут і далі будемо припускати, що ця функція не залежить від часу (оскільки мікрочастинка перебуває в стаціонарному стані). Для з'ясування основних особливостей поведінки мікрочастинки в потенціальній ямі досить розглянути *одновимірний* випадок $U(x)$ і яму *прямокутної форми* (рис. 4.15, а).

Ширину ями позначено через l , а її глибину – U^0 . У цій моделі ширина бар'єрів, що обмежують потенціальну яму праворуч і ліворуч, нескінченна. Глибина ями U^0 може змінюватися від деякого кінцевого значення до нескінченності (коли яму можна вважати необмежено глибокою). Розв'язання рівняння Шредінгера дає змогу визначити енергетичний спектр розглянутої мікрочастинки, тобто повний набір значень її енергії E і хвильову функцію $\Psi(x)$, при цьому квадрат модуля $\Psi(x)^2$ є щільністю імовірності знайти мікрочастинку в точці x .

Можна показати, що на ширині ями l укладається *ціла кількість півхвиль* хвилі де Бройля: $L \approx n(\lambda/2)$.

Для нескінченно глибокої ями хвильова функція виражається через три-

гонометричні функції: через косинуси за непарного n ($n = 1, 3, 5$) і через синуси за парного n , що й показано на рис. 4.15, б пунктирними кривими. З рисунка видно, що в розглянутому випадку амплітуда хвилі де Бройля в точках $x = \pm l/2$ перетворюється в нуль. Отже, якщо $U^0 \Rightarrow \infty$, мікрочастинка не може ні проникнути всередину бар'єра, ні вийти за межі ями. Однак, якщо глибина ями кінцева, то амплітуда хвилі де Бройля в точках $x = \pm l/2$ не перетворюється в нуль за будь-яких n і має продовження усередині бар'єра.

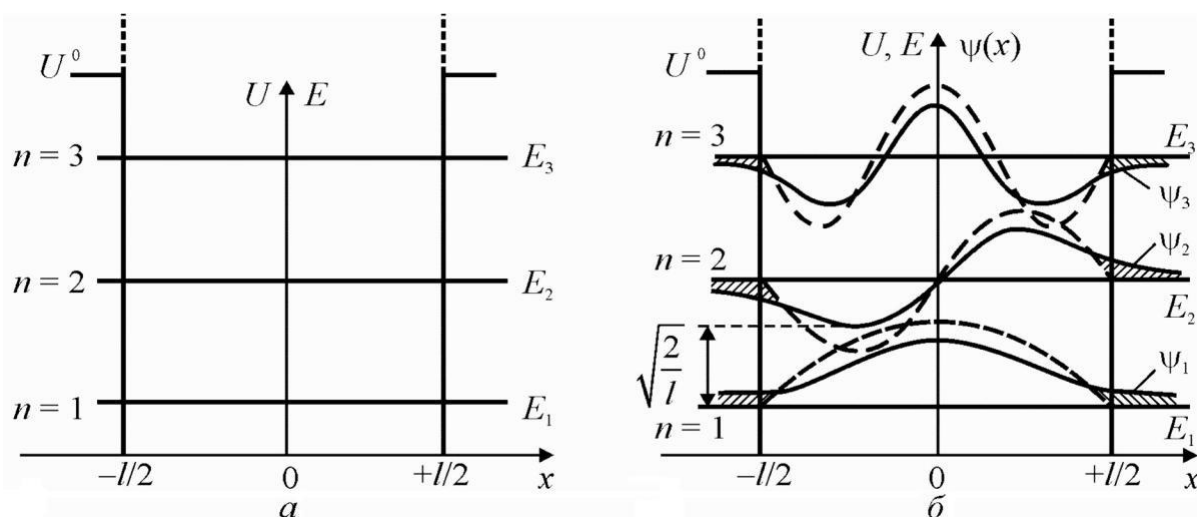


Рис. 4.15. Одновимірна потенціальна яма: а – енергетичний спектр мікрочастинки в потенціальній ямі (три енергетичні рівні E_1, E_2, E_3); б – хвильові функції $\Psi(x)$ для трьох станів ($n = 1, 2, 3$) мікрочастинки в потенціальній ямі (пунктирами показано нескінченно глибоку яму)

Цей важливий випадок на рис. 4.16 показано суцільними кривими в заштрихованих ділянках. Інакше кажучи, мікрочастинка в потенціальній ямі кінцевої глибини U^0 може проникати всередину бар'єра за енергій E , менших за U^0 , що суперечить закону збереження енергії класичної фізики і не спостерігається в макросвіті.

Крім того, з рис. 4.16, де показано щільність імовірності за трьох різних значень n , впливає, що енергетичний спектр квантової частинки дискретний, причому її мінімальна енергія не дорівнює нулю ($E_1 > 0$). Ця енергія називається *нульовою* і часто позначається через E_0 . Наявність нульової енергії властива будь-яким квантовим системам: фізичному вакууму, кваркам в адронах, нуклонам у ядрах атомів, електронам в атомах, атомам у молекулах і кристалах.

З рис. 4.16 впливає також, що ймовірності знайти мікрочастинку в різних точках усередині ями неоднакові. Є точки, імовірність «відвідування» яких частинкою максимальна. Їх називають пучностями (x_n). Є також такі точки, у яких частинок не буває, це – вузли (x_y). Таке поведіння не властиве *макрочастинкам*.

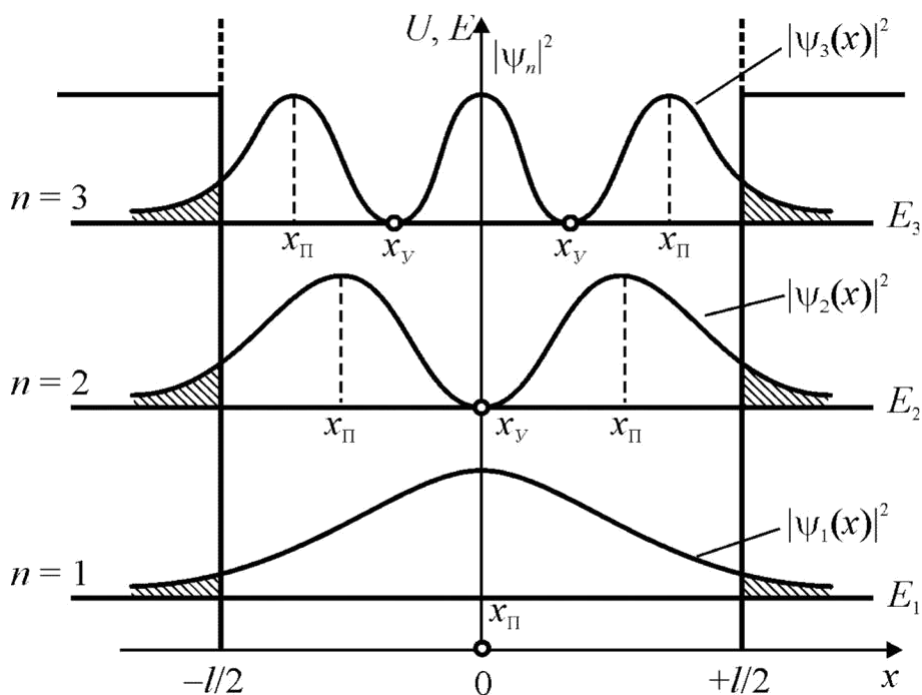


Рис. 4.16. Щільність імовірності $|\Psi(x)|^2$ перебування мікрочастинки в різних точках x для випадку потенціальної ями кінцевої глибини

Особливо важливо, що імовірність проникнення мікрочастинки **в ділянку бар'єра** ($x = \pm l/2$) не дорівнює нулю, а лише поступово зменшується зі збільшенням відстані від межі бар'єра (заштриховані ділянки на рис. 4.16). Якщо ширина бар'єра не нескінченна, то є відмінна від нуля імовірність проникнення мікрочастинки за межі бар'єра (тунельний ефект). Тунельний ефект є основою дії багатьох схемних елементів наноелектроніки.

Тому розглянемо особливості цього ефекту більш докладно.

Пояснення тунельного ефекту зручно подати на прикладі, показаному на рис. 4.17, коли потенціальний бар'єр має прямокутну форму.

Імовірність проникнення мікрочастинки масою m за межі потенціального бар'єра можна виразити формулою

$$W = W_0 \exp[-2/\hbar \sqrt{2m(U^0 - E)}d], \quad (4.1)$$

де W – коефіцієнт прозорості потенціального бар'єра – дорівнює відношенню кількості вдалих спроб частинки проникнути за бар'єр ΔN до загальної кількості таких спроб N .

Із формули (4.1) випливає, що ймовірність W тунельного ефекту зменшується зі збільшенням маси частинки, товщини потенціального бар'єра і дефіциту енергії ($U^0 - E$).

Рис. 4.17. Прямокутний потенціальний бар'єр: ΔN – кількість невдалих спроб мікрочастинки перебороти бар'єр ($N = \Delta N + \Delta N'$). ($W = \Delta N/N$); d – ширина бар'єра; U^0 – його висота, $(U^0 - E)$ – «дефіцит» енергії частинки усередині бар'єра; W_0 – пе-

редекспонентний множник

4.4. Квантоворозмірні ефекти

Залежність властивостей твердого тіла від його розміру характерна для фізики. Наприклад, у *п'єзоелектрику* частота п'єзорезонансу і діелектрична проникність залежать від його розмірів. Магнітна проникність *ферромагнітних* плівок і діелектрична проникність *сегнетоелектричних* плівок залежать від їх товщини.

Що стосується *електропровідності* нанорозмірних частинок, то, крім ефекту квантування електричного заряду на малих відстанях, починають позначатися *хвильові властивості* частинок. Довжина когерентності електронної хвилі у твердому тілі за звичайної температури становить декілька нанометрів. Тому на відстанях 1 – 10 нм починають виявлятися хвильові властивості електронів. Виражається це в тому, що речовина в малих кількостях не завжди може бути однозначно ізолятором, провідником чи напівпровідником. Наприклад, деякі хімічні елементи, що містять 20, 50 і 100 атомів, будуть послідовно проходити стадію ізолятора, напівпровідника і провідника відповідно.

Розмірний ефект виникає, якщо довжина тіла, принаймні в одному вимірі, стає порівнянною з деякою критичною величиною $l_{кр}$. Для класичних розмірних ефектів $l_{кр}$ – це класична величина, наприклад дифузійна довжина, довжина вільного пробігу електронів і т.ін.

Квантоворозмірні ефекти. В електронних структурах квантоворозмірні ефекти спостерігаються тоді, коли роль критичної довжини $l_{кр}$ відіграє довжина хвилі де Бройля λ для електронів, тобто коли розмір структури хоча б в одному вимірі має порядок λ . Таким чином, квантоворозмірні ефекти обумовлені хвильовою природою електронів.

У нанорозмірних ділянках поведінка електронів визначається відбиттям електронних хвиль від меж розділу таких ділянок, а також інтерференцією електронних хвиль або проходженням хвиль крізь потенціальні бар'єри, квантуванням енергії електронів, просторово обмежених у своїх переміщеннях, проходженням електронів крізь нанометрові діелектричні прошарки, квантуванням електроопору нанодротів тощо.

Довжина хвилі де Бройля для електрона, що має ефективну масу m^* і рухається в кристалі зі швидкістю U , має значення: $\lambda = \hbar/p = \hbar/m^*U$, де $p = m^*U$ – імпульс. Таким чином, довжина хвилі де Бройля тим більша, чим *менша ефективна маса електрона*. У більшості металів вона майже така сама, що й у вакуумі $m^* \sim m_e$, тому довжина хвилі де Бройля порівняно мала. Однак у напівпровідникових матеріалах ефективна маса електрона може змі-

нуюватись в широких межах. За кімнатних температур (~ 300 К) для кремнію $m^* = 0,9m_e$ і $\lambda = 8$ нм, для арсеніду галію $m^* = 0,07m_e$ і $\lambda = 30$ нм. Отже, у напівпровідниках величина хвилі де Бройля має нанорозміри, і у зв'язку з цим квантоворозмірні ефекти технологічно легше створити у напівпровідниках.

Енергетичний спектр електронів $E(k)$ і щільність їхніх квантових станів $g(E)$. Це найважливіші характеристики квантового об'єкта, що визначають його електронні властивості і реакцію на зовнішні впливи.

Енергетичний спектр характеризує залежність енергії частинки від її імпульсу $E(p)$ або, що те саме, залежність енергії від хвильового вектора $E(k)$, оскільки імпульс і хвильовий вектор зв'язані простим співвідношенням $p = \hbar k$ (модуль хвильового вектора визначається оберненою довжиною хвилі: $k = 2\pi/\lambda$). Енергетичний спектр являє собою сукупність можливих значень енергії частинки в певних умовах. Якщо енергія квантується, то енергетичний спектр називається дискретним (квантовим), якщо ж енергія може набувати неперервного ряду значень, то спектр називають суцільним (неперервним).

Щільність станів $g(E)$ визначає кількість квантових станів електронів на одиницю об'єму, площі або довжини (залежно від розмірності об'єкта) як одиничного інтервалу енергій. Відповідно до цього визначення щільність станів дорівнює $dn(E)$ – кількості можливих станів в інтервалі енергій від E до $E + dE$. Знання щільності станів $g(E)$ та ймовірності їх заповнення електронами $w(E)$ дозволяє встановити розподіл електронів за квантовими станами і описати електричні, оптичні та деякі інші властивості твердого тіла. Електрони характеризуються півцілим спіном. Тому ймовірність заповнення ними квантових станів визначають статистикою Фермі – Дірка, яка ґрунтується на принципі Паулі.

«Нескінченний» кристал. Характеризується тривимірним (3D) далеким упорядкуванням атомів. З погляду нанофізики навіть кристалик, що має мікронні розміри, уже виглядає «нескінченним», оскільки у всіх напрямках його регулярна кристалічна гратка складається з тисяч атомів, що в багато разів перевищує довжину хвилі де Бройля.

У металах і напівпровідниках кристал наповнений об'ємним (тривимірним) *3D-електронним* газом, у якому електрони можуть вільно переміщуватися в будь-якому напрямку. Енергія електрона в 3D-газі

$$E = (m^*u)^2/2 = p^2/2m^* = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m^* = \hbar^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)/2m^*,$$
де p і k – квазіімпульс і квазіхвильовий вектор електрона відповідно, а m^* – його ефективна маса (для спрощення її вважають ізотропною). Спектральна залежність $E(k)$ виглядає як квазінеперервна, оскільки рівнів енергії стільки, скільки електронів утримується в 3D кристалі ($10^{14} - 10^{22}$ см⁻³).

Залежність енергії від компонентів хвильового вектора електрона поблизу дна зони провідності показано на рис. 4.18, б, а щільність квантових станів електронів $g(E)$ для необмеженого за розмірами (3D) кристала, що також зображується параболою $g(E) \sim E^{1/2}$, – на рис. 4.18, в.

Щільність станів невелика поблизу дна зони провідності (звідки починається відлік), але плавно збільшується з підвищенням E , досягаючи насичення. З рис. 4.18, в видно, що в межах однієї зони функції $E(k)$ і $g(E)$ квазінеперервні, і тому властивості 3D кристалів під впливом полів змінюються неперервно.

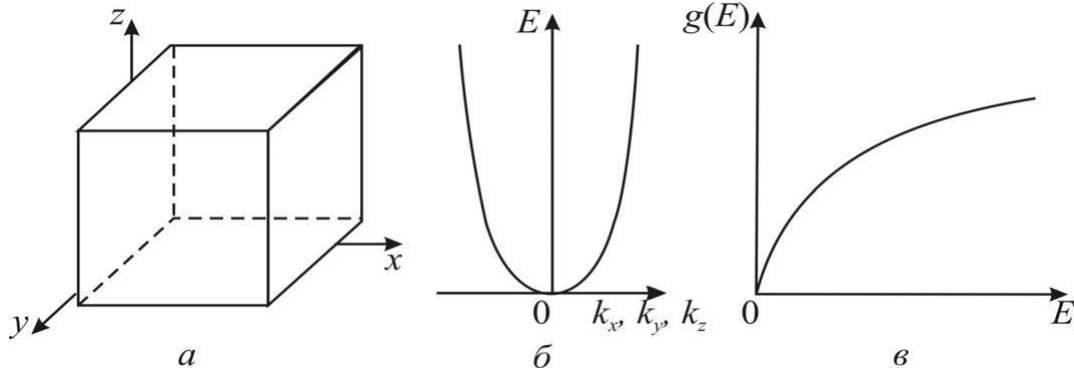


Рис. 4.18. Електронний спектр необмеженого за розмірами кристала: а – зразок кристала; б – залежність енергії електрона від складових квазіхвильового вектора; в – залежність щільності квантових станів ($g(E)$) від енергії електронів (E)

Квантова яма. Квантова яма відповідає двовимірному (2D) об'єкту. Зазвичай це тонкий шар кристала, товщина якого d співрозмірна з довжиною хвилі де Бройля ($d \sim \lambda$). Систему електронів у такому шарі називають двовимірним (або 2D) електронним газом. Фрагмент такого шару зображено на рис. 4.19, а. Рух електронів у цьому шарі обмежується відрізком d_x у напрямку x і не обмежується в напрямках y і z .

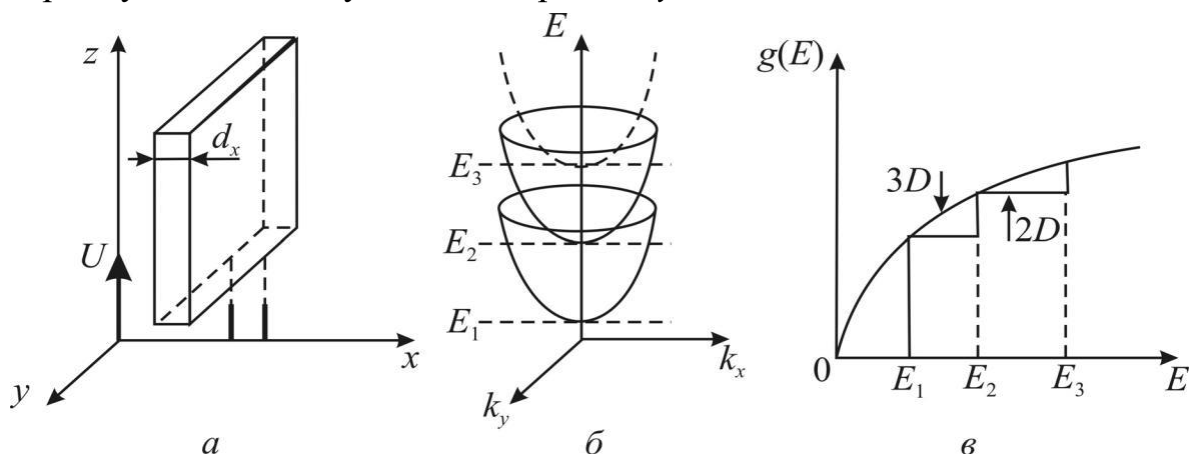


Рис. 4.19. Двовимірний (2D) нанооб'єкт (тонкий шар): а – схематичне зображення тонкого шару, обмеженого вздовж осі x ; б – потенціальні ями для електронів у цьому шарі; в – залежність щільності стану від енергії у випадку нескінченно глибокої квантової ями

Рухаючись в напрямку x , електрон не здатен залишити тонкий шар, оскільки його робота виходу (дорівнює, наприклад, в арсеніді алюмінію

близько 4,5 eV) набагато більша від енергії теплового руху ($\sim 0,026$ eV за кімнатної температури). Тому рух у напрямку x правомірно розглядати як рух в одновимірній досить глибокій прямокутній потенціальній ямі шириною d_x (рис. 4.19, а). Енергія такого руху квантується і характеризується квантовим числом $n = 1, 2, 3, \dots$

Якби яма була нескінченно глибока, то на її ширині d_x укладалася б ціла кількість півхвиль $\lambda_n/2$, тобто $d_x = n\lambda_n/2$. Це означає, що стаціонарними були б тільки такі стани руху електрона, яким відповідала б стояча хвиля, утворена падаючою і відбитою від стінок ями хвилями де Бройля (пунктирні криві на рис. 4.15). Величини E_n називають квантоворозмірними рівнями.

Енергія рухів уздовж осей y і z не квантується і її визначають за такими самими виразами, що й вільної частинки або її об'єму. Тому повну енергію електрона за умови, що ефективна маса електрона m^* однакова для рухів у всіх напрямках, можна подати у вигляді

$$E = \hbar^2(k_y^2 + k_z^2)/2m^* + E_n = \hbar^2(k_y^2 + k_z^2)/2m^* + \hbar^2\pi^2 n^2/2m^*d_x^2,$$

де квантове число $n = 1, 2, 3, \dots$

Отже, енергетичний спектр електрона в квантовій ямі двовимірного наноб'єкта буде дискретно-неперервним. Кожному розмірному рівню E_n відповідає безліч можливих значень енергії за рахунок вільного руху електрона вздовж осей y і z . Цю сукупність енергій E називають *двовимірною підзоною розмірного квантування*. Залежності $E(k_y, k_z)$ і $g(E)$ показано на рис. 4.19, б, в.

Графік залежності $E(k_y, k_z)$ являє собою систему параболоїдів; дно n -го параболоїда відповідає рівню $E = E_n$. Залежність $g(E)$ має східчастий характер. Кожна розмірна підзона вносить у величину щільності станів однако-вий внесок $m^*/\pi\hbar^2$.

Строго кажучи, модель нескінченно глибокої прямокутної потенціальної ями справедлива тільки для руху електрона в «ізольованій» тонкій плівці за нанорозмірної товщини d . Таку окрему протяжну плоско-паралельну плівку нанометрової товщини важко реалізувати. На практиці в нанорозмірних структурах такі нанопрошарки створюються *всередині кристала* так, щоб рух носіїв був обмеженим в одному вимірі; тому можна вважати, що ці носії перебувають в одновимірній потенціальній ямі. Як приклад можна навести електрони в нанометровому прошарку *вузькозонного* напівпровідника між двома шарами *широкозонного* напівпровідника.

Практичними прикладами квантових ям з 2D-електронним газом можуть бути провідні канали в уніполярних транзисторах (метал-оксид-напівпровідник структури на кремнії) і вузькозонні прошарки в гетероструктурах зі сполук $A^{III}B^V$ (які потрібні для інжекційних лазерів). Системи близько розташованих рів-

нобіжних квантових ям, між якими можливе тунелювання електронів, складають *надґратки* – гетероструктури, виготовлені з двох або більше різних матеріалів (див. підрозд. 4.5). У цих гетероструктурах значущим є перехідний шар, тобто межа розділу двох матеріалів.

Усі елементи, що входять до складу матеріалів, з яких створюються напівпровідникові гетероструктури (Zn, Cd, Hg, Al, Ga, In, Si, Ge, P, As, Sb, S, Se, Ti), розташовані в центральній частині періодичної таблиці елементів і належать до II – VI груп. У середині розташовано **кремній**, що в технології електронних матеріалів так само важливий, як сталь у виробництві конструкційних матеріалів. Крім кремнію, в електроніці часто використовують напівпровідникові сполуки $A^{III}B^V$ і їх тверді розчини, а також сполуки $A^{II}B^{VI}$. Зі сполук типу $A^{III}B^V$ найчастіше використовують арсенід галію GaAs, а з твердих розчинів – $Al_xGa_{1-x}As$. Такі тверді розчини дозволяють створювати гетероструктури з безперервною, а не стрибкоподібною зміною відносного вмісту елементів III групи. Ширина забороненої зони цих гетероструктур теж змінюється безупинно.

Для виготовлення гетероструктур дуже важливим є узгодження параметрів кристалічних ґраток двох матеріалів контактної взаємодії. Якщо два матеріали, що мають різні сталі кристалічних ґраток, вирощуються один на одному, то зі збільшенням товщини шарів на межі розділу виникатимуть великі механічні напруження і деформації, які здатні спричинити мікротріщини в одному з шарів. Механічні напруження і деформації виникають незалежно від того, чи є перехід між двома шарами плавним, чи ні. Для зменшення деформацій сталі ґраток двох матеріалів мають відрізнятись якнайменше. Саме тому для вивчення гетероструктур найчастіше використовують тверді розчини системи AlAs–GaAs, оскільки арсеніди алюмінію і галію мають майже однакові параметри ґраток. У цьому випадку GaAs у вигляді монокристалів – ідеальна підкладка для зростання гетероструктур. Іншою природною підкладкою є фосфід індію InP, яку застосовують у комбінації з твердими розчинами GaAs–InAs, AlAs–AlSb та іншими напівпровідниками типу $A^{III}B^V$.

Інтенсивне створення тонкошарових гетероструктур зумовлено появою практичних технологій зростання тонких шарів методами молекулярно-променевої епітаксії (*molecular beam epitaxy*, MBE), газофазної епітаксії з металоорганічних сполук (*metal-organic vapor phase epitaxy*, MOVPE) і рідиннофазної епітаксії (*liquid-phase epitaxy*). З'явилася можливість вирощувати гетероструктури з дуже різкою межею розділу.

Квантовий дріт (квантова нитка). Це одновимірний (1D) об'єкт. Рух електронів обмежується вздовж осей x і z розмірами d_x і d_z відповідно, але

не обмежується вздовж осі y (рис. 4.20). Квадратний перетин квантового дроту – це модель для розрахунку; він може бути й іншим, ніж це зображено на модельному рисунку. Важливо лише те, що потенціальна яма для вільних електронів у квантовому дроті (нитці) *двовимірна*.

Енергія електрона, що пов'язана з рухом уздовж осей y і z , має квантуватися так само, як і в одновимірних потенціальних ямах шириною dy і dz .

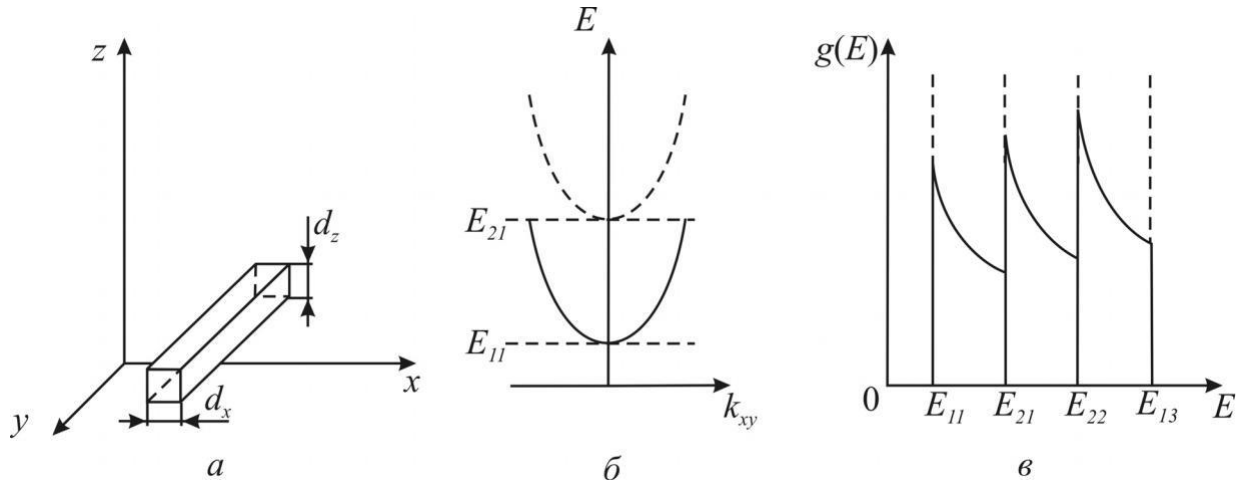


Рис 4.20. Одновимірний (1D) нанооб'єкт – квантовий дріт:

a – модельне зображення; b – залежність енергії від величини хвильового вектора; $г$ – залежність щільності станів від енергії

Повна енергія електрона

$$E = \hbar^2 k_y^2 / 2m^* + E_{mn} = \hbar^2 k_y^2 / 2m^* + \hbar^2 \pi^2 n^2 / 2m^* d_x^2 + \hbar^2 \pi^2 m^2 / 2m^* d_z^2,$$

де $m, n = 1, 2, 3, \dots$ і E_{mn} – енергія розмірних рівнів. Положення кожного з них залежить від двох квантових чисел m і n , а також від величин d_x, d_z , причому в напрямку протягування дроту (y) спектр є безперервним.

Зона провідності в квантовому дроті містить *одновимірні підзони* (рис. 4,20, б). Щільність станів на одиницю довжини $g(E)$ має ряд різких піків (рис. 4,20, в), що відповідають розмірним рівням. Це означає, що більшість електронів у підзоні має енергію поблизу відповідного розмірного рівня.

Більшість способів виготовлення квантових ниток ґрунтується на тому, що в системі з двовимірним електронним газом (зазвичай на основі гетероструктури) тим або іншим технологічним способом обмежується рух електронів ще в одному з напрямків.

Провідність квантових ниток може мати важливі особливості. Найбільш цікава з них притаманна коротким нитками, довжина яких менша від довжини вільного перебігу електронів (її визначають розсіюванням на домішках і дефектах нитки). При цьому електрон, вилетівши з одного контакту квантового дроту, долітає до іншого контакту без зіткнень як снаряд, ви-

пущений з гармати. За такою аналогією розглянуто структури, де не відбувається зіткнень електронів, котрі часто називають *балістичними*.

Квантова точка як нульвимірний (0D) об'єкт (рис. 4.21, а). Рух електронів для точки обмежений у всіх трьох вимірах: x , y , z . На рис. 4.21 показано зручну для розрахунків модель; насправді форма квантової точки зазвичай відрізняється від кубічної.

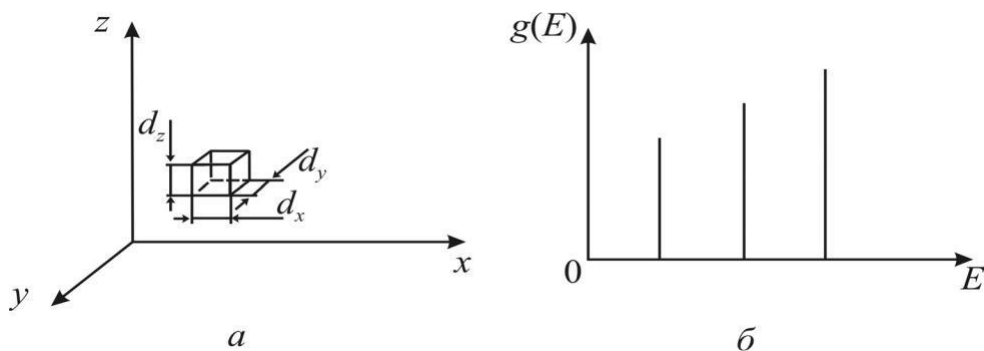


Рис 4.21. Нульвимірний (0D) нанооб'єкт – квантова точка:
а – модельне зображення квантової точки

Потенціальна яма для квантової точки тривимірна. Енергія вільних електронів має квантуватись для рухів у всіх трьох вимірах. Енергетичний спектр електронів у квантовій точці цілком дискретний, як в окремому атомі. Енергію визначають виразом

$$E = \hbar^2 k_x^2 l^2 / 2m^* d_x + \hbar^2 \pi^2 n^2 / 2m^* d_y^2 + \hbar^2 \pi^2 m^2 / 2m^* d_z^2,$$

де $l, m, n = 1, 2, 3, \dots$; d_x, d_y, d_z – розміри ділянки в трьох вимірах (рис. 4.21, а). Енергетичний спектр електронів складається з окремих розмірних рівнів E_{lmn} , що нагадує спектр ізольованого атома. Величина енергії E_{lmn} залежить від трьох квантових чисел l, m, n і розмірів d_x, d_y, d_z . Графік щільності станів $g(E)$ у квантовій точці має δ -подібний вигляд: $g(E) = \infty$, якщо $E = E_{lmn}$ (E збігається з розмірним рівнем) і $g(E) = 0$, якщо $E \neq E_{lmn}$ (тобто E перебуває у проміжку між розмірними рівнями).

Прикладом квантових точок є нанокристалики одного матеріалу на поверхні зростаючого епітаксialного шару іншого матеріалу. На рис. 4.22 показано от-римане методом атомно-силової мікроскопії зображення острівця з атомів Ge, вирощеного на поверхні Si.

Історично першими квантовими точками були мікрочастинки селеніду кадмію CdSe. Електрон у такому мікрочастинці виявляється в тривимірній потенціальній ямі, тому він має кілька стаціонарних рівнів енергії з характерною відстанню між ними (точне рівняння для рівнів енергії залежить від форми квантової точки). Під час переходу між енергетичними рівнями квантової точки може випромінюватися фотон аналогічно переходу електрона між рівнями енергії атома. Можна також збудити («закинути») електрон до

вищого енергетичного рівня, а випромінювання отримати від переходу між нижчими рівнями (люмінесценція). При цьому, на відміну від дійсних атомів, частотами переходів легко керувати, змінюючи розміри мікрокристала. Спостереження люмінесценції кристалів селеніду кадмію з частотою люмінесценції, зумовленою розміром кристала, послужило першим спостереженням квантових точок.

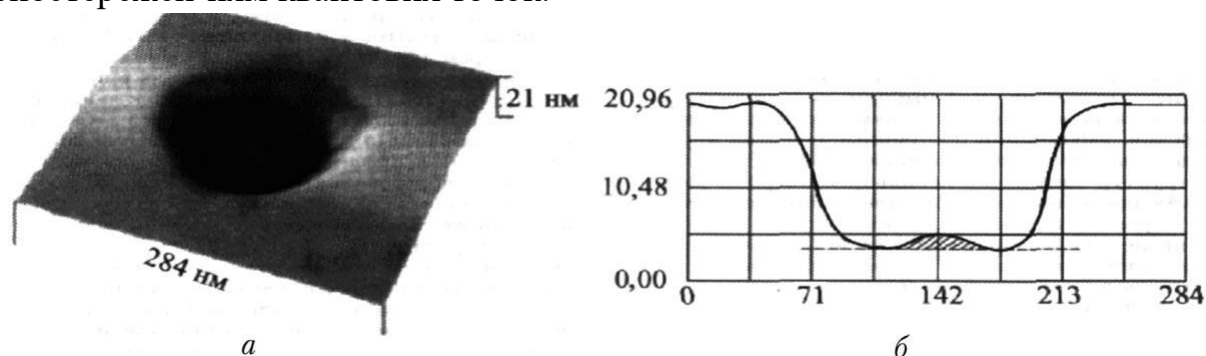


Рис. 4.22. Ділянка поверхні кремнію з ямкою діаметром близько 100 нм і глибиною близько 16 нм, на дні якої розміщено квантову точку з атомів Ge, отриману осадженням з газової фази: а – зображення, отримане за допомогою атомно-силового мікроскопа; б – профіль поперечного перерізу ямки з квантовою точкою діаметром $\sim 3,3$ нм

Багато експериментів присвячено квантовим точкам, сформованим у двовимірному електронному газі. У двовимірному електронному газі рух електронів перпендикулярно до площини є обмеженим, а ділянку на площині можна виділити за допомогою затворних металевих електродів, що накладаються на гетероструктуру зверху. Квантові точки в двовимірному електронному газі можна сполучити тунельними контактами з іншими ділянками двовимірного газу і вивчати електропровідність через квантову точку. У такій системі спостерігається явище кулонівської блокади.

4.5. Особливості квантоворозмірних структур

Кулонівська блокада. Кулонівською блокадою називають явище, коли струм не проходить через тунельний перехід за наявності зовнішньої електричної напруги, якщо тунелюванню електронів перешкоджає їх кулонівська взаємодія. Це фізичне явище покладено в основу досить перспективних для майбутньої електроніки *одноелектронних приладів*. Ці пристрої становлять особливий інтерес у зв'язку з наближенням технології до межі мініатюризації елементів класичних інтегральних мікросхем. Одноелектронні прилади забезпечують подальше підвищення швидкодії, збільшення габаритів та зниження енергоспоживання електронної апаратури.

Логічні елементи, що спрацьовують за певної величини «зарядового пакета» з деякої кількості електронів (або дірок), будуть надто часто помиляти-

ся, якщо цей «пакет» виявиться недостатньо великим. (Натепер у такому «пакеті» використовується понад 10^4 електронів). Так, у разі кодування логічної одиниці пакетом з десяти зарядів з порогом спрацювання п'ять зарядів логічний елемент буде неправильно спрацьовувати приблизно в 3% випадків, що неприйнятно для техніки. При цьому істотно збільшиться надлишковий заряд, збережений у структурі нанометрового розміру, неможливо. Наприклад, на сферичному кластері радіусом 2–3 нм може розміститися лише кілька зайвих електронів. Від цього залежить межа мініатюризації звичайної електроніки. Уже тепер мікроелектронною промисловістю створюються транзистори, розмір робочих елементів яких становлять 20–30 нм. Вони ще здатні працювати зі звичайними електричними сигналами, однак зі зменшенням розмірів надалі дуже швидко. Діапазон 30 – 5 нм (ділянка мезоструктур) варто вважати перехідним від класичної твердотільної електроніки до квантової. Промисловість упритул наблизилася до цих значень і вже наразилася на труднощі. Відповідно до закону Мура повне освоєння галузі мезоелектроніки очікується приблизно через десять років. Таким чином, мезотранзистори – це останній рубіж існування звичайних транзисторів, за яким очікується покоління нанотранзисторів, зокрема одноелектронних приладів. Такі прилади активно досліджують уже тепер.

Одноелектронними називають такі прилади, які контролюють переміщення одного електрона або малої їх кількості. У цих приладах електрони переміщуються за допомогою тунельного ефекту. Оскільки час тунелювання малий, то й межа швидкодії висока ($\sim 10^{14}$ Гц). Робота, яка потрібна для переміщення одного електрона, мала, і тому енергоспоживання і тепловиділення таких приладів мають бути низькими (теоретично близько 10^{-8} Вт для одного елемента). У сучасних обчислювальних пристроях *перемикання* (тобто перехід між станами «0» і «1») потребує $10^5 - 10^4$ електронів. Розрахунки показують, що за класичною мікроелектронною технологією вже неможливо буде домагатися стійкого перемикання за кількості електронів близько 10^2 . Навпаки, за нанотехнологіями вже створено макети транзисторів, перемикання яких забезпечується дією одного електрона, а також запам'ятовувальні пристрої, у яких носієм біта інформації є один електрон.

Принцип дії *одноелектронного транзистора* ґрунтується на явищі кулонівської блокади, макет якої зображено на рис. 4.23 у зв'язку з тунельним переходом 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 ΔE , оскільки воно відбувається проти сил взаємодії з позитивним зарядом, що виникає на пластині $M1$ (рис. 4.23, а). Ця енергія дорівнює енергії зарядженого конденсатора: $\Delta E = e^2/2C$. Величина ΔE являє собою енергію *одноелектронного зарядження*.

Якщо прикласти до пластин напругу U (як це показано на рис. 4.23, б) і поступово збільшувати її, то на пластинках стануть нагромаджуватися заряди. При цьому до деякого значення $U = U_k$ тунельний струм через перехід не виникає, оскільки робота джерела напруги 3 при переміщенні електрона з пластини $M1$ на пластину $M2$ залишається меншою

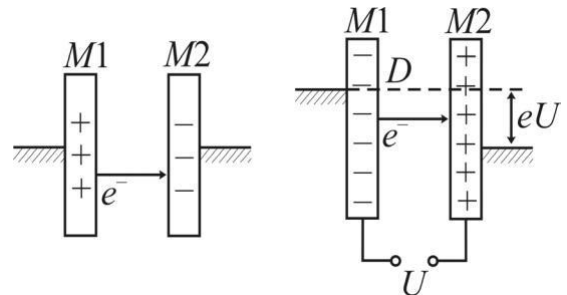


Рис. 4.23. Схема, що пояснює механізм кулонівської блокади під час тунелювання електрона

від роботи проти кулонівських сил відштовхування. Тобто протіканню тунельного струму перешкоджає кулонівська блокада.

Блокада буде «прорвана», коли напруга U досягне значення U_k , обумовленого співвідношенням $eU_k = e^2/2C$, звідки впливає й величина цієї напруги: $U_k = e/2C$. Напругу U_k називають напругою кулонівської блокади. Після «прориву блокади» тунелює один електрон, потім знову нагромаджується заряд на пластинках і т. д. Електрони тунелюють через перехід по одному. 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 ΔE дуже мала, оскільки ємність C надто велика. Якщо температура $T = 300$ К, то пристрій типу, зображеного на рис. 4.23, б, повинен для виявлення кулонівської блокади мати пластини $M1$ і $M2$ розміром декілька нанометрів за товщини діелектрика (D) близько 10 нм.

Ще одна умова спостереження кулонівської блокади: енергія *одноелектронного заряду* ΔE має перевищувати квантові флуктуації енергії $\Delta E'' = \hbar/\tau$, де $\tau = \sqrt{RC}$ – час зарядження конденсатора, а $R\tau$ – опір тунельного переходу: $\Delta E > \Delta E''$.

У структурах із *двома тунельними переходами* кулонівська блокада має особливості (у приладових структурах *одноелектроніки* використовують

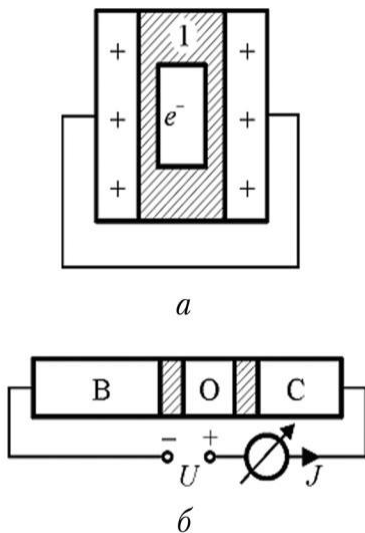


Рис. 4.24. Структура, що включає два електроди і розташований між ними діелектричному середовищі наноострівець без (а) і за (б) різниці потенціалів між електродами

саме два тунельні переходи, щоб послабити шунтувальну дію провідників). Конденсатор із двома тунельними переходами показано рис. 4.24, 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. 4.24, б. Металеві пластини B і C позначають «витік» і «стік»; O – металевий острівець (квантова точка); заштриховані тунельні бар'єри – діелектрик. Енергетичні діаграми, що пояснюють ефект кулонівської блокади, зображено на рис. 4.25.

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

у разі видалення з його електрона і додавання електрона відповідно; при цьому $E_{F_O} - E_{F_{O-}} = 2\Delta E = e^2/C$.

Випадок, коли між витоком і стоком прикладено невелику напругу U_1 , що не може викликати тунелювання, оскільки струм у колі дорівнює нулю, ілюструє рис. 4.25, б. Електрони починають тунелювати з витоку на острівець, а потім з острівця на стік за деякого критичного значення напруги U_k (рис. 4.25, в). При цьому в колі виникає струм J , що зростає зі збільшенням U . Вольт-амперну характеристику структури показано на рис. 4.26, а. Прикладена напруга становить одиниці мілівольтів, одноелектронний тунельний струм – десятки наноамперів.

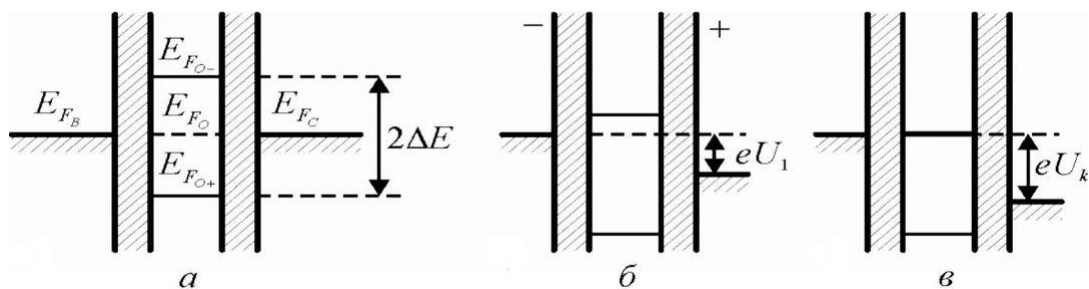


Рис. 4.25. Енергетичні діаграми, що пояснюють принцип роботи елемента на основі ефекту кулонівської блокади

Коли напруга U відповідає рис. 4.25, в, електрони тунелюють і прохо-

дять через острівця по одному. Поки на острівці є один додатковий електрон, інший не може туди проникнути через кулонівське відштовхування. Якщо з підвищенням U між $E_{FВ}$ і $E_{FС}$ 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. 4.26, б і називається «кулонівськими сходінками».

Таким чином, кулонівська блокада – це блокування проходження електронів через квантову точку, поміщену між двома тунельними контактами. Блокада, зумовлена від-

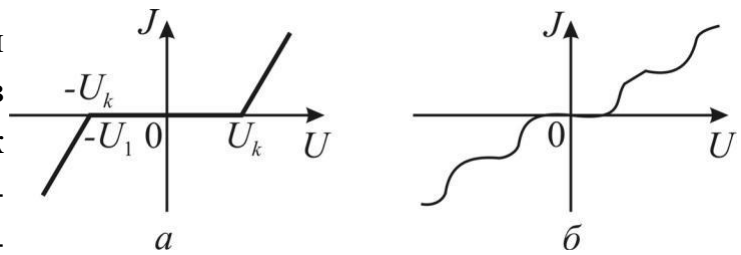


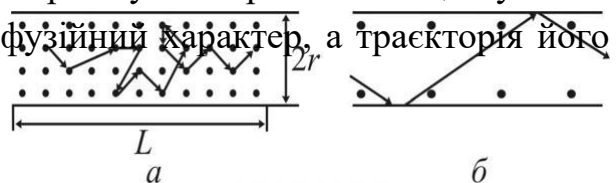
Рис. 4.26. Вольт-амперні характеристики елемента, що працює на основі ефекту кулонівської блокади

штовхуванням електронів у контактах від електрона у точці, а також додатковим кулонівським потенціальним бар'єром, який створює електрон, що помістився у точці. Експериментально кулонівська блокада ви-являється як пікова залежність провідності квантової точки від її потенціалу, тобто від напруги на додатковому електроді (затворі). За певного підбирання напруги на затворі і відносних положень рівнів Фермі контактів і квантової точки потенціальний бар'єр для переходу електрона з контакту в точку зникає. Це і спостерігається як пік у провідності точки. Через кінцеву температуру квантової точки рівні Фермі в контактах злегка розмиті, це робить ширину пі-ків кулонівської блокади кінцевою.

Балістична провідність нанорозмірних провідників. Провідність G звичайного дроту круглого перетину

$$G = 1/R = \sigma S/L,$$

де $S = \pi r^2$ – площа поперечного перерізу; L – довжина дроту; r – його радіус; σ – питома електропровідність. Формула справедлива, якщо r і L набагато більші від середньої довжини вільного пробігу електрона λ_B . У цих умовах рух електрона по провіднику має дифузійний характер, а траєкторія його руху – ламана лінія (рис. 4.27, а).



Якщо $\lambda_B > L$ і $\lambda_B > r$ (рис. 4.27, б), то електрон пролітає від одного контакту до іншого без зіткнення з ато-

Рис. 4.27. Схематичне зображення дифузійного (а) і балістичного (б) рухів електрона в провіднику

мами кристалічних ґраток. Такий режим руху називають балістичним. Рухомий електрон при цьому не відчуває опору своєму руху в об'ємі провідника.

Балістичний провідник 3 із квантоворозмірним діаметром, уміщений між двома металевими контактами 1 і 2 зображено на рис. 4.28, а. Припустимо, що температура має порядок декількох градусів Кельвіна і всі елект-

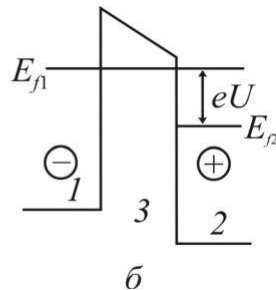
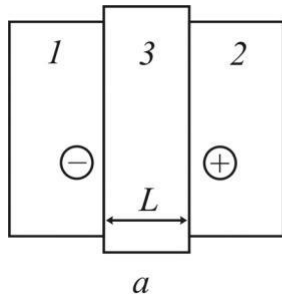


Рис. 4.28. Просторова (а) і енергетична (б) схеми балістичного провідника (3) і контактів до нього

рони в контактах на енергетичній діаграмі (рис. 4.28, б) розташовані нижче від рівнів Фермі E_{F1} і E_{F2} . Якщо між контактами прикласти різницю потенціалів U (рис. 4.28, 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.

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 $R = h/2e^2N$.

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 досить низькі температури (~ 1 К). У разі вищих температур стрибки провідності G розмиваються або зникають, оскільки тепловий рух у контактах «закидає» електрони на рівні, де $E > E_F$. Вимірюваний у цих умовах опір – це опір у контактах. У самому балістичному нанодроті розсіювання електронів немає. Отже, він не повинен мати електричного опору.

Таким чином, функціонування багатьох приладових структур наноелек-

троніки визначається особливостями енергетичних спектрів квантоворозмір-них елементів. При цьому важлива та обставина, що **квантування енергії** спостерігається тільки в разі, коли розміри об'єктів збігаються з розмірами хвилі де Бройля (хоча б в одному вимірюванні).

Квантовий ефект Холла. *Звичайний ефект Холла* – один з методів вимірювання **концентрації електронів** у провіднику або напівпровіднику. Цей ефект полягає у виникненні різниці потенціалів у провідній пластині, вміщеній у магнітне поле H , коли по ній тече струм j_x (див. рис. 4.25).

Причина ефекту Холла полягає в тому, що на електрон з боку електричного і магнітного полів діє сила Лоренца: $F_{\text{Лор}} = e(\mathbf{E} + [\mathbf{u} \mathbf{B}])$, під впливом якої електрон прагне рухатися в напрямку, перпендикулярному до векторів \mathbf{E} і \mathbf{B} . Якщо в цьому напрямку провідник розімкнути, то перерозподіл зарядів призведе до появи гальмівної сили – напруженості електричного поля E_y в напрямку осі y (осі координат позначено на рис. 4.29).

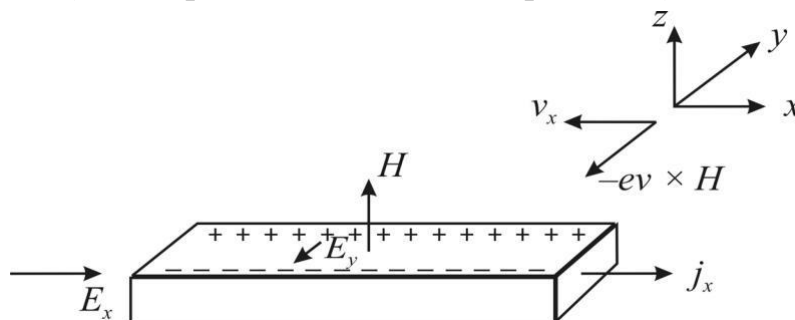


Рис. 4.29. Схема експерименту Холла

Після перетворень:

$$E_y = (1/n_e e) j B,$$

де n_e – концентрація електронів провідника. Заряд електрона e відомий, а параметри j і B вимірюють безпосередньо, тоді остання формула дозволяє визначити концентрацію n_e – кількість електронів в одиниці об'єму провідника. Інакше кажучи, сила Лоренца зумовлює нагромадження негативного заряду біля однієї грані бруска і позитивного заряду – біля протилежної грані. Таке нагромадження заряду продовжується доти, доки електричне поле зарядів E_y не компенсує магнітної складової сили Лоренца: $eE_y = eUB$.

Коефіцієнт пропорційності між E_y і jB називають **постійною Холла**: $R_H = 1/n_e$. Знак постійної Холла залежить від знака носіїв заряду, що дозволяє визначати їх тип для металів і напівпровідників.

У сильних магнітних полях у квазідвовимірному (2D) електронному газі (тобто в плоскому провіднику) починають виявлятися квантові ефекти, що приводить до **квантового ефекту Холла**, тобто до квантування постійної Холла.

Відповідно до класичного опису вільна заряджена частинка в площині,

перпендикулярній до вектора магнітної індукції B , рухається по колу радіуса $r = mU/Be$, обертаючись з частотою $\omega = Be/m$. У твердому тілі електрон має зіткнення з атомами (іонами) ґратки. Частота зіткнень $\nu = \tau^{-1}$, де τ – час вільного пробігу. Рух електрона по колу в магнітному полі відбувається у випадку, коли $\omega/2\pi \gg \nu_{ст}$, тобто $Be/2\pi m \gg \tau^{-1}$. Ця умова виконується для низьких температур ($\hbar\omega \gg k_B T$) та в досить сильних магнітних полях, які називають квантувальними.

Описувати рух у таких полях варто за квантовомеханічним підходом. Характер руху частинок у квантувальних полях значно відрізняється від класично-го, особливо в $2D$ -системах. Класична частинка рухається по коловій траєкторії. Для квантової частинки, коли вона рухається в досить обмеженій ділянці, по-няття траєкторії не застосовують. Як показує розв'язання рівняння Шредінґера, рух частинки в магнітному полі можна вважати обмеженим (як, наприклад, у потенціальній ямі кінцевої глибини). Рух у площині, перпендикулярній до вектора магнітної індукції B , обмежується колом радіуса $r = \sqrt{\hbar/Be}$. Енергія такого руху, як і будь-якого обмеженого руху, квантується.

Відповідно до розв'язання рівняння Шредінґера можливі значення енергії

$$E_m = \hbar\omega (m + 1/2),$$

де $m = 0, 1, 2 \dots$. Ці значення енергії називають рівнями Ландау.

Якщо вектор B напрямлений уздовж осі z , перпендикулярній до площини $2D$ -електронного газу, то можливі значення енергії руху вздовж осі z – це роз-мірні рівні E_n , а можливі значення енергії руху в площині (xy) – це рівні Ландау E_m . Повна енергія електронів $2D$ -газу: $E = E_n + E_m$. Таким чином, енергія $2D$ -газу, тобто макроскопічної системи, у досить сильному магнітному полі цілком квантована (так само, як і для атомів, квантових точок та інших мікрооб'єктів).

Саме існуванням рівнів Ландау і пояснюється квантуванням постійної Холла (*квантовий ефект Холла*). Цей ефект – один з макроскопічних проявів квантових властивостей речовини; він має важливе прикладне значення. Спостерігається ефект за дуже низьких температур ($T \sim 1$ К) у досить сильних полях (~ 5 Тл). У ще більш сильних магнітних полях виявляється **дробовий квантовий ефект Холла**, що зв'язаний з кардинальною перебудовою внутрішньої структури двовимірної електронної системи.

Резонансне тунелювання. Звичайний *тунельний ефект* (підрозд. 4.3, рис.4.17) – це проходження мікрочастинок крізь потенціальний бар'єр, висота якого U^0 більша від енергії рухомої частинки. При цьому не всякий раз частинка з такою енергією пройде крізь бар'єр. Імовірність її проходження крізь бар'єр названо *коефіцієнтом прозорості*.

Значення коефіцієнта прозорості тим більше, чим менша ширина

бар'єра d і різниця між його висотою U^0 і енергією частинки E , тобто чим менший «дефіцит» енергії частинки всередині бар'єра ($U^0 - E$). У нанорозмірній структурі цей ефект зможе проявитися, наприклад, у проходженні електронів крізь тонкі прошарки діелектрика.

Час тунелювання дуже малий: $\hbar/(U^0 - E) \approx 10^{-15}$ с, що можна оцінити за співвідношенням невизначеностей: $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$. Тунельний ефект має помітну ймовірність, якщо ширина бар'єра d порівнянна з довжиною хвилі де Бройля електрона. Він визначає межі функціонування елементів інтегральних мікросхем, побудованих на основі традиційних принципів. Але якщо покласти тунельний ефект в основу принципу дії приладу, то це може підвищити його швидкодію до сотень терагерців (ТГц). Наприклад, за цим принципом працюють деякі одноелектронні пристрої.

Важливі для наноелектроніки особливості має **резонансний** тунельний ефект. Він виявляється в дво- або багатобар'єрній періодичній структурі (рис. 4.30, а) через різке збільшення імовірності проходження частинки крізь бар'єри, якщо її енергія збігається з будь-яким розмірним рівнем енергії в потенціальній ямі, що розділяє бар'єри (рис. 4.30, б). Резонансне тунелювання крізь ряд бар'єрів виникає тільки в тому випадку, якщо ширина ям і бар'єрів відповідає довжині хвилі де Бройля. У цьому ефекті час проходження електроном структури включає, крім часу тунелювання, час перебування електрона в ямі, що розділяє бар'єри, тобто час його життя τ на резонансному рівні. Наприклад, для подвійної гетероструктури, що складається із шарів $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (5 нм) – $\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (7 нм) – $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (5 нм) за висоти бар'єрів 0,2 еВ, час τ становить 10^{-11} с. Таким чином, час тунелювання

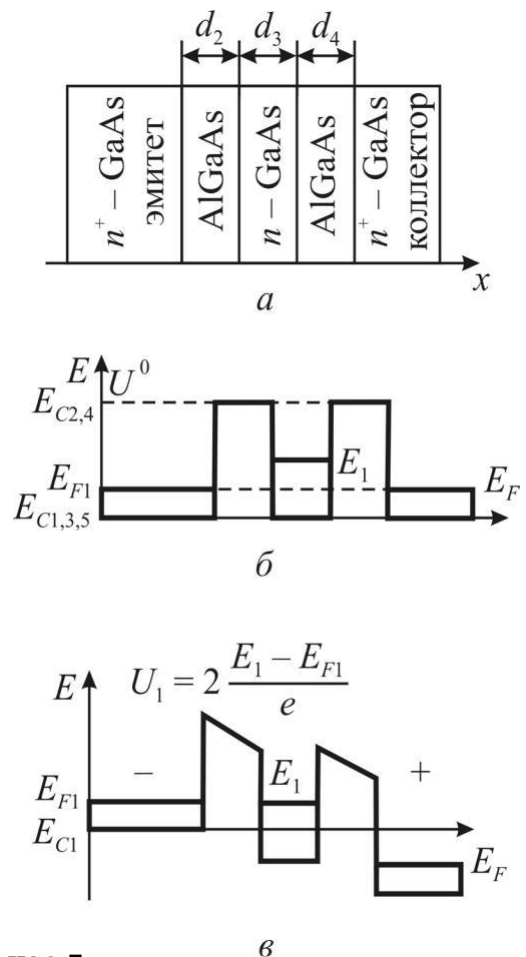


Рис. 4.30. Структура (а), енергетичні діаграми (б, в)

забезпечує роботу відповідних приладів у резонансно-тунельного діода терагерцевому діа-

пазоні зменшується у разі зменшення розмірів структури.

Двобар'єрні структури становлять великий інтерес для електроніки, оскільки на їх основі можуть працювати надвисокочастотні прилади в діа-

пазоні сотень гігагерців (ГГц) і перемикачі із затриманням меншим за одну пікосекунду. Створено прилади на основі двобар'єрної структури – резонансно-тунельний діод і транзистор. Розроблено і набули застосування багатобар'єрні структури – надгратки.

4.6. Надгратки

Є різні можливості створення $p-n$ переходу, але всі вони реалізують-ся в одному й тому самому напівпровіднику, легovanому по-різному акцепторами і донорами. Такі переходи називають *монопереходами*, наприклад, $pSi - nSi$.

Гетеропереходи виникають у разі контакту *двох різних за хімічним складом напівпровідників*. За такого контакту змінюється не тільки ширина забороненої зони, але й інші фундаментальні властивості: зонна структура, ефективні маси носіїв заряду, їх рухливість, фізико-хімічні й оптичні властивості.

Гетеропереходи бувають різкі й плавні. У *різкому* гетеропереході зміна хімічного складу відбувається на відстані, меншій від ширини ділянки об'ємного заряду переходу. В ідеальному гетеропереході на межі розділу немає дефектів і граничних станів. Монокристалічні гетеропереходи, тобто контакти різних за хімічним складом напівпровідників, що реалізуються в одному монокристалі, стали можливими з розвитком технологічних методів епітаксialного вирощування напівпровідникових кристалів, тобто утворення однаково орієнтованих шарів кристалів однієї речовини на поверхні іншої речовини.

Гетероструктурою називають комбінацію декількох гетеропереходів в одній монокристалічній структурі, що становить частину напівпровідникового приладу. Із безлічі прошарків кристалів, що чергуються, утворюється планарна періодична структура, яку називають *надграткою*. Характерні розміри прошарків у гетероструктурах і надгратках – нанометрові, і тому відповідні напівпровідникові прилади належить до нового покоління приладів в електроніці – *наноелектроніки*.

Надгратки – це кристалічні структури, у яких, крім періодичного потенціалу кристалічних ґраток, є й інший періодичний потенціал, період якого значно перевищує постійну ґратки, але *відповідає наномасштабам*.

Найбільшого застосування набули напівпровідникові надгратки. Вони складаються із прошарків двох напівпровідників, що розрізняються або хімічним складом, або типом провідності. Виготовляють надгратки, наприклад, за допомогою технології молекулярно-променевої епітаксії, що дозволяє нарощувати шари будь-якої сполуки і товщини. Період повторення ша-

рів – від декількох нанометрів до десятків нанометрів (для порівняння – постійна ґратки кристалів Si і GaAs становить приблизно 0,5 нм).

Широко використовують два типи напівпровідникових надґраток: композиційні й леговані. **Композиційні надґратки** – це гетероструктури із прошарків сполук різного хімічного складу й різної ширини забороненої зони, але з близькими розмірами постійних ґраток. Наприклад, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ –GaAs; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – GaAs; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ –InP; ZnS–ZnSe та ін. Тут додатковий періодичний потенціал створюється внаслідок періодичної зміни ширини забороненої зони.

Леговані надґратки – це періодична послідовність шарів n - і p -типу одного й того самого напівпровідника. Донорні атоми в n -шарах віддають електрони, які зв'язуються акцепторними атомами у p -шарах. Додатковий періодичний потенціал створюють заряди іонізованих акцепторів і донорів. Виготовляють також надґратки з металів, надпровідників і діелектриків.

Додатковий періодичний потенціал надґратки змінює зонну структуру напівпровідників, на базі яких створюється надґратка. Тому надґратку можна розглядати як новий, синтезований напівпровідник, якого немає в природі, з незвичайними властивостями. Підбираючи склад матеріалів для шарів, можна в широких межах варіювати зонну структуру надґратки. Сукупність методів створення матеріалів з модифікованою зонною структурою є основою «зонної інженерії».

Енергетичну діаграму надґратки (потенціальний профіль) як приклад показано на рис. 4.31, *а* для композиційної надґратки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – GaAs у напрямку, перпендикулярному до прошарків. Унаслідок періодичної зміни ширини забороненої зони $\Delta E_e = E_{C1,2} - E_{V1,2}$ створюється послідовність пря-мокутних квантових ям, розділених бар'єрами. Ями утворюються у вузько-зонному напівпровіднику: для електронів – у зоні провідності, для дірок – у валентній зоні. Є надґратки з більш складним профілем, наприклад у струк-турах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ – Si, GaAs – Ga.

Потенціальний профіль модульовано-легованої надґратки показано на рис. 4.31, *б*. У розглянутому випадку донорною домішкою легується тільки широкозонний матеріал. Електрони з донорних рівнів переходять у квантові ями, розділені просторові з іонізованими донорами.

Чергування зарядів спричиняє періодичні вигини країв зон. Мінізони, на які розбиваються валентна зона і зона провідності, показано (штрихуванням) на рис. 4.31, *а, б*.

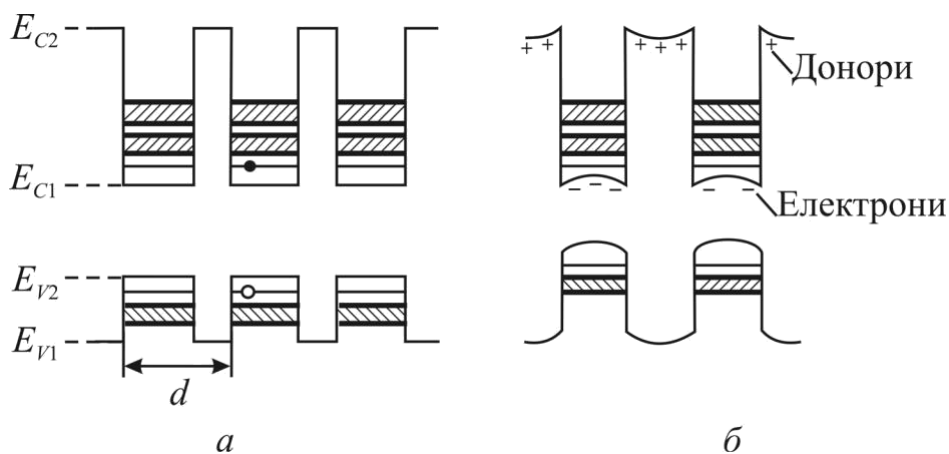


Рис. 4.31. Енергетичні діаграми простої композиційної (а) і модульовано-легованої (б) надграток: d – період надгратки

Потенціальний профіль **легованої надгратки** показано на рис. 4.32. Заряди іонізованих донорів і акцепторів створюють послідовність потенціальних ям для

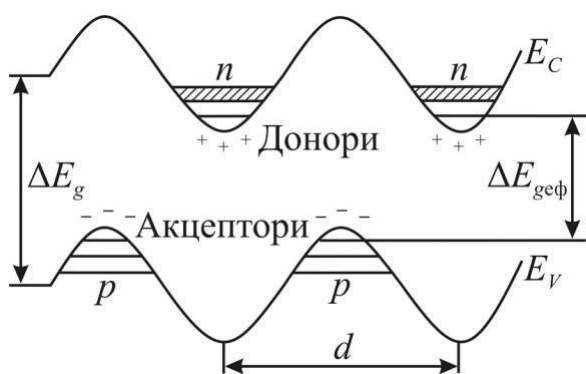


Рис. 4.32. Енергетичні діаграми легованої надгратки:

ΔE_{gef} – ефективна ширина забороненої зони надгратки;

d – її період

електронів і дірок. Електрони і дірки виявляються просторово розділеними: дірки перебувають у потенціальних ямах валентної зони p -шару, а електрони – у потенціальних ямах зони провідності n -шару. Штрихуванням показано мінізони; E_g – ширина забороненої зони вихідного напівпровідника, ΔE_{gef} – ефективна ширина забороненої зони надгратки.

Для виготовлення легованих надграток часто використовують GaAs.

Для побудови **енергетичного спектра електронів у надгратках** розв'язують рівняння Шредінгера, як і у випадку

масивного кристала, але з урахуванням додаткового періодичного потенціалу. Використовуючи результати розрахунку зонної структури кристала, можна зробити якісні висновки щодо енергетичної структури надгратки. Потенціал надгратки періодичний, тому розмірні рівні розщеплюються на зони.

Спектр має зонний характер; у зоні стільки рівнів, скільки ям у структурі. Оскільки період надгратки d значно більший від звичайної постійної ґратки, то надграткові зони являють собою більш дрібне дроблення енергетичних зон звичайних напівпровідникових кристалів і називаються мінізонами. Розщеплення зони провідності і валентної зони на **мінізони** показано штрихуванням на рис. 4.31 і 4.32.

Чим менша ширина ями, тим більша відстань між мінізонами і більш ефективна ширина забороненої зони ΔE_{gef} ; чим менша ширина бар'єра, тим

ширші мінізони. Таким чином, можна перебудувувати енергетичний спектр надгратки простою **зміною товщини шарів**, що легко здійснити методом молекулярно-променевої епітаксії. Графік щільності станів $g(E)$ має східчастий вигляд, як і $g(E)$ для квантової ями, але з іншою формою сходинок.

Електронний газ у надгратках вирізняється тим, що в легованих надгратках електрони і дірки просторово розділені. Генеровані світлом пари електрон-дірка (нерівноважні носії) також просторово розділяються, що заважає рекомбінації і збільшує їхній час життя до близько 10^{-3} с.

У модульовано-легованих композиційних надгратках широкозонний напівпровідник (наприклад, AlGaAs) легується донорною домішкою. Електрони з донорних рівнів бар'єра переходять у ями зони провідності вузькозонного напівпровідника (наприклад, GaAs, рис. 4.31, б).

У бар'єрах залишаються іонізовані донори (домішкові центри), у ямах утворюється $2D$ - газ високої щільності та з рухливістю електронів. Високу рухливість зумовлено тим, що щільність електронів у вузькозонному шарі більша від щільності центрів розсіювання, а донорні домішкові центри розташовані в широкозонних шарах.

Ефект **збільшення рухливості** особливо виявляється за низьких температур, коли головний внесок у розсіювання електронів робить їх розсіювання на домішках. Висока рухливість електронів дозволяє створювати на надгратках швидкодійні прилади, наприклад транзистори з високопровідними каналами. Час перемикання таких транзисторів може складати пікосекунди.

Найбільш важливим параметром гетероструктур є розбіжність між сталими кристалічними ґраток. Якщо сталі ґраток однакові, то всім атомам матеріалу A легко підстроюватися до всіх атомів B . Таке узгодження ґраток називають *псевдоморфним зростанням*, що вкрай бажано для досягнення високої якості гетеропереходів. Є всього кілька систем, у яких сталі ґраток дуже близькі.

Залежність ширини забороненої зони від постійних ґраток як для кристалів типу алмаза, так і для напівпровідників типу $A^{III}B^V$ показано на рис. 4.33. Затінені вертикальні ділянки охоплюють групи напівпровідників із близькими за величиною сталими ґраток, але з різною шириною заборонених зон. Це вкрай сприятливо для створення гетеропереходів з керованими величинами розриву зон.

Можливості вибору величини розриву зон можна розширити за допомогою використання в технології **твердих розчинів** – подвійних (таких, як SiGe) та потрійних (AlGaAs). Суцільні лінії на рис. 4.33, що з'єднують деякі напівпровідники, показують, що ці матеріали утворюють стабільні тверді розчини у всьому діапазоні концентрацій (наприклад, InGaAs, GaAlAs і