

## Оглавление

1. Обґрунтуйте необхідність виникнення мікро- та наноелектроніки. ....	5
2. Обґрунтуйте переваги використання кремнію при виготовленні інтегральних мікросхем .....	7
3. Явища, що використовуються в акустoeлектроніці. ....	8
4. Порівняйте властивості МОН та біполярних транзисторів.....	11
5. Які причини обмежують зменшення розмірів елементів інтегральних мікросхем? .....	13
6. Фізичні основи роботи польових транзисторів з ізольованим затвором. ....	17
7. Знайти у скільки разів відрізняються мінімальні розміри ємнісних і резистивних елементів, що визначаються їх перегрівом при мінімальній напрузі 10kT/e.....	19
Як залежить ступінь інтеграції від розмірних ефектів? .....	20
9) Проаналізуйте причини, за яких стримується розвиток комплексної мікромініатюризації. ..	22
10) Фізичні явища, які використовуються для керування світлом.....	23
11) Визначити дисперсію технологічного процесу, що використовується для виготовлення резистивних елементів, якщо точність їх відтворення в системі... ..	27
12) Проаналізуйте причини, що обмежують мінімальний розмір елемента інтегральних мікросхем. ....	28
13) Методи зменшення паразитного гальванічного зв'язку у великих інтегральних схемах. ....	38
14) Проаналізуйте умови експериментального спостереження класичного розмірного ефекту. Чому він майже не спостерігається в нп/пр-х? Як впливає вигин зон? (Находкін 37 - 38) .....	41
15. Якщо середня концентрація донорних домішок в кремнії становить $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , оцінити мінімальний розмір напівпровідникового елемента, якщо середня густина монтажу 1 мільйонів елементів і кожен з них має номінали, котрі не виходять за межі 1% змін номінальної їх величини.....	43
16. Знайдіть дисперсію технологічного процесу виготовлення $10^7$ резистивних елементів інтегральних мікросхем з мінімальним розміром 0,05 мкм та точністю відтворення 1%. ....	44
17. Обґрунтуйте, чому мінімальний розмір елементів залежить від можливого їх перегріву. Як можуть вони змінитися при зменшенні перегріву у з рази? .....	45
18. Як змінюється густина станів у низькорозмірних системах? Приклади. Як це впливає на транспортні явища?.....	48
19. Дайте визначення квазірівнів Фермі у надпровідниках. Для чого вони вводяться? .....	51
20. Проаналізуйте, за яких умов зменшення довжини каналу МОН (метал-оксид-напівпровідник) транзистора сильно впливає на його характеристики. Які параметри МОН транзистора при цьому почнуть змінюватися? .....	52
21. Чи можна зняти виродження дірок у приповерхневому шарі просторового заряду в кремнії? Якщо можна, то як це зробити? .....	54
22. Що нового в мікроелектроніці відкриває застосування гетеропереходів? Приклади.....	55
23. Будова та властивості компліментарних КМОН транзисторів інтегральних мікросхем. ....	57

24. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу $L = 5$ мкм; ширина $w = 50$ мкм; хох $= 0,1$ мкм; порогова напруга $V_{T,ef} = +1$ В; діелектрична стала оксиду $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв $\mu_n = 290$ см <sup>2</sup> ·В <sup>-1</sup> ·с <sup>-1</sup> . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах $V_G = 3$ В, $V_D = 0,1$ В. ....	61
25. Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від SiO <sub>2</sub> .....	62
26. Обґрунтуйте можливість застосування тунелювання для побудови активних елементів інтегральних мікросхем. Які корисні риси мають ці елементи? Як розрізнити звичайне та резонансне тунелювання? .....	64
27. Властивості тунелювання носіїв. Особливості застосування .....	69
28. Проаналізуйте як залежить гранична частота n–p–n транзистора від рухливості носіїв у базі та її температури. ....	70
29) Проаналізуйте у яких випадках вигідно використовувати транзистори у схемах ССК, ССЕ та ССК. Які їх коефіцієнти підсилення та вхідні та вихідні опори? .....	71
30) Проаналізуйте вплив паразитних параметрів резисторів інтегральних мікросхем. ....	74
31) За якими ознаками можна відрізнити надбар'єрну інжекцію носіїв від тунельної інжекції? ..	76
32) Проаналізуйте умови, що дозволяють збільшувати коефіцієнти підсилення потужності та підсилення струму в схемах з біполярним транзистором. Оцініть зміну граничної частоти транзистора, якщо замінити Si з рухливістю носіїв $50 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ на Si з рухливістю $500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . ....	80
33) Як побудовані компліментарні МОН транзистори та їхні властивості. ....	85
34) Проаналізуйте від чого залежить ефективність емітера, коефіцієнт переносу неосновних носіїв заряду, ефективність збору колектора біполярного транзистора, що використовується в інтегральних мікросхемах. ....	88
35) Проаналізуйте за яких умов у каналах провідності спостерігається велика рухливість носіїв заряду. ....	92
36. Проаналізуйте за яких умов зменшення довжини каналу МОН- транзистора сильно впливає на його характеристики. Які параметри МОН-транзистора при цьому почнуть змінюватися. (Находкін 85-91 mikro_nano.pdf) .....	94
37. Дайте визначення квазірівня Фермі. ....	96
38. Частотні особливості біполярних транзисторів. Находкін 324-345 .....	97
39. Чи залежить вольт-амперна характеристика струму обмеженому просторовим зарядом від наявності пасток у напівпровіднику? .....	98
40. Запропонуйте схему технології виготовлення інтегральних мікросхем з біполярними транзисторами. (Находкін стр. 389-391) .....	105
41. Обґрунтуйте, чому при використанні польових транзисторів з ізольованим затвором використовують компліментарні структури (94-95, 394) .....	108
42. Обґрунтуйте вибір технології виготовлення інтегральних мікросхем, в яких використовуються польові транзистори з ізольованим затвором. Як впливає ступінь легування його окремих областей на його параметри (294-296). ....	110
43. Проаналізуйте в яких випадках найбільш доцільно використовувати плівкову електроніку	113

44. Яку роль відіграють дифузійні процеси в мікроелектроніці? .....	115
45. Порвняйте властивості МОН транзисторів з біполярними транзисторами.....	118
46. Яку роль виконує підкладинка інтегральних мікросхем.....	120
47. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу $L = 5 \text{ мкм}$ ; ширина $w = 50 \text{ мкм}$ ; $x_{\text{ox}} = 0,1 \text{ мкм}$ ; порогова напруга $V_{T,\text{ef}} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах $V_G = 3 \text{ В}$ , $V_D = 0,1 \text{ В}$ . Від чого залежать його робочі частоти? .....	122
48. Фізичні основи роботи польових транзисторів з ізольованим затвором. Ефекти короткого каналу. Як зменшити їх вплив? .....	123
49. Проаналізуйте чим відрізняються режими роботи біполярних транзисторів у схемах із загальним емітером та з загальною базою.....	127
50. Проаналізуйте, від чого залежать робочі частоти МОН транзисторів. У скільки разів зміниться робоча частота МОН транзистора, коли довжина його каналу зменшиться у 3? .....	130
51. Обґрунтуйте використання методів ізоляції елементів інтегральних мікроелектронних схем за допомогою зворотно зміщених р-n переходів. Проаналізуйте їх позитивні та негативні риси. Наведіть приклади. ( <i>mikro_nano</i> с. 364-365).....	132
52. Балістичний рух носіїв, його особливості та використання. Проаналізуйте умови, за яких в каналах провідності виникає велика рухливість носіїв заряду. ( <i>mikro_nano</i> с.130-132, 186-202) .....	134
53. Чи можна використовувати МОН транзистори з великою рухливістю в НВЧ діапазоні частот? Як вони побудовані? ( <i>mikro_nano</i> с. 94-97, с.177) .....	136
54. Основні складові оптоелектронних схем. Приклад. ( <i>fu_el</i> с. 86-87, 91-92).....	140
55. Які фізичні явища використовуються для побудови модуляторів світлового променя. ( <i>fu_el</i> с. 193-194) .....	143
56. Проаналізуйте, в яких випадках доцільно використовувати аналогову і в яких дискретну техніку обробки сигналів. (Находкін + Інтернет) .....	145
57. Обґрунтуйте вибір типу резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою? (все, що було в підручнику – <i>fu_el</i> с. 114-116).....	146
58. Принцип роботи, властивості та застосування кварцового резонатора. ( <i>fu_el</i> с.40-42).....	149
59. Обґрунтуйте доцільність використання акустоелектроніки та акустооптики для обробки сигналів. Наведіть приклади. (Н-С 50).....	153
60. Обґрунтуйте вибір матеріалів для детекторів електромагнітних хвиль різних діапазонів. Наведіть приклади.....	155
61. Типи резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою? .....	156
62. Принципи будови приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ), їх робота та застосування. ....	159
63. Чи впливають розміри зразків на рух нерівноважних носіїв? .....	161

64. Як зміниться довжина хвилі випромінювання інжекційного лазера, якщо ширина смужки робочого тіла зменшиться до 0,03 мкм? Ширина забороненої зони напівпровідника 1,42 eV, ефективні маси електронів та дірок $0,067m_0$ та $0,082m_0$ . ....	163
65. Методи ізоляції елементів інтегральних мікросхем. ....	164
66. Проаналізуйте, яку роль грають гетероструктури в мікроелектроніці. Наведіть приклади гетероструктур, що використовуються. ....	166
67. Які фізичні явища використовуються для побудови модулаторів світлового променя? .....	169
68. Спробуйте оцінити роздільну здатність методу фотолітографії. ....	171
69. Проаналізуйте за яких необхідних умов відбувається генерація світла лазерами.....	172
70. Засади, що використовуються для просвітлення оптичних пристроїв. ....	175
71. Особливості інтегрально оптичних схем. Генератори світла, світловоди та приймачі. ....	176
72. На поверхні кремнію існує р-типу збіднений шар. Концентрацією електронів в цьому шарі можна знехтувати. Знайти товщину області просторового заряду при кімнатній температурі, якщо поверхневий потенціал $V_s = 0,25$ В, а об'ємна концентрація неглибоких повністю іонізованих акцепторів становить $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . ....	183
73. Де використовуються в мікроелектроніці тунельні явища? Наведіть приклади. ....	184
74. Як впливають квантові розмірні ефекти на роботу інжекційних лазерів. ....	186
75. Порівняйте два сандвіча однакових розмірів з вакуумним та діелектричним зазорами ( $\epsilon_1=1$ , $\epsilon_2=10$ ). У якому із них струм обмежений просторовим зарядом більший та у скільки разів .....	188
76. Інверсія знаку носіїв у приповерхневому шарі просторового заряду? Де і як вона використовується? Проаналізуйте умови роботи різних схем включення МОН транзисторів. Як вони виготовляються в ІМС?.....	190
77. Резонансна тунельна емісія. Природа явища. Як відрізнити резонансне тунелювання від не резонансного? .....	197
78. Що таке час життя нерівноважних носіїв і як він впливає на транспортні явища? Чи змінюється він при зміні розмірів зразка? .....	205
79. Явища,що використовуються для створення дефлекторів світлових променів. ....	208

## 1. Обґрунтуйте необхідність виникнення мікро- та наноелектроніки.

Розвиток сучасної радіoeлектроніки та електронної техніки характеризується ускладненням вимог і задач, котрі повинні розв'язуватись за допомогою радіоапаратури. Це призводить до суттєвого збільшення кількості елементів апаратури. Сучасна апаратура складається з десятків мільйонів елементів. При цьому потрібно збільшувати її функціональні можливості, зберігати її надійність, зменшувати енерговикористання, собівартість, габарити та вагу. Ці проблеми розв'язує мікроелектроніка (МЕ) - новий науково-технічний напрямок, в якому використовуються нові принципи інтеграції. Вона забезпечує реалізацію електронних систем із мікромініатюрних радіодеталей та вузлів і охоплює проблеми дослідження, конструювання, виготовлення та застосування мікроелектронних виробів із високим ступенем інтеграції. Ідея зменшення об'єму та ваги радіoeлектронної апаратури при збереженні її надійності, підвищенні функціональних можливостей та зменшенні собівартості виникла одночасно з появою радіoeлектроніки. Проте принципове значення вона набула лише в 60-х роках ХХ сторіччя з таких причин:

- по-перше, підвищення надійності та ускладнення функціональних особливостей потребує збільшення кількості елементів шляхом дублювання або ще більшим ускладненням апаратури;
- по-друге, велику кількість елементів потрібно розмістити в малому об'ємі для того, щоб зменшити затримку сигналу, бо час затримки  $\tau$  визначається лінійним розміром апаратури  $L$  і швидкістю світла  $c$ :

$$\tau \geq \frac{L}{c} \quad (1.1)$$

- Це співвідношення дозволяє оцінити мінімальний розмір елемента  $l_m$ . Позначимо кількість елементів розміром  $l_m$  через  $N$ , тоді

$$N = \frac{L^3}{l_m^3} \quad (1.2)$$

Комбінуючи (1.1) та (1.2), можна отримати  $l_m$ .

$$l_m \leq \frac{\tau \cdot c}{\sqrt[3]{N}} \quad (1.3)$$

Для мінімального часу затримки  $\tau \cong 10^{-11}$  с при  $N = 10^{10}$  згідно (1.3) мінімальний розмір елементу становить  $l_m < 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 1.4 \text{ мкм}$ . Частина об'єму повинна додатково використовуватися на між'єднання. Таким чином, окремі елементи повинні мати ще менші розміри.

- по-третє, велика кількість елементів потребує створення нової групової технології виготовлення, ефективного відводу тепла, бо кожний елемент схеми під час роботи виділяє певну кількість тепла, економії матеріалів, енергоресурсів та коштів.

У 60-х роках з'ясувалося, що системи з більше, ніж  $10^5$  окремими дискретними елементами не працюють, а з меншою кількістю елементів потребують значної витрати матеріалів, енергії і коштів на їх виготовлення та експлуатацію. В 60-х роках Дж.Кілби і Р.Нойс отримали патенти на груповий метод виготовлення напівпровідникових діодів і тріодів на одній пластині кремнію. Вони запропонували здійснити металізацію на кремнієвій матриці транзисторів для приєднання до них пасивних елементів таким чином, щоб утворити інтегральну мікросхему (ІМС). Це і був початок розвитку мікромініатюризації і мікроелектроніки. Зараз у світі випускається більше, ніж 12 млрд. ІМС, а їх складність, наприклад, мікропроцесора 486-ї моделі фірми Інтел характеризується навістію на одному чіпі 1.2 млн транзисторів. Групова технологія виготовлення ІМС завоювала світ, про що свідчить великий обсяг торгівлі ІМС. У 1990 він становив більше, ніж 200 млрд. доларів і продовжує зростати.

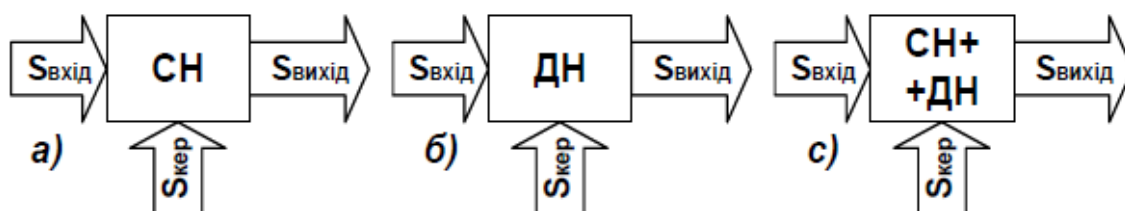
## 2. Обґрунтуйте переваги використання кремнію при виготовленні інтегральних мікросхем

Кремній є найбільш важливим напівпровідниковим матеріалом для мікроелектронної промисловості. На сьогоднішній день прилади на основі кремнію складають порядку 98 % усіх напівпровідникових приладів. Кремній – один з найбільш детально досліджених елементів періодичної таблиці. Основні переваги використання кремнію при виготовленні інтегральних мікросхем:

1. Висока поширеність у природі (25 % земної кори) і поступається у поширенні тільки кисню.
  2. Відносно велика ширина забороненої зони 1.1 еВ (для порівняння германій має тільки 0.66 еВ), що дозволяє суттєво зменшити паразитні струми «утечки (рос.)» для р-n переходів.
  3. Широкий діапазон робочих температур (+150.. -40 °С).
  4. Дуже просте створення якісного оксиду  $\text{SiO}_2$ , а, як відомо, оксид є необхідною складовою процесу створення мікросхем.
  5. Випрямні прилади на основі кремнію мають високу пробивну напругу.
  6. Виготовлення кремнію є простішим і економічно більш вигідним процесом, аніж, наприклад, германію або напівпровідників групи  $\text{A}^3\text{B}^5$ .
- Дж.: Зи, «Технология СБИС»

### 3. Явища, що використовуються в акустoeлектроніці.

Акустoeлектроніка є розділом електроніки, в якому вивчається і викорис-товується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електрона-ми провідності в конденсованих середовищах. Ця взаємодія використовується в ро-боті акустoeлектронних пристроїв. Загальна схема роботи акустoeлектроннихпри-строїв подібна до схем інших пристроїв функціональної електроніки, зображених на рис.1.1. Спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акус-тичний сигнал надходить в звукопровід є середовищем, в якому акустичні хвилі роз-повсюджуються та взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Ця взаємодія перетворює вихідний акустичний сигнал у вихідний. На останньому етапі вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить у електричний пристрій для подальшої обробки. Тому до складу акустoeлектронних пристроїв входять: генератори акустичних хвиль, генератори керуючих сигналів, акустичне середовище (звукопровід), та система для зворотного перетворення акус-тичних коливань після їх взаємодії з динамічними неоднорідностями в електричний сигнал.



**Рис.1.1. Схема функціональних пристроїв (ФП): а - з статичними неоднорідностями, б - з динамічними неоднорідностями, в - з статичними та динамічними неоднорідностями в середовищі.**

Під дією напруженості електричного поля ( $E$ ), механічного напруження ( $T$ ) та температури в твердих тілах відбуваються декілька головних та спряжених ефек-тів. На рис.3.2 наведено діаграму зв'язку між фізичними параметрами в діелектри-ках, яка дозволяє нагадати, які явища, що спостерігаються при цьому. Для генерації акустичних хвиль, створення динамічних неоднорідностей в звуководі та зворотного перетворення акустичних хвиль в електричний сигнал використовується такі фізичні процеси: прямий та зворотний п'єзоелектричні ефекти, електрострикцію, електро-акустичні ефекти - взаємодію акустичних хвиль з електронами провідності (електрон - фононну взаємодію), деформаційний потенціал -



зміну енергії електронів з зони провідності або дірок у валентній зоні при деформації, магнітострикцію тощо. При цьому використовують як лінійну, так і нелінійну взаємодію. На основі цих явищ створено велика кількість різноманітних акустоелектронних приладів: резонаторів, фільтрів, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзерів, функціональних елементів, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери, лінії затримки, модулятори, кодери, ко-релятори, ковайлери тощо, котрі працюють в області частот  $10^5 - 10^9$  Гц.

За принципом дії, як це видно з рис.3.1 їх можна розділити на три групи пристроїв:

1. взаємодії (здебільшого резонансної) електричних коливань з акустичними;
2. взаємодії акустичних хвиль, які розповсюджуються в звуководі з швидкістю ( $v_a$ ) меншою за швидкість електромагнітних хвиль ( $c$ ), з неоднорідностями звуково-ду;
3. пристрої нелінійної взаємодії акустичних хвиль.

За допомогою акустоелектронних пристроїв можна здійснювати перетворення сигналів за амплітудою, фазою, частотою, частотним спектром, часовим положенням, а також здійснювати функціональні перетворення, такі як кодування та декодування, отримувати згортку та кореляцію сигнальних функцій. Застосування акустоелектронних пристроїв дозволило значно зменшити габарити та масу пристроїв, призначених для обробки інформації.

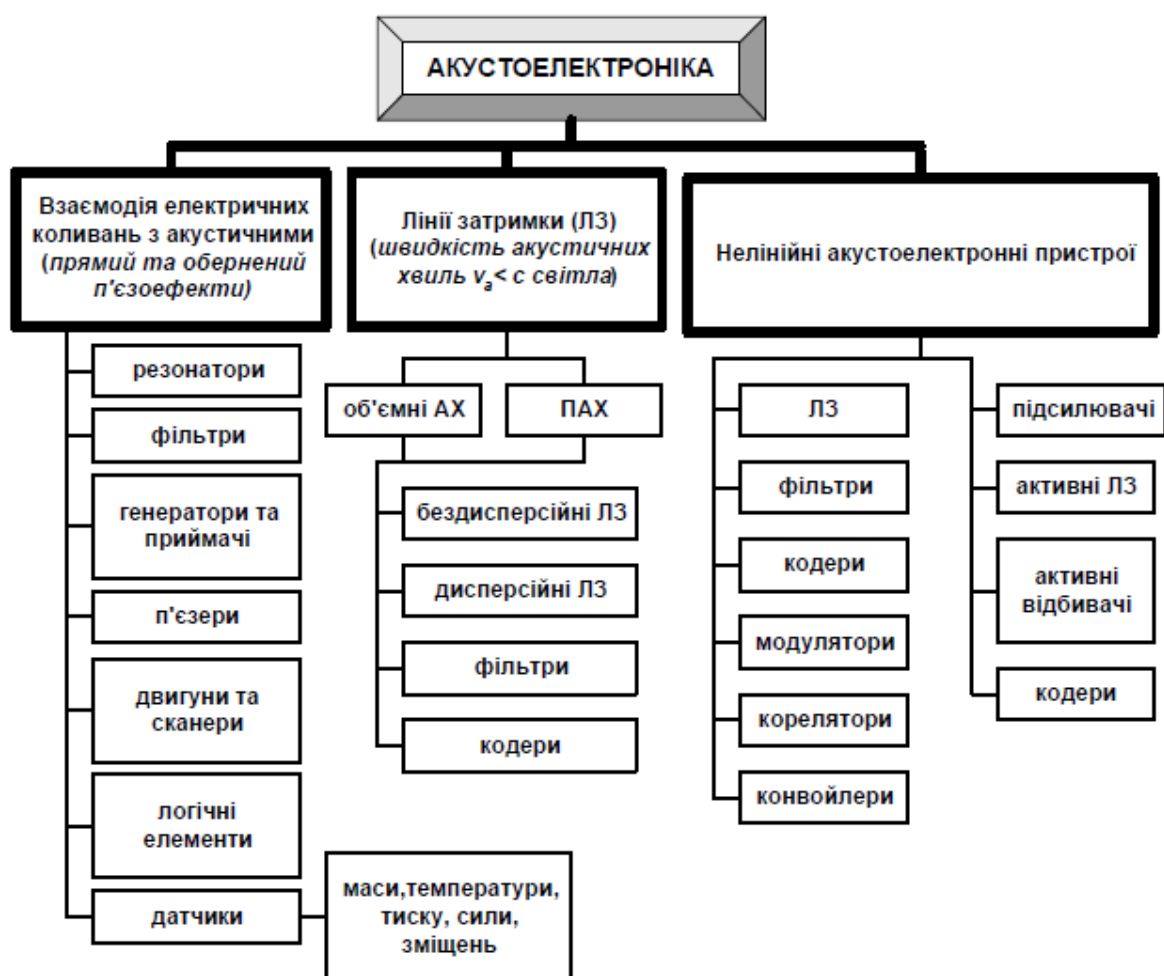


Рис.3.1.

#### 4. Порівняйте властивості МОН та біполярних транзисторів.

Порівняльна характеристика МОН та біполярних транзисторів:

Біполярні (n-p-n)	КМОН, МОН
1. Здійснюється керування струму I.	1. Здійснюється керування напруги U.
2. У базу біполярного транзистора струм протікає протягом усього часу роботи.	2. У затвор КМОН структури струм протікає лише в момент переключення, що зменшує нагрівання транзистора.
3. Коефіцієнт підсилення за струмом $M_I = \alpha < 1$ , $M = \beta > 1$ .	3. Коефіцієнт підсилення за напругою $M_U \approx \frac{2}{\lambda V_{dsat}}$ (в насиченні).
4. Малий вхідний опір $R_{ex} < 10^5 \text{ Ом}$ .	4. Великий вхідний опір $R_{ex} \approx 10^{13} \text{ Ом}$ .
5. Потрібна ізоляція один від одного.	5. Не потрібно додаткової ізоляції один від одного.
6. Для виконання фотоепітаксії потрібно більше 8-ми фотошаблонів.	6. Для виконання фотоепітаксії потрібно більше 5-ти фотошаблонів.
7. При виготовленні транзистора виконується біля 130 технологічних операцій.	7. При виготовленні транзистора виконується біля 38 технологічних операцій.
8. В процесі виготовлення відбувається нагрівання до $1000^\circ\text{C}$ приблизно 10 разів. (Потрібно пам'ятати про дифузію).	8. В даному випадку лише 1-2 операції нагріву.
9. Мінімальна напруга колектор-емітер $\approx 0.2 \text{ В}$	9. Мінімальна напруга стік-витік може прямувати до 0.

10. Робота з міліамперними струмами і, як наслідок, більша крутизна	10. Переважно робота з мікроамперними струмами.
---	---

Таким чином МОН транзистор технологічно простіший біполярного транзистора, потребує для роботи значно менше енергії та дозволяє збільшувати ступень інтеграції ІМС. Крім того, на відміну від біполярних транзисторів, котрі забезпечують точне перетворення аналогових сигналів та мають значні керуючі струми, КМОН транзистори мають низьку енергію, що витрачається, керуються напругою та ефективно використовуються в запам'ятовуючих пристроях.

## 5. Які причини обмежують зменшення розмірів елементів інтегральних мікросхем?

Ст. 15-24 електронного підручника

Зменшення розмірів елементів ІМС  $l_m$  здійснюється такими способами:

- вибором оптимальної геометрії елемента та оптимальної топології схеми, тобто оптимального розташування й сполучення елементів на підкладинці;
- зменшення розміру окремого елемента  $l_m$ ;
- за допомогою функціональної інтеграції, коли втрачаються особливості окремого елемента системи (кола).

Причини, що обмежують ступінь інтеграції інтегральних схем, можна поділити на три групи, а саме:

1. технологічні обмеження  $l_m$  у виробництві ІМС;
2. обмеження на розміри окремих елементів схем  $l_m$  та на ступінь інтеграції, пов'язані із взаємодією елементів один з одним;
3. розмірні ефекти – обмеження, пов'язані із зміною особливостей фізичних ефектів речовини у тонких шарах.

Розглянемо детальніше.

### 1. Технологічні обмеження мінімального розміру елементів

Основні технологічні обмеження наступні:

- дифракційні явища, сферична аберація та розсіяння квантів світла та частинок, які використовуються при виготовленні елементів ІМС певної форми методами літографії;
- розмиття краю елементів ІМС, що викликається флуктуаціями у технологічному процесі створення ІМС;
- флуктуація концентрації домішок;
- дифузія.

**Дифракційні явища, сферична аберація та розсіяння квантів світла та частинок.** У промисловості використовується обмежена кількість методів виготовлення геометричних структур елементів, із яких найбільш часто використовується фотолітографія, рентгенолітографія, електронолітографія тощо. Літографія дає можливість створити конфігурацію елементів певних розмірів, із роздільною здатністю, котра визначається дифракцією та сферичною аберацією. Дифракційна роздільна здатність, котра обернено пропорційна до радіуса дифракційного

розмиття променя  $r_d$  збільшується прямо пропорційно довжині хвилі  $\lambda$  випромінювання, що використовується у літографії.

$$r_d \sim \frac{\gamma \lambda}{\alpha'} \quad (1.4)$$

$\alpha'$  - апертура ( $\alpha' = 2n \cdot \sin(\frac{\alpha}{2})$ ),  $n$  – показник заломлення,  $\alpha$  – апертурний кут),  $\gamma$  – коефіцієнт, що залежить від форми та параметрів середовища.

З (1.4) видно, що для збільшення точності треба зменшувати довжину хвилі  $\lambda$ , але це призводить до збільшення сферичних аберацій.

Необхідність збільшення роздільної здатності, котра обмежується дифракційними явищами, примушує зменшувати довжину хвиль випромінювання, що використовується в літографії. У випадку електронної літографії це здійснюється збільшенням енергії електронів  $E_p$ . Збільшення енергії  $E_p$  призводить до зростання повного пробігу електронів у речовині  $R$ , тому що  $R = A (E_p)^n$ , де  $1.5 < n < 2$ ,  $A$  – параметр речовини, що експонується електронами. Величина пробігу  $R$  визначає розмір області, в якій відбувається розсіяння електронів, тобто область, на яку діють електрони в речовині. Величину  $R$  можна зменшити, використовуючи замість електронів іони, бо  $A_{\text{іон}} < A_e$ , проте іонна літографія значно дорожча за електронну.

**Розмиття краю.** Внаслідок флуктуацій, притаманних технологічним процесам виготовлення елементів, край їх структури відтворюється з певною похибкою, тобто з певним розмиттям краю. Це є однією із технологічних причин обмеження мінімального розміру елементів ІМС. Якщо причини розмиття краю структури є статистично незалежними, то має місце нормальний (гауссівський) закон розподілу ймовірності із певною дисперсією  $\sigma$ . Тоді ймовірність того, що нормальний розподілений величина  $x$ , а це може бути розмір елемента або концентрація домішок в елементі, знаходиться в інтервалі  $-\alpha < x < \alpha$ , де  $\bar{x}$  - середнє значення  $x$ , запишеться таким чином

$$P(\bar{x} - \alpha < x < \bar{x} + \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{\bar{x}-\alpha}^{\bar{x}+\alpha} \exp\left[-\frac{(\bar{x} - x)^2}{2\sigma^2}\right] dx \quad (1.12)$$

де  $\alpha = \zeta \bar{x}$  – відхилення розміру  $x$  від середнього значення,  $\zeta = \frac{(x - \bar{x})}{\bar{x}}$  – відносне відхилення розміру від середнього значення.

Аналізуючи (1.12) можна отримати, що:

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\zeta \cdot l}{\sigma} > 2.1 \sqrt{\lg N} \quad (1.18)$$

$N$  – кількість елементів. Звідси можна оцінити мінімальний розмір, який можна отримати з урахування розмиття.

**Флуктуація домішок.** Розглянемо один з  $N$  елементів ІМС, що має лінійний розмір  $l$  і середню концентрацію домішок  $n_d$ . Тоді середня кількість домішок становить  $\bar{n} = n_d l^3$ . Позначимо флуктуацію змін через  $\Delta n = \zeta \bar{n} = \alpha$ . Тоді використовуючи нерівність (1.18) отримаємо

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\zeta \cdot \bar{n}}{\sigma} > 2.1 \sqrt{\lg N}$$

Для оцінки дисперсії вважатимемо, що розподіл Гауса наближається до розподілу Пуассона  $\sigma \cong \sqrt{\bar{n}}$ . Отримаємо

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \zeta \cdot \sqrt{\bar{n}} > 2.1 \sqrt{\lg N} \quad (1.20)$$

Середню концентрацію можна оцінити через питомий опір.

$$\rho^{-1} = e \mu \beta \sqrt{n_d} = \beta_1 \sqrt{n_d} \quad (1.21),$$

де  $\beta_1 = 2^{-1/2} N_c^{1/2} \exp(-\frac{E_d}{kT})$ ,  $N_c$  – ефективне число станів, приведене до дна зони провідності,  $E_d$  – енергетична глибина залягання донорів.

$$\bar{n} = \frac{l^3}{(\rho \beta_1)^2} \quad (1.22)$$

(1.22)  $\rightarrow$  (1.20) та роблячи перетворення знаходимо мінімальний розмір, який можна отримати з урахування домішок флуктуацій.

$$l_{min}^3 > \frac{4.4}{\zeta^2 n_d} \lg N \quad (1.23)$$

**Дифузія.** Безперечно, що дифузія також впливає на різкість краю, тому що середня глибина дифузії:

$$x_d = (2Dt)^{1/2}$$

іноді стає сумірною із крайовим розмиттям елементу.  $t$  – час процесу дифузії.

## 2. Фізичні причини обмеження, пов'язані із взаємодією елементів ІМС

Основні процеси взаємодії є:

- розігрів елементів;
- розігрів між елементних з'єднань;
- паразитні зв'язки.

Розігрів елементів пояснюється протіканням струму через них.

$$W = P \tau \nu N \quad (1.25)$$

$P$  – потужність перемикавання одного елемента,  $\tau$  – час перемикавання;  $\nu$  – тактова частота,  $N$  – концентрація елементів.

Тепловий розрахунок складна задача, тому обмежуються розглядом найпростішого випадку теплового розрахунку. Для цього розглядається пластинка товщиною  $h$ , у об'ємі якої рівномірно розподілені елементи з густиною  $N = l^3$ . Для знаходження мінімальних розмірів записують рівняння теплового балансу.

$$\gamma c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + W \quad (1.26)$$

$\gamma$ – густина речовини,  $c_v$ –теплоємність,  $\lambda_T$ –коефіцієнт теплопровідності.

Розв'язуючи це рівняння можна отримати

$$l^3 \geq \frac{P\tau v h^2}{8\lambda_T \Delta T}$$

Як можна бачити, то мінімальний розмір визначається допустимим перегрівом елементу, теплопровідністю, розмірами.

### 3. Фізичні причини обмеження ступеню інтеграції, пов'язані з розмірними ефектами

Внаслідок того, що фізичні величини залежать від структури плівок, яка залежить від їх товщини, то їх фізичні властивості також залежать від їх товщини. Проте навіть тоді, коли структура плівки не відрізняється від структури масивної речовини, її властивості можуть змінюватись також, тому що в тонких шарах мають місце різні **розмірні ефекти**.

1. *Класичний розмірний ефект*, коли розміри зразка стають меншими за довжину вільного пробігу носіїв і питомий опір починає залежати від розмірів зразка.

2. *Квантовий розмірний ефект*, коли розміри зразка стають меншими за довжину хвилі де Бройля носіїв і змінюються енергетична структура, густина електронних станів, інші властивості.

3. *Відбувається інтенсивне тунелювання*.

Розмірні ефекти спостерігаються в основному на зразках манометрових розмірів і обмежують рівень мікромініатюризації приладів.



## 6. Фізичні основи роботи польових транзисторів з ізолюваним затвором.

Ст. 63 електронного підручника

Тут викладена фізика роботи, якщо треба більше – у вас є ціла глава.

Електричне поле у приповерхневих шарах напівпровідників або на гетеропереходах змінює просторовий заряд  $\rho(r)$  так, щоб його поле компенсувало збурююче електричне поле. Унаслідок нейтральності напівпровідника виникає просторовий розподіл потенціалу. У залежності від напрямку електричного поля утворюються збіднені або збагачені носіями шари напівпровідника або запірні та анти запірні вигини зон відповідно. Коли запірний вигин зон такий великий, що просторовий розподіл потенціалу перетинає рівень хімічного потенціалу  $E_F$ , то у приповерхневому шарі або на гетеропереході можуть накопичуватись носії інверсного знаку (дірки або електрони в напівпровідниках р- або n- типів відповідно). Таким чином, електричне поле утворює потенціальні ями – канали провідності, збіднені або збагачені носіями, та канали, заповнені носіями інверсного знаку. Транспорт рівноважних носіїв у таких каналах залежить від прикладеного електричного поля. Залежність електропровідності каналів від прикладеного електричного поля знайшла широке практичне застосування для створення польових транзисторів. Загальною рисою цих приладів є те, що керуюча напруга прикладається до затвора, котрий ємнісно зв'язаний з активною частиною приладу – його каналом провідності. Затвор електрично відділений від носіїв в активній області (каналі) діелектриком або збідненою областю. Він керує опором активної області й відповідно струмом між витокom та стоком – двома іншими електродами польового транзистора. На сьогоднішній день МОН-транзистор є базовим елементом ІМС.

МОН-транзистор є напівпровідниковим приладом, у каналі провідності якого відбувається рух (транспорт) рівноважних носіїв заряду. Він є чотирьохполіусником. Напруга  $V_G$  на одному з його електродів (затворі) створює керуюче електричне поле. Воно змінює концентрацію носіїв заряду в каналі провідності (шарі просторового заряду біля затвора), що призводить до зміни електропровідності каналу між витокom  $S$  (source) та стоком  $D$  (drain). Таким чином, МОН-транзистор є напівпровідниковими приладами, підсилення яких обумовлене транспортом (переносом) основних носіїв у каналі провідності, котрий керується електричним полем, створеним потенціалом затвору.

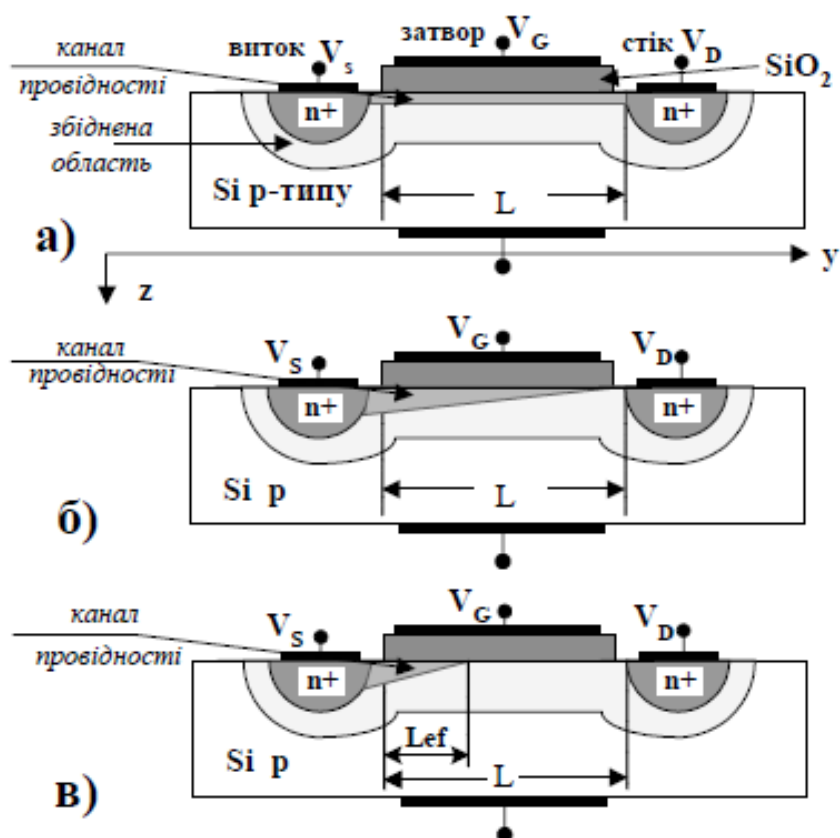


Рис.3.1. Схема будови n-канального МОН - транзистора і утворення довгого інверсного каналу провідності в ньому при різних умовах: а)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D = 0$ ;  $V_G = 0$ ; б)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D = 0$ ;  $V_G > V_G - V_T$ ; в)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D > V_T$ ;  $V_G = 0$ .

**7. Знайти у скільки разів відрізняються мінімальні розміри ємнісних і резистивних елементів, що визначаються їх перегрівом при мінімальній напрузі  $10k_B T/e$ .**

**1.7.** У скільки разів відрізняються допустимі розміри ємнісних і резистивних елементів, що визначаються перегрівом елементів, при мінімальній напрузі  $10k_B T/e$ . Час переключення  $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ .

**Задача 1.7.**

Скориставшись розглядом теплового балансу пластинки в попередній задачі, маємо

$$d_{R,C}^3 \propto \frac{P_{R,C} \tau v h^2}{8 \Delta T \lambda_T}$$

$$P_{mR} = V_m^2 / R = (10k_B T / e)^2 (d^2 / \gamma d_R); \quad P_{mC} = V_m^2 / 2\tau = (10k_B T / e)^2 (\varepsilon_s d^2 / 8\pi\tau d_C)$$

$$P_{mR} = V_m^2 / R = (10k_B T / e)^2 (d^2 / \rho d); \quad P_{mC} = V_m^2 C / 2\tau = (10k_B T / e)^2 (\varepsilon_s d^2 / 8\pi\tau d)$$

$d_R \propto (10k_B T h / e) \sqrt{\tau v / 8 \gamma \Delta T \lambda_T}; \quad d_C \propto (10k_B T h / e) \sqrt{v \varepsilon_s / 64 \pi \Delta T \lambda_T}; \quad d_R / d_C = \sqrt{\tau 8 \pi / \varepsilon \rho} = \sqrt{2\tau / \tau_M}$  де  $\tau_M$  - час максвелівської релаксації.

## Як залежить ступінь інтеграції від розмірних ефектів?

Допустимі розміри елементів у випадку впливу всіх трьох факторів показано над кривими 1, 2, 3 у заштрихованій області (рис. 1.8).

Безперечно, що зміна граничних умов, наприклад примусове охолодження, дасть інші залежності, оскільки воно збільшує можливий перегрів  $\Delta T$ , що зменшує величини  $\ell_{\min}$ . Проте розглянутий приклад показує, що тепловий режим роботи ІМС суттєво впливає на мінімальний розмір схеми.

Взаємодія елементів виникає через існування гальванічних, ємнісних та індуктивних зв'язків, які здебільшого можна зменшити за допомогою ізоляції окремих елементів, вибору оптимальних відстаней між елементами та введення оптичного каналу зв'язку, що розриває гальванічні та зменшує ємнісні й індуктивні зв'язки.

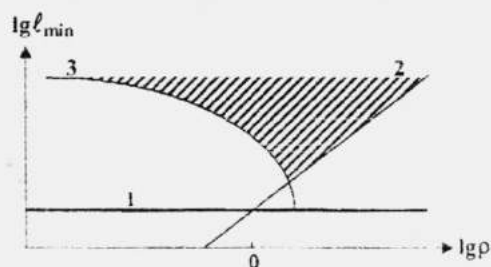


Рис. 1.8. Залежність мінімального розміру елемента ІМС від питомого опору для: 1 – розмиття краю, 2 – флуктуацій домішок, 3 – перегріву елемента

### 1.4.3. Фізичні причини обмеження ступеня інтеграції, пов'язані із розмірними ефектами

Зменшення геометричних розмірів окремих елементів змінює їх робочі характеристики. Множники  $F$ , що характеризують зміни робочих характеристик окремих елементів за зміни їх геометричних розмірів у  $K$  разів, є функціями  $K$ . Вони називаються скейлінговими (масштабними) коефіцієнтами  $F(K)$  й визначаються за допомогою конкретних моделей роботи елементів ІМС. За зменшення розмірів модель перестає відбивати основні риси роботи елемента та  $F(K)$  змінюється. Таким чином, скейлінг обмежується такою областю розмірів елементів ІМС, в якій розмірні ефекти не впливають на їх роботу. Розглянемо, наприклад опір електричному струму

$$R = \rho \frac{\ell_1}{\ell_2 \ell_3}.$$

Доки  $\rho = \text{const}$ , зміна розмірів елемента у  $K$  разів викликає зменшення  $R$  також у  $K$  разів, і скейлінговий коефіцієнт опору  $K = F_R$ :

$$\frac{R'}{R} = \frac{\ell'_1 / \ell_1}{\ell'_2 / \ell_2 \cdot \ell'_3 / \ell_3} = \frac{K^{-1}}{K^{-1} \cdot K^{-1}} = K = F_R. \quad (1.33)$$

Коли  $\ell_i$  стає меншим за довжину вільного пробігу носіїв заряду, скейлінговий коефіцієнт опору  $F_R(K)$  змінюється, оскільки змінюється питомий опір  $\rho(\ell)$  і  $\rho'/\rho \neq 1$ .

У табл. 1.3 наведено скейлінгові коефіцієнти  $F(K)$  для МОН-транзисторів (метал–оксид–напівпровідник) із довгим каналом провідності, у робочому стані яких електричне поле залишається сталим  $\mathcal{E}_D = \text{const}$  (див. розд. 3).

Проте зміна моделі, що викликається зміною фізичного процесу роботи транзистора внаслідок впливу розмірних ефектів, викличе зміну його скейлінгових коефіцієнтів  $F(K)$ .

Таблиця 1.3

Параметри	Формули	$I/(K)$
Розміри $\ell_i$ ; $d_{ox}$ – товщина оксиду, $w$ – ширина; $L$ – довжина	$\ell'_i / \ell_i$	$K^{-1}$
Напруга стоку $V_D$ (Drain) і затвору (Gate) $V_G$	$V_D = E_D L$	$K^{-1}$
Концентрація домішок у підкладці $N_A$	електричного поля просторового за- ряду $E_s \approx \sqrt{(V_G - E_1 d_1) N_A} = \text{const}$ , $E_1 d_{ox}$ – падіння потенціалу на оксиді	$K$
Струм у лінійній частині $IV$ -характеристики	$J_D = (w \epsilon \mu / 4 \pi d_{ox} L) V_G V_D$	$K^{-1}$
Ємність затвору	$C = \epsilon W L (4 \pi d_{ox})^{-1}$	$K^{-1}$
Максимальна густина елементів	$N = (w d)^{-1}$	$K^{-2}$
Час затримки перемикання	$\tau_{\max} = d^2 / \mu V_D$	$K^{-1}$
Джоулеве тепло при перемиканні	$P_f = J_D V_D$	$K^{-2}$
Потужність при управлінні	$P = 1/2 C \Delta V_G^2$	$K^{-3}$
Параметр якості	$\Pi = P_f \tau$	$K^{-3}$
Функціональна швидкодія	$FS = N \tau^{-1}$	$K^{-3}$

Оскільки фізичні величини залежать від структури плівок (відповідно до їх товщини), вони залежать також і від товщини  $d$ . Проте навіть коли структура плівки не відрізняється від структури масивної речовини, її властивості можуть змінюватись, адже у тонких шарах мають місце різні розмірні ефекти:

- класичний розмірний ефект настає, коли розміри зразка стають меншими за довжину вільного пробігу носіїв  $d < \ell$  (для металів при 300K  $\ell \sim 100$  Å) і питомий опір починає залежати від розмірів зразка;

- квантовий розмірний ефект настає, коли розміри зразка стають меншими за довжину хвилі де Бройля носіїв ( $d < \lambda_D = \sqrt{150/V[\text{B}]} \text{ Å}$ ) й змінюються: енергетична структура (з'являються підзони), густина електронних станів та інші властивості речовини;

- зникнення надпровідності, коли розміри зразка  $d$  стають меншими за глибину проникнення магнітного поля у надпровідник ( $d < \lambda_L = \sqrt{m c^2 / 4 \pi n_s e^2}$ , де  $n_s$  – концентрація надпровідних електронів,  $\mu$  – магнітна проникливість), або меншими за джозефсонівську глибину проникнення ( $d < \lambda_J = \sqrt{\Phi_0 c / 8 \pi^2 J_c \lambda_L}$ ,  $J_c$  – критичний струм Джозефсона,  $\Phi_0 = hc/2e$  – квант магнітного потоку (флюксоїд));

- інтенсивне тунелювання відбувається, коли  $d < \hbar/2 \cdot (2m(U-E))^{-1/2}$ , де  $U$  – висота потенціального бар'єра,  $E$  – енергія електронів, що тунелюють;

- зміна характеру та структури магнітних доменів, коли розміри зразка стають меншими за розмір доменних стінок тощо.

Таким чином, розмірні ефекти змінюють особливості фізичних явищ у низькорозмірних 2D-, 1D- та 0D-системах. Вони змінюють скейлінгові коефіцієнти та обмежують рівень мікромініатюризації мікроелектронних приладів. Це має місце, здебільшого у зразках нанометрових розмірів, тому виникає потреба у створенні нових спеціальних наноелектронних приладів із застосуванням розмірних ефектів.

*9) Проаналізуйте причини, за яких стримується розвиток комплексної мікромініатюризації.*

А) Прилади мають бути механічно стійкими, а отже потрібно робити великими захисні контейнери, підкладинки.

Б) З'єднання елементів між приладами(перефірією) мають бути теж стійкими, бо інакше не буде надійної передачі даних.

В) Прилади вводу надзвичайно складно реалізувати, бо людина просто не може натиснути на малу кнопку(навіть 0.5 см вже дискомфортно), зараз у цьому напрямку ведеться багато досліджень - вони пов'язані з зчитуванням думок людини, це дозволить обійти проблему натискання.

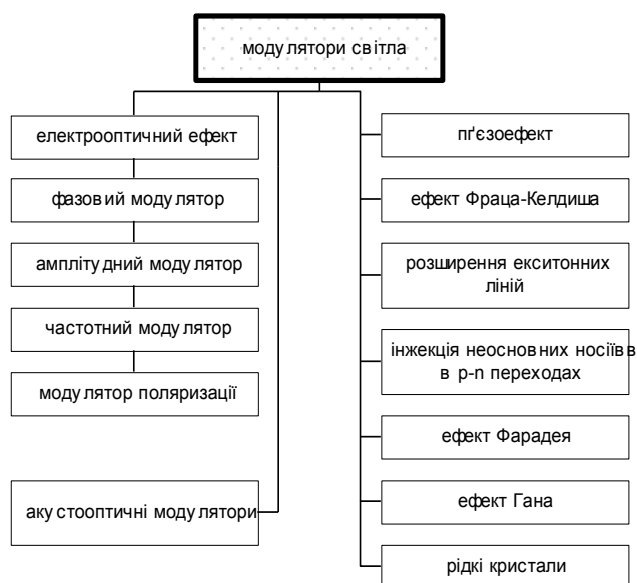
Г) Прилади виводу мають створювати зображення, яке людина могла б зрозуміти, а отже вони макроскопічні. Та якщо над зчитуванням думок працюють досить активно та є надія на створення таких пристроїв у майбутньому - передати думку людині значно складніше, бо потрібне безпосереднє втручання у мозок людини.

Д) Елементи живлення великі, бо інакше не можуть забезпечувати необхідної потужності для споживання приладами, та хімічні елементи, не можуть забезпечити подолання цієї проблеми, потрібні нові підходи до вирішення цієї проблеми.



## 10) Фізичні явища, які використовуються для керування світлом

Для створення систем управління світловими променями використовують різноманітні явища: електрооптичні, акусто-оптичні, магнітооптичні тощо. Використання цих явищ дає змогу створювати цілу низку приладів: фільтрів, кореляторів, модуляторів, дефлекторів, поляризаторів, систем аналогової обробки оптичних сигналів та процесорів. Деякі приклади принципів будови таких приладів вже розглядалось в §10.5, нові будуть наведені в §10.7. Тому в цьому параграфі наведемо лише приклади побудови модуляторів і дефлекторів.

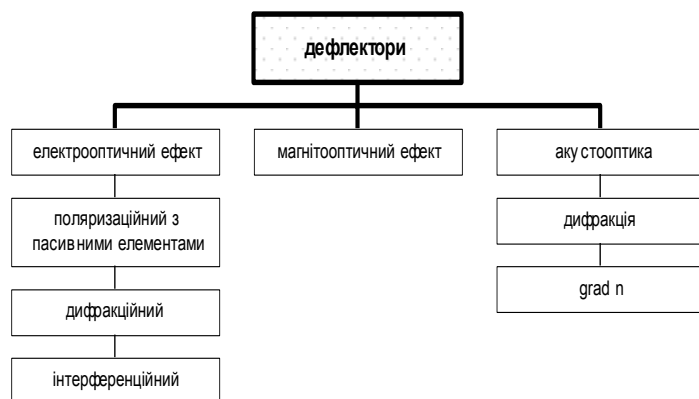


**Рис.10.72. Модулятори**



*Модулятори* - пристрої, котрі призначені для зміни амплітуди і фази оптичного сигналу зовнішнім модулюю-чим сигналом. Для модуляції використовують такі явища:

- безпосереднє управління випромінюванням інжекційного напівпровідникового лазера за допомогою струму накачки;
- зміною прозорості напівпровідників поблизу краю поглинання в електричному полі - ефект Франка-Келдиша;
- електрооптичні ефекти - ефекти Поккельса і Керра ( ефект Поккельса - лінійна зміна показника заломлення звичайного променя від напруженості електричного поля в одновісних кристалах; ефект Керра - квадратична залежність показника заломлення від  $E$ );
- магнітооптичні ефекти - зміна оптичних сталих речовини під дією магнітного поля;



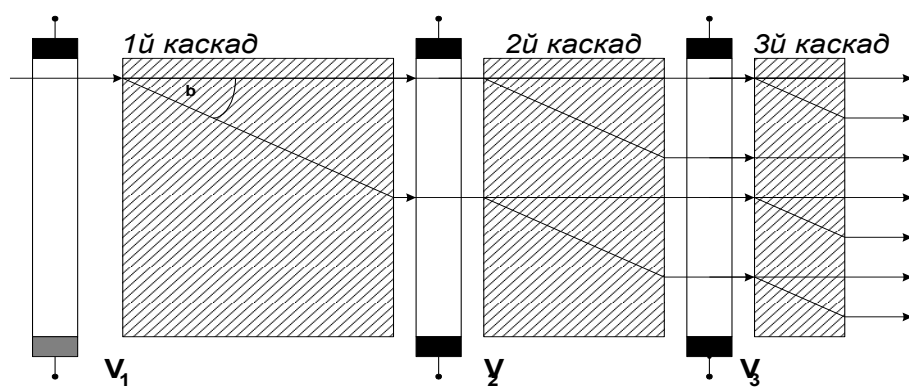


*Рис.10.73. Дефлектори.*

- зміною просторового перерозподілу світлового потоку при його інтерференції на середовищах збурених акусто-оптичними і магніто-оптичними ефектами.

*Дефлектори* призначені для зміни просторового положення світлового променя. Основні явища, що використовуються для цього зібрані систематизовані на рис.10.73. Типовим прикладом просторового модулятора є електронно-оптичний дефлектор. Його принципова схема зображена на рис. 10.74 Він являє собою багатокаскадну систему, кожний каскад якої складається із оптичного поляризаційного модулятора і дохпроменезаломлюючого кристала якому використовується електро-оптичний ефект. В модуляторі під дією електричного поля вхідного модулюючого сигналу виникає зміна

показника заломлення звичайного променя. Промінь складається із двох складових звичайного і незвичайного променів, котрі мають різні фазові швидкості. Проходячи крізь пластинку двохпроменезаломлюючого кристала вони розділяються за напрямками. При кількості каскадів  $K$ , що використовуються, можна здійснити  $2^K$  положень променя. Поляризаційні модулятори виготовляють із кристалів калій дигідрофосфату ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) - кристала КДП, амоній дигідрофосфату ( $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) - кристалів АДП і кристалів ніобату літію ( $\text{LiNbO}_3$ ). Двохпроменевозаломлюючі пластинки в дефлекторах виготовляються із кристалів кальциту ( $\text{CaCO}_3$ ) або використовується призма Воластона. Хоча принцип дії цих цифрових дефлекторів досить прозорий і вони забезпечують швидкодію на рівні до  $10^7$  преключень за секунду, проте зустрічаються труднощі виготовлення цих приладів, пов'язані з жорсткими вимогами до точності їх виготовлення. Тому використовують і інші дефлектори, зокрема засновані на акусто-оптичній дифракції.



**Рис.10.74.      Схема      электроно-оптического  
дефлектора**

**11) Визначити дисперсію технологічного процесу, що використовується для виготовлення резистивних елементів, якщо точність їх відтворення в системі...**

**Задача.** Визначити дисперсію технологічного процесу, що використовується для виготовлення резистивних елементів, якщо точність їх відтворення в системі  $N = 5 \cdot 10^6$  елементів становить  $\xi = 0,01$ . Мінімальний розмір елемента  $l = 0,1$  мкм.

У наближенні  $N \gg 1$ , згідно з умовою  $\operatorname{erfc}\left(\frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2}}\right) < \frac{1}{N}$ , можна цю функцію розкласти в ряд (асимптотичне наближення):

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\xi l}{\sigma} > 2,1\sqrt{\lg N}.$$

$$\text{Звідси дисперсія } \sigma = \frac{l\xi}{2,1\sqrt{\lg N}} = \frac{10^{-7}10^{-2}}{2,1\sqrt{\lg(5 \cdot 10^6)}} \approx 1,8 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,8 \text{ \AA}$$

12) Проаналізуйте причини, що обмежують мінімальний розмір елемента інтегральних мікросхем.

## ■ 1.4. МІНІМАЛЬНИЙ РОЗМІР ЕЛЕМЕНТІВ ІМС

Зменшення розмірів елементів ІМС  $\ell_{\min}$  здійснюється у такі способи:

- вибір оптимальних геометрії елемента та топології схеми, тобто розташування й сполучення елементів на підкладці;
- зменшення розміру окремого елемента  $\ell_{\min}$ ;
- за допомогою функціональної інтеграції, коли втрачаються особливості окремого елемента системи (кола).

Перші два способи інтеграції ефективно використовувались до 80-х рр., що дозволило створити ІМС із типовими характеристиками (табл. 1.2).

На рис. 1.2 схематично подано тенденцію змін характерних параметрів ІМС за роками. Видно, що швидкість темпу зміни кількості та вартості із часом зменшується. Якщо у 60-80-х рр. кількість елементів на чипі щорічно збільшувалася вдвічі (закон Мура), то після 90-х – темп зростання зменшується. Дія закону Мура<sup>5</sup> обмежується, коли розміри елементів стають сумірними із розмірами атомів.

Причини, що обмежують ступінь інтеграції ІС, можна поділити на три групи:

- технологічні обмеження  $\ell_{\min}$  у виробництві ІМС;
- обмеження на розміри окремих елементів схем  $\ell_{\min}$  і на ступінь інтеграції, пов'язані із взаємодією елементів;
- розмірні ефекти – обмеження, пов'язані зі зміною особливостей фізичних ефектів речовини у тонких шарах.

Розглянемо ці причини детальніше.

<sup>4</sup> Балістичний транспорт носіїв – переніс носіїв заряду у кристалічних структурах, характерні розміри яких є невеликими порівняно із довжиною вільного пробігу носіїв. Рух носіїв відбувається без розсіювання.

<sup>5</sup> Гордон Мур – один із засновників фірми Intel (США).

Таблиця 1.2

Роки	1980	1980–1990	2000–2003	2003–2010
N активних елементів на чипі	$10^4 \div 10^5$	$3 \cdot 10^5 \div 10^6$	$5 \cdot 10^7$	$10^8 \div 10^9$
$\tau$ час перемикання [с]	$10^{-5} \div 10^{-6}$	$10^{-8} \div 10^{-9}$	$10^{-9} \div 10^{-10}$	
$\nu = 1/4\pi\tau$ тактова частота [Гц]	$10^4 \div 10^5$	$10^7 \div 10^8$	$10^8 \div 10^9$	$10^9 \div 10^{10}$
N $\nu$ функціональна швидкодія	$10^8 \div 10^{10}$	$10^{13} \div 10^{14}$	$10^{14} \div 10^{15}$	
P потужність при перемиканні [Вт]	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$\sim 10^{-6}$	
$\ell$ характерний розмір [мкм]	3,5	0,5	0,1 $\div$ 0,07	0,07 $\div$ 0,03
собівартість [ $\$ \cdot \text{біт}^{-1}$ ]	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$

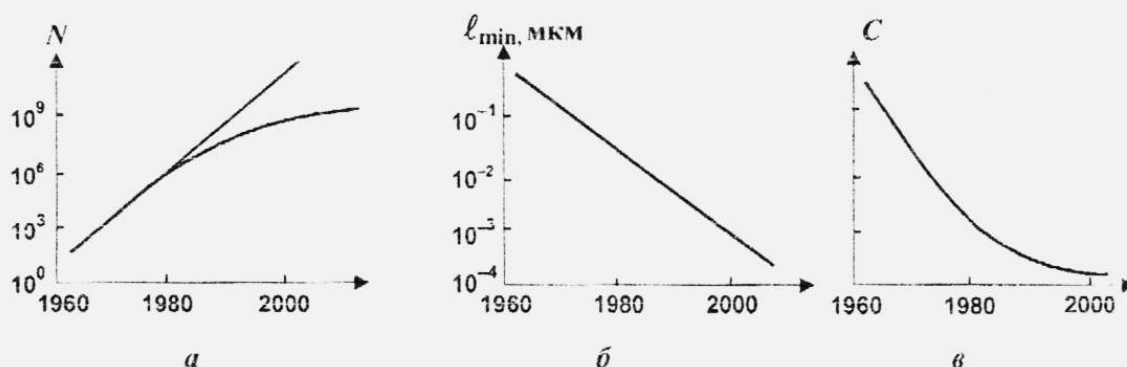


Рис. 1.2. Зміна параметрів ІМС у часі: *a* – кількість елементів на чипі; *б* – мінімальний розмір чіпів; *в* – вартість елемента

#### 1.4.1. Технологічні обмеження мінімального розміру елементів

Найважливішими чинниками, які викликають технологічні обмеження мінімального розміру елементів ІМС, є:

- дифракційні явища, сферична аберація, розсіювання квантів світла та частинок, що використовуються при виготовленні елементів ІМС певної форми методами літографії;
- розмиття країв елементів ІМС, що є наслідком флуктуацій у технологічному процесі створення ІМС;
- флуктуація концентрації домішок;
- дифузія атомів (молекул).

Розглянемо їх докладніше:

▪ дифракційні явища, сферична аберація, розсіювання квантів світла та частинок. У промисловості використовується обмежена кількість методів виготовлення геометричних структур елементів, із яких найчастіше застосовуються фотолітографія, рентгенолітографія, електронолітографія тощо. Літографія дає можливість створити конфігурацію елементів певних розмірів із роздільною здатністю, що визначається дифракцією та сферичною аберацією. Дифракційна роздільна здатність, обернено пропорційна радіусу дифракційного розмиття променя  $r_d$ , збільшується прямо пропорційно довжині хвилі  $\lambda$  випромінювання, що використовується у літографії

$$r_d \sim \lambda / \alpha', \quad (1.4)$$

де  $\alpha'$  – апертюра ( $\alpha' = 2n \cdot \sin(\alpha/2)$ , тут  $n$  – показник заломлення,  $\alpha$  – апертурний кут,  $\alpha \approx \alpha'$  за малих кутів  $\alpha$ );  $\gamma$  – коефіцієнт, що залежить від форми та параметрів середовища. Із (1.4) видно, що зменшення  $\lambda$  зменшує коло дифракційного розмиття  $r_d$ , тобто збільшує дифракційну роздільну здатність ( $r_d^{-1}$ ). Тому для збільшення роздільної здатності необхідно зменшувати  $\lambda$ , тобто використовувати рентгено- або електронолітографію.

Проте зменшення  $\lambda$  збільшує вплив сферичної аберації. За малих апертурних кутів радіус кола розсіювання внаслідок впливу сферичної аберації залежить від куба апертурного кута  $\alpha$ . Роздільна здатність, що визначається дифракцією та сферичною аберацією, визначається за формулою

$$r = r_d + r_{cp} = \gamma\lambda/\alpha + C_{sa}\alpha^3, \quad (1.5)$$

де  $C_{sa}$  – коефіцієнт сферичної аберації. Із (1.5) видно, що при виконанні умови  $dr/d\alpha = 0$  існує оптимальне значення аперттури  $\alpha_{opt}$ , за якого  $r$  стає мінімальним  $r_m = 4/3 \{3(\gamma\lambda)^3 C_{sa}\}^{1/4}$ . Але використовувати такі малі аперттури, як  $\alpha_{opt}$ , не завжди доцільно, оскільки при цьому збільшується необхідна для літографії експозиція й вартість виготовлення чипів. Якщо на практиці використовують більші аперттури, за яких можна знехтувати дифракційним розмиттям, то

$$r \cong r_{sa} \geq C_{sa} \alpha^3. \quad (1.6)$$

Визначимо тепер залежність  $r$  від часу експозиції  $t$ . Відомо, що для утворення елемента ІМС потрібна експозиція, більша за порогову експозицію  $K$  даного літографічного процесу

$$It > (It)_{min} = K, \quad (1.7)$$

де  $I$  – інтенсивність світла, рентгенівських променів або електронів, які діють на речовину у процесі літографії, що залежить від яскравості джерела  $B$  та апертурного кута  $\alpha$ .

$$I = B\pi\alpha^2. \quad (1.8)$$

Комбінуючи (1.7) і (1.8), знайдемо кут  $\alpha$  і підставимо його до (1.6), тоді

$$r_{sa} \geq C_{sa} \alpha^3 = C_{sa} (K/\pi Bt)^{3/2}. \quad (1.9)$$

Цю залежність схематично подано кривою 1 на рис. 1.3. Видно, що  $r_{sa}$  зменшується зі зростанням експозиції  $t$ .

Проаналізуємо вплив вартості експонування  $C$ , що прямо пропорційна часу експозиції й обернено пропорційна квадрату лінійного розміру  $r$  площі, яка експонується

$$C \geq (S_{chip}/\pi r^2)qt, \quad (1.10)$$

де  $S_{chip}$  – площа чипа,  $S_{chip}/\pi r^2$  – кількість елементів на чипі,  $q$  – вартість експонування одного елемента за 1 с. Із (1.10) видно, що

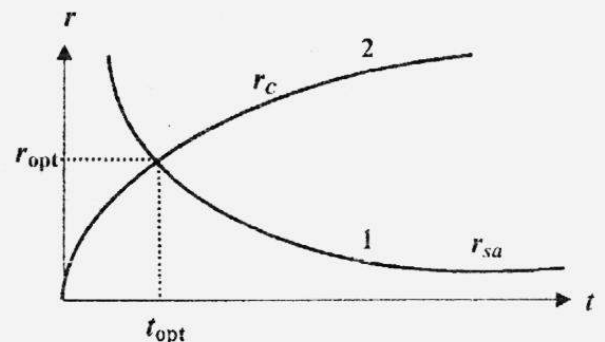


Рис. 1.3. Залежність радіуса розмиття електронної плями від експозиції для: 1 – сферичної аберації; 2 – вартості процесу літографії



$$r_c > \left( \frac{S_{um} q t}{\pi C} \right)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Таким чином, за заданої вартості експонування  $C$  використовуваного техніко-економічного процесу та збільшення часу експозиції  $t$  розмір елемента  $r_c$  зростає (крива 2 на рис. 1.3), а ефективний радіус  $r_{sa}$  сферичної аберації – зменшується (крива 1 на рис. 1.3). Це вказує на існування оптимальної експозиції  $t_{opt}$  й оптимального радіусу  $r_{opt}$  за заданої вартості процесу літографії  $C$  і коефіцієнта аберації  $C_{sa}$ . Його визначення зрозуміло із рис. 1.3.

Необхідність збільшення роздільної здатності, що обмежується дифракційними явищами, змушує зменшувати довжину хвиль випромінювання, що використовується у літографії. У випадку електронної літографії це здійснюється за допомогою збільшення енергії електронів  $E_p$ , яке викликає зростання повного пробігу електронів у речовині  $R$ , оскільки  $R=A(E_p)^n$ , де  $1,5 < n < 2$ ,  $A$  – параметр експонованої електронами речовини. Наприклад, для органічних резистів при  $E_p=25$  кеВ пробіг  $R=3$  мкм. Величина пробігу  $R$  визначає розмір області, в якій

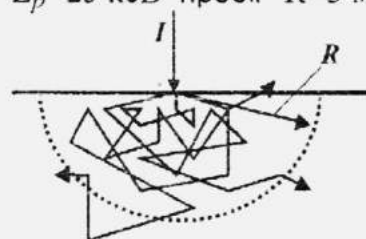


Рис. 1.4. Область розсіювання електронів із пробігом  $R$ , що залежить від їх енергії

відбувається розсіювання електронів і на яку діють електрони у речовині (рис. 1.4).  $R$  можна зменшити при використанні замість електронів іонів, оскільки  $A_{iон} < A_e$ , проте іонна літографія значно дорожча за електронну.

Тепер розглянемо вплив флуктуацій, що мають місце у процесі технологічного виготовлення елементів і флуктуацій домішок у напівпровідниках, на розмиття краю та мінімальний розмір елементів ІМС;

■ **розмиття краю.** Кожний технологічний процес має багатократно відтворюватись. При цьому внаслідок

флуктуацій, притаманних технологічним процесам виготовлення елементів, край їх структури відтворюється із певною похибкою, тобто із розмиттям. Це є однією із технологічних причин обмеження мінімального розміру елементів ІМС. Якщо причини розмиття краю структури є статистично незалежними, то має місце нормальний (гауссівський) закон розподілу ймовірності із певною дисперсією  $\sigma^2$ . Тоді ймовірність, що нормально розподілена величина  $x$  (а це може бути розмір елемента або концентрація домішок в елементі) знаходиться в інтервалі

$$\bar{x} - \alpha < x < \bar{x} + \alpha \quad (1.12)$$

( $\bar{x}$  – середнє значення  $x$ ) запишеться таким чином

$$P(\bar{x} - \alpha < x < \bar{x} + \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\bar{x}-\alpha}^{\bar{x}+\alpha} \exp \left[ -\frac{(\bar{x} - x)^2}{2\sigma^2} \right] dx, \quad (1.13)$$

де  $\alpha = \xi \bar{x}$  – відхилення розміру  $x$  від середнього значення  $\bar{x}$ , а  $\xi = (x - \bar{x}) / \bar{x}$  – відносне відхилення розміру від середнього значення. Перейдемо до нових змінних  $y = (x - \bar{x}) / \sigma$ , тоді інтеграл у правій частині (1.13) зводиться до

<sup>6</sup> Дисперсія у теорії ймовірності (від лат слова *dispersio* – розсіювання) є величиною, що характеризує інтенсивність флуктуацій випадкового параметра  $x$ :  $\sigma^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \equiv \overline{\Delta x^2}$ , де  $\Delta x = x - \bar{x}$  – флуктуація, а  $\bar{x}$  – середнє значення величини  $x$ .

$$P(\bar{x} - \alpha < x < \bar{x} + \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\alpha/\sigma}^{\alpha/\sigma} e^{-y^2/2} dy = \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2}}\right). \quad (1.14)$$

Таким чином, якщо ми захочемо записати ймовірність того, що розмір ( $x=\ell$ ) хоча б одного елемента виходить за межі інтервалу із допустимим відхиленням від середнього значення  $\alpha = \xi\bar{x}$  за (1.12), то цією ймовірністю буде

$$P_1 = 1 - P = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2}}\right) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2}}\right). \quad (1.15)$$

Нехай тепер схема має  $N$  елементів або країв, які відтворюються статистично незалежно один від одного. У цьому випадку ймовірність того, що хоча б один із елементів вийшов за межі інтервалу (1.12) є сумою ймовірностей

$$P_1 + P_1 + P_1 + \dots = NP_1. \quad (1.16)$$

Тому для нормальної роботи схеми потрібно, щоб ймовірність того, що хоча б один із  $N$  елементів не вийшов за межі інтервалу (1.12), тобто щоб хоч один із елементів був дефектним, знаходиться із умови

$$NP_1 = N\operatorname{erfc}\left(\frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2}}\right) < 1. \quad (1.17)$$

Ми отримали інтегральне співвідношення, аналіз якого дає значення  $x_{\min} = \ell_{\min}$ , якщо для даної технології відомі такі величини: значення дисперсії  $\sigma$ , відносне допустиме відхилення  $\xi = (\ell - \bar{\ell})/\bar{\ell} = \Delta\ell/\bar{\ell}$ , абсолютне допустиме відхилення  $\alpha$  величини  $\ell$  від її середнього значення та кількість елементів  $N$ . Здебільшого нас цікавлять випадки великих кількостей елементів, коли  $N \gg 1$ . У цьому разі, згідно з умовою (1.17),  $\operatorname{erfc}(\alpha/\sigma\sqrt{2}) < 1/N \ll 1$ , що має місце за великих значень аргументу  $\alpha/\sigma\sqrt{2} > 1$ . При використанні для функції  $\operatorname{erfc}(\alpha/\sigma\sqrt{2})$  відповідного асимптотичного розкладання (див. задачу 1.3) можна отримати замість (1.17) простіше співвідношення

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\xi\bar{\ell}}{\sigma} > 2,1\sqrt{\lg N}. \quad (1.18)$$

Зауважимо: згідно з умовами (1.17) і (1.18) мінімальний розмір елементів  $\ell_{\min}$ , що визначається розміттям краю, не залежить від питомого опору матеріалу  $\rho$ . Заштрихована область на рис. 1.5 відповідає можливим значенням  $\ell_{\min}$ . При  $\sigma = 30 \text{ \AA}$ ,  $\xi \leq 0,02$  та  $N = 10^5$  маємо  $\ell_{\min} \sim 1 \text{ мкм}$ ;



Рис. 1.5. Залежність  $\ell_{\min}$  (визначається розміттям краю) від питомого опору матеріалу

■ **флуктуація домішок.** Розглянемо один із  $N$  елементів ІМС, що має лінійний розмір  $\ell$  і середню концентрацію донорних домішок  $n_d$ . Середня кількість домішок у ньому становить  $\bar{n} = n_d \ell^3$ . Позначимо дозволений інтервал флуктуаційних змін кількості домішок в елементі через  $\bar{n} - \Delta n < n < \bar{n} + \Delta n$ , де  $\Delta n = \xi\bar{n} = \alpha$ .



Тоді ймовірність того, що флуктуації домішок в одному елементі не виходять за межі дозволеного інтервалу можна визначити (як і в попередній задачі) за допомогою нерівностей (1.17) або (1.18). Тут

$$\alpha = \xi \bar{n} = \xi n_d \ell^3. \quad (1.19)$$

За незначних флуктуацій домішок для оцінки дисперсії можна скористатись тим, що розподіл Гаусса наближається до розподілу Пуассона й тому  $\sigma \cong \sqrt{\bar{n}}$ . Після підстановки цього виразу для дисперсії та виразу (1.19) для  $\alpha$  до нерівності (1.18) маємо

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \xi \sqrt{\bar{n}} > 2,1 \sqrt{\lg N}. \quad (1.20)$$

Знайдемо  $n_d$  через питомий опір напівпровідника  $\rho$ , який залежить від концентрації легуючих домішок  $n_d$ , наприклад для донорного напівпровідника за низьких температур

$$\rho^{-1} = e \sqrt{n_d} \mu \beta = \beta_1 \sqrt{n_d}, \quad (1.21)$$

де  $\mu$  – рухливість носіїв, а  $\beta = 2^{-1/2} \cdot N_c^{1/2} \cdot \exp\{-E_d/k_B T\}$ ,  $N_c$  – ефективне число станів, приведене до дна зони провідності,  $E_d$  – енергетична глибина залягання донорів,  $k_B$  – стала Больцмана. Комбінуючи вирази (1.19) та (1.21), знайдемо вираз для  $\bar{n}$

$$\bar{n} = \bar{\ell}^3 n_d = \frac{\bar{\ell}^3}{(\rho \beta_1)^2}. \quad (1.22)$$

Після підстановки (1.22) до (1.20) знайдемо

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \xi \sqrt{\bar{n}} = \xi \frac{\bar{\ell}^{3/2}}{\rho \beta_1} > 2,1 \sqrt{\lg N}. \quad (1.23)$$

Із (1.23) видно, що  $\ell_{\min}$  залежить від питомого опору  $\rho$ , дозволеного відхилення концентрації домішок від її середнього значення, відносного допустимого відхилення  $\xi$  та  $N$  – кількості елементів в ІМС. Скориставшись виразом (1.21) для питомого опору, запишемо нерівність (1.23), яка має місце за малих флуктуацій домішок, коли  $\sigma \cong \sqrt{\bar{n}}$  і великих значень  $N$  (див. задачу 1.4), та отримаємо вираз

$$\ell_{\min}^3 > \frac{4,4}{\xi^2 n_d} \lg N, \quad (1.23 \text{ а}),$$



Рис. 1.6. Залежність  $\ell_{\min}$  (визначається флуктуаціями концентрації домішок) від питомого опору матеріалу

що дозволяє здійснити оцінку мінімального розміру елемента  $\ell_{\min}$ , який визначається флуктуаціями домішок. На рис. 1.6 схематично подано приклад такої залежності. Заштрихована область показує можливі значення розмірів елемента.

При  $\xi=0,1$ ;  $N_d=10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $N=1/\ell^3=10^6$ ;  $\ell_{\min}=0,1 \text{ мкм}$ ;

■ дифузія атомів (молекул). Безперечно, дифузія також впливає на різкість краю, оскільки середня глибина дифузії  $x_D$ , яка визначається співвідношенням

$$x_D = (2Dt)^{1/2}, \quad (1.24)$$

іноді стає сумірною із розміттям краю елемента. Тут  $D$  – коефіцієнт дифузії за даної температури виготовлення елемента ІМС, а  $t$  – час плину цього процесу.

#### 1.4.2. Фізичні причини обмеження, пов'язані із взаємодією елементів ІМС

Найважливішими процесами взаємодії елементів є:

- їх розігрів; ▪ розігрів міжелементних з'єднань; ▪ паразитні зв'язки.

Причиною розігріву елементів і з'єднань є енергія, що виділяється при роботі елементів, і проходження струму у з'єднаннях. Хоча при перемиканні одного елемента виділяється мало енергії, проте елементів багато, і сумарна потужність може бути значною. Коли окремі елементи рівномірно розподілені в об'ємі, то енергію, що виділяється в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$ , можна обрахувати за формулою:

$$W = P\tau\nu N, \quad (1.25)$$

де  $P$  – потужність розсіювання при перемиканні одного елемента,  $\tau$  – час перемикання,  $\nu$  – тактова частота,  $N = \ell^{-3}$  – кількість елементів в  $1 \text{ см}^3$ . Якщо скористатись даними табл. 1.2 для сучасних ІМС:  $P = 10^{-5} \text{ Вт}$ ,  $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ ,  $\nu = 10^7$ ,  $N = \ell^{-3} = (0,5 \cdot 10^{-4})^{-3} = 8 \cdot 10^{12}$  і вважати, що всі елементи працюють одночасно, то за допомогою (1.25) маємо:  $W \approx 10^{-5} \cdot 10^{-9} \cdot 10^7 \cdot 10^{12} \cdot 8 \approx 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ . Тобто в одиниці об'єму виділяється надзвичайно велика потужність<sup>7</sup>. (На практиці об'ємні ІМС ще не виготовляються.) Щільність елементів реальних ІМС менша за  $N$ , і при їх роботі виділяється менша потужність. Наприклад, процесор Intel Pentium 4 має сім шарів напівпровідників, розташованих в ізоляційному матеріалі. Вони утворюють 1,2 млн транзисторів. Процесор споживає потужність близько 80 Вт (достатню для неможливості нехтувати впливом нагріву на роботу ІМС), що розсіюється площею поверхні  $2,2 \text{ см}^2$ . Тому здебільшого потрібні спеціальні заходи для примусового охолодження ІМС.

Тепловий розрахунок ІМС – досить складне завдання, тому обмежимося найпростішим випадком. Для цього розглянемо пластинку товщиною  $h$ , в об'ємі якої рівномірно розподілені елементи зі щільністю  $N = \ell^{-3}$  (рис. 1.7). В одиниці об'єму пластинки, згідно із (1.25), виділяється за одиницю часу енергія  $W$ .

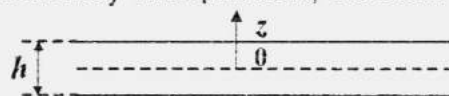


Рис. 1.7. Пластинка товщиною  $h$

Рівняння теплового балансу за рахунок теплопровідності має такий вигляд

$$\gamma c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + W, \quad (1.26)$$

де  $c_v$  – теплоємність [ $\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ ],  $\gamma$  – густина речовини [ $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ ],  $\lambda_T$  – коефіцієнт теплопровідності [ $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ ],  $T$  – температура,  $t$  – час. Якщо створити на границях  $z = \pm h/2$  температурні умови  $T = T_1 = \text{const}$ , то при розв'язанні рівняння (1.26) отримаємо у стаціонарних умовах у центрі пластинки при  $z = 0$  температуру  $T_0$  із співвідношення (див. задачу 1.6)

<sup>7</sup> Протягом доби людина розвиває середню потужність лише у 10 Вт.

$$\frac{8(T_0 - T_1)\lambda_T}{h^2} = W. \quad (1.27)$$

Підставимо до (1.27) вираз для  $W$  із (1.25), тоді

$$\frac{8(T_0 - T_1)\lambda_T}{h^2} = P\tau\nu N = P\tau\nu \frac{1}{\ell^3}. \quad (1.28)$$

Із (1.28) можна записати визначення для  $\ell$

$$\ell^3 \geq \frac{P\tau\nu h^2}{8\lambda_T \Delta T}, \quad (1.29)$$

що дає можливість оцінити мінімальний розмір елемента  $\ell_{\min}$ .

Величина допустимого перегріву  $\Delta T = T_0 - T_1$  визначається матеріалом пластинки та явищами, що використовуються у роботі ІМС, тобто  $T_{z=0}$  визначається критичною температурою, а  $T_1$  – інтенсивністю охолодження поверхні. Величина  $P$  вибирається значно більшою за  $P_{\min}$ . Зазвичай для оцінок користуються величиною  $P_{\min} \cdot \tau = 10 \cdot k_B T$ , де  $k_B$  – стала Больцмана. Для резистивних елементів мінімальна потужність переключення

$$P_{\min} = \frac{V_{\min}^2}{R}, \quad (1.30)$$

де  $V_{\min} = (10k_B T)/e$ ,  $e$  – елементарний заряд, а  $R$  – опір елемента

$$R = \rho \frac{\ell}{\ell^2} = \frac{\rho}{\ell}. \quad (1.31)$$

Тут  $\rho$  – питомий опір матеріалу, із якого виготовлено елементи схеми. При комбінуванні (1.29), (1.30) і (1.31) одержимо формулу для оцінки мінімального розміру резистивного елемента

$$\ell_{\min}^2 \geq \frac{(10k_B T)^2 \tau \nu h^2}{e^2 \rho \lambda_T \Delta T}, \quad (1.32)$$

з якої видно, що  $\ell_{\min}$  залежить від допустимого перегріву  $\Delta T = (T_{z=0} - T_1)$ , часу перемикання  $\tau$ , тактової частоти  $\nu$ , температуропроводності  $\lambda_T$  і питомого опору  $\rho$ . Таким чином  $\ell_{\min}$ , що визначається допустимим перегрівом елемента, зменшується за зростання  $\rho$  (крива 3 на рис. 1.8). Звичайно, у кожному конкретному випадку залежності складніші, оскільки визначаються властивостями речовин, граничних та інших умов реальних задач, що можуть суттєво відрізнятися від умов розглянутої моделі. Проте загальна тенденція зменшення  $\ell_{\min}$  за збільшення питомого опору  $\rho$  зберігається. На рисунку схематично подано також залежності  $\ell_{\min}$ , що визначаються розмиттям краю (крива 1) і флуктуаціями домішок (крива 2), які у реальних випадках одночасно впливають на мінімальний розмір елементів ІМС. Вони по-різному залежать від питомого опору матеріалу, з якого виготовлені: за незначних  $\rho < 1$  Ом·см  $\ell_{\min}$  обмежується, головним чином, тепловим ефектом (перегрівом елементів); при  $\rho \sim 1$  Ом·см і великих дисперсіях  $\sigma$   $\ell_{\min}$  – розмиттям краю елементів; при  $\rho > 1$  Ом·см – флуктуаціями домішок.

Допустимі розміри елементів у випадку впливу всіх трьох факторів показано над кривими 1, 2, 3 у заштрихованій області (рис. 1.8).

Безперечно, що зміна граничних умов, наприклад примусове охолодження, дасть інші залежності, оскільки воно збільшує можливий перегрів  $\Delta T$ , що зменшує величини  $\ell_{\min}$ . Проте розглянутий приклад показує, що тепловий режим роботи ІМС суттєво впливає на мінімальний розмір схеми.

Взаємодія елементів виникає через існування гальванічних, ємнісних та індуктивних зв'язків, які здебільшого можна зменшити за допомогою ізоляції окремих елементів, вибору оптимальних відстаней між елементами та введення оптичного каналу зв'язку, що розриває гальванічні та зменшує ємнісні й індуктивні зв'язки.

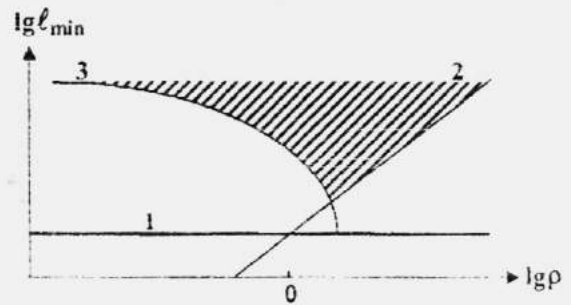


Рис. 1.8. Залежність мінімального розміру елемента ІМС від питомого опору для: 1 – розміття краю, 2 – флуктуації домішок, 3 – перегріву елемента

#### 1.4.3. Фізичні причини обмеження ступеня інтеграції, пов'язані із розмірними ефектами

Зменшення геометричних розмірів окремих елементів змінює їх робочі характеристики. Множини  $F$ , що характеризують зміни робочих характеристик окремих елементів за зміни їх геометричних розмірів у  $K$  разів, є функціями  $K$ . Вони називаються скейлінговими (масштабними) коефіцієнтами  $F(K)$  й визначаються за допомогою конкретних моделей роботи елементів ІМС. За зменшення розмірів модель перестає відбивати основні риси роботи елемента та  $F(K)$  змінюється. Таким чином, скейлінг обмежується такою областю розмірів елементів ІМС, в якій розмірні ефекти не впливають на їх роботу. Розглянемо, наприклад опір електричному струму

$$R = \rho \frac{\ell_1}{\ell_2 \ell_3}.$$

Доки  $\rho = \text{const}$ , зміна розмірів елемента у  $K$  разів викликає зменшення  $R$  також у  $K$  разів, і скейлінговий коефіцієнт опору  $K = F_R$ :

$$\frac{R'}{R} = \frac{\ell'_1 / \ell_1}{\ell'_2 / \ell_2 \cdot \ell'_3 / \ell_3} = \frac{K^{-1}}{K^{-1} \cdot K^{-1}} = K = F_R. \quad (1.33)$$

Коли  $\ell_i$  стає меншим за довжину вільного пробігу носіїв заряду, скейлінговий коефіцієнт опору  $F_R(K)$  змінюється, оскільки змінюється питомий опір  $\rho(\ell)$  і  $\rho'/\rho \neq 1$ .

У табл. 1.3 наведено скейлінгові коефіцієнти  $F(K)$  для МОН-транзисторів (метал-оксид-напівпровідник) із довгим каналом провідності, у робочому стані яких електричне поле залишається сталим  $E_D = \text{const}$  (див. розд. 3).

Проте зміна моделі, що викликається зміною фізичного процесу роботи транзистора внаслідок впливу розмірних ефектів, викличе зміну його скейлінгових коефіцієнтів  $F(K)$ .



Таблиця 1.3

Параметри	Формули	$T(K)$
Розміри $\ell_i$ ; $d_{ox}$ – товщина оксиду, $w$ – ширина; $L$ – довжина	$\ell_i' / \ell_i$	$K^{-1}$
Напруга стоку $V_D$ (Drain) і затвору (Gate) $V_G$	$V_D = E_D L$	$K^{-1}$
Концентрація домішок у підкладці $N_A$	електричного поля просторового заряду $E_s \approx \sqrt{(V_G - E_1 d_1) N_A} = \text{const}$ , $E_1 d_{ox}$ – падіння потенціалу на оксиді	$K$
Струм у лінійній частині $I$ - $V$ -характеристики	$J_D = (w \epsilon \mu / 4 \pi d_{ox} L) V_G V_D$	$K^{-1}$
Ємність затвору	$C = \epsilon W (4 \pi d_{ox})^{-1}$	$K^{-1}$
Максимальна густина елементів	$N = (w d)^{-1}$	$K^2$
Час затримки перемикання	$\tau_{\max} = d^2 / \mu V_D$	$K^{-1}$
Джоулеве тепло при перемиканні	$P_f = J_D V_D$	$K^{-2}$
Потужність при управлінні	$P = 1/2 C \Delta V_G^2$	$K^{-3}$
Параметр якості	$\Pi = P_f \tau$	$K^{-3}$
Функціональна швидкодія	$FS = N \tau^{-1}$	$K^3$

Оскільки фізичні величини залежать від структури плівок (відповідно до їх товщини), вони залежать також і від товщини  $d$ . Проте навіть коли структура плівки не відрізняється від структури масивної речовини, її властивості можуть змінюватись, адже у тонких шарах мають місце різні розмірні ефекти:

- класичний розмірний ефект настає, коли розміри зразка стають меншими за довжину вільного пробігу носіїв  $d < \ell$  (для металів при 300K  $\ell \sim 100$  Å) і питомий опір починає залежати від розмірів зразка;

- квантовий розмірний ефект настає, коли розміри зразка стають меншими за довжину хвилі де Бройля носіїв ( $d < \lambda_D = \sqrt{150/V[B]} \text{ Å}$ ) й змінюються: енергетична структура (з'являються підзони), густина електронних станів та інші властивості речовини;

- зникнення надпровідності, коли розміри зразка  $d$  стають меншими за глибину проникнення магнітного поля у надпровідник ( $d < \lambda_L = \sqrt{mc^2 / 4 \pi n_s e^2}$ , де  $n_s$  – концентрація надпровідних електронів,  $\mu$  – магнітна проникливість), або меншими за джозефсонівську глибину проникнення ( $d < \lambda_J = \sqrt{\Phi_0 c / 8 \pi^2 J_c \lambda_L}$ ,  $J_c$  – критичний струм Джозефсона,  $\Phi_0 = hc/2e$  – квант магнітного потоку (флюксоїд));

- інтенсивне тунелювання відбувається, коли  $d < \hbar/2 \cdot (2m(U-E))^{-1/2}$ , де  $U$  – висота потенціального бар'єра,  $E$  – енергія електронів, що тунелюють;

- зміна характеру та структури магнітних доменів, коли розміри зразка стають меншими за розмір доменних стінок тощо.

Таким чином, розмірні ефекти змінюють особливості фізичних явищ у низькорозмірних 2D-, 1D- та 0D-системах. Вони змінюють скейлінгові коефіцієнти та обмежують рівень мікромініатюризації мікроелектронних приладів. Це має місце, здебільшого у зразках нанометрових розмірів, тому виникає потреба у створенні нових спеціальних наноелектронних приладів із застосуванням розмірних ефектів.

### 13) Методи зменшення паразитного гальванічного зв'язку у великих інтегральних схемах.

а)

#### 12.6.6. Ізоляція за допомогою тонких плівок $\text{SiO}_2$

Один із прикладів ізоляції за допомогою  $\text{SiO}_2$ , зображений на рис.12.31. Елементи схеми розміщуються в окремих комірках, ізольованих одна від одної шарами  $\text{SiO}_2$ . Технологія виготовлення ІМС з ізоляцією шарами  $\text{SiO}_2$  відрізняється від технології ІМС із діодною ізоляцією. Наведемо приклад створення такої системи. Вона складається з 6-тих етапів.

На першому етапі легують захований  $n^+$  шар і окислюють кремній.

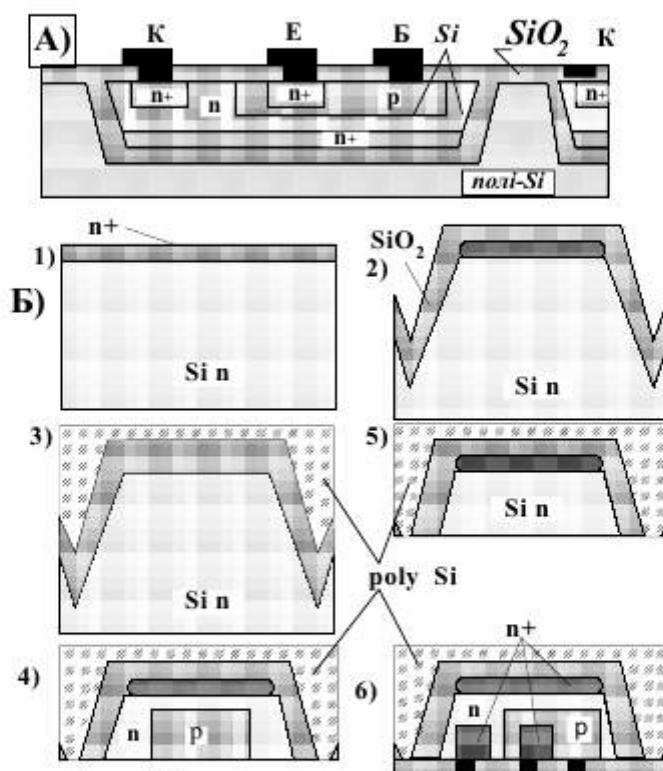


Рис.12.31. Поперечний переріз А) та етапи виготовлення  $\text{SiO}_2$  ізоляції ІМС Б)Б) захованого шару (дифузія донорів); 2) заглибини та їх окислення; 3) нанесення полікремнію; 4) витравлення фасадної сторони пластинки Si; 5) створення базового шару; 6) створення колекторної та емітерної частин транзистора.

На другому етапі за допомогою фотолітографії і хімічного травлення витравлюють у Si пластинці заглибини, котрі потім окислюють. Вони ізолюють окремі частини ІМС.

На третьому етапі усувають зайвий шар Si на фронтальному боці кристала.

На четвертому етапі на тильну сторону полікремнієвої підкладки наносять масивний шар полікристалічного кремнію. Цей шар підвищує механічну міцність ІМС.

На п'ятому етапі крізь отвори в спеціальній руйнівній масці на фронтальній поверхні методом термодифузії легують області Si для створення бази  $n^+p$ -транзистора.

На шостому етапі поверхню знову окислюють, наносять фоторезист та переносять на нього з фотошаблону малюнок необхідних отворів. Після експонування витравлюють

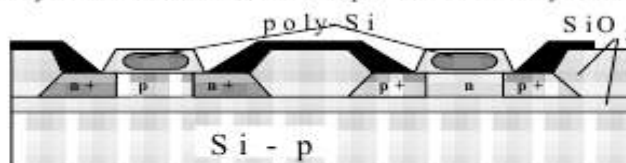


Рис.12.32. КМОН структура з ізоляцією за допомогою шарів  $\text{SiO}_2$ .

ці отвори. Крізь отвори здійснюють легування емітерної та колекторної областей транзистора та приєднують до них металеві контакти.

Другий приклад використання  $\text{SiO}_2$  для ізоляції КМОН структури наведений на рис.12.32. Хоча треба нагадати, що МОН транзистори є самоізованими й додаткова ізоляція використовується у спеціальних випадках.

b)

#### 12.6.в. Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від $\text{SiO}_2$

Замість  $\text{SiO}_2$  для ізоляції можна використовувати й інші діелектрики, наприклад, ситал. Щоб у системі не виникало додаткових напружень й ці діелектрики не тріскались й не відлущувались, вони повинні мати близькі за величиною температурні коефі-

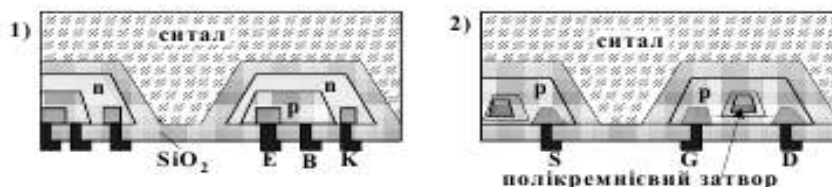


Рис.12.33. Ізоляцією ІМС за допомогою ситалу: 1) із  $n^+-p-n$  транзисторами і 2) із МОН транзисторами.

цієнти лінійного розширення до відповідних коефіцієнтів  $\text{Si}$ . Ситал відповідає таким вимогам й має значний коефіцієнт теплопровідності, що полегшує охолодження ІМС. На рис.12.33 зображено переріз  $n^+-p-n$  і МОН транзисторів ІМС ізованих ситалом.

c)

#### 12.6.в. Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від $\text{SiO}_2$

Замість  $\text{SiO}_2$  для ізоляції можна використовувати й інші діелектрики, наприклад, ситал. Щоб у системі не виникало додаткових напружень й ці діелектрики не тріскались й не відлущувались, вони повинні мати близькі за величиною температурні коефі-

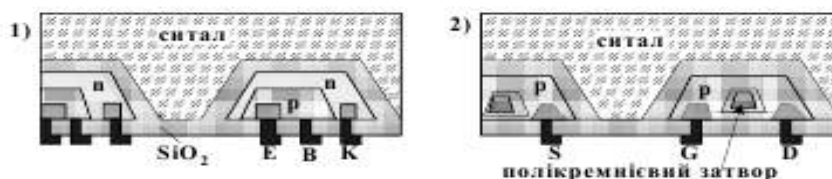


Рис.12.33. Ізоляцією ІМС за допомогою ситалу: 1) із  $n^+-p-n$  транзисторами і 2) із МОН транзисторами.

цієнти лінійного розширення до відповідних коефіцієнтів  $\text{Si}$ . Ситал відповідає таким вимогам й має значний коефіцієнт теплопровідності, що полегшує охолодження ІМС. На рис.12.33 зображено переріз  $n^+-p-n$  і МОН транзисторів ІМС ізованих ситалом.

льовані за допомогою  $\text{SiO}_2$  островці  $\text{Si}$ . Для їх формування застосовують методи епітаксiального вирощування монокристальних плівок. Потім на цих островцях  $\text{Si}$  виготовляють окремі ІМС груповим методом і здійснюють їх з'єднання.

Проте найбільш перспективними з точки зору збільшення густини монтажу є комбіновані методи ізоляції елементів ІМС.

#### **d) Використання оптоелектроніки**

Канали для передачі оптичних сигналів, це світловоди. Взаємодія світла з речовиною із збереженням енергії використовується у світловодах. Здебільшого світловоди побудовані з тонких діелектричних плівок, або смужок в яких з допомогою взаємодії світла з речовиною вдається реалізувати направлене розповсюдження е/м хвиль у діапазоні 0,1-10 мкм так званий хвилеводний ефект. Цей ефект дозволяє передавати високочастотні сигнали.

Іншою позитивною рисою хвилеводів є те, що вони не вносять великих втрат. А саме з використанням структурно однорідних і прозорих матеріалів з гладкими границями та з певним градієнтом показника заломлення по товщині інтегрального оптичного хвилеводу вдається зменшити поглинання до 0,154 дБ/км для довжини хвилі  $\sim 1,55$  мкм.

Наявність оптичної ланки забезпечує такі позитивні якості в обчислювальній техніці:

- **Гальванічну розв'язку елементів схеми шляхом використання оптичного каналу зв'язку між окремими електронними схемами.**
- **Однонаправленість сигналів від джерела до приймача.**
- **Велику роздільну здатність та інформативну ємність**
- **Залежність параметрів оптичних сигналів не тільки від часу але й від координати, це дозволяє робити тривимірну і двовимірну обробку сигналів**
- **Можливість використовувати при обробці сигналів крім амплітуди частоти і фази ще поляризації е/м хвиль.**



14) Проаналізуйте умови експериментального спостереження класичного розмірного ефекту. Чому він майже не спостерігається в нп/пр-х? Як впливає вигин зон? (*Находкін 37 - 38*)

Розглянемо однорідний, однодолинний, ізотропний напівпровідник з плоскими зонами. В ньому відсутня міждолинна релаксація ( $\tau_v \rightarrow \infty$ ) і  $\tau_E > \tau_p$ . Обмежимося також розглядом лише тих носіїв струму, котрі знаходяться на дні зони провідності або біля стелі валентної зони. Розглянемо випадок  $\nabla T = 0$

і  $H = 0$ . В цьому випадку

$$\tau_{\text{еф}} \sim \tau_p = \ell_p / v \quad (2.18)$$

Нехай зразок має вигляд тонкої плівки товщиною  $d$ , на границях якої *фактор дзеркальності*  $p \neq 1$ , тобто носії струму на границях плівки розсіюються дифузно. Тоді при  $\ell_s > d$  із формули (2.15) можна записати:

$$1/\tau_{\text{еф}} = 1/\tau_v + 1/\tau_s = 1/\tau_v(1 + \tau_s/\tau_v) = 1/\tau_v(1 + \ell/d) \quad (2.19)$$

де  $\ell$  - довжина вільного пробігу рівноважних носіїв струму. Знаючи  $\tau_{\text{еф}}$  ... із (2.6), можна визначити  $\mu_{\text{еф}}(d)$  та  $\sigma(d)$ :

$$\mu_{\text{еф}}(d) = e\tau_{\text{еф}}/m^* = (e\tau_v/m^*)1/(1+\ell/d) = \mu_v(1+\ell/d)^{-1} \quad (2.20)$$

$$\sigma(d) = en\mu_{\text{еф}}(d) = \sigma_v(1+\ell/d)^{-1} \quad (2.21)$$

де  $\mu_v = e\tau_v/m^*$  - рухливість носіїв струму в об'ємі зразка. Таким чином, співвідношення (2.21) описує класичний розмірний ефект, який полягає в залежності  $\tau_{\text{еф}}(d)$  або  $\mu_{\text{еф}}(d)$ . Більш точне доведення формули для  $\sigma(d)$  дає такі співвідношення:

$$\sigma_{\infty}/\sigma = 1 + 3/8(1-p)\ell/d \quad \text{для } \ell/d \leq 1$$

$$\sigma_{\infty}/\sigma = 4/3[(1-p)/(1+p)] 1/\{d/\ell(\ln \ell/d + 0,42)\} \quad \text{для } \ell/d \geq 1 \quad (2.22)$$

**Класичний розмірний ефект має місце, коли фактор дзеркальності  $\Re \neq 1$ ,  $\ell_v < d$ , та  $\ell_v > \lambda_D$ , де  $\lambda_D$  - довжина хвилі де Бройля носіїв заряду. Остання нерівність  $\ell_v > \lambda_D$  обмежує різновиди напівпровідників, в яких може мати місце класичний розмірний ефект.**

Дійсно при умові  $\ell_v/\lambda_D > 1$  з урахуванням виразів для  $\ell_v$  і для  $\lambda_D$  ( $\ell_v = \mu m v / e$ ,  $\lambda_D = h / m v$ ) маємо

$$1 < \frac{\ell_v}{\lambda_D} = \frac{2\pi\mu m^2 v^2}{e\hbar} = \frac{2\pi\mu m 3k_B T}{e\hbar} \quad (2.23)$$

або

$$\mu_{T=300} > 100 m_0 / m \left[ \tilde{n}^2 \cdot B^{-1} \cdot c^{-1} \right] \quad (2.24)$$

де  $m_0$  - вакуумна маса електрона. Ця умова виконується для досить широкого кола напівпровідників Ge, Si, InSb, InAs, GaAs. Проте до цього часу класичний розмірний ефект в напівпровідниках експериментально не спостерігався, бо в них майже завжди існує приповерхневий вигин зон, що ускладнює спостереження цього ефекту.

**15. Якщо середня концентрація донорних домішок в кремнії становить  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , оцінити мінімальний розмір напівпровідникового елементу, якщо середня густина монтажу 1 мільйонів елементів і кожен з них має номінали, котрі не виходять за межі 1% змін номінальної їх величини.**

Середня кількість домішок в окремому елементі  $\bar{n} = l^3 n_d$  де  $n_d$  – концентрація донорів. Позначимо дозволений інтервал флуктуаційних змін кількості домішок в елементі через  $\bar{n} - \Delta n < n < \bar{n} + \Delta n$ , де  $\Delta n = \xi \bar{n} = \alpha$ . Тоді ймовірність того, що флуктуації домішок в одному елементі не виходять за межі дозволеного інтервалу (вважаємо флуктуації концентрації статистично незалежними, тоді маємо місцевий нормальний (гауссівський) закон розподілу ймовірностей із певною дисперсією  $\sigma$ ), знаходиться, як

$$\frac{\alpha}{\sigma} > 2,1 \sqrt{\lg N}$$

При малих флуктуаціях домішок для оцінки дисперсії можна скористатись тим, що розподіл Гаусса наближається до розподілу Пуассона і тому  $\sigma \cong \sqrt{\bar{n}}$ . Після підстановки цього виразу для дисперсії та виразу (1.19) для  $\alpha$  у нерівність (1.18) маємо

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \xi \sqrt{\bar{n}} > 2,1 \sqrt{\lg N}$$

$$l > (4,41 \frac{\lg N}{\xi n_d})^{1/3}$$

**16. Знайдіть дисперсію технологічного процесу виготовлення  $10^7$  резистивних елементів інтегральних мікросхем з мінімальним розміром  $0,05 \mu\text{м}$  та точністю відтворення 1%.**

Ймовірність того, що флуктуації домішок в одному елементі не виходять за межі дозволеного інтервалу (вважаємо флуктуації концентрації статистично незалежними, тоді маємо місцевий нормальний (гауссівський) закон розподілу ймовірностей із певною дисперсією  $\sigma$ ), знаходиться, як

$$\frac{\alpha}{\sigma} > 2,1\sqrt{\lg N}$$

Тоді (враховуючи  $\bar{n} = l^3 n_d$  де  $n_d$  – концентрація донорів) маємо

$$\sigma < \frac{\xi \sqrt{l^3 n_d}}{2,1\sqrt{\lg N}}$$

## 17. Обґрунтуйте, чому мінімальний розмір елементів залежить від можливого їх перегріву. Як можуть вони змінитися при зменшенні перегріву у з рази?

Найбільш важливими процесами взаємодії елементів між собою слід назвати такі: їх розігрів; розігрів міжелементних з'єднань; паразитні зв'язки.

Причиною розігріву елементів та з'єднань є енергія, що виділяється при роботі елементів та проходженні струму у з'єднаннях. Хоча при перемиканні одного елемента виділяється мало енергії, проте елементів багато і сумарна потужність може бути значною.

Тепловий розрахунок ІМС досить складна задача. Ми обмежимося розглядом найпростішого випадку теплового розрахунку для того, щоб оцінити, як залежить тепловий баланс від параметрів схеми. Для цього розглянемо пластинку товщиною  $h$ , в якій рівномірно розподілені елементи з густиною  $N_1 = \ell^{-3}$ . В одиниці об'єму цієї пластинки згідно (1.24) виділяється за одиницю часу енергія  $W$ .

Рівняння теплового балансу за рахунок теплопровідності має такий вигляд

$$c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + W \quad (1.26)$$

де  $c$  - теплоємність [Дж.г<sup>-1</sup>.град<sup>-1</sup>],  $\gamma$  - густина речовини [г.см<sup>-3</sup>],  $\lambda$  - коефіцієнт температуропровідності [Вт.см<sup>-1</sup>.град<sup>-1</sup>],  $T$  - температура,  $t$  - час. Якщо створити на границях  $z = \pm h/2$  такі умови, що їх температура  $T = T_0 = \text{Const}$ , то розв'язуючи рівняння (1.26), отримаємо в стаціонарних умовах температуру  $T_{z=0}$  в центрі пластини при  $z = 0$  із співвідношення

$$\frac{8(T_{z=0} - T_0)\lambda}{h^2} = W \quad (1.27)$$

Підставимо в (1.27) вираз для  $W$  із формули (1.25), тоді

$$\frac{8(T_{z=0} - T_0)\lambda}{h^2} = P\tau v N_1 = P\tau v \frac{1}{\ell^3} \quad (1.28)$$

Із (1.28) можна записати вираз для  $\ell$

$$\ell^3 \geq \frac{P\tau v h^2}{8\lambda \Delta T} \quad (1.29)$$

котрий дає можливість в цьому випадку оцінити мінімальний розмір елемента  $\ell$ .

Величина допустимого перегріву  $\Delta T = T_{z=0} - T_0$  визначається матеріалом платівки і явищами, що використовуються в роботі ІМС, тобто  $T_{z=0}$  визначається критичною температурою, а  $T_0$  - інтенсивністю охолодження поверхні. Величина  $P$  вибирається значно більшою за  $P_{\min}$ . Найчастіше для оцінок користуються для  $P_{\min}$  величиною  $10 \text{ кТ}$  ( $P_{\min} = 10 \text{ кТ}$ ). Для резистивних елементів:

$$P_{\min} = \frac{V_{\min}^2}{R} \quad (1.30)$$

де  $R$  - опір елемента, а  $eV_{\min} = 10 \text{ кТ}$ .

$$R = \rho \frac{\ell}{\ell^2} = \frac{\rho}{\ell} \quad (1.31)$$

Комбінуючи (1.29), (1.30) та (1.31), одержимо таку формулу для оцінки мінімального розміру резистивного елемента

$$\ell_{\min}^2 \geq \frac{(10 \text{ кТ})^2 \tau v h^2}{e \rho \lambda \Delta T} \quad (1.32)$$

із якого видно, що  $\ell_{\min}$  залежить від допустимого перегріву  $\Delta T = (T_{z=0} - T_0)$ , часу перемикання  $\tau$ , тактової частоти  $v$ , температуропровідності  $\lambda$  та питомого опору  $\rho$ .

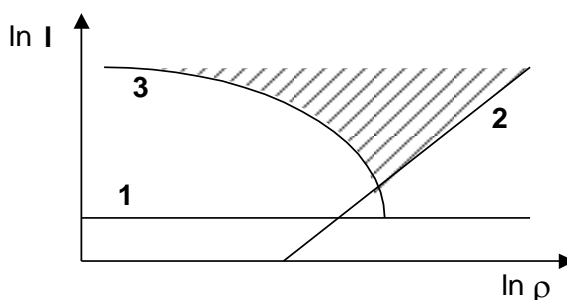


Рис.1.8. Залежність мінімального розміру елемента ІМС від питомого опору матеріалу для трьох випадків: 1 - крайового розмиття, 2 - флуктуацій домішок, 3 - перегріву елемента.

Звичайно, що в кожному конкретному випадку залежності більш складні, тому що вони сильно залежать від граничних умов і властивостей речовин і

реальних умов задачі, котрі можуть суттєво відрізнятися від умов розглянутої моделі. Проте розглянутий приклад показує, що тепловий режим роботи ІМС суттєво впливає на мінімальний розмір схеми. Наприклад, *примусове охолодження збільшує можливий перегрів  $\Delta T$ , що призводить до зменшення величини  $\ell_{min}$* . Взаємодія елементів виникає через існування гальванічних, ємнісних і індуктивних зв'язків. Здебільшого ці зв'язки зменшуються за допомогою ізоляції окремих елементів, вибором оптимальних відстаней між елементами а також шляхом введенням оптичного каналу зв'язку, котрий розриває гальванічні зв'язки і може також зменшити ємнісні та індуктивні зв'язки.

## 18. Як змінюється густина станів у низькорозмірних системах?

### Приклади. Як це впливає на транспортні явища?

Густина електронних станів визначається кількістю станів в одиничному інтервалі енергій для одиничного об'єму кристалу.

$$g(E) = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{V \cdot \Delta E} = \frac{1}{V} \frac{dN}{dE} \quad (2.37)$$

$\Delta N$  – число станів в інтервалі енергій між  $E$  та  $E + \Delta E$ ,  $V$  – об'єм кристала. Кожен квантовий стан у кристалі характеризується номером енергетичної зони  $\zeta$ , значення компонент квазіхвильового вектора  $\vec{k}$  і спіновим виродженням. Такому стану відповідає енергія  $E_\zeta(\vec{k})$ , що визначається законом дисперсії і залежить від квантових чисел електронного стану  $\zeta$ , хвильових чисел  $k_i = p_i/\hbar$  і спінового числа  $s$ . Тоді (множник 2 враховує орієнтацію спіну).

$$g(E) = \frac{2}{V} \sum_{\zeta} \sum_{\vec{k}} \delta(E - E_\zeta(\vec{k})) \quad (2.38)$$

Для тривірного випадку (із врахуванням квадратичного зв'язку між енергією та хвильовим числом) отримаємо залежність:

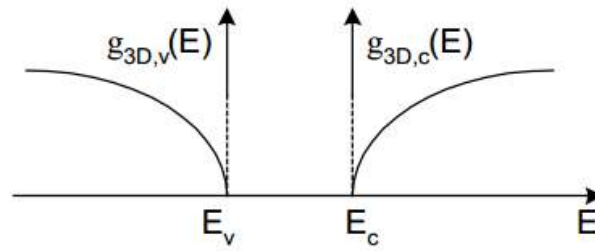
$$g_{3D}(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sum_{\zeta} \sqrt{E - E_{\zeta 0}} \quad (2.41)$$

Квадратичний закон дисперсії здебільшого наближено виконується біля дна зони провідності ( $E_{\zeta 0} = E_c$ ) та стелі валентної зони ( $E_{\zeta 0} = E_v$ ). Для цих випадків густини електронних станів можна записати у вигляді (НА ГРАФІКУ ПОДАНО ВІДПОВІДНУ ЗАЛЕЖНІСТЬ):

$$g_{3D,c}(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_c};$$

$$g_{3D,v}(E) = \sum_v \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{(E_v - E)} \quad (2.41.a)$$

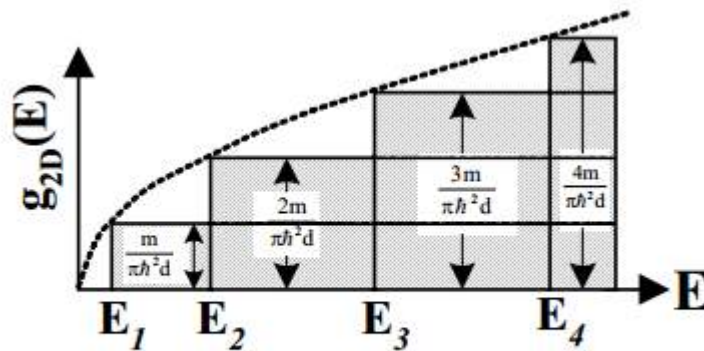




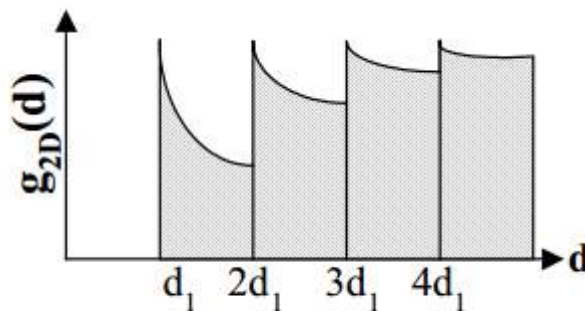
**Рис.2.6.** Залежності густин станів у зонах провідності та валентній для 3D напівпровідникового зразка.

За аналогічних умов для двовимірного випадку (товщини  $d$ ) отримаємо залежність для густини станів:

$$g_{2D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar^2 d} \sum_{\varsigma} m_{\varsigma} \sum_{n_z} \Theta(E - E_{\varsigma 0} - E_{n_z})$$



**Рис.2.7.** Залежність  $g_{2D}(E)$  при  $d=\text{Const}$ .

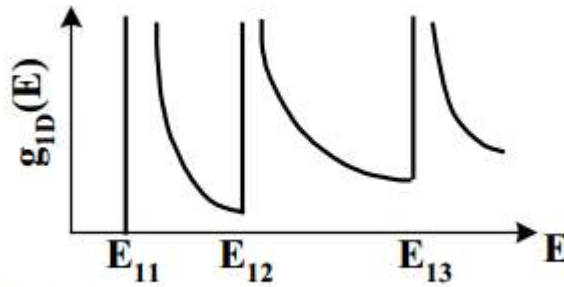


**Рис.2.8.** Залежність  $g_{2D}(d)$  при  $E=\text{Const}$

де  $\Theta(E)$  – східчаста функція Хевісайда. Вигляд цієї залежності  $g_{2D}$  залежать від форми потенціального бар'єра та реального закону дисперсії, проте періодичний характер залежності і зменшення оберненопропорційно  $d$  залишається.

Для одновимірного 1D випадку (квантовий дріт, характерний поперечний розмір  $d$  такого дроту має довжину порядку хвилі де Бройля), в межах однієї підзони із номером  $\varsigma$ :

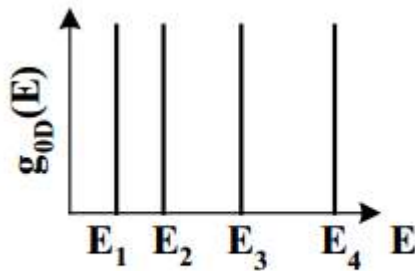
$$g_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar d^2} \sqrt{\frac{m_v}{2}} \sum_{n_x, n_y} \frac{1}{\sqrt{(E - E_{n_x, n_y})}}$$



**Рис.2.9.** Залежність  $g_{1D}(E)$  при  $d=\text{const.}$

Для одновимірного 0D випадку (квантовий точка, характерний поперечний розмір  $d$  має довжину порядку хвилі де Бройля) (з'являється дискретність рівнів як і в атомі):

$$g_{0D}(E) = \frac{2}{d^3} \sum_{\varsigma} \sum_{n_x, n_y, n_z} \delta(E - E_{\varsigma 0} - E_{n_x, n_y, n_z}),$$



**Рис.2.10.** Залежність  $g_{0D}(E)$ .

В уніполярних hemt-транзисторах на гетеропереході здійснюється просторове розділення зарядів іонізованих домішок та 2D електронного газу у каналі провідності, що дозволяє отримувати в ньому високі мобільності електронів. 2D електронний газ. У випадку балістичного руху носіїв заряду у 1D провідність каналу є пропорційною квантовій одиниці провідності  $G_0 = e^2/h$ .

**19. Дайте визначення квазірівнів Фермі у напівпровідниках. Для чого вони вводяться?**

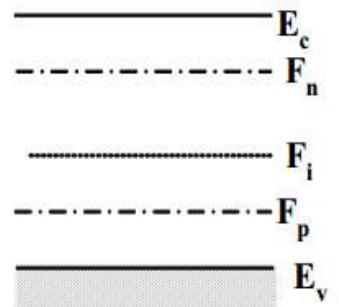
Наявність нерівноважних носіїв порушує рівновагу й уже не можна користуватись рівнем Фермі для характеристики напівпровідника в цьому стані. Проте згідно Шоклі можна запровадити два квазірівні Фермі для електронів  $F_n$  і дірок  $F_p$  окремо. Це дозволяє зберегти вигляд формул для нерівноважних носіїв такими самими, як і для рівноважних (див.(2.61))

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n = N_n \exp \left\{ -\frac{E_c - F_n}{k_B T} \right\} \\ p &= p_0 + \Delta p = N_p \exp \left\{ -\frac{F_p - E_v}{k_B T} \right\} \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$N_{n,p} = 2 \left( \frac{2\pi m_{n,p} k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad n_i = \sqrt{N_n N_p} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}},$$

де  $m_{n,p}$  - ефективні маси носіїв,  $n_i$  - концентрація рівноважних електронів у власному напівпровіднику,  $N_{n,p}$  - ефективні густини станів у зоні провідності та валентній зоні, а  $F_i$  - рівень Фермі у власному напівпровіднику. Значення енергій, що використані у формулі (5.13), позначені на енергетичній діаграмі, зображеній на рис.5.1. Треба відзначити, що час життя  $\tau_{fn}$  і  $\tau_{fp}$  нерівноважних носіїв більший за час їхньої релаксації за імпульсом та енергією  $\tau_n < \tau_{fn}$ ;  $\tau_p < \tau_{fp}$ . Саме тому в цьому разі встановлюється рівноважний розподіл Фермі для нерівноважних носіїв при тій самій температурі, що і для рівноважних носіїв. Уведення квазірівнів Фермі дозволяє компактно записати густини струмів через їх градієнти:

$$\begin{aligned} \vec{j}_n &= \mu_n n \vec{\nabla} F_n \\ \vec{j}_p &= \mu_p p \vec{\nabla} F_p \end{aligned}$$



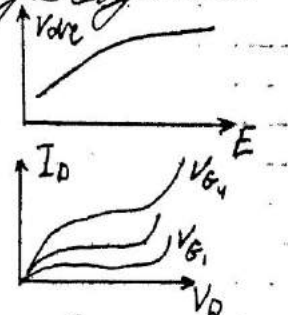
**Рис.5.1. Енергетична діаграма.**



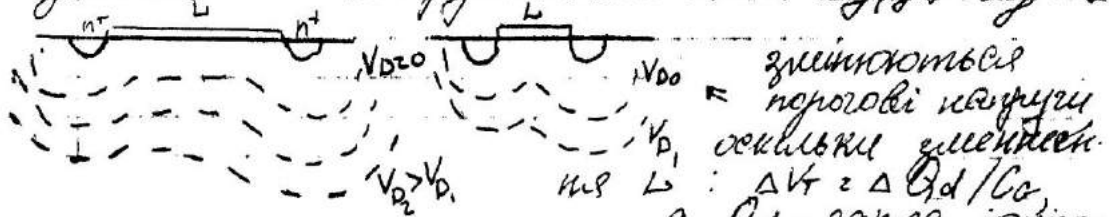


- 1) зменшення часу прольоту носіїв  $\tau \propto \frac{L^2}{\mu_n(V_g - V_T)}$ , який визначає швидко
- 2) збільшення коефіцієнту шуму
- 3) зменшення відносно електронної швидкості

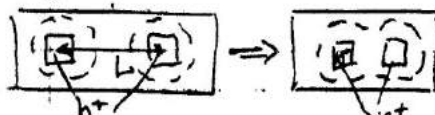
При подавальному зростанні напруженості електричного поля  $E_y$  виникає пробій, при якому починається кобортити процес, що рухається транзистор.



- Зменшення довжини каналу провідності при постійній напрузі змінює поперечне електричне поле  $E_z$ , що призводить до появи розширення ефектів. Глибина каналу провідності стає співрозмірною з  $L_D$ .
- залежності напруженості поле  $E_y(y)$  від  $E_z$



Важко докорів припущення, що змінюється порогові напруги  $V_{D0}$  оскільки змінюється  $V_D$  оскільки змінюється  $\Delta V = \Delta Q_d / C_{ox}$  а  $Q_d$  - заряд іонізації.



Зниження об'ємної густоти рівного заряду витоку та стіни каналу збільшує витрати, оскільки струм тепер буде протікати не тільки в каналі провідності.

Зменшення ширини  $W$  буде компенсує затвору (каналу) вплив ефекту короткого каналу. Точний вираз,  $L_{min} \approx 0.4 \sqrt{\epsilon_{ox} \mu_n (W_s + W_D)^{2/3}}$   $\epsilon_{ox}$  - товщина оксидного шару,  $\epsilon$  - діелектрична константа,  $W_s, W_D$  - ширини з'єднання витоку і стоку,  $L < L_{min}$  - ефекти к.к.

Появляється витоку і стоку,  $L < L_{min}$  - ефекти к.к.

**21. Чи можна зняти виродження дірок у приповерхневому шарі просторового заряду в кремнії? Якщо можна, то як це зробити?**



## 22.Що нового в мікроелектроніці відкриває застосування гетеропереходів? Приклади.

Гетеропереходом називається контакт двох разнородных полупроводников с разными значениями ширины запрещенной зоны  $E_g$  (например: GaAs–Ge, GaAs–Si).

Для примера рассмотрим контакт, образованный полупроводниками n–GaAs–Ge–p.  $E_{g\text{GaAs}}=1,4$  эВ,  $E_{g\text{Ge}}=0,72$  эВ,  $W$  — внешняя работа выхода, отсчитываемая со дна зоны проводимости.

При приведении в контакт электроны из GaAs переходят в Ge. При этом GaAs заряжается положительно, а Ge — отрицательно. В результате все энергетические уровни в Ge поднимаются относительно уровня энергетического уровня GaAs. В состоянии равновесия уровни Ферми совпадают.

Изгиб зон, образующийся при контакте, приводит к появлению на энергетической диаграмме разрывов  $\Delta E_C$  и  $\Delta E_V$ . Величина этих разрывов определяется разностью внешних работ выхода  $W_1$  и  $W_2$  двух материалов и разностью значений их  $E_g$  (рис. 1.15). Кроме разрывов энергетических зон гетеропереходы имеют еще ряд особенностей.

— В обоих направлениях для электронов (для дырок, если  $E_g$  p–типа больше  $E_g$  n–типа) имеется потенциальный барьер. При этом перед барьером имеется потенциальная яма, заполненная электронами (дырками). Если ширина пика барьера незначительна, то возможно туннелирование электронов сквозь него. Для дырок, перемещающихся справа — барьер большой, а слева дырки переходят беспрепятственно.

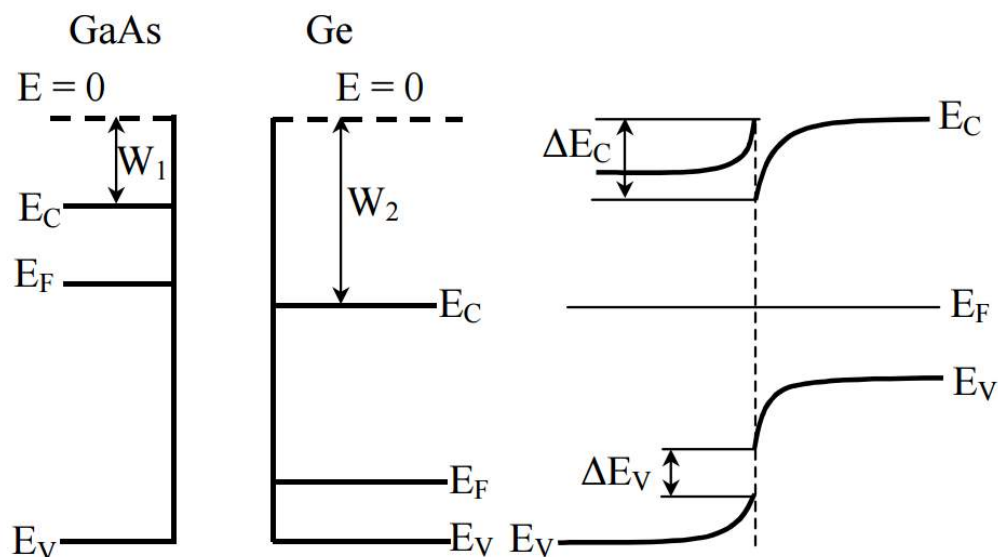


Рисунок 1.15. Энергетические диаграммы:

- а) исходных полупроводников;
- б) контакта этих полупроводников

— Высота потенциальных барьеров для электронов и дырок различна.

*Для получения качественных переходов полупроводники должны обладать схожей кристаллической структурой.*

На основе гетеропереходов можно получать не только р-п-структуры, но и однотипные п-п и р-р структуры.

Особенности гетеропереходов позволяют изменять соотношение между потоками носителей зарядов над барьером (или сквозь них). Например, в отличие от р-п-гомопереходов, можно создать практически одностороннюю инжекцию носителей заряда. Скачкообразное изменение свойств материала на границе раздела полупроводников и возможность управления этими свойствами целенаправленным подбором контактирующих материалов при создании гетеропереходов широко используется для совершенствования традиционных полупроводниковых приборов, таких как диоды, транзисторы, солнечные элементы, светодиоды и т.д., а также для создания совершенно новых гетеропереходов полупроводниковых приборов.

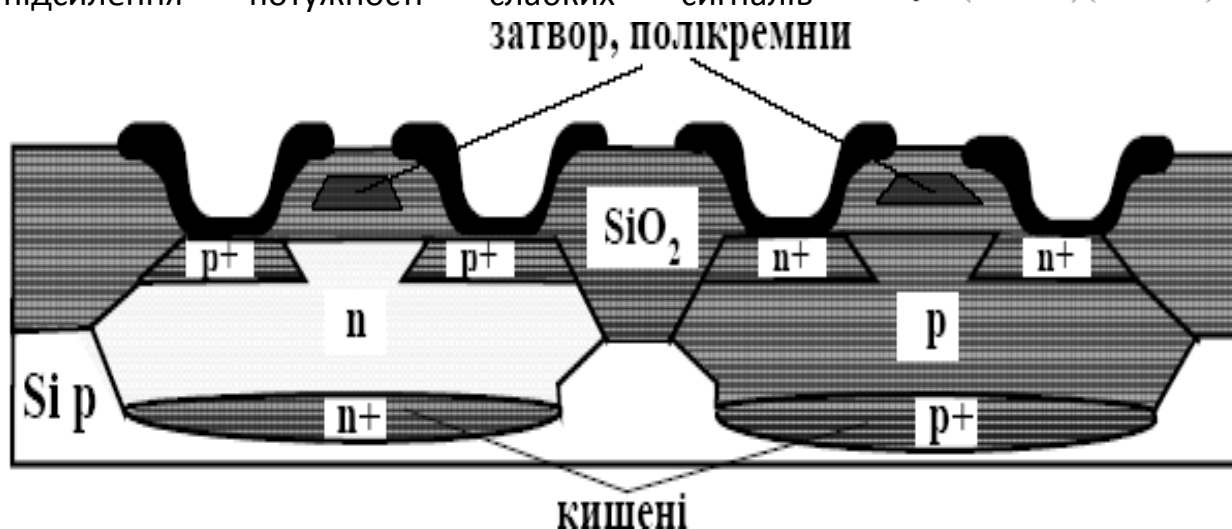


## 23.Будова та властивості компліментарних КМОН транзисторів інтегральних мікросхем.

Уніполярні МОН транзистори є активними елементами ІМС, у яких поперечне електричне поле затвора керує провідністю основних носіїв струму між витоком та стоком.

У 3-й главі було показано, що МОН транзистори мають велике відношення вхідного та вихідного опорів ( $R_{вх}/R_{вих} > 1$ ) у схемах включення з загальним витоком та з загальним стоком. Тому вони забезпечують підсилення потужності слабких сигналів

$$M_p = (V_{сих}^2 / V_{сх}^2) (R_{сх} / R_{сих})$$



На рис.12.20 зображена типова структура КМОН транзистора із зануреним затвором, виготовленим із полікристалічного кремнію (полі-Si). Принцип роботи та основні особливості МОН та КМОН транзисторів уже розглядався в 3-тій главі. Зауважимо, що для МОН транзисторів, особливе значення має підзатворний діелектрик. Ізоляція між окремими МОН транзисторами має менше значення тому що витік та стік є самоізолюваними від напівпровідникової підкладки зворотно зміщеними р-n переходами (глава 3). Ця обставина є позитивною рисою МОН транзисторів. Вона забезпечує більшу ступень інтеграції ІМС на КМОН транзисторах по відношення до схем на біполярних транзисторах.

Потрібно лише ретельно зменшити поверхневі гальванічні зв'язки. Для цього, як показано на рис.12.21, створюють додаткові ізолюючі області із SiO<sub>2</sub>. Негативною рисою КМОН транзисторів є «ефект заскакування». Він полягає в тому, що паразитні рпр та рпр транзистори утворюють

паразитний ррррр - тиристор, який при певних напругах між S1 та D2 пропускає значний струм (§3.5.a). Вивести транзистор із цього стану вже неможливо до тих пір, поки не вимкнуте джерело живлення КМОН транзистора (тобто поки  $V_{d2}-V_{d1}$  не стане рівним нулеві). Для усунення ефекту “заскакування” зменшують паразитні опори підкладинки, наприклад, за допомогою високолегованих областей n+ та p+, зображених на рис.12.20.б, або навпаки використовують КМОН транзистори типу кремній на ізоляторі, які розглядалися у 11-й главі. Крім МОН транзисторів із полікремнієвим затвором використовуються МОН транзистори з керованою пороговою напругою. Зміна порогової напруги затвора ( $V_{Tef}$ ) здійснюється за допомогою величини накопиченого заряду в діелектричній плівці затвора.

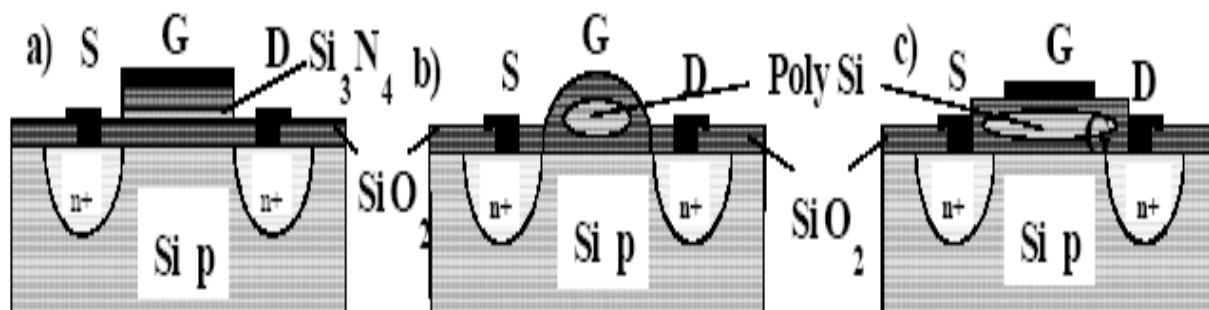
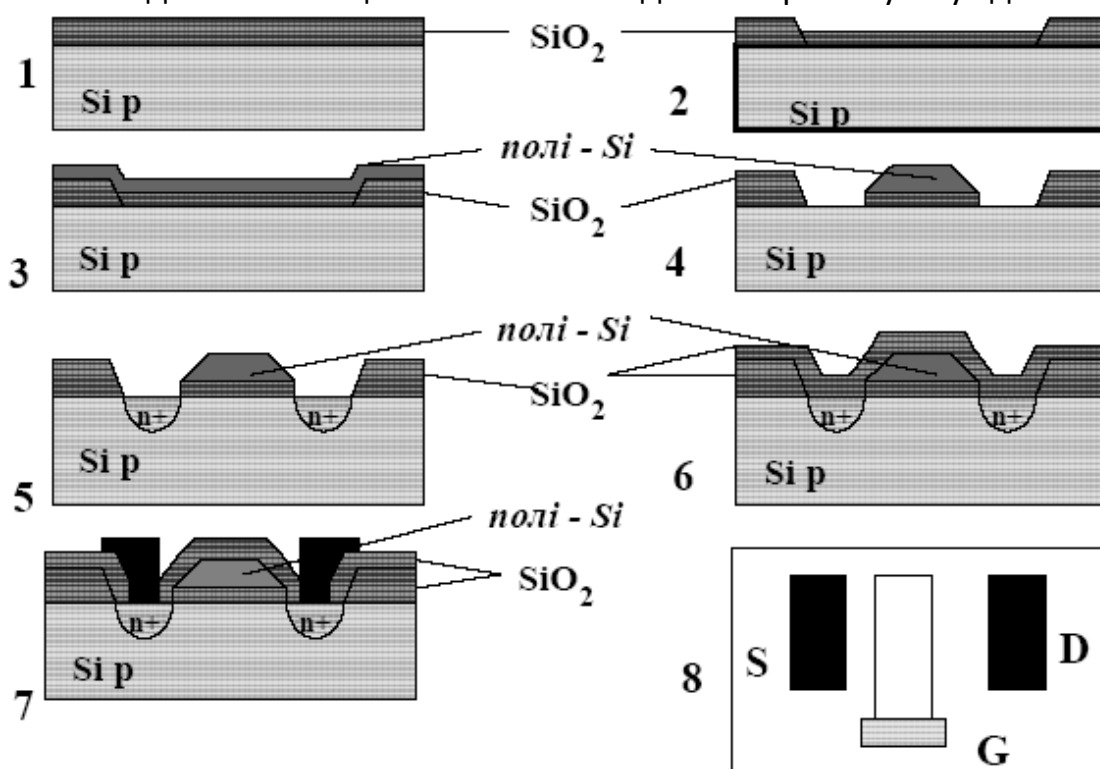


рис 12.21

У транзисторі, зображеному на рис.12.22.a, порогову напругу затвора регулюють за допомогою тунельної інжекції носіїв заряду на границі розділу  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  крізь тонку плівку  $\text{SiO}_2$ . Оксинітрид кремнію використовується для накопичення заряду. Цей різновид транзистора називається метал-нітрид-оксид-напівпровідниковою структурою (МНОН).

У двох інших модифікаціях транзисторів, зображених на рис.12.21.b і c, використовується ізолюваний діелектричною плівкою затвор. Він може довгий час утримувати заряд і називається плаваючим затвором. Порогова напруга керується за допомогою зворотної напруги, що прикладається до p-n переходу між стоком та підкладинкою. Її величина вибирається достатньою для лавинного розмноження електронно-діркових пар. Частина високо енергетичних носіїв інжектує в плаваючий затвор, що змінює його порогову напругу. Зміна  $V_{T,ef}$  дозволяє створювати програмовані постійні запам'ятовуючі пристрої на основі нормально відкритих і нормально закритих транзисторів. Вони знаходять застосування, насамперед, при конструюванні складних об'ємних мікросхем статичної оперативної пам'яті,

логічних вентилів та переписуючих приладів. Позитивні риси затворного конденсатора знайшли також широке практичне застосування для конструювання та виготовлення спеціальних приладів функціональної електроніки, так званих, приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ – структури) (див. [9]). Вони будуються у вигляді послідовності близько розташованих МОН структур. Напругами на їх затворах можна передавати зарядовий пакет із однієї потенціальної ями під затвором у сусідню яму.



**Рис. 12.22.** Етапи виготовлення МОН транзистора 1 - окислення Si, 2 - створення вікна в  $\text{SiO}_2$  за допомогою фотолітографії та хімічного травлення, нанесення підзатворного шару  $\text{SiO}_2$ , 3 - нанесення шару полікремнію, 4 - створення вікон у полі-Si, 5 - легування іонами  $\text{P}^-$  областей витоку та стоку, 6 - окислення, 7 - створення вікон й нанесення металевих контактів витоку й стоку, 8 - план розташування електродів.

На рис.12.23 наведена спрощена технологічна схема виготовлення КМОН структур на основі Si з полікристалічним затвором. Вона подібна до технології виготовлення МОН транзисторів типу кремній на ізоляторі, яка розглядалась у попередній главі. На першому та другому етапах (рис.12.22.1 та 2) після окислення ретельно очищеної поверхні Si (100) на ній утворюють тонкі шари підзатворного оксиду. На третьому етапі наносять шар полікристалічного кремнію, який використовується в технології, як маска для створення областей витоку й стоку. На четвертому етапі формують полі-Si затвори й покривають поверхню оксидом. На п'ятому етапі легують області під стоком та витоком за допомогою іонної

імплантації крізь тонких шар оксиду відповідних іонів, наприклад, іонів фосфору. Такий метод виготовлення, коли роль маски виконує сам затворний шар полікристалічного кремнію, називається *самоузгодженим*, тому що дозволяє більш точно виготовляти ці області. Шар полікремнію може використовуватися як між'єднання. Канал провідності можна змінювати іонною імплантацією. На шостому та сьомому етапах виготовляють контакти до областей витоку, стоку та затвору. Видно, що для виготовлення МОН транзисторів потрібно використовувати меншу кількість технологічних операцій, ніж при виготовленні біполярних транзисторів, а також можна не використовувати процеси дифузії, що відбуваються при температурах  $\sim 1000$  С, тоді як при виготовленні біполярних транзисторів використовується не менше 4-х процесів термодифузії.

**24. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу  $L = 5 \text{ мкм}$ ; ширина  $w = 50 \text{ мкм}$ ; хох  $= 0,1 \text{ мкм}$ ; порогова напруга  $V_{T,ef} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду  $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв  $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах  $V_G = 3 \text{ В}$ ,  $V_D = 0,1 \text{ В}$ .**

**Розв'язок**

68. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу  $L = 5 \text{ мкм}$ , ширина  $w = 50 \text{ мкм}$ ,  $x_{ox} = 0,1 \text{ мкм}$ . Порогова напруга  $V_{T,ef} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду  $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв  $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах  $V_G = 3 \text{ В}$ ,  $V_D = 0,1 \text{ В}$ . див стор 86 і 89

Розв'язок

В лінійному режимі:

$$I_D = \frac{\mu_n C_0}{L} \left( (V_G - V_T) V_D - \frac{V_D^2}{2} \right), \text{ де } C_0 \text{ — затворна ємність на 1 площу}$$

$$C_0 = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{4\pi d} = \chi_{ox}$$

$$I_D = \frac{50 \cdot 10^{-6} \cdot 290 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^{-6}} \cdot \frac{4 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{4 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6}} \left( 2 \cdot 0,1 - \frac{0,1^2}{2} \right) \approx \underline{1,59 \text{ мкА}}$$

Затворна крутизна:

$$g_0 = \left. \frac{dI_D}{dV_G} \right|_{V_D = \text{const}} = \frac{\mu_n W C_0}{L} V_D = \frac{290 \cdot 10^{-4} \cdot 50 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{5 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,1 \approx \underline{0,8 \cdot 10^{-6} \text{ А/В}}$$

Стокова крутизна:

$$g_D = \frac{1}{R_D} = \left. \frac{dI_D}{dV_D} \right|_{V_G = \text{const}} = \frac{\mu_n W C_0}{L} (V_G - V_T - V_D) = 15,2 \cdot 10^{-6} \text{ А/В}$$

опір каналу

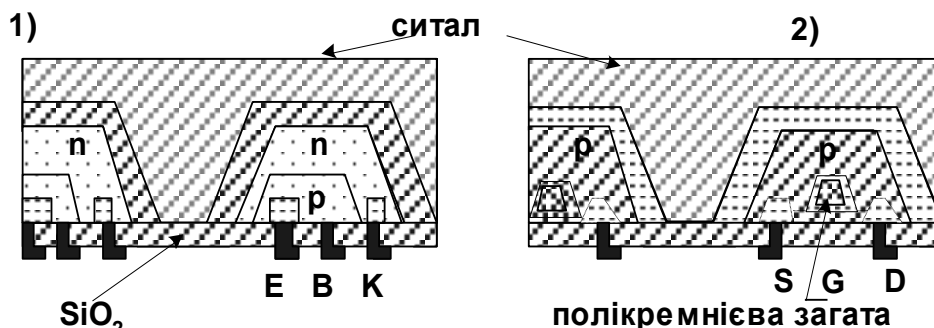
↓

$$\underline{R_D \approx 66 \text{ кОм}}$$

## 25. Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від $\text{SiO}_2$

Цей спосіб подібний до способу ізоляції за допомогою тонких шарів  $\text{SiO}_2$  за виключенням того, що замість  $\text{SiO}_2$  використовують інші діелектрики, наприклад, ситал. На рис.9.27 зображено поперечний переріз  $n^+$ -p-n і МОН

транзисторів ІМС при ізоляції окремих елементів ІМС ситалом. Ситал не тільки служить ізолятором, але й може

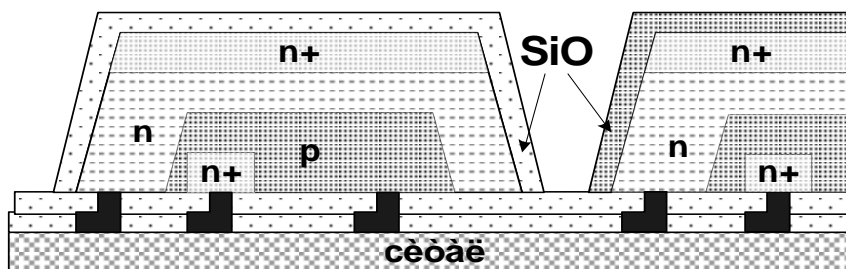


**Рис.9.27. Ізоляцією ІМС за допомогою ситалу: 1) з  $n^+$ -p-n транзисторами і 2) з МОН транзисторами.**

служити матеріалом, що дає можливість покращити тепловідвід від робочих частин ІМС, бо ситал має велику теплопровідність. При такому методі ізоляції необхідно пам'ятати, що діелектрики, котрі використовують для ізоляції повинні мати близькі за величиною температурні коефіцієнти лінійного розширення до температурного коефіцієнта лінійного розширення кремнію. В цьому разі при роботі ІМС не виникають додаткові напруження і ІМС стають більш надійними.

### Ізоляція повітряними проміжками

Приклад такої ізоляції зображений на рис.9.28. Вона виготовляється таким чином. На кремнієвій підкладці спочатку виготовляють ІМС. Їх захищають за допомогою оксиду кремнію і припаюють до скляної або ситалової пластинки. Після цього за допомогою фотолітографії створюють на тильному боці вікна в руйнівній масці і крізь ці вікна витравлюють необхідний профіль мезаструктури з повітряними проміжками, показаний на рис.9.28. Найчастіше метод повітряної ізоляції застосовують при виготовленні ІМС на основі кремнію на сапфірі. На сапфіровій



**Рис.9.28. Мезоструктура. Ізоляція повітряними проміжками.**

підкладинці спочатку формують острівці кремнію з ізольованими елементами. Для їх формування застосовують методи епітаксійного вирощування монокристальних плівок. Потім на цих плівках груповим методом виготовляють окремі ІМС і здійснюють їх з'єднання.

Проте найбільш перспективними з точки зору збільшення густини монтажу є комбіновані методи ізоляції елементів ІМС.



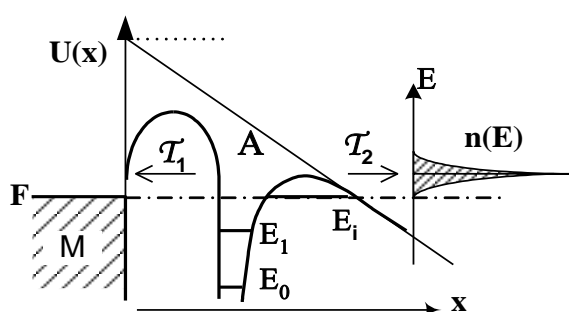
**26. Обґрунтуйте можливість застосування тунелювання для побудови активних елементів інтегральних мікросхем. Які корисні риси мають ці елементи? Як розрізнити звичайне та резонансне тунелювання?**

Розрізняють декілька механізмів інжекції носіїв струму

1. Термоелектронна емісія
2. Тунелювання носіїв струму із метала на домішкові центри напівпровідника
3. Міжзонне тунелювання
4. Тунелювання ел із одного метала крізь тонкий шар діелектрика в інший метал
5. Тунелювання носіїв струму із метала в зону провідності напівпровідника

Розгляне тунелювання у якому беруть участь енергетичні рівні адсорбованого на поверхні металу атома. Енергетична діаграма такої сис зображена на малюнку.

Нехай дозволений незаповнений енергетичний рівень у

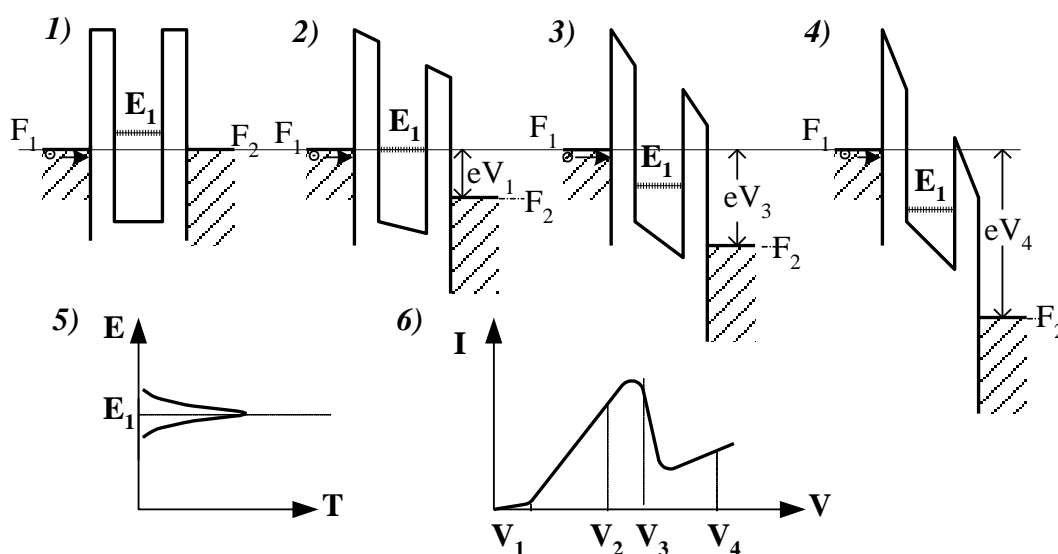


адсорбованому атомі ( $E_i$ ) збігається з рівнем Фермі ( $E_i = F$ ). У цьому випадку електрон, що знаходиться на рівні Фермі в металі, має скінчену ймовірність тунелювати на енергетичний рівень  $E_i$  адсорбованого атома. На цьому рівні електрон може знаходитись в середньому  $\tau$  секунд і після цього тунелювати крізь другий потенціальний бар'єр. Досліди показують, що,

коли енергія електронів, що тунелюють, збігається з енергією вакантного дозволеного енергетичного рівня в потенціальній ямі між двома бар'єрами, то ймовірність тунелювання крізь два бар'єри ( $T$ ) зростає. Вона стає більшою за добуток індивідуальних коефіцієнтів прозорості  $T > T_1 \cdot T_2$ , де  $T_{1,2}$  - коефіцієнти прозорості першого та другого бар'єрів відповідно. При певних напругах на вольт-амперній характеристиці тунельного струму з'являється сплеск. Ці властивості використовуються в тунельній спектроскопії (розділ 6.5). *Збільшення коефіцієнта прозорості при проходженні електронами певних енергій ( $E = E_i$ ) квантової двохбар'єрної структури, коли електрон ніби "не помічає" потенціальних бар'єрів, тобто проходить без відбивання від бар'єрів, називається **резонансним тунелюванням**.*

Зовнішнє електричне поле деформує потенціальну яму атома і вона стає невиметричною. Якщо якийсь дозволений незаповнений енергетичний рівень атома збігається з положенням рівня Фермі у метала, то електрон з металу може тунелювати на дозволений рівень атома. Таким чином відбувається тунелювання через два бар'єри ( **сильно зростає коеф прозорості** )

Розглянемо спрощену модель- два прямокутних бар'єри з одним дозволеним рівнем між ними .



Важливою особливістю резонансного тунелювання є наявність спадаючої ділянки на ВАХ яка свідчить про наявність від'ємного диференційного опору. Аналогічного вигляду спадаючу ВАХ можна отримати і завдяки міжзонному тунелюванню яке відбувається у тунельних р-п діодах з вузьким р-п переходом.

Спадаюча ділянка ВАХ дозволяє використовувати ефект тунелювання для побудови активних елементів ІМС: підсилювачів, генераторів, тощо. Граничні частоти цих приладів визначаються середнім часом тунелювання та паразитними параметрами еквівалентних схем і можуть сягати

$$\frac{1}{\tau} \sim f \sim \frac{E-E_1}{\hbar} \sim 300 \text{ GHz}$$

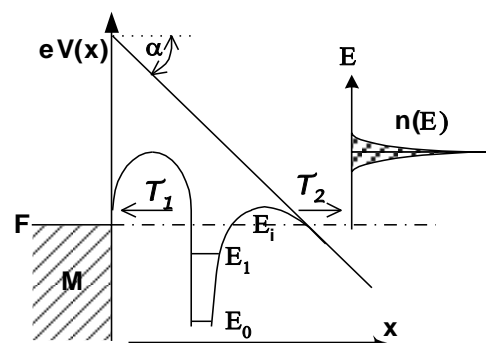
Таким чином тунелювання широко використовується в ІМС оскільки

1. Такі прилади дуже легко створювати груповим методом і вони є технологічно сумісними з іншими ІМС
2. Характеристики цих приладів дозволяють використовувати їх для НВЧ
3. Існує можливість розгляду одноелектронних явищ

Резонансна тунельна емісія. Природа явища. Як відрізнити резонансне тунелювання від нерезонансного? (Находкін стр. 186-190, Находкін електро стр.130)

В тунелюванні можуть брати участь енергетичні рівні домішкових або адсорбованих на поверхнях переходів атомів (молекул), поверхневі рівні,

енергетичні рівні підзон у випадку розмірного квантування тощо. На рис.6.11 зображена енергетична схема поверхні металу з адсорбованим на його поверхні атомом. Метал знаходиться у вакуумі в електричному



полі з напруженістю  $E = V/x = tg\alpha$ . Домішковий центр зображений на рис.6.11 у вигляді кулонівської

потенціальної ями, збуреної зовнішнім

електричним полем. Збурення впливає на вигляд потенціальної ями. Вона

**Рис.6.11. Енергетична діаграма металу з адсорбованим атомом.**

стає несиметричною. В середині кулонівської ями зображені дозволені дискретні електронні рівні енергії. Штрих пунктиром зображено положення рівня Фермі ( $F$ ) в металі з адсорбованим атомом. Нехай дозволений незаповнений енергетичний рівень в адсорбованому атомі збігається з рівнем Фермі ( $E_i = F$ ). В цьому випадку електрон, що знаходиться на рівні Фермі в металі, має скінчену ймовірність тунелювати на енергетичний рівень  $\varepsilon_i$  адсорбованого атома. На цьому рівні електрон може знаходитись в середньому  $\tau$  секунд і після цього тунелювати крізь другий потенціальний бар'єр. Досліди показують, що, коли енергія електронів, що тунелюють, збігається з енергією вакантного енергетичного рівня в потенціальній ямі між двома бар'єрами, то ймовірність тунелювання крізь два бар'єри ( $T$ ) зростає. Вона стає більшою за добуток індивідуальних коефіцієнтів прозорості  $T > T_1 \cdot T_2$ , де  $T_{1,2}$  - коефіцієнти прозорості першого та другого бар'єрів відповідно. При певних напругах на вольтамперній характеристиці тунельного струму з'являється сплеск. Ці властивості використовуються в тунельній спектроскопії (§5.5). Збільшення коефіцієнта прозорості при проходженні електронами певних енергій ( $E = E_i$ ) квантової двохбар'єрної структури, коли електрон ніби "не помічає" потенціальних бар'єрів, тобто проходить без відбивання від бар'єрів, називається **резонансним тунелюванням**.

Середній час життя  $\tau$  обернено пропорційний ймовірності виходу електрона з цього рівня. Електрон, що знаходиться на енергетичному рівні  $\varepsilon_i$ , може тунелювати як праворуч з ймовірністю  $D_1$ , так і ліворуч з ймовірністю  $D_2$ . Його середній час життя  $\tau$  визначається повною ймовірністю вийти з цього рівня, тому

$$\tau = (D_1 + D_2)^{-1} \quad (5.37)$$

Визначимо тепер  $p_1$  - ймовірність того, що електрон тунелює крізь лівий бар'єр і захоплюється енергетичним рівнем  $\varepsilon_{xi}$  атома. Ймовірність такої складної події пройти крізь бар'єр з ймовірністю  $D_1$  і бути захопленим атомом з ймовірністю  $w$  рівна добутку ймовірностей

$$p_1 \propto D_1 w = \frac{D_1}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar^2}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.38)$$

Визначимо тепер  $p_2$  - ймовірність того, що електрон пройде крізь два бар'єри. Відбудеться складна подія пройти лівий бар'єр, бути захопленим енергетичним рівнем атома  $\varepsilon_i$  з ймовірністю  $p_1$  і пройти правий бар'єр з ймовірністю  $D_2$

$$p_2 = p_1 D_2 = \frac{D_1 D_2}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.39)$$

Із аналізу формули (5.39) бачимо, що чим ближче енергія електрона  $\varepsilon$ , що тунелює, до енергії локального рівня  $\varepsilon_i$ , тим більше тунельний струм. Це явище називається **резонансним тунелюванням**. За допомогою формули (5.39) знайдемо відношення ймовірностей резонансного ( $p_2$ ) і не резонансного тунелювання ( $p'_2 = D_1 D_2$ )

$$\frac{p_2}{p'_2} = \frac{1}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.40)$$

Із формули (5.40) видно, що відношення ймовірностей резонансного і не резонансного тунелювання збільшується, коли енергія  $\varepsilon$  наближається до  $\varepsilon_i$ . Таким чином, *при резонансному тунелюванні ймовірність процесу збільшується за двох умов, а саме:*

- коли  $\varepsilon = \varepsilon_i$
- коли зменшуються коефіцієнти прозорості тунельних бар'єрів  $D_1$  і  $D_2$ . При цьому на вольт-амперних кривих з'являються викиди, які дійсно спостерігаються експериментально.

Mrkiril: Нерезонансне тунелювання – тунелювання з рівня на рівень. Резонансне – коли у нас є ще один рівень через який електрон перестрибує (дивись означення вище)

## 27. Властивості тунелювання носіїв. Особливості застосування

У більшості електронних напівпровідникових приладів використовуються контактні структури між однаковими напівпровідниками з різним ступенем легування, що дає можливість отримувати *гомопереходи* між напівпровідниками *n*–*тар*– типів. Контактні структури між різними речовинами, наприклад, металу з напівпровідником або між двома різними напівпровідниками називають *гетеропереходами*. Вони також широко використовуються для побудови напівпровідникових приладів. Енергетичні діаграми деяких гетеропереходів зображені на рис. 6.1.

Електричне поле контактної різниці потенціалів створює просторовий перерозподіл зарядів, що знаходить відображення на зонній діаграмі у вигляді вигину зон біля гетеропереходу. На рис.6.1 наведено чотири приклади вигину зон для контактів метал-напівпровідник та двох різних напівпровідників у відсутності поверхневих рівнів. Видно, що можуть утворюватись різні випадки, а саме: запірний бар'єр (бар'єр Шотткі), антизапірний, омічний контакти та складний гетероперехід між двома напівпровідниками з різними забороненими зонами.

На гетеропереходах може відбуватись просочування *нерівноважних надлишкових носіїв* заряду в напівпровідник (діелектрик). Це явище називається ***інжекцією<sup>1</sup> носіїв струму***. Воно відбувається як на запірних, так і на антизапірних переходах. Відомо декілька механізмів інжекції носіїв струму, а саме:

- *термоелектронна (надбар'єрна) емісія,*
- *тунелювання електронів з одного металу крізь тонкий шар діелектрика в інший метал,*
- *міжзонне тунелювання носіїв струму,*
- *тунелювання носіїв струму із металу на домішкові центри напівпровідника (діелектрика),*
- *тунелювання носіїв струму із металу в зону провідності напівпровідника (діелектрика),*
- *непружне тунелювання, наприклад, за участю фононів, тощо.*

Ну і написати про різні види тунелювання з 6 розділу книжки Находкіна

---

<sup>1</sup> Інжекція носіїв заряду (від лат. injectio- викидання) - введення нерівноважних (надлишкових) носіїв в напівпровідник.

**28. Проаналізуйте як залежить гранична частота n-p-n транзистора від рухливості носіїв у базі та її температури.**

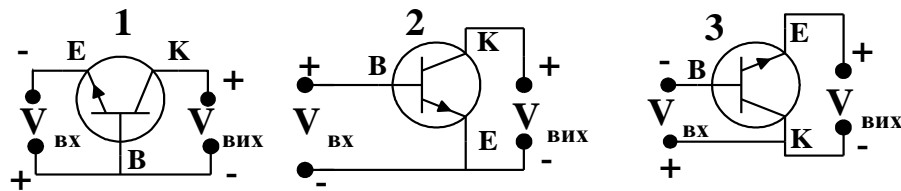


**29) Проаналізуйте у яких випадках вигідно використовувати транзистори у схемах ССК, ССЕ та ССБ. Які їх коефіцієнти підсилення та вхідні та вихідні опори?**

Здебільшого, використовують три схеми включення *n-p-n* транзисторів:

- зі спільною базою (ССБ),
- зі спільним емітером (ССЕ),
- зі спільним колектором (ССК).

Ці схеми зображені на рис.12.7 й потребують додаткових пояснень. Їх



**Рис.12.7. Схеми включення *n-p-n* транзистора:**

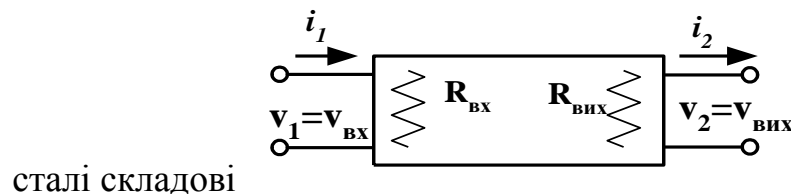
1 - (ССБ)  $V_{вх} = V_{EB} < 0$ ,  $V_{вих} = V_{KB} > 0$ ;  $\alpha = I_C/I_e = \gamma \beta \alpha_c \leq 1$ ;

2 - (ССЕ)  $V_{вх} = V_{BE} > 0$ ,  $V_{вих} = V_{CE} < 0$ ;  $I_B = I_e - I_C$ ,  $B = I_C/I_B = I_C/(I_e - I_C) = \alpha/(1 - \alpha) > 1$ ;

3 - (ССК)  $V_{вх} = V_{BC} < 0$ ,  $V_{вих} = V_{eC} < 0$ ;  $B = I_C/I_B = I_C/(I_e - I_C) = 1/(1 - I_C/I_e) = 1/(1 - \alpha) > 1$ .

параметри наведені в таблиці 12.1.

Для аналізу роботи транзистора зручно розділити струми та напруги на



**Рис.12.8. Схема чотирьохполюсника.**

( $I^0$ ) та ( $V^0$ ) та значно менші змінні складові  $i$  та  $v$ , що знаходяться на тлі сталих складових ( $I = I^0 + \Delta I = I^0 + i$  та  $V = V^0 + \Delta V = V^0 + v$ ). Малі змінні складові  $i$  та  $v$  аналізуються за допомогою розгляду транзистора як

активного чотирьохполосника, наведеного на рис.12.8. Робочі ділянки характеристик транзистора вважаються лінійними, а його параметри залежать лише від вибору робочої точки транзистора й не залежать від рівня змінних сигналів. Вхідний ( $R_{ex}$ ) та вихідний ( $R_{eux}$ ) опори транзистора залежать від його параметрів, схем включення та зовнішніх вхідних та вихідних опорів навантаження.

Позначимо через  $M_p = P_{eux}/P_{ex}$ ,  $M_v = v_{eux}/v_{ex}$ ,  $M_i = i_{eux}/i_{ex} = i_2/i_1$  - коефіцієнти підсилення потужності, напруги та струму відповідно. Тоді

$$M_p = \frac{P_{eux}}{P_{exid}} = \frac{i_{eux}^2 R_{eux}}{i_{exid}^2 R_{exid}} = M_I^2 \frac{R_{eux}}{R_{exid}} = M_v^2 \frac{R_{exid}}{R_{eux}} = M_I \cdot M_v \quad (12.27)$$

У схемі зі спільною базою (ССБ) задається струм емітера ( $i_1 = i_e$ ), який лише частково передається до колекторної частини транзистора ( $i_c = \alpha i_e$  або  $i_2 = \alpha i_1$ ), тому що  $\alpha \leq 1$  і частина носіїв рекомбінує в базі. Згідно (12.10) коефіцієнт передачі струму  $\alpha$  рівний  $M_I$

$$\alpha = i_{eux}/i_{ex} \cong \mathcal{A}_k/\mathcal{A}_e/v_{k=Const} = M_I \quad (12.28)$$

Комбінуючи (12.27) та (12.28) знайдемо для ССБ

$$\begin{aligned} M_p &= M_I^2 \frac{R_{eux}}{R_{exid}} = \alpha^2 \frac{R_{eux}}{R_{exid}} \\ M_v &= M_p / M_I = \alpha \frac{R_{eux}}{R_{exid}} \end{aligned} \quad (12.29)$$

Емітерний перехід транзистора, що працює в нормальному (активному) режимі в схемі ССБ, є прямозміщеним, а колекторний перехід – інверсно (зворотно) зміщений, тому його  $R_{eux}/R_{ex} > 1$ . Унаслідок цього його коефіцієнт підсилення потужності ( $M_p$ ) та напруги ( $M_v$ ) будуть згідно (12.29) більші за одиницю (таблиця 12.1).

У схемі включення транзистора зі спільним емітером (ССЕ) задається струм бази  $i_b = i_1$ . Ця схема згідно (12.8а) має великі значення коефіцієнта передачі струму бази  $B = \alpha/(1-\alpha) > 1$  та відношення опорів  $R_{eux}/R_{ex} > 100$  (таблиця 12.1). Тому схема ССЕ має великі значення всіх трьох коефіцієнтів підсилення  $M_p, M_I, M_v > 1$ , що забезпечує їй широке використання у різноманітних підсилювачах.

Таблиця 12.1. Параметри різних випадків включення транзистора

Параметри	схема ССБ	схема ССЕ	Схема ССК
$M_I$ – коефіцієнт передачі (підсилення) струму	$I_K/I_e = \alpha < 1$	$I_K/I_B = B = \alpha/(1-\alpha) \sim 10 \div 100$	$I_e/I_B = B' = 1/(1-\alpha) \sim 10 \div 100$
$M_V$ - коефіцієнт передачі (підсилення) напруги	$\alpha R_{вих}/R_{вх} \sim 10 \div 1000$	$B(R_{вих}/R_{вх}) \sim 10 \div 10^3$	$B'(R_{вих}/R_{вх}) < 1$
$M_P$ - коефіцієнт підсилення потужності	$M_P = \alpha^2 R_{вих}/R_{вх} \sim 10 \div 10^3$	$B^2(R_{вих}/R_{вх}) > 10^3 \div 10^4$	$(B')^2(R_{вих}/R_{вх}) > 10^3$
$R_{ex}$ Ом	$10 \div 100$	$> 100$	$> 10^4$
$R_{вих}$ Ом	$> 10^5$	$> 10^4$	$10^4 \div 10^5$

У схемі включення транзистора зі спільним колектором (ССК) задається величина струму в базі  $i_b = i_I$ . Вона, як і схема ССЕ, має згідно моделі Еберса-Молла значний коефіцієнт передачі (підсилення) струму бази  $B = i_k/i_b = \alpha/(1-\alpha) > 1$ , що забезпечує стабільні значні коефіцієнти підсилення підсиленні напруги та потужності. Схема ССК відрізняється від схеми ССЕ невеликим входним та великим опором ( $R_{вих}/R_{вх} < 1$ ), що використовується на практиці для узгодження каскадів радіоелектронних схем.

### 30) Проаналізуйте вплив паразитних параметрів резисторів інтегральних мікросхем.

Дифузійні резистори складаються із тонкої приповерхневої області напівпровідникової підкладки певної форми і розмірів. Схема такого резистора зображена на рис. Резистором служить саме дифузійний шар між контактами А і Б. Його опір рівний

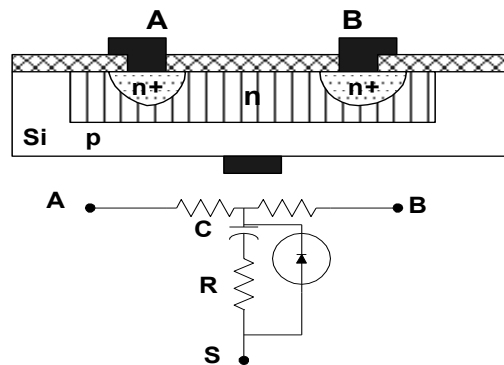


Схема дифузійного резистора

$$R = \rho \frac{\ell_1}{\ell_2 d} = \frac{\rho}{d} \frac{\ell_1}{\ell_2} \quad (9.52)$$

де  $\ell_1$  і  $\ell_2$  - довжина і ширина,  $\rho/d=R_{\square}$ . Величини опору  $R_{\square} = 5\div 200 \text{ Ом}/\square$ , тому  $R = 50\div 50000 \text{ Ом}$ .

Як видно із рис. еквівалентна схема резистора досить складна. Він взагалі є нелінійним елементом. Треба мати на увазі і його недоліки, а саме:

- нелінійність,
- залежність від температури,
- великий розкид значень опорів до 30%.

## Об'ємні резистори

На відміну від дифузійних резисторів об'ємні резистори занурюються на глибину підкладки і ізолюються від інших елементів обернено зміщеними p-n переходами. Поперечний переріз та еквівалентна схема об'ємного резистора зображена на рис. Проте слід пам'ятати, що вони мають ті ж самі недоліки, що і дифузійні резистори.

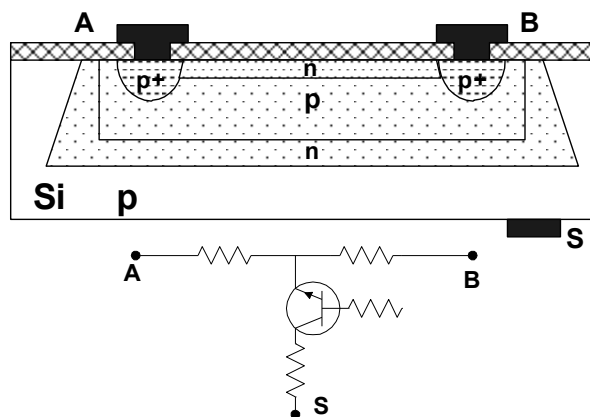


Схема об'ємного резистора.

### 31) За якими ознаками можна відрізнити надбар'єрну інжекцію носіїв від тунельної інжекції?

#### Надбар'єрна

Із формули (6.2) видно, що *основною рисою надбар'єрної емісії є експоненціальна залежність надбар'єрного струму від температури*. Проте слід зауважити, що у формулі (6.2) повинні бути враховані такі особливості:

- *по-перше*, залежність сталої Річардсона  $A$  від структури зон, котра частково може бути врахована за допомогою введення ефективної маси  $m$ , тому що  $A = \frac{4\pi k_B^2 e m}{h^3} = 120 \frac{m}{m_0} \left[ \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} \right]$ , де  $m_0$  - маса електрона у вакуумі;
- *по-друге*, залежності середньої прозорості потенціального бар'єра  $\bar{T}$  від температури та енергетичного розподілу електронів, тому що
- $\bar{T} = \int_0^\infty T(E_x) \nu(E_x) dE_x / \int_0^\infty \nu(E_x) dE_x$ , де  $\nu(E_x)$  - густина потоку носіїв, що надходять із глибини зразка до границі;
- *по-третє*, у випадку системи метал–напівпровідник–метал проникнення електричного поля в напівпровідник. Для його наближеного врахування у формулі (6.3) для висоти бар'єра замість товщини діелектрика треба використовувати довжину екранування просторового заряду  $L_e$ , яка знаходиться за допомогою рівняння Пуассона (5.18). Для  $n$ -типу напівпровідника вона дорівнює (товщина шару Шотткі, див. (2.71))

$$L_e = \left( \frac{\varepsilon_s (e\varphi_s \pm eV_{12})}{2\pi N_d e^2} \right)^{1/2} \quad (6.5)$$

де  $N_d$  - концентрація донорів. При малому викривленні зон у власному напівпровіднику з рівноважною концентрацією носіїв  $n_i$ , коли  $(e\varphi \pm eV_{12})/k_B T \ll 1$ , глибина проникнення електричного поля  $L_e$  прямує до (див.(2.63))  $L_D = (\varepsilon_s k_B T / 4e^2 n_i)^{1/2}$ , яка називається глибиною проникнення Дебая. Коли  $L_e$  менша за відстань між електродами  $d$  ( $L_e < d$ ), в формулі (6.3) для напівпровідника  $n$ - типу доцільно для наближеної оцінки замість  $L$  використовувати саме  $L_e$ . Тоді в (6.3) з'являється величина, котра залежить від  $(V_{12})^{1/2}$ . Таким чином, *напруженість електричного поля в напівпровіднику по іншому, ніж у вакуумі, залежить від різниці потенціалів*:

$$\mathcal{E} = V_{12}/L_e \propto V_{12}/V_{12}^{1/2} = V_{12}^{1/2} . \quad (6.6)$$

Якщо тепер вираз (6.6) підставити у формулу (6.2) для струму в сандвічі, то

$$i = i_0(T) \left( 1 - \beta e^{-\frac{eV_{12}}{k_B T}} \right) \quad (6.7)$$

де

$$\beta = \frac{S_2 \bar{T}_2 A_2}{S_1 \bar{T}_1 A_1} , \quad \text{а} \quad i_0(T) = S_1 A_1 \bar{T}_1 T^2 e^{-\frac{e\varphi^{**}}{k_B T}} \quad (6.8)$$

При збільшенні електричного поля, коли  $e^3 E / \varepsilon_0 > (e^2 / 2 \varepsilon_0 d)^2$  або  $V_{12} > e / 4 \varepsilon_0 d$

$$\ln \frac{i}{i_0} \approx -\frac{e\varphi^{**}}{k_B T} \cong -\frac{e\varphi_1}{k_B T} + \frac{e^{3/2} \sqrt{\mathcal{E}}}{k_B T} \propto \frac{BV_{12}^{1/4}}{\varepsilon_d^{1/2} k_B T} \quad (6.9)^2$$

де  $B$  - розмірний коефіцієнт. З формули (6.9) видно, що логарифм надбар'єрного струму у напівпровідниках прямо пропорційний кореню четвертого ступеня від напруги.

- По-четверте, в реальних зразках майже завжди існують рівні прилипання, котрі захоплюють носії й змінюють величини струмів інжектованих носіїв.  
По-п'яте, при великих рівнях інжекції струм обмежується просторовим зарядом.

Тунельна

В реальних МДМ сандвічах необхідно враховувати такі додаткові обставини:

---



• *по-перше*, при  $T \neq 0$  з'являються електрони з енергіями  $E_x > F_1$ , які тунелюють крізь бар'єр із значно більшою ймовірністю, ніж електрони, що знаходяться на рівні Фермі. Якщо при низьких але не нульових температурах  $T \neq 0$  знехтувати надбар'єрною емісією, то виявляється, що **густина тунельного струму слабо залежить від температури**:  $j = j_0(1 + \alpha T^2)$ , де  $j_0$  - густина тунельного струму при  $T=0$ , а  $\alpha$  - розмірний коефіцієнт. Він залежить від форми та висоти потенціального бар'єра ( $eV_0$ ) та ширини тунельного проміжку ( $d$ ). В моделі прямокутного бар'єра (див. задачу 6.15) висотою  $U_0$  та шириною  $d$  у Å, а  $eV_0$  в eV

$$\alpha = (\pi^2 m d^2 k_B^2) / (3 \hbar^2 U_0) \cong 4 \cdot 10^{-9} (d^2 / U_0) [\text{град}^{-2}],$$

(тут  $d$  - в Å, а  $U_0$  - в eV). Тоді  $\Delta j / j_0 = (j - j_0) / j_0 = \alpha T^2$ . Для значень  $d = 1 \text{ Å}$  та  $eV_0 = 1 \text{ eV}$  коефіцієнт  $\alpha \cong 4 \cdot 10^{-9} [\text{град}^{-2}]$  і зміна густини тунельного струму при зростанні температури від  $T=0$  до  $T=300\text{K}$  становить  $\sim 0,04\%$ . *Менш сильна температурна залежність тунельного струму по відношенню до струму надбар'єрної емісії є характерною рисою, що використовується для розпізнавання тунельної емісії.*

• *По-друге*, необхідно враховувати реальний закон дисперсії  $E(\vec{p})$ , який визначає ефективну масу і сильно впливає на коефіцієнт прозорості  $T(m)$ . Відхилення від параболічного закону дисперсії збільшує тунельний струм.

• *По-третьє*, при розгляді тунельного струму потрібно враховувати також залежність прозорості бар'єра від поперечної складової кінетичної енергії електрона  $E_{\perp}$ :

$T \sim \exp \{-E_{\perp} / E\}$  (див. задачу 6.5).

• *По-четверте*, необхідно розглядати тривимірну задачу з реальним виглядом  $U(r)$ .

• *По-п'яте*, при великих рівнях інжекції необхідно замість наближення ВКБ використовувати більш точні моделі та враховувати вплив просторового заряду.

• *По-шосте*, необхідно враховувати можливі зміни густини станів в обох електродах  $M_1$  і  $M_2$ , тому що це змінює кількість електронів у межах від  $E_x$  до  $E_x + dE_x$  та функції  $N(E_x)$  та  $N(E_x + eV)$ , що входять у формулу (6.23).

Залежність тунельного струму від густини станів можна також отримати за допомогою **золотого правила Фермі**, згідно якого ймовірність переходу за одиницю часу з початкового стану  $\ell$  у кінцевий  $f$  під дією збурення визначається за формулою:

$$w_{\ell f} = \frac{2\pi}{\hbar} M_{\ell f}^2 g_f [1 - f_f] \quad (6.37)$$

де  $M_{\ell f}$  – матричний елемент переходу,  $g_f$  - густина кінцевих станів,  $[1 - f_f]$  – ймовірність того, що кінцевий стан незайнятий<sup>3</sup>. Тунельний струм є пропорційним імовірності  $w_{\ell f}$

$$j_{\ell f} \propto e w_{\ell f} \cdot g_{\ell} f_{\ell} \quad (6.38)$$

де  $g_{\ell} f_{\ell}$  - кількість зайнятих початкових станів. Повний тунельний струм рівний різниці струмів  $j_{\ell f}$  та  $j_{f \ell}$ :

$$\begin{aligned} j = j_{\ell f} - j_{f \ell} &\propto \frac{2\pi e^2}{\hbar} \int \left[ M_{\ell f}^2 g_f (1 - f_f) g_{\ell} - M_{f \ell}^2 g_{\ell} (1 - f_{\ell}) g_f \right] dE = \\ &= \frac{2\pi e^2}{\hbar} \int M_{\ell f}^2 g_{\ell} g_f [f_{\ell} - f_f] dE \end{aligned} \quad (6.39)$$

Таким чином, *тунельний струм є наслідком суто квантомеханічних властивостей речовини, і тому залежить від матричного елемента відповідного переходу з початкового стану в кінцевий стан та густин початкових та кінцевих станів*

---

<sup>3</sup> Ця формула справедлива, якщо потенціальний бар'єр можна розглядати, як збурення і час життя в початковому стані менший за час переходу  $t_{\ell f} : \hbar/E_{\ell} \ll \tau_{\ell} \ll t_{\ell f}$ . Матричний елемент визначається через хвильові функції початкового і кінцевого станів  $\psi_{\ell}$  і  $\psi_f$   $M_{\ell f} = \langle \psi_{\ell} | V | \psi_f \rangle$ . (Давыдов А.С. Квантовая механика. М: Наука, 1973)

**32) Проаналізуйте умови, що дозволяють збільшувати коефіцієнти підсилення потужності та підсилення струму в схемах з біполярним транзистором. Оцініть зміну граничної частоти транзистора, якщо замінити Si з рухливістю носіїв  $50 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  на Si з рухливістю  $500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .**

*(фіз. осн. мікроел. стор 370-378, там багато всього, задача 12.12 на стор 410)*

Розглянемо тепер основні параметри біполярних транзисторів. Вони умовно розділяються на зовнішні, до яких відносяться коефіцієнт підсилення струму  $\alpha$ , і три внутрішніх, а саме: ефективність емітера  $\gamma$ , коефіцієнт переносу  $\beta$  і ефективність колектора  $\alpha^*$ .

$$\alpha \equiv \left. \frac{\partial I_k}{\partial I_e} \right|_{V_k} \quad (9.13)$$

За допомогою формули (9.7), можна показати, що в моделі Еберса-Мола коефіцієнт підсилення  $\alpha$  збігається з коефіцієнтом передачі струму із емітерного переходу в колекторний в нормальному режимі роботи

$$\alpha = \alpha_N \quad (9.14)$$

**Ефективність емітера  $\gamma$  або коефіцієнт передачі інжекції визначається**

$$\gamma \equiv \left. \frac{\partial I_{ne}}{\partial I_e} \right|_{V_k} \quad (9.15)$$

**Коефіцієнт переносу струму крізь базу  $\beta$  визначається**

$$\beta \equiv \left. \frac{\partial I_{nk}}{\partial I_{ne}} \right|_{V_k} \quad (9.16)$$

**Ефективність колектора або коефіцієнт множення струму колектора  $\alpha^*$  визначається**

$$\alpha^* \equiv \left. \frac{\partial I_k}{\partial I_{nk}} \right|_{V_k} \quad (9.17)$$

В формулах (9.15 ÷ 9.17) індексом  $n$  позначено електронний компонент струму у випадку  $n^+$ -р- $n$  транзистора. Для р- $n$ -р транзистора індекс  $n$  потрібно замінити індексом  $p$ .

Оскільки  $|I_{nk}| < |I_{ne}| < |I_{nk} + I_{np}|$ , завжди  $\alpha < 1$ . Для типових транзисторів  $\alpha = 0,990 \div 0,998$ .

Оцінімо, як залежать параметри транзистора від параметрів напівпровідників, котрі використовуються в транзисторах.

**Коефіцієнт інжекції або ефективність емітера** улегко оцінити таким чином

$$\gamma \equiv \frac{\partial I_{ne}}{\partial I_e} \Big|_{V_k} = \frac{I_{ne}}{I_{ne} + I_{pe}} \quad (9.18)$$

де індексами  $n$  і  $p$  позначають електронну та діркову складові

струму. Електронний струм в базі і дірковий в емітерній частині в дифузійному наближенні теорії транзистора мають такий вигляд

$$I_{ne} \propto S_e e D_n \frac{\Delta n}{\Delta x} \approx e S_e D_n \frac{n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{w} \quad (9.19)$$

$$I_{pe} \propto S_e e D_p \frac{\Delta p}{\Delta x} \approx e S_e D_p \frac{p_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{L_p} \quad (9.20)$$

Підставимо (9.19) і (9.20) в (9.18), тоді

$$\gamma = \frac{1}{\left(1 + \frac{D_p p_0 w_B}{D_n n_0 L_p}\right)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{e \mu_p p_0 w_B}{e \mu_p n_0 L_p}\right)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_p w_B}{\sigma_n L_p}\right)} \cong 1 - \frac{\sigma_p w_B}{\sigma_n L_p} \quad (9.21)$$

В формулі (9.21) використані такі позначення  $S_e$  - площа емітерного переходу,  $D_{n,p}$  - коефіцієнти дифузії електронів і дірок,  $w_B$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дірок,  $n_0$ ,  $p_0$  - концентрації рівноважних носіїв струму, а також використано співвідношення Ейнштейна

$$\mu_{n,p}/D_{n,p} = e/kT \quad (9.22)$$

Аналізуючи вираз (9.21) для коефіцієнта інжекції, можна дійти до таких висновків:

- для збільшення ефективності емітера (або коефіцієнта інжекції  $\gamma$ ) потрібно, щоб електропровідність емітерної частини  $\sigma_n$  була більшою за електропровідність бази  $\sigma_p$  ( $\sigma_n > \sigma_p$ ), тому емітерна  $n^+$  частина транзистора значно сильніше легується ніж база і колектор; на практиці здебільшого використовують  $n^+$ -р-п транзистор ще й тому, що донорна домішка фосфор значно краще розчиняється в кремнії і тому легше утворити  $n^+$  емітер;
  - для збільшення  $\gamma$  потрібно зменшувати ширину бази так, щоб  $w_B/L_p \ll 1$ ;
  - крім того час прольоту носіїв струму крізь базу залежить від рухливості носіїв струму тому базу бажано робити із кремнію р-типу, бо при цьому  $\mu_n > \mu_p$  і саме прольот інжектованих електронів в базі визначає інерційність транзистора ( $t_n = w_B/\mu_n E < t_p = w_B/\mu_p E$ );
- За цих обставин на практиці здебільшого при виготовленні транзисторів перевагу віддають  $n^+$ -р-п транзисторам, у яких  $\gamma$  має значення близьке до одиниці.

Звернемося до аналізу **коефіцієнту переносу носіїв струму крізь базу  $\beta$**

$$\beta \equiv \left. \frac{\partial I_{nk}}{\partial I_{ne}} \right|_{V_k} \cong \frac{I_{ne} - I_r}{I_{ne}} \quad (9.23)$$

де  $I_{ne}$  - струм інжектованих в базу неосновних носіїв (електронів),  $I_r$  - струм, щоспричиняється рекомбінацією інжектованих носіїв струму в базі. Ці струми можна знайти, якщо розв'язати задачу про перенесення нерівноважних носіїв струму в напівпровідниках (глава 4). Наближено їх можна записати таким чином

$$I_{ne} \cong e S_e D_n \frac{n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{w_B} \quad (9.24)$$

$$I_r \approx e S_e \frac{w_B n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{2\tau_n} \quad (9.25)$$

Підставимо (9.24) і (9.25) в формулу (9.23), тоді

$$\beta = 1 - \frac{I_r}{I_{ne}} = 1 - \frac{w_B^2}{2L_n^2} \quad (9.26)^3$$

Якщо врахувати ще й поверхневу рекомбінацію, то замість  $\tau_n$  в формулі (9.25) потрібно підставити ефективний час рекомбінації

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{s}{d} = \frac{1}{\tau_n} \left( 1 + \frac{s\tau_n}{d} \right) \quad (9.27)$$

тоді  $L_n^2$  потрібно замінити на  $L_{n\,ef}^2$

$$\frac{1}{L_{n\,ef}^2} = \frac{1}{D_n \tau_{n\,ef}} = \frac{1}{L_n^2} \left( 1 + \frac{s\tau_n}{d} \right) \quad (9.28)$$

Підставимо (9.28) в вираз для  $\beta$  (9.26)

$$\beta = 1 - \frac{w_B}{2L_n^2} - \frac{w_B^2 s \tau_n}{2L_n^2 d} \frac{\Sigma'}{S_e} \quad (9.29)$$

де  $s$  - швидкість поверхневої рекомбінації, а  $\Sigma'/S_e$  - відношення площі, на якій відбувається поверхнева рекомбінація, до площі емітерного переходу. Аналізуючи вираз (9.29) для коефіцієнту переносу, можна дійти до таких *висновків*:

- вигідно мати базу  $p$  - типу, бо  $\mu_n > \mu_p$ , тобто  $D_n > D_p$ , тобто  $L_n > L_p$ , а це призводить до того, що  $\beta_n < \beta_p$ ;
- зменшувати ширину бази так, щоб  $w_B < L_n$ ;
- зменшувати швидкість поверхневої рекомбінації  $s$ , що збільшує  $\beta$ .

**Ефективність колектора  $\alpha^*$**  іноді може бути більшою за одиницю за таких причин:

---

<sup>3</sup> Більш точно  $I_r$  знаходиться за допомогою розв'язку рівняння  $\frac{d^2(n-n_0)}{dx^2} - \frac{(n-n_0)}{D_n \tau_n} = 0$  з граничними умовами при  $x=0$   $(n-n_0)=(n-n_0)_0 \exp\{eV_e/kT\}$ ; при  $x=w$   $n-n_0=0$ , тоді  $\beta = \{Ch(w/L_n)\}^{-1}$ .

- по-перше, електрони, котрі попадають в колекторну область збільшують потік дірок в базу і

$$\alpha^*_1 = 1 + p_k \mu_p / n_k \mu_n \quad (9.30)$$

- по-друге, електрони в електричному полі колектора можуть прискоритись так, що виникне ударна іонізація і розмноження носіїв струму

$$\alpha^*_2 = \frac{1}{1 - \left( \frac{V_k}{V_{проб}} \right)^m} \quad (9.31)$$

де  $V_{проб}$  - пробивна колекторна напруга, при якій виникає лавинне розмноження носіїв струму прискорених електричним полем в колекторній частині транзистора,  $m < 2$ . Тоді

$$\alpha^* = \alpha^*_1 \alpha^*_2 = \left( 1 + \frac{p_k \mu_p}{n_k \mu_n} \right) \frac{1}{1 - \left( \frac{V_k}{V_{проб}} \right)^m} \quad (9.32)$$

**Повний коефіцієнт підсилення або коефіцієнт передачі** згідно (9.15) рівний добутку  $\gamma$ ,  $\beta$  і  $\alpha^*$

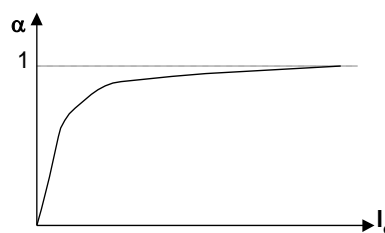
$$\alpha = \gamma \beta \alpha^*$$

Він залежить від струму емітера, як це показано на рис. 9.7, і здебільшого в робочих режимах досягає значень  $0,98 \div 0,99$ .

**Задача:** Гранична частота роботи транзистора:

$$\omega_a = \frac{2\mu k_B T}{W_B^2 e}, \text{ а отже}$$

$$\frac{\omega_{a2}}{\omega_{a1}} = \frac{\mu_{a2}}{\mu_{a1}} = 500/50 =$$



**Рис.9.7. Залежність  $\alpha$  від емітерного струму**



### **33) Як побудовані компліментарні МОН транзистори та їхні властивості.**

Здебільшого для зменшення потужності, що витрачається при роботі МОН транзисторів, використовують компліментарні (КМОН – компліментарний (від лат complementum - доповнення) транзистори. Вони виготовляються на одному кристалі за допомогою групової технології й складаються із двох МОН транзисторів із р- і n-

каналами провідності. Їх характерною особливістю є протилежна

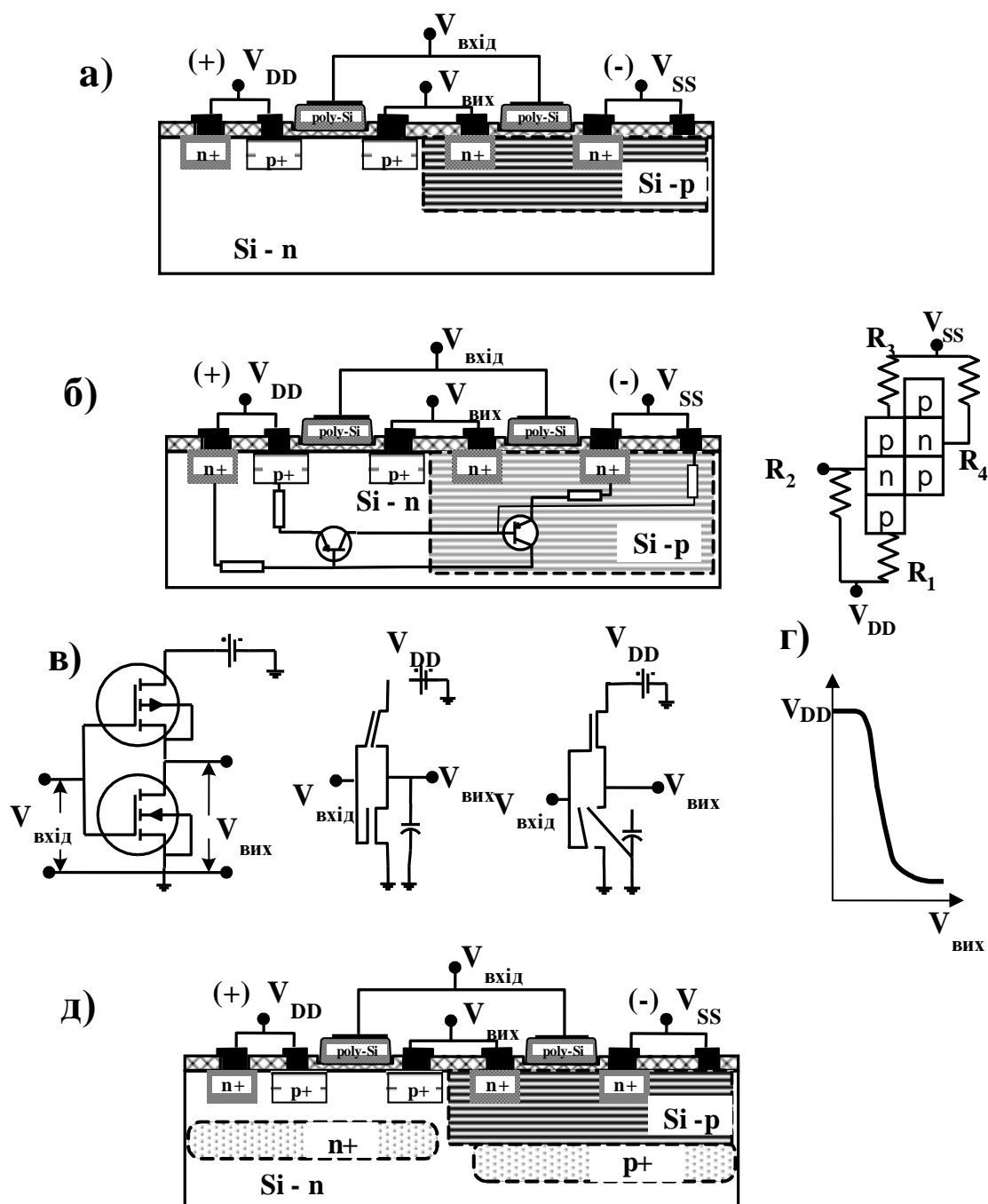


Рис.3.16. КМОП інвертор: а) - поперечний переріз, б) - еквівалентна схема паразитних транзисторів, в) - електрична схема, г) - перехідна характеристика, д) - дві кишені для зменшення паразитних опорів.

полярність напруг

живлення та керування.,

Найбільш широке застосування вони знайшли в інверторах<sup>4</sup>, призначених для перестановки вхідного та вихідного сигналів. На рис.3.16а зображено поперечний переріз КМОН транзистора, його електрична схема (рис.3.16с) та передаточна характеристика (рис.3.16d). КМОН-транзистор працює так. Нехай спочатку вхідний сигнал  $V_{вх}$  менший порогового сигналу n-канального МОН транзистора, але має досить значну від'ємну величину по відношенню до підкладинки р-канального МОН транзистора. В такому режимі р-канальний МОН транзистор відкритий, а n-канальний закритий. Відкритий р-канальний транзистор має малий опір, а закритий n-канальний МОН транзистор великий опір. Тому виникає значний вихідний сигнал  $V_{вих}$ , котрий наближається до напруги зовнішнього джерела живлення  $V_{cc}$  ( $V_{вих} \sim V_{cc}$ ). При зменшенні від'ємної напруги  $V_{вх}$  знаку р-канальний транзистор закривається, а n-канальний транзистор відкривається. Зовнішня напруга починає падати на закритому р-МОН транзисторі і вихідна напруга зменшується майже до нуля ( $V_{вих} \rightarrow 0$ ). Таким чином, у двох станах інвертора його вихідна напруга або наближається до напруги зовнішнього джерела живлення, або рівна нулеві. Один із транзисторів КМОН інвертора завжди закритий і крізь систему не тече статичний струм, тому середня статична потужність, що розсіюється, мала, бо  $w \sim I_D V_{cc} \rightarrow 0$ . Передаточна крива КМОН інвертора показана на рис.3.16.d. Такі позитивні якості КМОН інверторів, як мала середня потужність, максимальна продуктивність більша за  $10^{14}$  *порт·Гц*, значний фактор якості  $P\tau \sim 10^{-14}$  Дж та більш проста і значно дешевша технологія їх виготовлення по зрівнянню з біполярними транзисторами забезпечує цьому різновиду елементів ІМС широке практичне застосування<sup>5</sup>. Негативною рисою КМОН-транзисторів є ефект заскакування, який розглядається у підрозділі 12.4.6.3.

<sup>4</sup> Від інверсія (лат. *inversio* - перестановка).

<sup>5</sup> Один порт – це одиниця продуктивності ІС, котра визначає, що можна використовувати точки контактів між пристроями вводу-виводу в кількості  $10^4$  на частоті  $10 \text{ ГГц} = 10^{10} \text{ Гц}$ .

**34) Проаналізуйте від чого залежить ефективність емітера, коефіцієнт переносу неосновних носіїв заряду, ефективність збору колектора біполярного транзистора, що використовується в інтегральних мікросхемах.**

Ефективність емітера  $\gamma$  або коефіцієнт передачі інжекції визначається

$$\gamma \equiv \left| \frac{\partial I_{ne}}{\partial I_e} \right|_{V_k} \quad (9.15)$$

Коефіцієнт переносу струму крізь базу  $\beta$  визначається

$$\beta \equiv \left| \frac{\partial I_{nk}}{\partial I_{ne}} \right|_{V_k} \quad (9.16)$$

Ефективність колектора або коефіцієнт множення струму колектора  $\alpha^*$  визначається

$$\alpha^* \equiv \left| \frac{\partial I_k}{\partial I_{nk}} \right|_{V_k} \quad (9.17)$$

В формулах (9.15 ÷ 9.17) індексом n позначено електронний компонент струму у випадку  $n^+$ -р-п транзистора. Для р-п-р транзистора індекс n потрібно замінити індексом p.

Оскільки  $|I_{nk}| < |I_{ne}| < |I_{nk} + I_{np}|$ , завжди  $\alpha < 1$ . Для типових транзисторів  $\alpha = 0,990 \div 0,998$ .

Оцінимо, як залежать параметри транзистора від параметрів напівпровідників, котрі використовуються в транзисторах.

Коефіцієнт інжекції або ефективність емітера  $\gamma$  легко оцінити таким чином

$$\gamma \equiv \left. \frac{\partial I_{ne}}{\partial I_e} \right|_{V_k} = \frac{I_{ne}}{I_{ne} + I_{pe}} \quad (9.18)$$

де індексами n і p позначають електронну та діркову складові

струму. Електронний струм в базі і дірковий в емітерній частині в дифузійному наближенні теорії транзистора мають такий вигляд

$$I_{ne} \propto S_e e D_n \frac{\Delta n}{\Delta x} \approx e S_e D_n \frac{n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{w} \quad (9.19)$$

$$I_{pe} \propto S_e e D_p \frac{\Delta p}{\Delta x} \approx e S_e D_p \frac{p_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{L_p} \quad (9.20)$$

Підставимо (9.19) і (9.20) в (9.18), тоді

$$\gamma = \frac{1}{\left(1 + \frac{D_p p_0 w_B}{D_n n_0 L_p}\right)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{e \mu_p p_0 w_B}{e \mu_p n_0 L_p}\right)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_p w_B}{\sigma_n L_p}\right)} \cong 1 - \frac{\sigma_p w_B}{\sigma_n L_p} \quad (9.21)$$

В формулі (9.21) використані такі позначення  $S_e$  - площа емітерного переходу,  $D_{n,p}$  - коефіцієнти дифузії електронів і дірок,  $w_B$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дірок,  $n_0$ ,  $p_0$  - концентрації рівноважних носіїв струму, а також використано співвідношення Ейнштейна

$$\mu_{n,p}/D_{n,p} = e/kT \quad (9.22)$$

Аналізуючи вираз (9.21) для коефіцієнта інжекції, можна дійти до таких висновків:

- для збільшення ефективності емітера (або коефіцієнта інжекції  $\gamma$ ) потрібно, щоб електропровідність емітерної частини  $\sigma_n$  була більшою за електропровідність бази  $\sigma_p$  ( $\sigma_n > \sigma_p$ ), тому емітерна  $n^+$  частина транзистора значно сильніше легується ніж база і колектор; на практиці здебільшого використовують  $n^+$ -р-п транзистор ще й тому, що донорна домішка фосфор значно краще розчиняється в кремнії і тому легше утворити  $n^+$  емітер;
- для збільшення  $\gamma$  потрібно зменшувати ширину бази так, щоб  $w_B/L_p \ll 1$ ;
- крім того час прольоту носіїв струму крізь базу залежить від рухливості носіїв струму тому базу бажано робити із кремнію р-типу, бо при цьому  $\mu_n > \mu_p$  і саме прольот інжектованих електронів в базі визначає інерційність транзистора ( $t_n = w_B/\mu_n E < t_p = w_B/\mu_p E$ );

За цих обставин на практиці здебільшого при виготовленні транзисторів перевагу віддають  $n^+$ -р-п транзисторам, у яких  $\gamma$  має значення близьке до одиниці.

Звернемося до аналізу коефіцієнту переносу носіїв струму крізь базу  $\beta$

$$\beta \equiv \frac{\partial I_{nk}}{\partial I_{ne}} \Big|_{V_k} \cong \frac{I_{ne} - I_r}{I_{ne}} \quad (9.23)$$

де  $I_{ne}$  - струм інжектованих в базу неосновних носіїв (електронів),  $I_r$  - струм, щоспричиняється рекомбінацією інжектованих носіїв струму в базі. Ці струми можна знайти, якщо розв'язати задачу про перенесення

нерівноважних носіїв струму в напівпровідниках (глава 4). Наближено їх можна записати таким чином

$$I_{ne} \cong eS_e D_n \frac{n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{w_B} \quad (9.24)$$

$$I_r \approx eS_e \frac{w_B n_0 e^{\frac{eV_e}{kT}}}{2\tau_n} \quad (9.25)$$

Підставимо (9.24) і (9.25) в формулу (9.23), тоді

$$\beta = 1 - \frac{I_r}{I_{ne}} = 1 - \frac{w_B^2}{2L_n^2} \quad (9.26)^3$$

Якщо врахувати ще й поверхневу рекомбінацію, то замість  $\tau_n$  в формулі (9.25) потрібно підставити ефективний час рекомбінації

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{s}{d} = \frac{1}{\tau_n} \left( 1 + \frac{s\tau_n}{d} \right) \quad (9.27)$$

тоді  $L_n^2$  потрібно замінити на  $L_{nef}^2$

$$\frac{1}{L_{nef}^2} = \frac{1}{D_n \tau_{n,ef}} = \frac{1}{L_n^2} \left( 1 + \frac{s\tau_n}{d} \right) \quad (9.28)$$

Підставимо (9.28) в вираз для  $\beta$  (9.26)

$$\beta = 1 - \frac{w_B^2}{2L_n^2} - \frac{w_B^2 s \tau_n}{2L_n^2 d} \frac{\Sigma'}{S_e} \quad (9.29)$$

де  $s$  - швидкість поверхневої рекомбінації, а  $\Sigma'/S_e$  - відношення площі, на якій відбувається поверхнева рекомбінація, до площі емітерного переходу. Аналізуючи вираз (9.29) для коефіцієнту переносу, можна дійти до таких висновків:

- вигідно мати базу р - типу, бо  $\mu_n > \mu_p$ , тобто  $D_n > D_p$ , тобто  $L_n > L_p$ , а це призводить до того, що  $\beta_n < \beta_p$ ;
- зменшувати ширину бази так, щоб  $w_B < L_n$ ;
- зменшувати швидкість поверхневої рекомбінації  $s$ , що збільшує  $\beta$ .

<sup>3</sup> Більш точно  $I_r$  знаходиться за допомогою розв'язку рівняння  $\frac{d^2(n-n_0)}{dx^2} - \frac{(n-n_0)}{D_n \tau_n} = 0$  з граничними умовами при  $x=0$   $(n-n_0)=(n-n_0)_0 \exp\{eV_e/kT\}$ ; при  $x=w$   $n-n_0=0$ , тоді  $\beta = \{Ch(w/L_n)\}^{-1}$ .

Ефективність колектора  $\alpha^*$  іноді може бути більшою за одиницю за таких причин:

- по-перше, електрони, котрі попадають в колекторну область збільшують потік дірок в базу і

$$\alpha^*_1 = 1 + p_k \mu_p / n_k \mu_n \quad (9.30)$$

- по-друге, електрони в електричному полі колектора можуть прискоритись так, що виникне ударна іонізація і розмноження носіїв струму

$$\alpha^*_2 = \frac{1}{1 - \left( \frac{V_k}{V_{проб}} \right)^m} \quad (9.31)$$

де  $V_{проб}$  - пробивна колекторна напруга, при якій виникає лавинне розмноження носіїв струму прискорених електричним полем в колекторній частині транзистора,  $m < 2$ . Тоді

$$\alpha^* = \alpha^*_1 \alpha^*_2 = \left( 1 + \frac{p_k \mu_p}{n_k \mu_n} \right) \frac{1}{1 - \left( \frac{V_k}{V_{проб}} \right)^m} \quad (9.32)$$

Повний коефіцієнт підсилення або коефіцієнт передачі згідно (9.15) рівний добутку  $\beta \alpha^*$   
 $\alpha = \gamma \beta \alpha^*$

Він залежить від струму емітера, як це показано на рис. 9.7, і здебільшого в робочих режимах досягає значень  $0,98 \div 0,99$ .



Рис.9.7.  
Залежність  $\alpha$  від емітерного струму

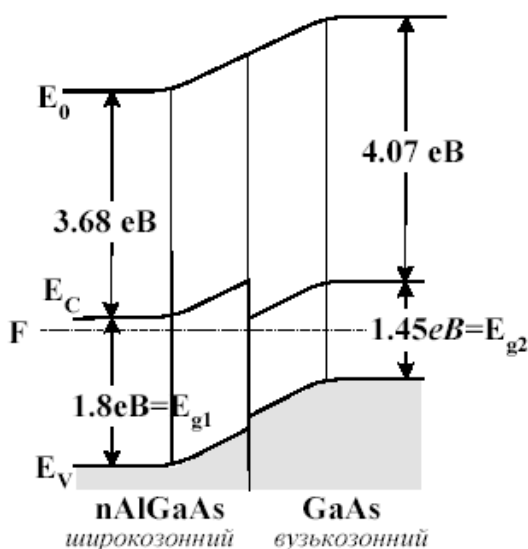


### 35) Проаналізуйте за яких умов у каналах провідності спостерігається велика рухливість носіїв заряду.

«Фізичні основи мікро- та наноелектроніки» Находкін, ст. 110-111

Здавалося-б завдяки ефектам короткого та тонкого каналу повинна збільшуватись рухливість. Але ні. Там виникає розігрів електронів провідності, а розігрів зменшує рухливість (по якійсь-там формулі). Тому єдине що можна написати про велику рухливість – це НЕМТ транзистори, або транзистори на гетеропереходах

НЕМТ транзисторами називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor, скорочено НЕМТ). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою (різною шириною забороненої зони). Такий контакт називається гетеро-контактом на відміну від гомоконтакту, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони.



Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту. Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.28) широкозонного напівпровідника  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8 \text{ eV}$ ) та вузькозонного напівпровідника  $i\text{-GaAs}$  (із забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45 \text{ eV}$ ). Зобразимо енергетичну схему такого

гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1 = F_2$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша за роботу виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле (йому відповідає потенціальна енергія  $E_0$ ) вигинає зони вузькозонного напівпровідника „униз”, а у широкозонному – „уверх”, як це видно на

рис.3.28. На гетеропереході утворюється *розрив зон* і в зоні провідності утворюється стрибок потенціальної енергії. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар'єр, а в широкозонному - збіднений носіями шар. У потенціальній ямі власного вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а у випадку, коли замість власного вузькозонного напівпровідника використовується вузькозонний напівпровідник р-типу, у його потенціальній ямі накопичуються носії з інверсним знаком заряду. **Таким чином, на гетеропереході здійснюється просторове розділення зарядів іонізованих домішок** (у даному випадку іонізованих донорів у широкозонному напівпровіднику) **та 2D електронного газу в каналіпровідності, локалізованому у вузькозонному напівпровіднику.**

Таким чином 2D канал на гетеропереході дозволяє отримувати в ньому *великі рухливості носіїв*. Наприклад, у каналі між GaAs та  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  при кімнатній температурі рухливість електронів дорівнює  $\mu(300\text{K}) \sim 8000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , а при температурі рідкого азоту  $\mu(78\text{K}) \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори називаються НЕМТ транзисторами. Вони мають час перемикання при кімнатній температурі менше 56 нс, а при 78K –  $17 \cdot 10^{-12}$  сек. В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах 78K працюють на частотах, сумірних із частотами контактів Джозефсона, котрі працюють при температурах 4,2K.

36. Проаналізуйте за яких умов зменшення довжини каналу МОН-транзистора сильно впливає на його характеристики. Які параметри МОН-транзистора при цьому почнуть змінюватися. (Находкін 85-91 mikro\_nano.pdf)

МОН транзистор з коротким каналом і високою рухливістю носіїв струму в каналі мають досить високі робочі параметри і малий коефіцієнт згину.

Проте зменшення довжини каналу  $L$  а відносно окислювальною збільшує крутизну ВАХ та інжекційні тиски носіїв.

Проте при цьому виникають дві групи ефектів короткого каналу:

- ефекти великого поперечного поля  $E_y$
- ефекти великого поперечного поля  $E_z$

Зменшення довжини каналу  $L$  при  $V_d \text{ const}$  (напруга на стегні) збільшує поперечне електричне поле  $E_y \sim V_d/L$ . При цьому збільшують з критичне коли  $E > E_k$ , коли  $eE_y \tau > k_B T$ , де  $\tau$  - довжина вільного пробігу носіїв, починається їх розгін. При цьому величина дрейфової швидкості носіїв стає зумовленою з їх теплової швидкості, починає залежати від напруженості векторного поля. Електричне поле зменшує рухливість носіїв

$$\mu = \left( \frac{e}{m} \right)^{1/2} \frac{1}{(2\pi)^{1/4}} \frac{\sqrt{E}}{E_y};$$
  $L$ -коефіцієнт аномалізації  
а зменшення рухливості в свою чергу призводить до насичення дрейфової швидкості ( $v_{dr} \sim \mu E_y$ ). ( $V_d \sim 1\text{В}$ ,  $L \sim 1\text{мкм}$ )

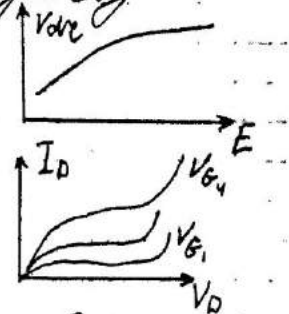
Залежність рухливості носіїв та насичення дрейфової швидкості призводить до таких змін статистичних  $x-k$  МОН:

- 1) зменшення крутизни ВАХ  $I_d \propto dI_d/dV_d$

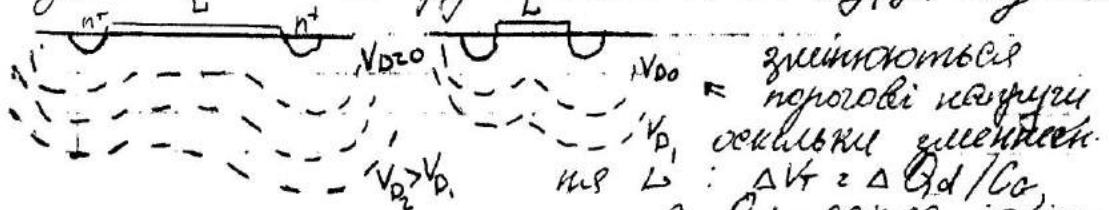


- 1) зменшення часу прольоту носіїв  $\tau \propto \frac{L^2}{D}$ , який визначається швидко
- 2) збільшення коефіцієнту шуму  $\propto \frac{1}{\mu_n(V_g - V_t)}$ , дію транзистора.
- 3) зменшення вхідної електропровідності

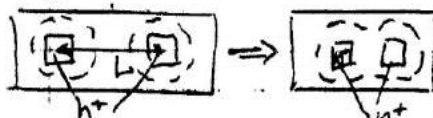
При подальшому зростанні напруженості електричного поля  $E_y$  виникає пробій, при якому починається необоротні процеси, що руйнують транзистор.



- Зменшення довжини каналу провідності при постійній напрузі змінює поперечне електричне поле  $E_z$ , що призводить до появи розширення електронів. Збільшення довжини каналу провідності стає сумірною з  $L^2$ .
- залежності напруженості поля  $E_y(y)$  від  $E_z$



Важко докорів приймають порізно залежить від  $L$ .



Змирання області простору вогню вогню та стікми змінює напру.

Втрати, оскільки струм тепер буде протікати не тільки в каналі провідності.

Зменшення ширини  $W$  буде компенсує звороту (каналу) вплив ефекту короткого каналу. Тільки чини,  $L_{min} \approx 0.4 \sqrt{\epsilon \epsilon_0 (W_s + W_d)^2 F}^{1/3}$   $d_{ox}$  - товщина окисного шару,  $\epsilon$  - діелектрична константа області вогню і стікми,  $W_s, W_d$  - ширини з'єднань

областей вогню і стікми,  $L < L_{min}$  - ефекти к.к.

### 37. Дайте визначення квазірівня Фермі.

Наявність нерівноважних носіїв порушує рівновагу й уже не можна користуватись рівнем Фермі для характеристики напівпровідника в цьому стані. Проте згідно Шоклі можна запровадити два квазірівні Фермі для електронів  $F_n$  і дірок  $F_p$  окремо. Це дозволяє зберегти вигляд формул для нерівноважних носіїв такими самими, як і для рівноважних (див.(2.61))

$$n = n_0 + \Delta n = N_n \exp \left\{ -\frac{E_c - F_n}{k_B T} \right\}$$

$$p = p_0 + \Delta p = N_p \exp \left\{ -\frac{F_p - E_v}{k_B T} \right\} \quad (5.13)$$

$$N_{n,p} = 2 \left( \frac{2\pi m_{n,p} k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad n_i = \sqrt{N_n N_p} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}},$$

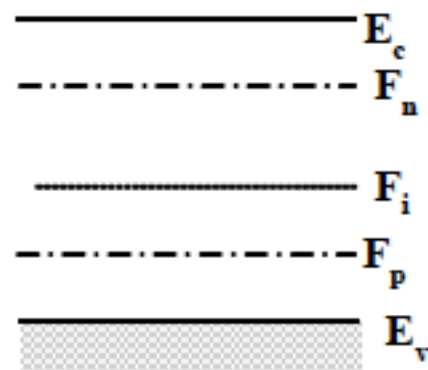
де  $m_{n,p}$  - ефективні маси носіїв,  $n_i$  - концентрація рівноважних електронів у власному напівпровіднику,  $N_{n,p}$  - ефективні густини станів у зоні провідності та валентній зоні, а  $F_i$  - рівень Фермі у власному напівпровіднику.

Значення енергій, що використані у формулі (5.13), позначені на енергетичній діаграмі, зображеній на рис.5.1. Треба відзначити, що час життя  $\tau_n$  і  $\tau_p$  нерівноважних носіїв більший за час їхньої релаксації за імпульсом та енергією  $\tau_n < \tau_{fn}$ ;  $\tau_p < \tau_{fp}$ . Саме тому в цьому разі встановлюється рівноважний розподіл

Фермі для нерівноважних носіїв при тій самій температурі, що і для рівноважних носіїв. Уведення квазірівнів Фермі дозволяє компактно записати густини струмів через їх градієнти:

$$\vec{j}_n = \mu_n n \vec{\nabla} F_n$$

$$\vec{j}_p = \mu_p p \vec{\nabla} F_p$$



**Рис.5.1. Енергетична діаграма.**

**38. Частотні особливості біполярних транзисторів. Находкін 324-345**

### 39. Чи залежить вольт-амперна характеристика струму обмеженому просторовим зарядом від наявності пасток у напівпровіднику?

При великому рівні інжекції неосновних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника починає утворюватись просторовий заряд  $\rho \neq 0$ , і в системі рівнянь (5.14 ÷ 5.19) не можна знехтувати рівнянням Пуассона (5.19). Задача ускладнюється. Проте цей випадок вдасться проаналізувати, користуючись за Роузом зв'язком потенціалу із зарядом. Розглянемо декілька окремих випадків струму обмеженого просторовим зарядом. Читачам, які цікавляться більш точними розв'язками цієї задачі руху нерівноважних носіїв в умовах СОПЗ'у рекомендуємо звернутися до монографії [2].

#### 5.13.а. Ідеальний діелектрик без пасток

Розглянемо у відсутності магнітного поля  $\vec{B} = 0$  та градієнта температури  $\vec{\nabla}T = 0$  нескінченний уздовж напрямків  $y$  та  $z$  сандвіч, між металевими пластинками якого розміщений діелектричний шар товщиною  $L$  ( $0 < x < L$ ), виготовлений з однорідного діелектрика із плоскими зонами без пасток (рис.5.4). За допомогою зовнішнього джерела напруги між електродами сандвіча можна створювати різницю потенціалів  $V$ . Нехай на границі з металом у точці  $x = 0$  відбувається *монополярна інжекція* носіїв заряду одного знаку. Така геометрія системи дозволяє розглядати одновимірну задачу. Знехтуємо дифузією носіїв і обмежимося розглядом тільки їх дрейфу, що можливо при умові  $k_B T / e L_D < E$ . Густина повного дрейфового струму в зразку ( $j_\Sigma$ ) при напрузі на ньому  $V$  є сумою двох доданків – густини струму провідності ( $j_\sigma = \sigma E$ ) та густини дрейфового струму ( $j_{dr}$ ) інжектованого рухливого заряду ( $Q$ ):

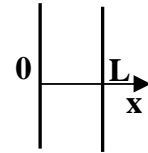


Рис.5.4.

$$\begin{aligned} j_\Sigma &= j_\sigma + j_{dr} & (5.65) \\ \text{де} \quad j_\sigma &= \sigma E & (5.65a) \\ j_{dr} &= \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{Q \mu_n V}{L^2} & (5.65b) \end{aligned}$$

Тут  $\sigma$  - електропровідність,  $t_{dr} = L / \mu_n E$  - час дрейфу крізь діелектрик,  $\mu_n$  - рухливість,  $Q$  - інжектований заряд, віднесений до одиниці площі поперечного перерізу зразка. Заряд  $Q$  можна зв'язати із  $C$  - питомою ємністю сандвіча

$$\begin{aligned} Q &= C \cdot V & (5.66) \\ \text{де} \quad C &= \frac{\epsilon_s}{4\pi L} & (5.66a) \end{aligned}$$



де  $\varepsilon_s$  - діелектрична проникність діелектрика. Дійсно, якщо інжектований заряд рівномірно розподілений в об'ємі зразка, то він знаходиться на середній відстані від анода, яка рівна  $L/2$ . В реальних умовах інжектований заряд локалізується поблизу катода, й реальна ємність знаходиться в інтервалі  $\varepsilon_i/4\pi L < C < 2\varepsilon_i/4\pi L$ . Для якісної оцінки  $Q$  за Роузом можна використовувати співвідношення (5.66) та (5.66a).

Комбінуючи (5.65 ÷ 5.66a), отримаємо

$$j_\Sigma = \frac{\sigma V}{L} + \frac{\varepsilon_s \mu_n V^2}{4\pi L^3} \quad (5.65в)$$

де використано, що напруженість поля в діелектрику дорівнює  $E = V/L$ . Аналіз співвідношення (5.65в) показує, що при малих напругах  $V$ , тобто при малих полях, коли виконується умова

$$\sigma > \frac{\varepsilon_s \mu_n V}{4\pi L^2}, \quad (5.67)$$

другим доданком у (5.65в) можна знехтувати, і густина струму описується законом Ома (5.65а), де  $\sigma$  - електропровідність високоомного напівпровідника (діелектрика), яка залежить від концентрації рівноважних носіїв; наприклад, для високоомного напівпровідника  $n$  - типу

$$\sigma = e\mu_n n_0.$$

При підвищенні напруги, коли

$$V > V_1 = \frac{4\pi\sigma L^2}{\varepsilon_s \mu_n} = \frac{4\pi e n_0 L^2}{\varepsilon_s} \quad (5.68)$$

і можна знехтувати в (5.65в) першим доданком, у правій частині залишиться лише квадратична залежність від напруги

$$j_\Sigma = \frac{\varepsilon_s \mu_n}{4\pi} \cdot \frac{V^2}{L^3} \quad (5.69)$$

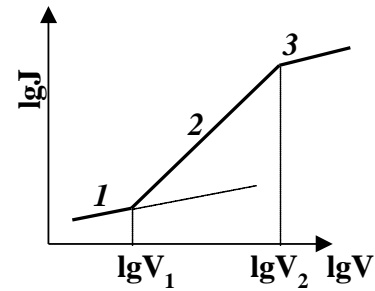
В цій області напруг ( $V > V_1$ ) час дрейфу інжектованих носіїв ( $t_{dr}$ ) стає більшим за час масвеллівської релаксації ( $\tau_M = \varepsilon_s/4\pi\sigma$ ). Дійсно, нерівність (5.68) можна переписати у вигляді нерівності

$$t_{dr} < \tau_M,$$

яка показує, що за час дрейфу не встигає відбуватись релаксація просторового заряду. Тому співвідношення (5.69) є *вольт-амперною характеристикою* для густини дрейфового струму обмеженому просторовим зарядом (СОПЗ). Вона матиме такий вигляд: *спочатку, при малих напругах, коли  $V < V_1 = 4\pi e n_0 L^2 / \varepsilon_i$ , має місце закон Ома (5.65а). При зростанні напруги, коли  $V > V_1$ , тобто коли  $t < \tau_M$ , формується просторовий заряд  $\rho \neq 0$  і струм починає квадратично залежати від напруги згідно формулі (5.69).*

На вольт-амперній характеристиці, яка зображена на схематичному рис.5.5, з'являється злам при  $V = V_1 = 4\pi en_0 L^2 / \varepsilon_s$ .

Вакуумний проміжок також є прикладом ідеального діелектрика, проте його струм, обмежений просторовим зарядом, залежить від напруги не за квадратичним законом, а за законом  $J \sim V^{3/2}$ , тому що, на відміну від діелектрика, середня дрейфова швидкість носіїв струму у вакуумі прямо пропорційна не напрузі  $V$ , а кореню квадратному з напруги:  $v_{dr} = 1/2(2eV/m)^{1/2}$ . Закон "3/2" легко отримати, якщо у формулу (5.69) підставити  $t_{dr} = L/(1/2)\sqrt{2eV/m}$ .



**Рис.5.5. J-V характеристика СОПЗ у діелектрику без пасток:**  
1-J~V; 2 - J~V<sup>2</sup>; 3 - J~V.

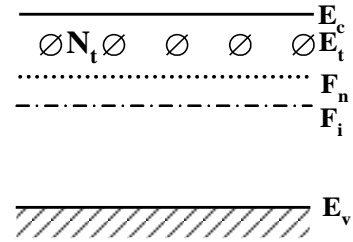
Закон "3/2" також зберігається для вольт-амперної характеристики СОПЗ у діелектриках (високоомних напівпровідниках) при балістичному транспорті нерівноважних носіїв, коли додатково виконується умова  $\ell > L$ , де  $\ell$  - довжина вільного пробігу інжектованих носіїв.

При подальшому зростанні напруги  $V$ , коли  $V \geq V_2$ , можуть відбуватись зміни вигляду вольт-амперної характеристики, оскільки суттєву роль починають грати такі явища:

- розсмоктування просторового заряду, що призводить до того, що струм знову починає лінійно залежати від напруги (область 3 на рис.5.5);
- ударна іонізація й електричний пробій, що призводить до значного зростання струму;
- інжекція носіїв іншого знаку, коли замість монополярної інжекції починається біполярна інжекція. В цьому разі додатково включаються процеси компенсації просторового заряду й рекомбінації неосновних носіїв струму. Явище стає більш складним. В деяких випадках на вольт-амперних кривих з'являються області з від'ємним опором, тобто ділянки зі спадаючою вольт-амперною характеристикою.

#### 5.13.6. Діелектрик (напівпровідник) із неглибокими пастками

Нехай у діелектрику існують неглибокі пастки з концентрацією  $N_t$  і глибиною залягання  $E_t$ , як це показано на рис.5.6. Знову, як і раніше, обмежимося випадком монополярної інжекції електронів. Неглибокими пастками називаються такі пастки, коли квазірівень Фермі  $F_n$  знаходиться нижче рівня пасток, тобто виконується умова  $(E_t - F_n)/k_B T > 1$ . Частина інжектованих електронів захоплюються цими пастками і стають нерухомими. У випадку неглибоких пасток, що розглядаються в цьому розділі, захоплені електрони мають можливість повернутися в зону провідності. В наслідок такого захоплення рухомий інжектований заряд  $Q'$  стає меншим повного інжектованого заряду ( $Q' < Q$ ) і це зменшує в  $\xi = Q'/Q$  разів струм обмежений просторовим зарядом



**Рис.5.6. Енергетична  
схема  
напівпровідника з  
неглибокими  
пастками.**

$$J = \frac{Q'}{t} = \xi \frac{Q}{t} = \xi \frac{\varepsilon_s \mu_n V^2}{4\pi L^3} \quad (5.70)$$

Для визначення  $\xi$  запишемо густину рухливого заряду  $\rho$ , котрий виникає при тепловому збудженню електронів із неглибоких пасток

$$\rho = eN_c \exp\left\{-\left(E_c - F_n\right)/k_B T\right\} \quad (5.71)$$

де  $N_c$  - ефективна густина станів у зоні провідності

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{3/2},$$

а також густину нерухомого заряду  $\rho_t$  на пастках

$$\rho_t = \frac{eN_t}{1 + g^{-1} \exp\left\{\frac{E_t - F_n}{k_B T}\right\}}, \quad (5.72)$$

де  $g$  - статистична вага, або коефіцієнт спінового виродження (задача 5.21). За допомогою виразів (5.71) та (5.72) для  $\rho$  і  $\rho_t$ , знайдемо  $\xi$

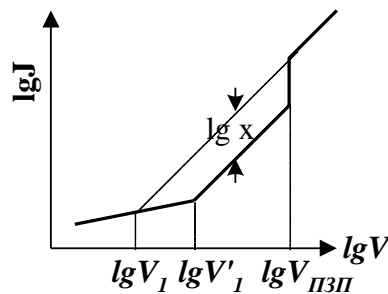
$$\xi = \frac{\rho L}{\rho_t L} \cong \frac{1}{g} \frac{N_{nc}}{N_t} e^{-\frac{E_c - E_t}{k_B T}}, \quad (5.73)$$

де використано, що для неглибоких пасток  $(E_t - F_n)/k_B T > 1$ . Доля рухливого інжектованого заряду  $\xi$  залежить від температури й глибини залягання рівня пасток по відношенню до дна зони провідності. Іноді замість  $\xi$  уводять ефективну рухливість  $\mu_n^*$ , котра залежить від температури

$$\mu_n^* = \mu_n \xi = \mu_n \frac{N_c}{g N_t} \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right) \quad (5.74)$$

*Наявність неглибоких пасток викликає такі зміни вольт-амперних кривих:*

- по-перше, збільшується напруга, при якій має місце злам вольт-амперної кривої ( $V_1' > V_1$ ), тому що в точці зламу повинно виконуватись співвідношення  $e \mu_n n_0 V_1' / L = \xi \varepsilon_s \mu_n (V_1')^2 / 4 \pi L^3$ , звідки  $V_1' = \xi^{-1/2} 4 \pi e n_0 L^2 / \varepsilon_s = V_1 / \xi$ ;
- по-друге, в  $\xi$  разів зменшується струм при  $V > V_1$ , оскільки зменшується доля рухливого заряду і вольт-амперна характеристика зсувається на величину  $\lg \xi$ , як це видно на рис.5.7;
- по-третє, при подальшому збільшенні напруги електричне поле сприяє збільшенню рівня інжекції електронів і при напрузі  $V_{ПЗП}$  пастки повністю заповнюються. Більша частина інжектованих зарядів залишається



**Рис.5.7. J-V характеристика СОПЗ у напівпровіднику з неглибокими пастками.**

рухливими і будуть брати участь у формуванні струму в зразку. Коли  $V > V_{ПЗП} = Q_{ПЗП}/C = 4 \pi e N_t L^2 / \varepsilon_s$ , струм зростає до таких значень, які повинні бути в зразку без пасток. Загальний вигляд вольт-амперної кривої для діелектрика (напівпровідника) із неглибокими пастками показана на рис.5.7. Видно, що за допомогою вольт-амперних кривих можна визначати характерні величини  $\xi$ ,  $V_1$ ,  $V_1'$  і  $V_{ПЗП}$ , котрі залежать від параметрів неглибоких пасток. Зауважимо, що в тих випадках, коли зразок має декілька дискретних пасткових рівнів, на вольт-амперних кривих можна спостерігати декілька зломів.

5.13.в. Діелектрик із глибокими пастками

Глибокими пастками називають пастки, якщо вони розташовані нижче квазірівня Фермі і  $(F_n - E_t)/k_B T > 1$ . Цей випадок зображений на рис.5.8. Інжектовані електрони захоплюються пастками і стають нерухомими. Тому струм у зразку буде визначатися законом Ома до тих пір, поки всі глибокі пастки не заповняться електронами, що інжектують. При подальшому зростанні напруги, коли вона стане більшою за напругу повністю заповнених пасток, тобто при умові

$$V_{ПЗП} \geq 4\pi e N_t L^2 / \varepsilon_s \quad (5.74)$$

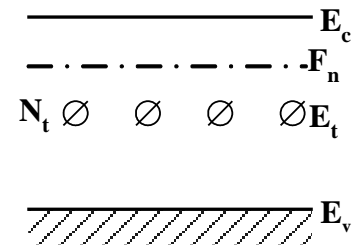
на вольт-амперній характеристиці з'являється злам, після якого струм досягає значень, котрі він мав би у відсутності пасток. Вольт-амперна характеристика для цього випадку зображена на рис.5.9.

Зауважимо, що до цього часу ми використовували наближення Роуза. Воно дало змогу якісно розглянути струми обмежені просторовим зарядом в умовах монополярної інжекції носіїв. Цей розгляд можна було б здійснити більш точно за допомогою складного розв'язку системи рівнянь (5.14÷5.19). Модель Роуза приваблює тим, що вона дозволяє просто, без складних

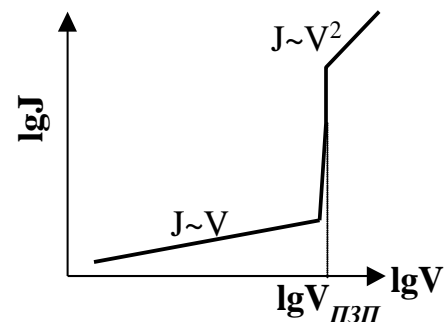
обчислень, із точністю до множників  $< 5$  визначити основні властивості струмів обмежених просторовими зарядами і навіть визначити параметри пасток. В реальних умовах не завжди вдається отримувати такі прості вольт-амперні характеристики, тому що в зразках може бути декілька різновидів пасток із різними характерними енергіями. Кожний різновид пасток створить відповідний злам на вольт-амперній кривій. Вольт-амперні характеристики також залежать від інтенсивності інжекції на контактах, котра може залежати від поля просторового заряду, що ще більше ускладнить їхню форму.

#### 5.14. ВПЛИВ РЕКОМБІНАЦІЇ ТА РОЗМІРНИХ ЕФЕКТІВ НА СОПЗ

Обмежимося, як і раніше, розглядом монополярної інжекції електронів. Нехай інжектовані електрони рухаються в таких полях, що їх дифузією по зрівнянні із дрейфом можна знехтувати. Під час дрейфу електрони можуть



**Рис.5.8.Енергетична діаграма напівпровідника із глибокими пастками.**



**Рис.5.9. J-V характеристика СОПЗ у напівпровіднику із глибокими пастками.**

рекомбінувати. Рекомбінація буде суттєво впливати на рух електронів, коли їхній час життя  $\tau_{fn}$  буде меншим за час дрейфу  $t_{dr}$  ( $\tau_{fn} < t_{dr}$ ).

Позначимо через  $n^*$  концентрацію рухомих носіїв струму, котрі доходять до анода. Вона визначається величиною інжектowanego заряду  $Q$  і відношенням часу їх життя до часу дрейфу  $t_{dr}$

$$en^*L = Q(\tau_{nf}/t_{dr}) \quad (5.75)$$

Визначимо за допомогою формули (5.75)  $en^*$  і підставимо його,  $Q = \varepsilon_s V / 4\pi L$  та  $t_{dr} = L^2 / \mu_n V$  у вираз для закону Ома

$$J = en^* \mu_n \frac{V}{L} = \frac{\varepsilon_s \mu_n^2 \tau_{nf}}{4\pi L^5} V^3 \quad (5.76)$$

Таким чином, *рекомбінація електронів змінює їхній час життя і тим самим впливає на величину СОПЗ*. Відношення густин струмів з урахуванням і без урахування рекомбінації носіїв називається коефіцієнтом підсилення

$$\frac{J}{J_0} = \left( \frac{\varepsilon_s \mu_n^2 \tau_{fn}}{4\pi L^5} V^3 \right) \left( \frac{\varepsilon_s \mu_n}{4\pi L^3} V^2 \right)^{-1} = \frac{\tau_{fn}}{t_{dr}} \quad (5.77)$$

який може бути як більшим, так і меншим за одиницю.

Аналізуючи вираз (5.76), можна дійти ще до одного висновку, а саме, *що на величину СОПЗ впливають розміри зразків і умови на його поверхні, тому що СОПЗ залежить від часу життя носіїв струму, який у свою чергу, згідно (5.50), залежать від  $S$  і  $d$  ( $\tau_{fn}^{*-1} = \tau_{fn}^{-1} + S/d$ ).*

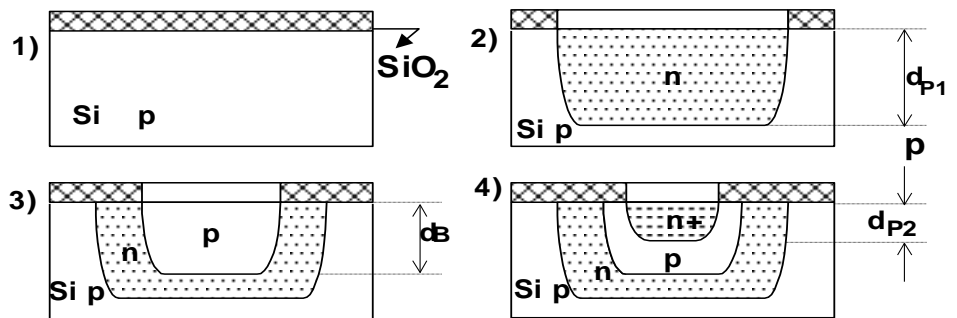
#### 40. Запропонуйте схему технології виготовлення інтегральних мікросхем з біполярними транзисторами. (Находкін стр. 389-391)

Виготовлення ІМС з біполярними транзисторами найбільш часто здійснюють за допомогою планарно-дифузійної і планарно-епітаксіальної технологій. Вони відрізняються тим, що в першому випадку в приповерхневому шарі напівпровідникової підкладки області n- і p- типів створюються за допомогою методу локальної термодифузії, а в другому випадку - за допомогою епітаксіального нарощування кремнієвих шарів n- і p-типів.

Розглянемо спочатку *планарно-дифузійну технологію*. Вона складається із шести етапів.

На першому її етапі ретельно очищену кремнієву підкладку рівномірно

окислюють в сухому кисні (рис.9.10.1).



На другому етапі за допомогою незмінної (руйнівної) маски методом фотолітографії

$n^+$ - $p$ -транзисторів.

ї створюються

в оксиді кремнію вікна, крізь які відкривається вільний доступ до неокисленої поверхні підкладки. Розмір і форма вікон визначається топологією ІМС.

На третьому етапі крізь вікна здійснюється термодифузія донорних домішок фосфору на глибину  $\langle d_p \rangle \sim D_p t$ , де  $D_p$  - коефіцієнт дифузії фосфору,  $t$  - час проведення процесу дифузії. Після закінчення цієї операції в об'ємі підкладки утворюється область з поперечними розмірами вікна в шарі  $SiO_2$  глибиною  $\langle d_{p1} \rangle$ , в якій

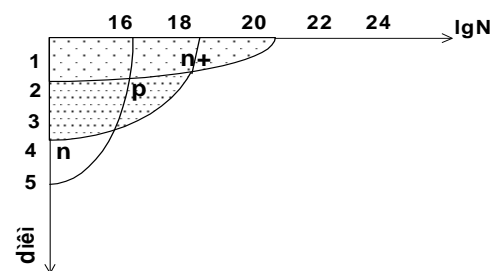


Рис.9.11.

Розподіл концентрації домішок в транзисторі.

переважають донорні домішки, тобто створюється область n-типу (рис.9.10.2). Розподіл концентрації домішок фосфору зображений на рис.9.11 (крива 1). Ця область n-типу може стати основою *колекторної частини* n-p-n транзистора.

На *четвертому етапі* підкладинку знову окислюють і в оксиді за допомогою фотолітографії і травлення створюють нові вікна меншого розміру. Крізь ці вікна здійснюється дифузія акцепторних домішок бора на глибину  $\langle d_B \rangle = D_B t$  меншу від глибини попередньо проведеної дифузії бору ( $d_{P1} < d_B$ ). Бор компенсує донорні домішки фосфору і при  $N_B > N_P$  утворюється р-область, котра може виконувати функції *бази транзистора* (рис.9.10.3).

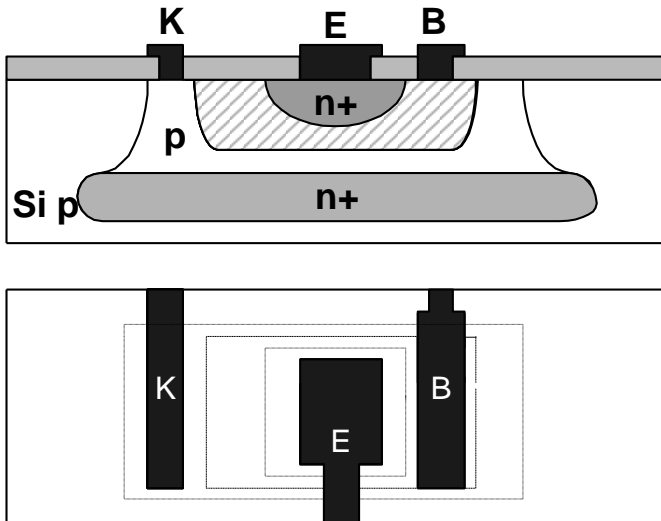
На *п'ятому етапі* знову ще раз окислюють підкладинку, створюють вікна ще меншого розміру і крізь ці нові вікна здійснюють термодифузію фосфору на меншу глибину  $\langle d_{P2} \rangle$ , ніж глибина дифузії бору на попередньому етапі технології ( $\langle d_B \rangle > \langle d_{P2} \rangle$ ). Ця операція дозволяє створити *емітерну частину*  $n^+$ -типу. В емітерній частині створюється найбільша концентрація донорних домішок фосфору, котрі компенсують існуючі акцепторні рівні а при достатніх концентраціях  $N_{P2} \gg N_B$  відбувається перекомпенсація домішок і створюється область  $n^+$ -типу.

На *шостому етапі* крізь ще раз утворені вікна в оксидному шарі наносять металеві шари, котрі служать контактатми до транзистора, як це показано на рис.9.12.

Іноді під колекторним шаром додатково виготовляють *скритий шар*  $n^+$ -типу. Цей скритий шар  $n^+$ -типу виконує такі функції:

- сповільнює рух неосновних носіїв струму (в даному випадку дірок), котрі інжектуються із бази в колектор, тому що наявність сильно легованого шару





**Рис.9.12. Поперечний переріз і план транзистора.**

- призводить до появи внутрішнього електричного поля, направлено в напрямку від скритого шару до бази,

- вирівнюють потенціал колекторної частини транзистора, тому що сильно легований скритий шар зменшує електричний опір колекторної частини від декількох кілоомів до сотень омів,

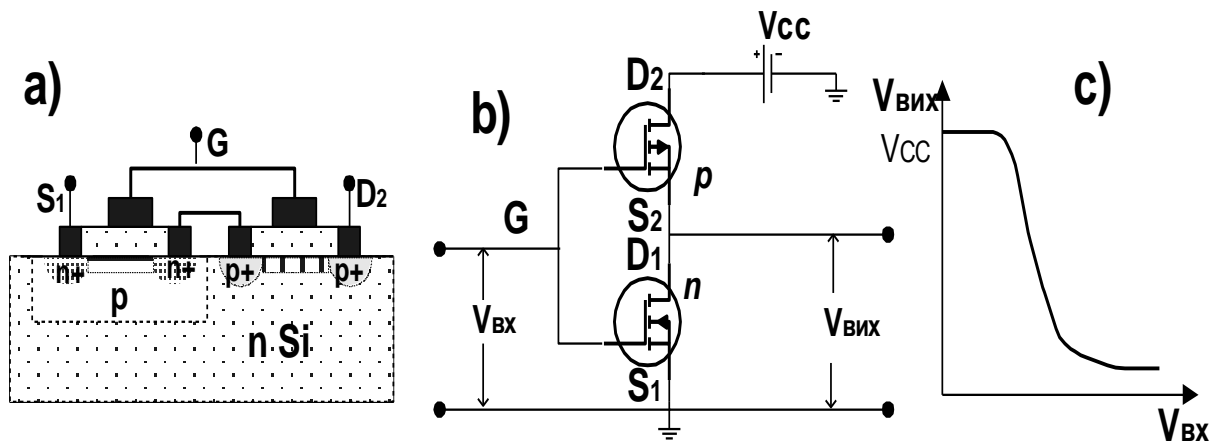
- збільшують

коефіцієнт передачі  $\alpha_i$ , тому що, коли колектор зміщений в прямому напрямку, то скритий шар  $n^+$ -типу сприяє рекомбінації інжектованих із бази дірок і тим самим зменшує шкідливу складову струм колектора при інверсному включенні.

В другому випадку, коли використовується епітаксіальне нарощування шарів  $n$ - та  $p$ - типів, на кремнієвій підкладинці методом фотолітографії створюються відповідної форми вікна в оксидному шарі. Крізь ці вікна в кремнієвій підкладинці витравлюються заглибини, які заповнюються методом епітаксіального нарощування шарами  $n$ - чи  $p$ - типів відповідно.

#### 41.Обгрунтуйте, чому при використанні польових транзисторів з ізолюваним затвором використовують компліментарні структури(94-95,394)

Здебільшого для зменшення потужності, що витрачається при роботі МОН транзисторів, в мікроелектроніці використовуються **комплементарні<sup>6</sup> (КМОН)транзистори**. Вони виготовляються на одному кристалі за допомогою групової технології й складаються із двох МОН транзисторів з р- і n- каналами провідності. Їх характерною особливістю є протилежна полярність напруг живлення та керування. Найбільш широке застосування вони знайшли в інверторах<sup>7</sup>, призначених для перестановки вхідного та вихідного сигналів. На рис.3.16 зображено поперечний переріз КМОН транзистора, його електрична схема та



передаточна характеристика. Вона працює так. Нехай спочатку вхідний сигнал  $V_{\text{ВХ}}$  менший порогового сигналу n-канального МОН транзистора але має досить значну від'ємну величину по відношенню до підкладинки р-канального МОН транзистора. В такому режимі р-канальний транзистор відкритий, а n-канальний закритий. Відкритий р-канальний транзистор має малий опір, а закритий n-канальний транзистор великий опір. Тому виникає значний вихідний сигнал  $V_{\text{вих}}$ , котрий наближається до напруги зовнішнього джерела живлення  $V_{\text{CC}}$  ( $V_{\text{вих}} \sim V_{\text{CC}}$ ). При зменшенні від'ємної напруги  $V_{\text{ВХ}}$  знаку р-канальний транзистор закривається, а n-канальний транзистор відкривається. Зовнішня напруга починає падати назакритому р-транзисторі і вихідна напруга зменшується майже до нуля ( $V_{\text{вих}} \rightarrow 0$ ). Таким

чином, в двох станах інвертора його вихідна напруга або наближається до напруги зовнішнього джерела живлення, або рівна нулеві. Один із транзисторів КМОН інвертора завжди закритий і крізь систему не тече статичний струм, тому середня статична потужність, що розсіюється, мала, бо  $w \sim I_D V_{cc} \rightarrow 0$ . Передаточна крива КМОН інвертора показана на Рис.3.16.с. Такі позитивні якості КМОН інверторів, як мала середня потужність, максимальна продуктивність більша за  $10^{14}$  *порт-Гц*, значний фактор якості  $P\tau \sim 10^{-14}$  Дж та більш проста і значно дешевша технологія їх виготовлення по зрівнянню з біполярними транзисторами забезпечує цьому різновиду елементів ІМС широке практичне застосування<sup>8</sup>

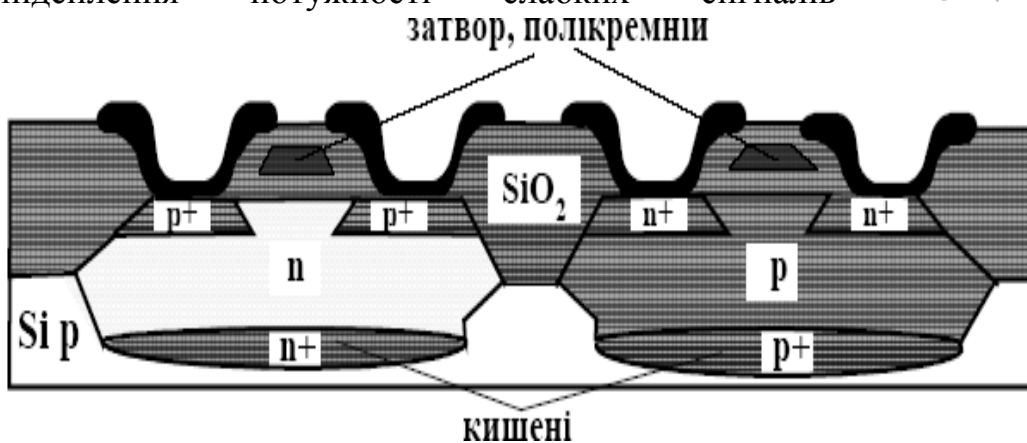
---

**42. Обґрунтуйте вибір технології виготовлення інтегральних мікросхем, в яких використовуються польові транзистори з ізольованим затвором. Як впливає ступінь легування його окремих областей на його параметри(294-296).**

Уніполярні МОН транзистори є активними елементами ІМС, у яких поперечне електричне поле затвора керує провідністю основних носіїв струму між витокom та стоком.

У 3-й главі було показано, що МОН транзистори мають велике відношення вхідного та вихідного опорів ( $R_{вх}/R_{вих} > 1$ ) у схемах включення з загальним витокom та з загальним стоком. Тому вони забезпечують підсилення потужності слабких сигналів

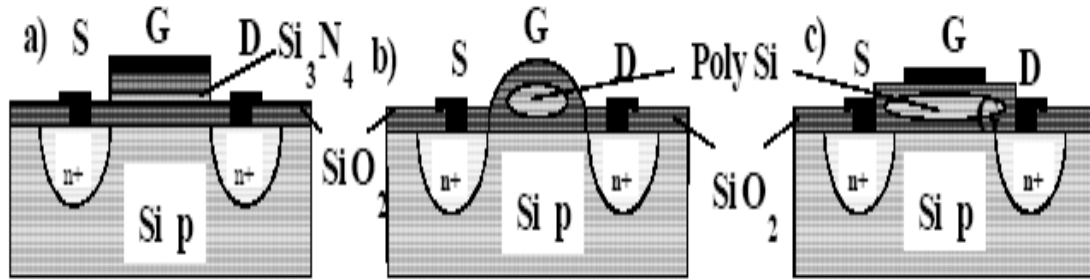
$$M_p = (V_{сх}^2 / V_{сх}^2) (R_{сх} / R_{сх})$$



На рис.12.20 зображена типова структура КМОН транзистора із зануреним затвором, виготовленим із полікристалічного кремнію (полі-Si). Принцип роботи та основні особливості МОН та КМОН транзисторів уже розглядався в 3-тій главі. Зауважимо, що для МОН транзисторів, особливе значення має підзатворний діелектрик. Ізоляція між окремими МОН транзисторами має менше значення тому що витік та стік є самоізолюваними від напівпровідникової підкладки зворотно зміщеними р-n переходами (глава 3). Ця обставина є позитивною рисою МОН транзисторів. Вона забезпечує більшу ступень інтеграції ІМС на КМОН транзисторах по відношенню до схем на біполярних транзисторах.

Потрібно лише ретельно зменшити поверхневі гальванічні зв'язки. Для цього, як показано на рис.12.21, створюють додаткові ізолюючі області із SiO2. Негативною рисою КМОН транзисторів є «ефект заскакування». Він полягає в тому, що паразитні npn та pnp транзистори утворюють паразитний npnp - тиристор, який при певних напругах між S1 та D2 пропускає значний струм (§3.5.а). Вивести транзистор із цього стану вже неможливо до тих пір,

поки не вимкнуті джерело живлення КМОН транзистора (тобто поки  $V_{d2} - V_{d1}$  не стане рівним нулеві). Для усунення ефекту “заскакування” зменшують паразитні опори підкладинки, наприклад, за допомогою високолегованих областей  $n^+$  та  $p^+$ , зображених на рис.12.20.б, або навпаки використовують КМОН транзистори типу кремній на ізоляторі, які розглядалися у 11-й главі. Крім МОН транзисторів із полікремнієвим затвором використовуються МОН транзистори з керованою пороговою напругою. Зміна порогової напруги затвора ( $V_{Tef}$ ) здійснюється за допомогою величини накопиченого заряду в діелектричній плівці затвора.



рис

12.21

У транзисторі, зображеному на рис.12.22.а, порогову напругу затвора регулюють за допомогою тунельної інжекції носіїв заряду на границі розділу  $Si_3N_4/SiO_2$  крізь тонку плівку  $SiO_2$ . Оксинітрид кремнію використовується для накопичення заряду. Цей різновид транзистора називається метал-нітрид-оксид-напівпровідниковою структурою (МНОН).

У двох інших модифікаціях транзисторів, зображених на рис.12.21.б і с, використовується ізолюваний діелектричною плівкою затвор. Він може довгий час утримувати заряд і називається плаваючим затвором. Порогова напруга керується за допомогою зворотної напруги, що прикладається до  $p-n$  переходу між стоком та підкладинкою. Її величина вибирається достатньою для лавинного розмноження електронно-діркових пар. Частина високо енергетичних носіїв інжектує в плаваючий затвор, що змінює його порогову напругу. Зміна  $V_{T,ef}$  дозволяє створювати програмовані постійні запам'ятовуючі пристрої на основі нормально відкритих і нормально закритих транзисторів. Вони знаходять застосування, насамперед, при конструюванні складних об'ємних мікросхем статичної оперативної пам'яті, логічних вентилів та переписуючих приладів. Позитивні риси затворного конденсатора знайшли також широке практичне застосування для конструювання та виготовлення спеціальних приладів функціональної електроніки, так званих, приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ – структури) (див. [9]). Вони будуються у вигляді послідовності близько розташованих

МОН структур. Напругами на їх затворах можна передавати зарядовий пакет із однієї потенціальної ями під затвором у сусідню яму.

### **43. Проаналізуйте в яких випадках найбільш доцільно використовувати плівкову електроніку**

Плівкова електроніка приваблює дослідників та технологів тим, що вона принципово дозволяє створювати системи будь-якої складності, а окремі етапи створення її елементів прості й зрозумілі. Тому був запропонований і почав здійснюватись проект розробки універсальної системи, що дозволяє створювати будь-які твердотільні ІМС за допомогою плівкової технології. В цьому проекті електронні, іонні та світлові промені за допомогою спеціальної програми розшукують потрібну речовину в сховищі речовин, випаровують її, іонізують її атоми або молекули і за допомогою електричних і магнітних полів направляють у певні точки поверхні підкладки. Іони нейтралізуються й осаджуються в цих точках підкладки. На підкладці утворюється просторовий розподіл речовини необхідної форми і складу. В ідеалі це дає змогу побудувати проект автоматизованої системи виготовлення окладної плівкової ІМС. Окремі складові цього проекту були

здійснені і використовуються на практиці, проте в цілому проект ще не завершено.

Поки що плівкова електроніка знайшла широке практичне застосування для виготовлення в основному пасивних елементів напівпровідникових ІМС, гібридних та суміщених твердотільних напівпровідникових ІМС, магнітних або надпровідних елементів. Основною причиною, чому до цього часу плівкова мікроелектроніка менш широко використовується для виготовлення активних напівпровідникових елементів полягає в

тому, що технологія виготовлення плівок ще не зовсім досконала. У плівках виникає значно більша концентрація дефектів та домішок по зрівнянню з тим, що має місце у твердих тілах. Дефектність плівок призводить до розсіювання носіїв струму, зменшення їх рухливості й погіршення параметрів активних елементів, виготовлених за допомогою плівкової технології. Проте надія створення досконалих плівок і плівкових ІМС не згасла. Зокрема, з'ясувалось, що використання активних напівпровідникових елементів

типу КМОН КНІ (англійська назва SOI) дозволяє створювати елементи з дуже короткими нанометрових розмірів та тонкими ізолюваними каналами провідності, зменшення довжини каналів яких частково компенсує зменшення робочих частот через зменшення рухливості носіїв у плівкових зразках, та дозволяє здійснювати перехід до виготовлення трьохвимірних ІМС. Тому в багатьох країнах досить інтенсивно досліджуються особливості явищ, що відбуваються в плівках, структура плівок та

інтенсивновдосконалюється технологія виготовлення плівкових елементів і систем із них.



#### 44. Яку роль відіграють дифузійні процеси в мікроелектроніці?

Дифузія є хаотичним (тепловим) рухом носіїв. Її рушійною силою є градієнт концентрації хімічного потенціалу, який, наприклад, створюється градієнтом концентрації носіїв ( $\vec{\nabla}n$ ).

Тому дифузійний потік носіїв пропорційний градієнту їх концентрації ( $\vec{j} = -eD\vec{\nabla}n$ ), де  $D$  - коефіцієнт дифузії).

Розглянемо окремий випадок, коли електронний напівпровідник ( $p \ll n$ )

знаходиться в сталому електричному полі  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ , антипаралельному осі  $x$ :  $\vec{E} \{ -E_x, 0, 0 \}$ .

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - \frac{n - n_0}{\tau_{fn}} + D_n \nabla^2 n + \mu_n \vec{\nabla} (n \vec{E}) \quad (5.19)$$

Припустимо для спрощення задачі, що генерація нерівноважних носіїв відсутня  $g_n = 0$ . У стаціонарному стану, коли  $\partial n / \partial t = 0$ , знайдемо просторовий розподіл електронів у напівпровіднику. Тоді рівняння (5.19) матиме вигляд

$$-\frac{n - n_0}{\tau_{fn}} + \frac{1}{e} \{ e D_n \nabla^2 n + e \mu_n \nabla (n \vec{E}) \} = 0 \quad (5.20)$$

або, використавши позначення  $\Delta n = n - n_0$ , отримаємо рівняння неперервності для просторового розподілу концентрації нерівноважних (надлишкових) носіїв ( $\Delta n$ ) при наявності їх дифузії та дрейфу

$$\nabla^2 \Delta n + \frac{\mu_n}{D_n} (\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \Delta n) - \frac{\Delta n}{D_n \tau_{fn}} = 0 \quad (5.21)$$

В нашому випадку, коли  $x // E$  рівняння (5.21) набуває такого вигляду:

$$\frac{d^2 \Delta n'}{dx^2} - E_x' \frac{d \Delta n'}{dx} - \frac{\Delta n'}{L_{D_n}^2} = 0 \quad (5.22)$$

де використані такі позначення

$$L_{D_n}^2 = D_n \tau_{fn} \quad (5.23)$$

$$\mathcal{E}_x' = \frac{\mu_n \mathcal{E}_x}{D_n} \quad (5.24)$$

де  $L_{Dn,p}$  - довжина дифузії носіїв (електронів/дірок), або середня відстань, на яку вони розповсюджуються в речовині за час свого життя.

Розв'яжемо рівняння (5.22) у випадку, коли електрони інжектують у напівпровідник n-типу в точці  $x=0$ , тобто коли  $\Delta n(x=0) = \Delta n_0$ . Його розв'язок має вигляд

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\{-ax\} \quad (5.25)$$

де  $a$  визначається з характеристичного рівняння

$$a^2 + \mathcal{E}_x a - \frac{1}{L_{D_n}^2} = 0, \quad (5.26)$$

корені якого є

$$a_{1,2} = 1/2 \left( -\mathcal{E}_x' \pm \sqrt{\mathcal{E}_x'^2 + 4/L_{D_n}^2} \right) \quad (5.27)$$

Внаслідок того, що фізичний зміст має лише додатній корінь ( $a_1 > 0$ ), остаточний розв'язок рівняння (5.22) має вигляд

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\{-a_1 x\} \quad (5.28)$$

Кількість електронів, що інжектують у напівпровідник, експоненціально затухають із зростанням координати  $x$ . Показник  $a_1$  (затухання) має різний зміст у двох окремих випадках малих і великих електричних полів. Окремо розглянемо ці два випадки.

При малих полях, коли

$$\mathcal{E}_x' \ll 2L_{D_n}^{-1} \quad (5.29)$$

$$a_1 = 1/L_{D_n} \quad (5.30)$$

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-x/L_{D_n}) \quad (5.31)$$

Таким чином, носії, що інжектують у точці  $x=0$  із концентрацією  $n'_0$ , дифундують углибину зразка й у стаціонарному стані встановлюється експоненціальний розподіл

концентрації вздовж осі  $x$ . На глибині  $x = L_{Dn}$  концентрація зменшується в  $e$

разів. Ця глибина називається *глибиною дифузії*  $Dn$   $L_{Dn} = \sqrt{D_n \tau_{fn}}$ .

Розглянемо ще раз нерівність (5.29), яка визначає умову, коли дифузія переважає дрейф носіїв. Скориставшись

співвідношенням Ейнштейна, яка встановлює зв'язок між коефіцієнтом дифузії та рухливістю носіїв у невідродженому напівпровіднику поблизу стану термодинамічної

рівноваги.

$$\frac{\mu_{n,p}}{D_{n,p}} = \frac{e}{k_B T}, \quad (5.32)$$

отримаємо такий вигляд для нерівності (5.29) і з урахуванням (5.23a)

$$e E_x L_{Dn} \ll 2 k_B T, \quad (5.33)$$

або

$$\ell_{En} \ll L_{Dn}, \quad (5.33a)$$

де введена величина  $\ell_{En}$ , котра чисельно дорівнює довжині шляху, який проходять носії за час життя із швидкістю дрейфу

$$\ell_{En} = \mu_n E \tau_{fn} \quad (5.33b)$$

Вона називається довжиною дрейфу. Таким чином, згідно (5.33b), *дифузія має місце, коли енергія, що її набувають носії струму на дифузійній довжині, менша за  $k_B T$ , або інакше, коли довжина дифузії більша за довжину дрейфу (5.33b).*

*Амбіполярна дифузія с.121 – 122 находкін.*

#### 45. Порвняйте властивості МОН транзисторів з біполярними транзисторами.

Отче наш, сущий на небесах!

Да святится имя Твоё;

Да приидет Царствие Твоё;

Да будет воля Твоя и на земле, как на небе;

Хлеб наш насущный дай нам на сей день;

и прости нам долги наши, как и мы прощаем должникам нашим;

и не введи нас в искушение, но избавь нас от лукавого.

324-358 (находкін)

Біполярні (n-p-n)	Монополярні (КМОН, МОН)
1. Здійснюється керування струму I.	1. Здійснюється керування напруги U.
2. Струм протікає завжди.	2. Для КМОН структури струм протікає лише в момент переключення, що зменшує нагрівання транзистора.
3. Коефіцієнт підсилення за струмом $M_I = \alpha < 1$ , $M = B > 1$ .	3. Коефіцієнт підсилення за напругою $M_U \approx \frac{2}{\lambda V_{dsat}}$ (в насиченні).
4. Малий вхідний опір $R_{ex} < 10^5 \text{ Ом}$ .	4. Великий вхідний опір $R_{ex} \approx 10^{13} \text{ Ом}$ .
5. Потрібна ізоляція один від одного.	5. Не потрібно додаткової ізоляції один від одного.
6. Для виконання фотоепітаксії потрібно більше 8-ми фотошаблонів.	6. Для виконання фотоепітаксії потрібно більше 5-ти фотошаблонів.
7. При виготовленні транзистора виконується біля	7. При виготовленні транзистора виконується біля

130 технологічних операцій.	38 технологічних операцій.
8. В процесі виготовлення відбувається нагрівання до 1000 °C приблизно 10 разів. (Потрібно пам'ятати про дифузію).	8. В даному випадку лише 1-2 операції нагріву.

Таким чином МОН транзистор технологічно простіший біполярного транзистора, потребує для роботи значно менше енергії та дозволяє збільшувати ступень інтеграції ІМС. Крім того, на відміну від біполярних транзисторів, котрі забезпечують точне перетворення аналогових сигналів та мають значні керуючі струми, КМОН транзистори мають низьку енергію, що витрачається, керуються напругою та ефективно використовуються в запам'ятовуючих пристроях.

#### 46. Яку роль виконує підкладка інтегральних мікросхем.

##### Підкладки

Підкладки плівкових ІМС виконують три функції:

1. служать основою, на поверхні якої формуються за заданим топологічним рисунком плівкові елементи ІМС;
2. ізолюють окремі елементи один від одного;
3. служать несучим елементом конструкції, котра забезпечує практичне використання ІМС у корпусному або безкорпусному варіантах, і являються теплопровідними елементами ІМС для відводу тепла, що виділяється при їх роботі.

До підкладок висуваються такі вимоги:

- рівна плоска поверхня з висотою нерівностей меншою за 25 нм і вигином, меншим за довжину хвилі випромінювання, котре використовується при фотолітографії (краще четвертого класу точності), великий об'ємний та поверхневий опір ( $\rho > 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ),
- велика електрична міцність (напруженість електричного поля електричного пробую  $E > 40 \text{ кВ}\cdot\text{мм}^{-1}$ ),
- велика теплопровідність ( $\chi > 2 \cdot 10^{-3} \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$ ),
- хімічна інертність до речовин, що наносяться у вигляді плівок на підкладку,
- механічна міцність,
- максимальна робоча температура не нижче 400 С (при цій температурі не повинно спостерігатись деформацій під дією власної ваги),
- можливість знегажування у високому вакуумі,
- низька вартість.

Здебільшого на практиці використовуються підкладки таких *розмірів*:  $10 \times 12 \times 0.6(1.6)$ ;  $30 \times 48 \times 0.6$ ;  $100 \times 100 \times 0.6 \text{ мм}$ . Вони виготовляються з таких *матеріалів*:

- скло,

- ситал,
- фотоситал,
- кераміка,
- сапфір,
- SiO<sub>2</sub> на Si у системах кремній на ізоляторі

Не всяке скло придатне для виготовлення з нього підкладінок ІМС. Здебільшого для цього використовують боросилікатні та алюмосилікатні сорти стекл. Ситалом називається склоподібний керамічний матеріал, який отримують шляхом термообробітку

(кристалізації) скла. За своїми властивостями ситал є кращим за звичайне скло. Він має такі властивості: може працювати при більших по зрівнянню зі склом температурах (- 60

÷ +700 С), вдвічі міцніше скла, хімічно інертний до кислот, не має шпар, має малу усадку, газонепроникливий, добре знегажується, легко обробляється,  $\epsilon = 8,5$ ,  $\text{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-3}$  при  $\nu = 10^6$  Гц, великий коефіцієнт теплопровідності  $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ . Ситал із

добавками AgNO<sub>3</sub> і CeO<sub>2</sub> стає фоточутливим. Склад ситалу може бути різним, але здебільшого він такий: SiO<sub>2</sub>(75%); Li<sub>2</sub>O(11,5%); Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(10%); K<sub>2</sub>O(3/5%).

Поверхня підкладінок повинна бути вільною від забруднення. Тому використовуються *різноманітні методи її очистки*, а саме: механічне та ультразвукове очищення, хімічне, газове та іонне травлення, вакуумний прогрів тощо.

**47. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу  $L = 5 \text{ мкм}$ ; ширина  $w = 50 \text{ мкм}$ ;  $x_{ox} = 0,1 \text{ мкм}$ ; порогова напруга  $V_{T,ef} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду  $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв  $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах  $V_G = 3 \text{ В}$ ,  $V_D = 0,1 \text{ В}$ . Від чого залежать його робочі частоти?**

$$I_D = \int_0^{L_d} j_D \omega dz, j_D = -en(z)\mu_n E_y = -cn(z)\mu_n \frac{dV_c(y)}{dy}$$

$$I_D = \frac{\omega \mu_n C_G}{L} (V_G - V_t) V_D = 20 \text{ мкА}, C_G = \frac{\epsilon \epsilon_0}{x_{ox}} = 0,35 * \frac{10^{-3} \text{ Ф}}{\text{м}^2}$$

$$r_D = \left( \frac{dI_D}{dV_D} \right)^{-1} = 5 \text{ кОм}$$

$$g_G = \frac{dI_D}{dV_G} = 0,1 * 10^{(-4)} \text{ СМ}$$

Робочі частоти транзистора залежать від схеми його ввімкнення, але якщо виходити з загальних міркувань факторами що визначають швидкодію транзистора є:

- Рухливість носіїв або час релаксації у каналі провідності (чим більша тим краще)
- Довжина каналу провідності



#### 48. Фізичні основи роботи польових транзисторів з ізольованим затвором. Ефекти короткого каналу. Як зменшити їх вплив?

Находкін ст80 – 92

Польовий МОН-транзистор<sup>5</sup> є напівпровідниковим чотирьохполюсником, в якому використовується рух рівноважних носіїв струму. Він знайшов широке застосування в сучасній мікроелектроніці, як базовий елемент ІМС. Напружена одна з його електродів  $V_G$  (затворі) створює в напівпровіднику управляюче електричне поле. Це електричне поле змінює концентрацію носіїв струму в тонкому шарі просторового заряду, локалізованого біля затвору, що призводить до зміни його електропровідності і

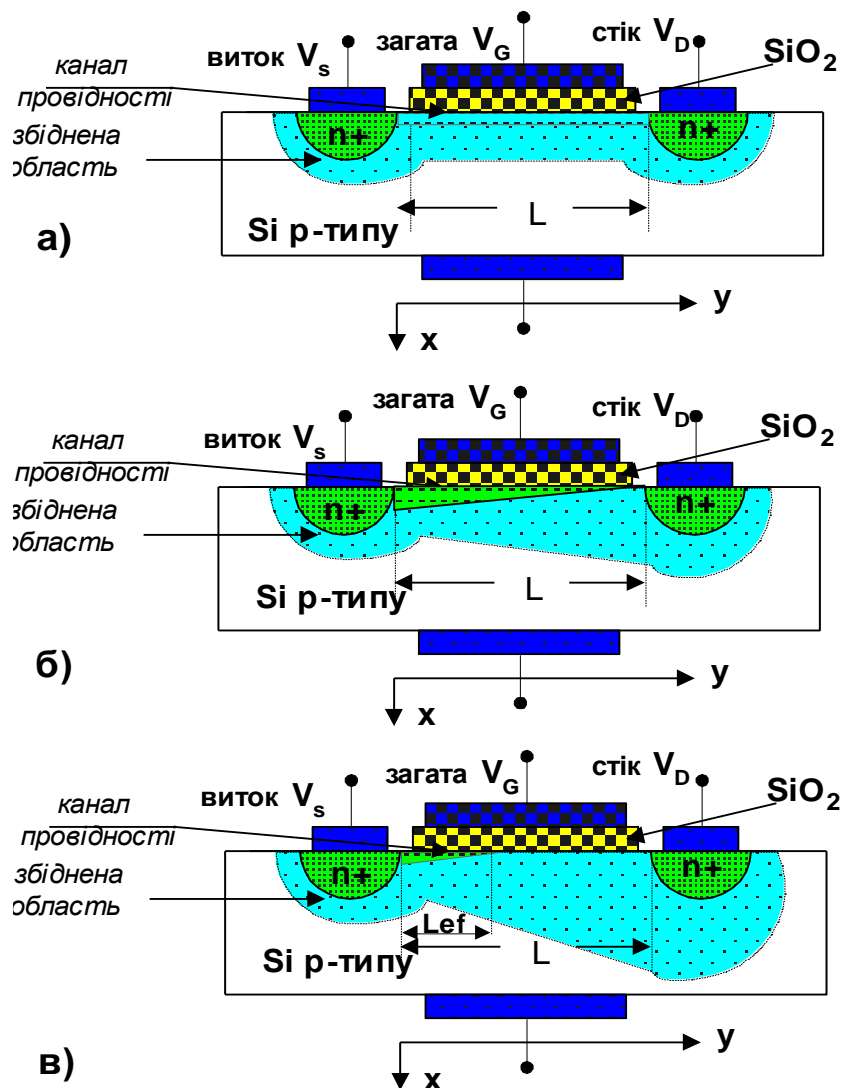


Рис.2.17. Схема будови МОН - транзистора і утворення довгого інверсного каналу провідності в ньому при різних умовах: а)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D \approx 0$ ;  $V_G \neq 0$ ; б)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D \neq 0$ ;  $V_D < V_G - V_T$ ; в)  $V_S = V_B = 0$ ;  $V_D > V_T$ ;  $V_G \neq 0$ .

дрейфового струму основних носіїв між витоком та стоком.

На рис.2.17.а зображена принципова схема будови польового МОН-транзистора. Він утворюється на напівпровідниковій пластинці здебільшого з кремнію р-типу, на поверхню якої виготовлені дві області  $n^+$ -типу, для створення мічних контактів витоку S [S- source] та стоку D [D - drain]. До цих областей через металеві (здебільшого алюмінієві) контактні електроди прикладається напруга  $V_{DS}$  - виток-стік і йде струм стоку  $I_D$ . Стоковий струм йде, головним чином, крізь канал провідності, тому що  $n^+$ -р переходи в областях витоку і стоку перешкоджають дрейфу носіїв струму в напівпровідникову підкладку. Зауважимо, що оскільки в каналі провідності рухаються рівноважні носії струму, то виток S і стік D *оборотні*, тобто їх можна поміняти місцями. Над каналом провідності створюється металевий електрод загати (затвору) G [G - gate], котрий відокремлюється від кремнієвої підкладки тонким шаром оксиду  $SiO_2$  або іншого діелектрика. В залежності від типу діелектрика розрізняють два типи транзисторів<sup>6</sup>: МОН- транзистор з діелектриком із  $SiO_2$  і МДН - транзистор з іншим діелектриком<sup>7</sup>.

Здебільшого на практиці використовують два типи каналів провідності, а саме:

1. *вмонтований канал провідності*, котрий створюється додатковим легуванням при поверхневого шару кремнієвої пластинки. В цьому випадку напруга на загаті  $V_G$  збіднює канал провідності носіями струму і тому такі транзистори називаються *збідненими* МОН транзисторами.

2. *наведений канал*, котрий створюється (наводиться) напругою на загаті  $V_G$ . Величину і знак  $V_G$  вибирають так, щоб відбувалось збіднення каналу носіями струму і при певних  $V_G \geq V_T$  наступала інверсія знаку носіїв струму в каналі. Транзистори з таким каналом називаються *збагаченими* МОН транзисторами, тому що напруга загати під час роботи транзистора змінює інтенсивність збагачення каналу провідності інверсними носіями струму. Самі такі транзистори, виготовлені на поверхні кремнієвих пластинок р-типу з інверсним каналом n-типу, найбільш часто застосовуються в

мікроелектроніці. В цьому випадку кризь канал дрейфують носії з більшою рухливістю ( $\mu_n > \mu_p$ ), що дозволяє виготовляти транзистори з кращими параметрами.<sup>8</sup>

На рис.2.17 показано, як відраховується довжина каналу провідності  $L$ . Вона направлена вздовж осі  $y$ , котра йде від виток до стоку паралельно поверхні напівпровідника. Вздовж осі  $x$  канал характеризується глибиною  $x_c$ . Крім довжини використовують ще й ширину каналу  $w$  в напрямку перпендикулярному до осі  $y$  і паралельно до поверхні напівпровідника рис.2.17. Вона вибирається так, щоб при заданих параметрах каналу отримати необхідну електропровідність транзистора при робочих напругах на його електродах

Находкін 79-88

### 3.8. ЕФЕКТИ КОРОТКОГО ТА ТОНКОГО КАНАЛУ

При подальшій мікромініатюризації потрібно виготовляти МОН транзистори з довжиною каналу меншою за  $1\text{ мкм}$ . Зменшення довжини каналу  $L$  вигідно, оскільки воно збільшує крутизну вольт-амперних характеристик та швидкодію транзисторів. Проте при цьому виникають дві групи ефектів короткого каналу:

- ефекти, зв'язані з великим поздовжнім електричним полем  $E_y$ ;
- ефекти, зв'язані з великим поперечним електричним полем  $E_z$ .

#### 3.8.а. Ефекти великого поздовжнього електричного поля

Велике поздовжнє електричне поле  $E_y$  викликає два основних ефекти:

1. розігрів носіїв і насичення їхньої дрейфової швидкості ;
2. електричний пробій каналу провідності.

Вони сильно впливають на характеристики МОН транзисторів.

#### 3.8.б. Ефекти великого поперечного електричного поля

Зменшення довжини каналу провідності при постійних напругах та товщина підзатворного оксиду змінює поперечне електричне поле  $E_z$ . При цьому *виникають такі ефекти:*

- *по-перше, напруженість поля  $E_y(y)$  стає залежною від  $E_z$ , (тобто задача перестає бути квазіодновимірною), що порушує умови наближення плавного каналу та примушує замість одновимірної розв'язувати тривимірну задачу;*
- *по-друге, поперечне електричне поле  $E_z$  зменшує глибину каналу провідності, що викликає появу розмірних ефектів і є причиною порушення скейлінгу. Коли глибина каналу стає сумірною з довжиною хвилі де Бройля, починається розмірне*

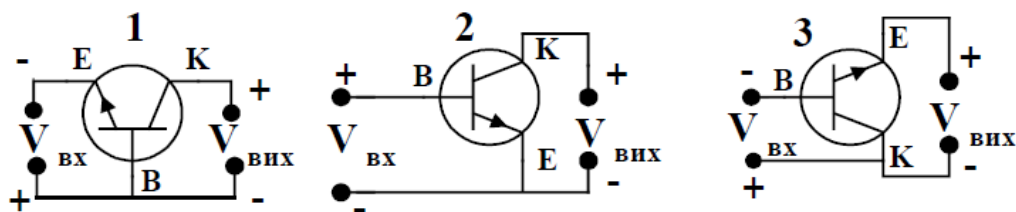
квантування й канал набуває властивостей систем зниженої розмірності (2D канал). Необхідність подальшої мікромініатюризації примушує зменшувати розміри крем'яних структур і тому потрібно знати вплив цих факторів на роботу транзисторів.

#### 49. Проаналізуйте, чим відрізняються режими роботи біполярних транзисторів у схемах із загальним емітером та з загальною базою.

Здебільшого, використовують три схеми включення *n-p-n* транзисторів:

- зі спільною базою (ССБ),
- зі спільним емітером (ССЕ),
- зі спільним колектором (ССК).

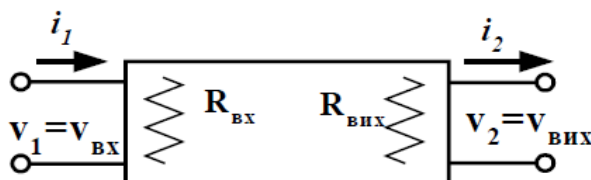
Ці схеми зображені на рис.12.7 й потребують додаткових пояснень. Їх параметри наведені в таблиці 12.1.



**Рис.12.7. Схеми включення *n-p-n* транзистора:**

- 1 - (ССБ)  $V_{BX} = V_{EB} < 0$ ,  $V_{ВНХ} = V_{KB} > 0$ ;  $\alpha = I_C/I_E = \gamma \beta \alpha_c \leq 1$ ;  
 2 - (ССЕ)  $V_{BX} = V_{BE} > 0$ ,  $V_{ВНХ} = V_{CE} < 0$ ;  $I_B = I_E - I_C$ ,  $\beta = I_C/I_B = I_C/(I_E - I_C) = \alpha/(1 - \alpha) > 1$ ;  
 3 - (ССК)  $V_{BX} = V_{BC} < 0$ ,  $V_{ВНХ} = V_{EC} < 0$ ;  $\beta = I_C/I_B = I_C/(I_E - I_C) = 1/(1 - I_C/I_E) = 1/(1 - \alpha) > 1$ .

Для аналізу роботи транзистора зручно розділити струми та напруги на сталі складові



**Рис.12.8. Схема чотирьохполюсника.**

( $I^0$ ) та ( $V^0$ ) та значно менші змінні складові  $i$  та  $v$ , що знаходяться на тлі сталих складових ( $I = I^0 + \Delta I = I^0 + i$  та  $V = V^0 + \Delta V = V^0 + v$ ). Малі змінні складові  $i$  та  $v$  аналізуються за допомогою розгляду транзистора як активного чотирьохполюсника, наведеного на

рис.12.8. Робочі ділянки характеристик транзистора вважаються лінійними, а його параметри залежать лише від вибору робочої точки транзистора й не залежать від рівнязмінних сигналів. Вхідний та вихідний опори транзистора залежать від йогопараметрів, схем включення та зовнішніх вхідних та вихідних опорів навантаження.

Позначимо через

$$M_P = P_{\text{вих}} / P_{\text{вх}}, \quad M_V = v_{\text{вих}} / v_{\text{вх}}, \quad M_I = i_{\text{вих}} / i_{\text{вх}} = i_2 / i_1$$

- коефіцієнти підсилення потужності, напруги та струму відповідно. Тоді

$$M_P = \frac{P_{\text{вих}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{i_{\text{вих}}^2 R_{\text{вих}}}{i_{\text{вх}}^2 R_{\text{вх}}} = M_I^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = M_V^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = M_I \cdot M_V \quad (12.27)$$

У схемі зі спільною базою (ССБ) задається струм емітера  $(i_1 = i_e)$ , який лише частково передається до колекторної частини транзистора

$$(i_c = \alpha i_e \text{ або } i_2 = \alpha i_1),$$

тому що  $\alpha \leq 1$  і

частина носіїв рекомбінує в базі. Згідно (12.10) коефіцієнт передачі струму  $\alpha$  рівний  $M_I$

$$\alpha = i_{\text{вих}} / i_{\text{вх}} \cong \partial I_c / \partial I_e |_{V_k = \text{Const}} = M_I \quad (12.28)$$

Комбінуючи (12.27) та (12.28) знайдемо для ССБ

$$M_P = M_I^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = \alpha^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} \quad (12.29)$$

$$M_V = M_P / M_I = \alpha \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}}$$

Емітерний перехід транзистора, що працює в нормальному (активному) режимі в схемі ССБ, є прямозміщеним, а колекторний перехід – інверсно

(зворотно) зміщений, тому його  $R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}} > 1$ . Унаслідок цього його коефіцієнт підсилення потужності ( $M_P$ ) та напруги  $M_V$  будуть згідно (12.29) більші за одиницю (таблиця 12.1).

У схемі включення транзистора зі спільним емітером (ССЕ) задається струм бази  $i_b = i_1$ . Ця схема згідно (12.8а) має великі значення коефіцієнта передачі струму бази

$B = \alpha(1-\alpha) > 1$  та відношення опорів  $R_{вих}/R_{вх} > 100$  (таблиця 12.1). Тому схема ССЕ має великі значення всіх трьох коефіцієнтів підсилення

$M_P, M_i, M_v > 1$ , що забезпечує

їй широке використання у різноманітних підсилювачах.

**Таблиця 12.1.** Параметри різних випадків включення транзистора

Параметри	схема ССБ	схема ССЕ	Схема ССК
$M_I$ – коефіцієнт передачі (підсилення) струму	$I_K/I_E = \alpha < 1$	$I_K/I_B = B = \alpha/(1-\alpha) \sim 10 \div 100$	$I_E/I_B = B' = 1/(1-\alpha) \sim 10 \div 100$
$M_V$ – коефіцієнт передачі (підсилення) напруги	$\alpha R_{вих}/R_{вх} \sim 10 \div 1000$	$B(R_{вих}/R_{вх}) \sim 10 \div$	$B'(R_{вих}/R_{вх}) < 1$
$M_P$ – коефіцієнт підсилення потужності	$M_P = \alpha^2 R_{вих}/R_{вх} \sim 10 \div 10^3$	$B^2(R_{вих}/R_{вх}) > 10^3 \div 10^4$	$(B')^2(R_{вих}/R_{вх}) > 10^3$
$R_{вх}$ Ом	$10 \div 100$	$> 100$	$> 10^4$
$R_{вих}$ Ом	$> 10^5$	$> 10^4$	$10^4 \div 10^5$

У схемі включення транзистора зі спільним колектором (ССК) задається величина струму в базі  $i_b = i_1$ . Вона, як і схема ССЕ, має згідно моделі Еберса-Молла значний коефіцієнт передачі (підсилення) струму бази  $B = i_k/i_b = \alpha/(1-\alpha) > 1$ , що забезпечує стабільні значні коефіцієнти підсилення підсиленні напруги та потужності. Схема ССК відрізняється від схеми ССЕ невеликим вхідним та великим опором ( $R_{вих}/R_{вх} < 1$ ), що використовується на практиці для узгодження каскадів радіоелектронних схем.

**50. Проаналізуйте, від чого залежать робочі частоти МОН транзисторів. У скільки разів зміниться робоча частота МОН транзистора, коли довжина його каналу зменшиться у 3?**

Для МОН транзисторів ІМС велике значення має швидкість перемикування. Вона визначається внутрішнім механізмом його роботи та процесами перезарядки ємностей, які завжди існують в ІМС. Основним внутрішнім механізмом, котрий обмежує швидкодію МОН транзистора, є час прольоту носіїв заряду  $\tau$  від витоку до стоку.

У лінійній області характеристик МОН транзистора час прольоту можна оцінити за формулою

$$\tau \approx L^2 / \mu_n V_D \quad (3.25)$$

де  $L$  - довжина каналу, а  $\mu_n V_D / L = v_d$  - швидкість дрейфу носіїв. Можна також оцінити час зарядки затворної ємності  $\tau_c$ , якщо скористатись виразом (3.21) для  $g_G$

$$\tau_c \geq R_G C_G L w = \frac{C_G L w}{g_G} = \frac{C_G L w L}{w \mu_n C_G V_D} = \frac{L^2}{\mu_n V_D} \quad (3.26)$$

Ці формули є ідентичними і показують, що час прольоту не залежить від  $V_G$ . У режимі насичення час прольоту носія залежить від напруги на затворі  $V_G$

---


$$\tau_m \geq \frac{L^2}{\mu_n (V_G - V_T)} \quad (3.27)$$

Видно, що час прольоту квадратично зменшується при зменшенні довжини каналу й обернено пропорційно залежить від рухливості носіїв. Визначимо час прольоту носія за умов  $\mu$

$n \sim 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $L \sim 2 \text{ мкм}$ ,  $V_G - V_T = 4 \text{ В}$ , тоді  $\tau_m \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ , що на порядок величини менше найменших значень часу перемикування, котрі вдається отримати експериментально у схемах із звичайними МОН структурами. Таким чином, можна дійти до висновку, що швидкодія МОН транзисторів обмежується не лише часом прольоту носіїв, а часом, необхідним для перезарядки ємностей транзистора в ІМС. Ця обставина дає можливість використовувати статичні характеристики МОН транзисторів у розрахунках перехідних процесів в ІМС на МОН транзисторах.





**51.** Обґрунтуйте використання методів ізоляції елементів інтегральних мікроелектронних схем за допомогою зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів. Проаналізуйте їх позитивні та негативні риси. Наведіть приклади.

(*mikro\_nano* с. 364-365)

*Відповідь по шпорам минулих років.*

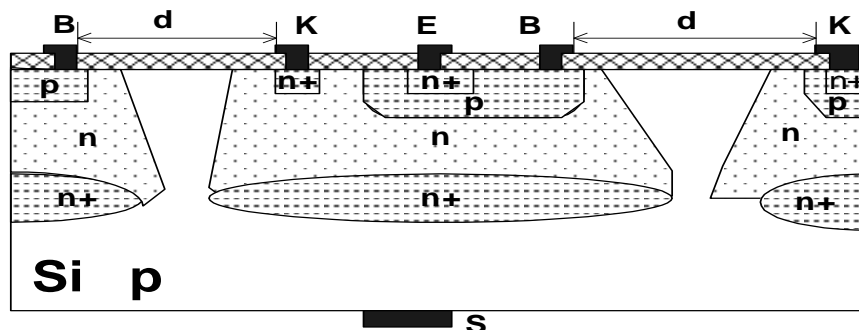
Дуже часто елементи напівпровідникових ІС виявляються зв'язаними через підкладку, тому виникає необхідність їх ізоляції для того, щоб здійснювався зв'язок між окремими елементами лише через металеві контакти.

Існують 4 типи ізоляції ІМС, а саме:

- за допомогою зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів,
- за допомогою тонких плівок  $SiO_2$ ,
- за допомогою діелектричних, шарів відмінних від  $SiO_2$ ,
- за допомогою повітряних проміжків.

***Ізоляція за допомогою зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів***

На рис 12.29 зображений поперечний переріз ІМС з ізоляцією за допомогою зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів.



*Рис.12.29 Поперечний розріз ІМС з ізоляцією за допомогою зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів.*

Цей різновид ізоляції називають також *діодною ізоляцією*. Видно, що між окремими елементами ІМС знаходяться  $p$ - $n$  переходи. Якщо за допомогою зовнішнього джерела напруги зворотно змістити всі  $p$ - $n$  переходи, то між ними не буде йти струм і вони служитимуть ізолюючими прошарками між окремими елементами ІМС. Для створення такої ізоляції, як це видно з рис.12.29, витрачається частина простору підкладки протяжністю  $d \times d$ , що зменшує густину монтажу.

Цей спосіб ізоляції приваблює тим, що не виникає потреби вводити додаткові технологічні операції. Дійсно, всі елементи ІМС транзистори, діоди, ємності, резистори та діодна ізоляція виготовляються у приповерхневій частині напівпровідникової підкладки за допомогою однакової технології. Усе це разом із позитивними схемотехнічними якостями напівпровідникових елементів забезпечує широке практичне використання твердотільних напівпровідникових схем у мікроелектроніці. Проте метод діодної ізоляції має також свої недоліки, а саме:

- необхідність використання зовнішнього джерела напруги для створення зворотного зміщення на  $p$ - $n$  переходах між елементами ІМС;
- складність еквівалентних схем, тому що потрібно додатково враховувати ємності зворотно зміщених  $p$ - $n$  переходів;
- наявність гальванічних зв'язків між зворотно зміщеними  $p$ - $n$  переходами тощо.

Прикладами приладів з такою ізоляцією можуть бути транзистори, діоди та резистори, представлені нижче.

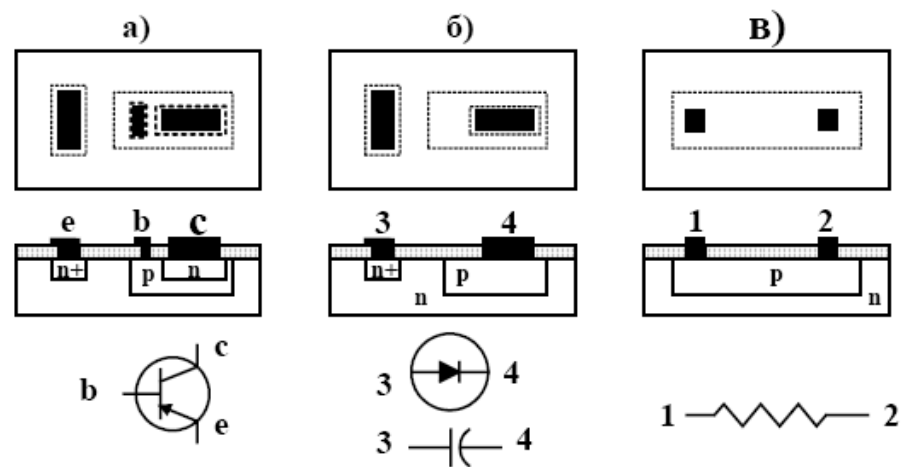


Рис.12.30. Типові елементи твердотільних напівпровідникових ІМС: а) – транзистор, б) – діод або ємність, в) – резистор.

## 52. Балістичний рух носіїв, його особливості та використання.

**Проаналізуйте умови, за яких в каналах провідності виникає велика рухливість носіїв заряду. (mikro\_nano с.130-132, 186-202)**

*Балістичним транспортом називається такий різновид перенесення носіїв, коли вони рухаються вільно без зіткнень. Термін балістичний виник від грецького слова “ballo” – кидаю. Квазічастинки в режимі балістичного транспорту рухаються вільно або під дією лише зовнішніх сил. Найпростішим прикладом балістичного транспорту є рух заряджених частинок у вакуумі.*

**Умови, за яких в каналах провідності виникає велика рухливість носіїв заряду:**

Балістичний режим транспорту носіїв у твердому тілі встановлюється тоді, коли його розміри ( $L$ ) стають меншими за довжину вільного пробігу квазічастинок ( $\ell$ )

$$L < \ell \quad (7.1)$$

У тих випадках, коли відбувається мала кількість актів розсіяння ( $L \leq \ell$ ), транспорт називають *квазібалістичним*.

Характерними розмірами у напівпровідників може бути товщина активної області напівпровідникових діодів, товщина бази біполярних транзисторів, відстань між витоків та стоком уніполярних транзисторів тощо. Вони залежать від напівпровідникової структури, її розмірів, концентрації домішок та дефектів, температури тощо й можуть змінюватися в широких межах від 0,01 до 10 мкм.

### **Особливості:**

Балістичний рух носіїв визначається динамікою вільних квазічастинок, які рухаються без зіткнень, та впливом хвильових властивостей з урахуванням їх когерентності. Динаміка балістичного руху квазічастинок чутлива до їх закону дисперсії. Вони також можуть фокусуватись у магнітному полі. Важливою рисою балістичного транспорту у напівпровідниках є нерівноважність носіїв, тому що робочі напруги, як правило, прискорюють їх до енергій більших за теплову ( $eV > k_B T$ ). При значних густинах струму він обмежується просторовим зарядом. Залежність струму в режимі просторового заряду від напруги відрізняється від типової квадратичної залежності, притаманної напівпровідникам у дифузійному або дрейфовому режимах транспорту, й становить, як для вакууму,  $j \propto V^{3/2}$ , тому

що квазічастинки у балістичному режимі неперервно прискорюється електричним полем без зіткнень. Значні швидкості, котрі квазічастинки набувають у полі, створеному прикладеною різницею потенціалів, зменшує час їх прольоту крізь характерні розміри напівпровідникових приладів, що дозволяє отримувати час їх перемикання  $\sim 10^{-12}$  с. В умовах балістичного транспорту різко виявляються розмірні ефекти, тому що у відсутності зіткнень в об'ємі зразків значно підсилюється роль розсіяння на їх поверхні. Для пояснення особливостей балістичного транспорту в низькорозмірних системах необхідно враховувати хвильові властивості носіїв, їх фазу та когерентність.

### **Використання:**

Балістичний режим транспорту носіїв знайшов широке практичне застосування у вакуумній електроніці. Розвиток технології виготовлення мікросхем та можливість створення тунельних мікроскопічних катодів відкрили шлях до конструювання та створення *вакуумних мікроелектронних* тріодів, тобто дали поштовх до розвитку нового напрямку – *вакуумної мікроелектроніки*.

Використання балістичного транспорту носіїв у напівпровідниках також виявилось важливим для розвитку фізики твердого тіла. Було виявлено квантову провідність в 1D системах та у квантових точках (0D), котра виникає при послідовному заповненні струмових каналів, що асоціюють із розмірними квантовими рівнями.

### 53. Чи можна використовувати МОН транзистори з великою рухливістю в НВЧ діапазоні частот? Як вони побудовані? (mikro\_nano с. 94-97, с.177)

МОН-транзистор є напівпровідниковим приладом, у каналі провідності якого відбувається рух (транспорт) рівноважних носіїв заряду. Він є чотирьохполюсним. Напруга  $V_G$  на одному з його електродів - затворі створює керуюче електричне поле. Воно змінює концентрацію носіїв заряду в каналі провідності - шарі просторового заряду біля затвора, що призводить до зміни електропровідності каналу між витоком  $S$  (source) та стоком  $D$  (drain). Таким чином, польовий транзистор та його різновид МОН-транзистор є напівпровідниковими приладами, підсилення яких обумовлені транспортом (переносом) основних носіїв у каналі провідності, котрий керується електричним полем, створеним потенціалом затвору.

Вони мають такі позитивні якості, котрі забезпечили їм широке практичне застосування:

- можливість використання для подальшого вдосконалення та розробки нових мініатюрних транзисторів, наприклад, транзисторів із великою рухливістю (НЕМТ – транзисторів), транзисторів із  $1D$  каналами провідності (розділи 3.9 й 3.10 та глава 7), транзисторів із прозорими затворами тощо.

НЕМТ транзисторами називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor або скорочено НЕМТ). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою (різною шириною забороненої зони). Такий контакт називається гетероконтактом на відміну від гомоконтакту, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони. Для того, щоб уникнути утворення механічних напружень та дислокацій на контакті, використовують напівпровідники з майже однаковими кристалічними ґратками але різними ширинами заборонених зон.

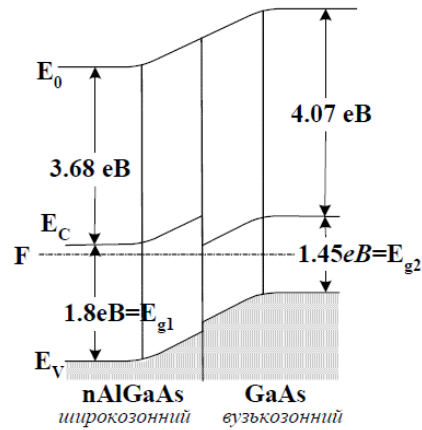


Рис.3.27. Енергетична діаграма гетеропереходу на основі GaAs/mAlGaAs.

Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.28) широкозонного напівпровідника  $n^+ \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8 \text{ eV}$ ) та вузькозонного напівпровідника і - типу  $\text{GaAs}$  (із забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45 \text{ eV}$ ). Зобразимо енергетичну енергетичну схему такого гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1 = F_2 = F$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша за роботу виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле (йому відповідає потенціальна енергія  $E_0$ ) вигинає зони вузькозонного напівпровідника "униз", а у широкозонному - "уверх", як це видно на рис.3.28. На гетеропереході утворюється *розрив зон* і в зоні провідності утворюється стрибок потенціальної енергії. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар'єр, тобто збіднений носіями шар. У потенціальній ямі власного вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а у випадку, коли замість власного вузькозонного напівпровідника використовується вузькозонний напівпровідник р-типу, у його потенціальній ямі накопичуються носії з інверсним знаком заряду. Таким чином, на гетеропереході здійснюється *просторове розділення зарядів* іонізованих домішок (у даному випадку іонізованих донорів у широкозонному напівпровіднику) та *2D електронного газу* в каналі провідності, локалізованому у вузькозонному напівпровіднику.

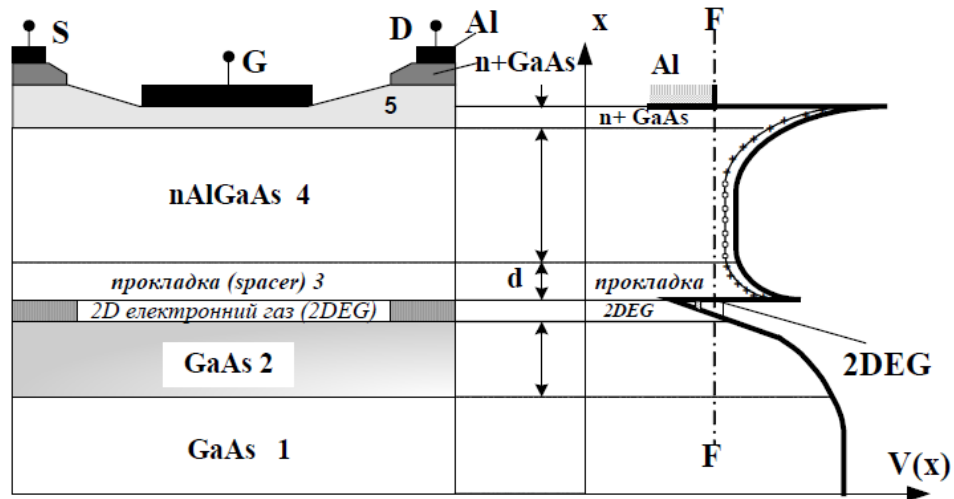


Рис.3.29. Переріз польового транзистора з гетеропереходом AlGaAs-GaAs та зона діаграми. 1 – підкладинка із напівізолюючого GaAs, 2 – вузькозонний GaAs, 3 – прокладка із не легованого GaAs, 4 – широкозонний nAlGaAs, 5 – сильно легований n+AlGaAs

$$\mu_n = \frac{16(2\pi)^{1/2} en_{2D}^{3/2} |d|^3}{\hbar N_{i,2D}} \quad (3.61)$$

Канал провідності в цій структурі утворюється в об'ємі напівпровідникової структури на глибині  $\sim 150 \text{ \AA}$  від поверхні. Тому на електрони в 2D каналі слабо впливають такі різновиди розсіяння:

- кулонівського розсіяння іонізованими донорами, бо вони просторово відокремлені від 2DEG у каналі провідності нейтральною прокладкою товщиною  $d \neq 0$ , що згідно (3.61) збільшує рухливість носіїв,
- нерівностями поверхні напівпровідників, бо його границя віддалена від каналу;
- дефектами, котрі часто важко усунути, коли канали провідності створюються в приповерхневих шарах напівпровідників;
- нерухомими зарядами на границі з оксидними шарами тощо.

Ці особливості 2D каналу на гетеропереході дозволяють отримувати в ньому великі рухливості носіїв. Наприклад, у каналі між GaAs та  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  при кімнатній температурі рухливість електронів дорівнює  $\mu_n(300\text{K}) \sim 8000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , а при температурі рідкого азоту  $\mu_n(78\text{K}) \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори називаються НЕМТ транзисторами (High Electron Mobility Transistor - транзистор із великою рухливістю електронів). Вони мають час перемикання при кімнатній температурі  $< 56 \text{ пс}$ , а при 78K -  $17 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .



В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах 78K працюють на частотах сумірних із частотами контактів Джозефсона, котрі працюють при температурах 4,2K.

***Чи можна використовувати тунельні прилади в НВЧ діапазоні частот?***

В явищі тунелювання основну роль грають основні носії струму. Час їхнього прольоту крізь потенціальний бар'єр обернено пропорційний ймовірності квантомеханічного переходу за одиницю часу  $\tau \sim D^{-1}$ . Він дуже малий і тому тунелювання можна застосовувати при конструюванні надвисокочастотних електронних приладів навіть в діапазоні міліметрових хвиль.

(с. 165)

## 54. Основні складові оптоелектронних схем. Приклад. (fu\_el с. 86-87, 91-92)

*Оптоелектроніка є областю фізики та техніки, в якій вивчається та використовуються ефекти взаємного перетворення електричних та оптичних сигналів в речовині (головним чином в твердих тілах). Вона є одним із напрямків електроніки, який охоплює проблему одночасного використання оптичних та електричних методів прийому, передачі, обробки, зберігання та відображення інформації.*

На рис. 5.1 зображена типова схема оптоелектронного пристрою.

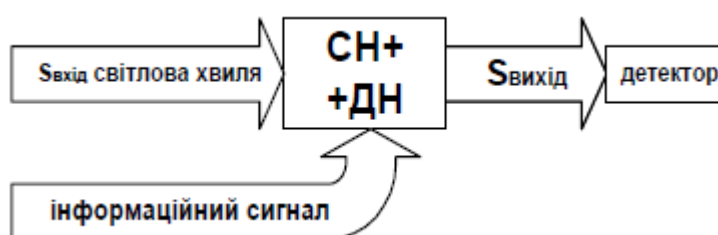


Рис.5. 1. Типова принципіальна схема оптоелектронних пристроїв.

Генератор вхідного сигналу створює несучу електромагнітну хвилю оптичного діапазону. Несуча світлова хвиля розповсюджується в оптично прозорій речовині, в якій створюються статичні неоднорідності, які відповідним чином впливають на параметри несучої світлової хвилі. Інформаційний сигнал, змінює оптичні властивості оптичного середовища тобто створює в речовині динамічні неоднорідності. Динамічні неоднорідності відповідним чином розподілені в просторі і можуть змінюватись у часі. Взаємодія несучої хвилі з динамічними неоднорідностями модулюють її у просторі та часі, створюючи вихідний сигнал, котрий надходить до детектора і може бути або безпосередньо зареєстрованим у вигляді оптичного сигналу або бути перетвореним детектором в електричний сигнал з подальшою обробкою за допомогою електронних систем. Із рис.5.1 видно, що до складу оптоелектронних пристроїв, як до складу інших пристроїв функціональної електроніки, входять генератор вхідного оптичного сигналу, активне оптоелектронне середовище, в якому відбувається розповсюдження та взаємодія вхідного сигналу з динамічними неоднорідностями, та детектор вихідного сигналу

Для реалізації оптоелектронних систем необхідно мати такі елементи:

- джерела світла (когерентного і некогерентного);
- приймачі світлової енергії;

- с. світловоди та елементи узгодження;
- д. системи управління світловими променями (мультиплексори і демульт-плексори, модулятори, дефлектори, просторово-часові модулятори, ке-ровані транспаранти);
- е. оптичні активні середовища без пам'яті та з пам'яттю.

Всі названі елементи повинні мати відповідні функціональні характеристики, зокрема бути прозорими для оптичного випромінювання, і бути здатними до створення на їх основі гібридних і монолітних оптичних і електронно-оптичних інтегральних схем методами групової технології виготовлення та бути повністю сумісними з електронними інтегральними мікросхемами, за допомогою яких здійснюється керування оптоелектронними схемами.

### Приклад:

**Оптрон** є типовим оптоелектронним пристроєм з оптичними, електричними і комбінованими оптичними і електричними, здебільшого внутрішніми, зв'язками. Найчастіше оптоелектронні прилади використовуються для гальванічного розв'язку окремих частин або обчислювальних комплексів. Оптоелектронні пари дозволяють створювати майже ідеальну електричну ізоляцію між окремими ділянками інформаційних систем, які можуть відрізнятися напругами в 1000 і більше вольт.

Оптрон складається із джерела світла, що управляється вхідним сигналом, імерсійного середовища для передачі оптичного сигналу і фотоприймача. Поперечний переріз оптрона з внутрішнім фотонним зв'язком і його електрична схема зображено на рис.5.4, котрий не потребує додаткових пояснень.

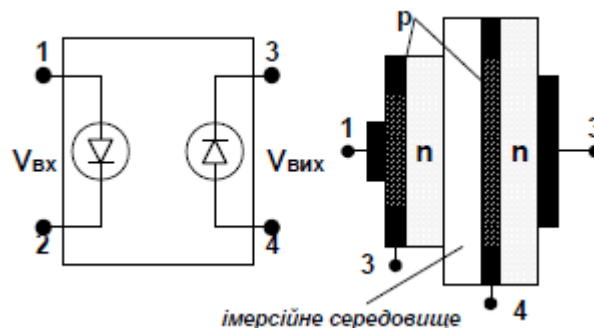


Рис. 5.4. Оптронна пара з внутрішнім оптичним зв'язком: а - електрична схема, б - поперечний переріз.

У залежності від типу фотоприймача розрізняють резисторні, діодні, транзисторні та тиристорні оптрони. Найбільш універсальними з них є діодні оптрони, в яких джерелом випромінювання служить світловипромінюючий діод, а приймачем фотодіод.

## 55. Які фізичні явища використовуються для побудови модуляторів світлового променя. (fu\_el с. 193-194)

*Модулятори* - пристрої, котрі призначені для зміни амплітуди і фази оптичного сигналу зовнішнім модулюючим сигналом. В *модуляторах* для управління інтенсивністю світлових потоків використовується дифракційний перерозподіл світла на збудженому акустичною хвилею акустооптичному середовищі.



До **механічних** явищ відноситься відбиття світла від дзеркал, що рухаються, фотопружність та акустооптичні явища. Зміна напрямку розповсюдження світла за допомогою рухливих дзеркал не потребує додаткових пояснень. Фотопружність та акустооптичні явища використовуються в оптоелектроніці для конструювання здебільшого дискретних об'ємних модуляторів, котрі не дуже просто використовувати в інтегральній оптоелектроніці.

Серед **магнітних** явищ для модуляції світла використовується ефект Фарадея. Ефектом Фарадея називається зміна кута обертання площини поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла  $\theta$ , що проходить крізь прозору речовину.

До **електричних або електрооптичних** явищ в широкому розумінні можна віднести такі зміни оптичних властивостей речовини в електричному полі:

- лінійну та не лінійну залежності показника заломлення від напруженості електричного поля, із яких лінійна залежність називається ефектом Поккельса, а квадратична - ефектом Керра,
- залежність показника заломлення в р-п переходах через зміну концентрації носіїв під дією різниці потенціалів на переході,
- залежність  $\mu$  - коефіцієнта поглинання поблизу краю поглинання світла в напівпровідниках від напруженості електричного поля, яка називається ефектом Франца - Келдиша,
- зміна розсіяння світла під дією електричного поля в рідких кристалах, яка викликається зміною їх структури.

### ДОДАТКОВО:

Для модуляції використовують такі явища:

- безпосереднє управління випромінюванням інжекційного напівпровідникового лазера за допомогою струму накачки;
- зміною прозорості напівпровідників поблизу краю поглинання в електричному полі - ефект Франка-Келдиша;
- електрооптичні ефекти - ефекти Поккельса і Кера (ефект Поккельса - лінійна зміна показника заломлення звичайного променю від напруженості електричного поля в одновісних кристалах; ефект Кера - квадратична залежність показника заломлення від  $E$ );
- магнітооптичні ефекти - зміна оптичних сталих речовини під дією магнітного поля;
- зміною просторового перерозподілу світлового потоку при його інтерференції на середовищах збурених акустооптичними і магнітооптичними ефектами.

**56. Проаналізуйте, в яких випадках доцільно використовувати аналогову і в яких дискретну техніку обробки сигналів. (Находкін + Інтернет)**

Зацікавленість у цифровій обробці сигналів викликана тим , що на її основі можна створювати пристрої з характеристиками , недосяжними при використанні аналогових методів обробки сигналів. Крім того , застосування пристроїв з цифровою обробкою в ряді випадків виявляється більш вигідним з технічної і економічної точок зору через їх універсальності і можливості працювати в різних режимах.

Відповідь на питання була озвучена Находкіним на консультації:

Дискретна:

- точніша (обрізка шумів);
- більше обчислювального часу;
- вища швидкодія;
- малі габарити;
- мала вага;
- мале енергоспоживання.

Аналогова:

- обробка в реальному часі (Фур'є перетворення з допомогою лінзи і транспаранту  $10^{-10}$  с);
- втрачається точність;
- для більшої точності потрібна більша лінза.

Доцільно також поєднувати.

57. Обґрунтуйте вибір типу резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою? (все, що було в підручнику – fu\_el с. 114-116)

### Система накачки

Система накачки напівпровідникових лазерів створює інверсію населеності активного середовища за допомогою таких механізмів збудження:

- електричного пробію в сильному полі,
- оптичного збудження,
- інжекції нерівноважних носіїв заряду тощо.

Здебільшого в напівпровідникових лазерах використовують *інжекцію нерівноважних носіїв заряду в прямо зміщених p-n переходах, коли крізь них перпендикулярно до площини p-n переходу протікає струм*. В залежності від напрямку струму накачки по відношенню до напрямку розповсюдження електромагнітної хвилі розрізняють два випадки інжекційних лазерів: з поперечною (рис.7.4.а) та поздовжньою (рис.7.4.б) накачкою. Такі лазери називаються *інжекційними лазерами з поперечною або поздовжньою накачкою*. Чим більший струм накачки  $I$ , тим більший рівень інжекції і більша ступінь інверсії. Тому в таких лазерах за допомогою модуляції струму накачки досить просто здійснюється *модуляція* рівня інжекції, від якої залежить потужність випромінювання лазера.

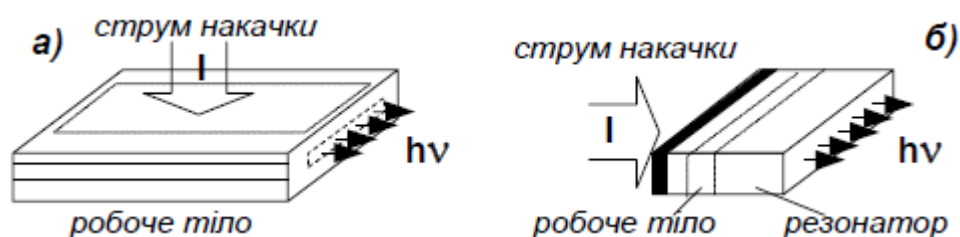


Рис.7.4. Лазери з поперечною (а) та поздовжньою накачкою

### Оптичний резонатор

Оптичний резонатор є системою, що має дискретний набір власних хвильових мод з певними хвильовими векторами  $K_i = 2\pi/\lambda_i$  (певними довжинами хвиль  $\lambda_i$ ), амплітуди коливання яких залежать від його параметрів - його добротності. Розрізняють оптичні резонатори з *розподіленими і*



зосередженими оптичними параметрами. Вони використовуються для утворення позитивного зворотного зв'язку в напівпровідникових лазерах.

Типовим прикладом оптичного резонатора з зосередженими параметрами є резонатор Фабрі-Перо. Він складається із двох паралельних дзеркал. Інтерференція багаторазового відбивання світлового променя від дзеркал перерозподіляє інтенсивність електромагнітної хвилі і створює когерентні промені з сталою різницею ходу  $\Delta = 2n_a L \cos \theta$ , де  $n_a$  - показник заломлення речовини, що знаходиться між дзеркалами,  $L$  - відстань між ними,  $\theta$  - кут падіння світла на поверхню дзеркал. Оптичний резонатор можна розглядати, як резервуар дискретних власних мод стоячих світлових хвиль з хвильовими векторами, нормальними до поверхні дзеркал.

### Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою?

Частотні інтервали між модами залежать від відстані між дзеркалами і фазової швидкості світла  $\Delta \nu = c/(n_a 2D)$  (або  $\lambda = 2D$ ).

В напівпровідникових лазерах дзеркалами його резонатора служать бокові спеціально відполіровані або сколоті поверхні напівпровідникового кристалу, перпендикулярні до площині р-п переходу лазера (див. рис.7.1). Резонатор Фабрі-Перо не завжди використовується в лазерах, котрі входять до складу інтегральних оптичних схем, тому що їх дзеркала не вдається виготовляти за технологією виготовлення ІМС. В лазерах, що входять до складу інтегральних оптичних схем, використовуються резонаторами з *розподіленими оптичними параметрами*. В цих резонаторах використовується *брегівська дифракція світла* на дифракційних ґратках з періодом  $\Lambda$ , кратним цілому числу  $N$  напівхвиль в активному середовищі з показником заломлення  $n_a$ ;  $\Lambda = N\lambda_0/2n_a$ , де  $\lambda_0$  - довжина хвилі лазерного випромінювання у вакуумі.

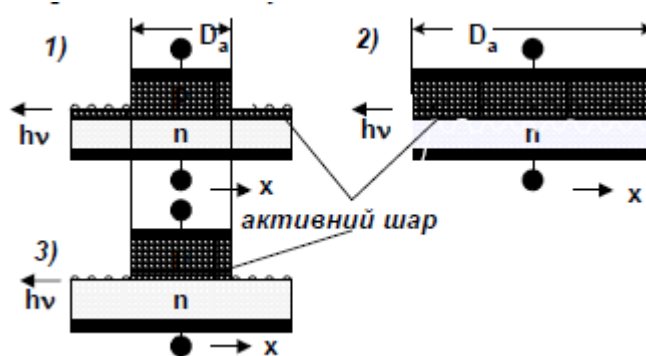


Рис. 7.5. Схема брегівських резонаторів напівпровідникових лазерів розділених (1,2) і суміщених (3,4) з активним середовищем.

На рис. 7.5 зображені схеми двох різновидів дифракційних бреггівських резонаторів *розділених і суміщених* з активним середовищем лазера. В розділених бреггівських резонаторах бреггівське відбиття відбувається поза межами активного середовища, тоді як в суміщених резонаторах воно відбувається одночасно з підсиленням світла. Резонатори з розподіленим зворотним зв'язком мають високу спектральну селективність і стійкість одномодового режиму генерації до змін температури. Дифракція світла використовується також для виводу світла із лазера, що збільшує його потужність і направленість. Смужки такого середовища є діелектричним світловодом, котрий може з'єднуватись з іншими елементами інтегральних схем.

Дифракційні ґратки бреггівських резонаторів виготовляються методом періодичної просторової модуляції домішкового складу, тобто показника заломлення  $n(r) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(2\pi/\Lambda r)$  або рельєфу поверхні за допомогою технологій, що використовуються при виготовленні ІМС. Саме це визначає широке практичне використання напівпровідникових лазерів з бреггівськими резонаторами, що входять до складу ІМС.

## 58. Принцип роботи, властивості та застосування кварцового резонатора. (fu\_el с.40-42)

Кварцовий резонатор є одним із резонансних приладів функціональної акустoeлектроніки, що найбільш широко використовуються на практиці. Він являє собою однорідну пластинку кварцу, в якій змінне електричне поле викликає змінні пружні механічні коливання внаслідок дії п'єзoeлектричного ефекту. Кристали  $\alpha$  - кварцу відносяться до тригональної системи. Він має три вісі симетрії другого порядку  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  (рис.3.4.a).

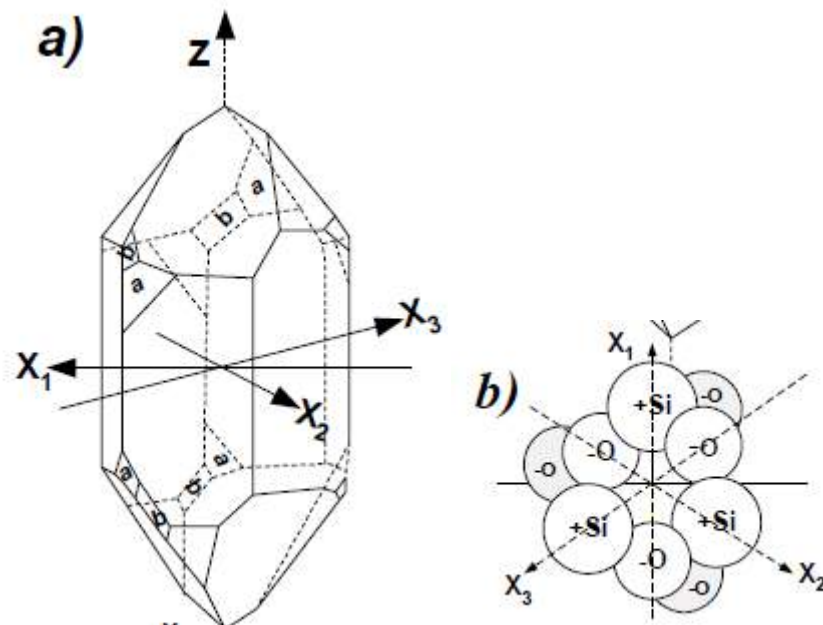


Рис.3.4. Кристал кварцу а) і схема розподілу атомів в площині п'єзовісей.

Ці осі є полярними осями кристала кварцу. Кожна з них з'єднує протилежні ребра шестигранної призми. Як видно з рис.3.4 ці ребра нерівнозначні, тому що на краю одного ребра є, а на другому немає маленьких граней, позначених на рис.3.4 через а і b. Четверта вісь  $Z$  є віссю симетрії третього порядку. Вона називається оптичною віссю кристала. Вздовж оптичної осі  $Z$  п'єзoeлектричні властивості не спостерігаються. На рис.3.4.b схематично зображено поперечний переріз перпендикулярний до осі  $Z$ , на якому видно розподіл атомів кремнію і кисню. Зміщення атомів, що викликається напруженнями або деформаціями в цій площині, призводить до появи перерозподілу зарядів тобто до появи поляризації. Тому кварцові пластинки вирізають з кристала так, щоб площини її зрізів були перпендикулярними до однієї з полярних осей кристала кварцу (на рис.3.5 полярні осі розташовані в площині  $XY$ ).

Запишемо зв'язок між поляризацією  $P$ , що виникає при появі напружень  $T_{ij}$  на пластинці з кристалу кварцу, зображеній на рис.3.5.

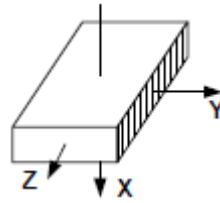


Рис. 3.5

Полярні осі розташовані в площині ХУ. Вісь Х є електричною віссю, а перпендикулярна до осі Х вісь У - механічною віссю.

$$P_x = e_{11}(T_{xx} - T_{yy}) + e_{14}T_{xy}$$

$$P_y = -e_{11}(T_{xz} - 2T_{xy})$$

$$P_z = 0$$

Перший індекс вказує напрямок зовнішньої нормалі площини, до якої прикладена сила натягнення, а другий - напрямок координатної осі, на яку проектується сила. Якщо  $T_{xx} \neq 0$ , а  $T_{xz} = T_{xy} = 0$ , то сили прикладені паралельно осі Х стискають або розтягують зразок і викликають поляризацію вздовж лише цієї осі, тобто лише  $P_x \neq 0$ . Тому ця вісь називається електричною віссю. В тих випадках, коли крім розтягальних або стискаючих сил є ще зсувові сили  $T_{xz} \neq 0$  і  $T_{xy} \neq 0$ , то  $P_x \neq 0$  і  $P_y \neq 0$ , тобто виникають заряди в площинах ZX і ZY. П'єзоефект кварцу визначається лише двома п'єзоелектричними модулями  $e_{11} = 6,99 \cdot 10^{-8} \text{ дн}^{-1/2} \cdot \text{см}$  і  $e_{14} = -2,0 \cdot 10^{-8} \text{ дн}^{-1/2} \cdot \text{см}$ . Ці модулі визначають два значення швидкості розповсюдження пружних (акустичних) хвиль в кварці. Якщо електричне поле прикладемо вздовж осі Х, то виникають лише коливання густини. Коли є складові сил і в іншому напрямку, то виникають більш складної форми, які включають також коливання зсуву. Таким чином тип коливання та п'єзоелектричні сталі навіть для одного і того ж кристала суттєво залежать від зрізу, який використовується в даному випадку, і від форми п'єзoeлемента.

Найбільш легко збуджувати об'ємні коливання кварцової пластинки на резонансній частоті, котра визначається її товщиною  $d$  і швидкістю звука  $V_a$  в кварці. Резонансна частота визначається за формулою

$$\nu_p = V_a / \lambda = V_a / 2d \quad (3.5)$$

Кожному зрізу притаманна своя частотна стала. Для даного зрізу і форми п'єзоелементу при сталій температурі резонансна частота кварцового резонатора фіксована. Частотна стала для кварцу знаходиться в межах  $\nu_p \cdot d = 0,4 \div 6,3 \text{ МГц} \cdot \text{Мм}$ .

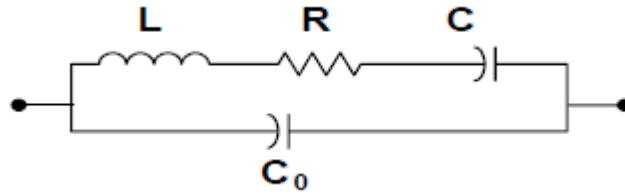


Рис.3.6. Еквівалентна схема кварцового резонатора.

Зміна температури призводить до зміни розмірів і п'єзоелектричних модулів, тому резонансна частота залежить від температури. В залежності від зрізу температурний коефіцієнт частоти  $\Delta f/f$  змінюється в межах від  $\pm 10^{-7} \text{ град}^{-1}$  до  $\pm 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ . В об'ємі кварцової пластинки не вдається виділити окремих областей, котрі виконують функції індуктивності ємності або опору. Кварцовий резонатор в цілому еквівалентний зображеному на рис.3.6 резонансному контуру. Видно, що в еквівалентному контурі має місце як послідовний резонанс напруг в гілці LRC, так і паралельний резонанс струму в контурі LRCC0, де C0 - статична ємність резонатора, а LCR-динамічні параметри резонатора. Послідовний резонанс має місце на частоті

$$\omega_p = 2\pi\nu_p \cong (LC)^{-1/2} \quad (3.6)$$

а паралельний на частоті

$$\omega_a = 2\pi\nu_a \cong [C_{ef}L]^{-1/2} = [(C+C_0)/LCC_0]^{-1/2} \quad (3.7)$$

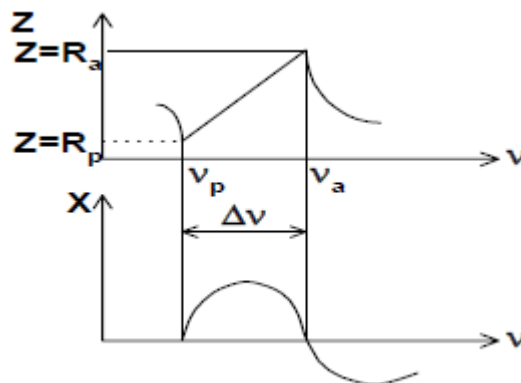


Рис.3.7. Залежність імпедансу Z і його реактивної складової X від частоти для кварцового резонатора.

Типові залежності імпедансу резонатора і його реактивної складової від частоти зображені на схематичному рис.3.7. Видно, що в частотному інтервалі  $\Delta\nu = \nu_a - \nu_p$ , коли має місце резонанс, опір контуру носить

індуктивний характер, а при інших частотах - характер ємності. На частотах  $\nu_p$  і  $\nu_a$  опір активний ( $Z_a=R_a$ ,  $Z_p=R_p$ ). Величина добротності  $Q$  - відношення реактивної потужності  $P_r$  до активної  $P_a$  визначається величинами  $L$  і  $C$

$$Q = P_r/P_a = (L/C)^{1/2}/R \quad (3.8)$$

Кварцові резонансні п'єзоперетворювачі широко використовуються для стабілізації частот та частотної селекції, а також як п'єзоелектричні перетворювачі різних фізичних величин, наприклад, генератори та приймачі звуку та ультразвуку, п'єзоелектричні термометри, датчики сили або тиску, п'єзоелектричні двигуни, датчики вібрацій, малих переміщень, маси тощо.

### 59. Обґрунтуйте доцільність використання акустoeлектроніки та акустооптики для обробки сигналів. Наведіть приклади. (Н-С 50)

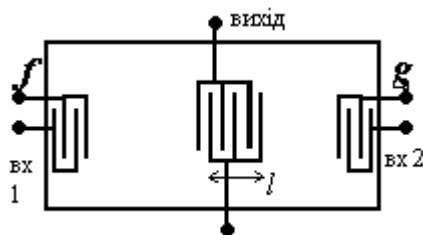
Акустoeлектроніка є розділом електроніки, а якому вивчається й використовується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електронами провідності в конденсованих середовищах.

Можна виділити три класи акустoeлектронних пристроїв:

- взаємодія електричних коливань з акустичними (прямий та обернений п'єзоефекти) – резонатори, фільтри, датчики;
- взаємодія акустичних хвиль, які поширюються в звуководі із швидкістю меншою швидкості світла – дисперсійні Лінії Затримки, без дисперсійні ЛЗ, фільтри, кодери;
- нелінійні акустoeлектронні пристрої (у п'єзoeлектричному звуководі струм залежить нелінійно від амплітуди звукової хвилі, бо концентрація електронів теж залежить від амплітуди звукової хвилі:  $j = e(n_0 + \tilde{n}(E))\mu E \propto E^2$ ) – фільтри, підсилювачі, кодери, модулятори.

У цих пристроях спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал надходить у звукопровід, який є середовищем, в якому акустичні хвилі поширюються та взаємодіють із статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить в електричний пристрій для подальшої обробки.

Якщо на звуководі розмістити 2 пари зворотно зміщеного штирьового генераторів так, щоб хвилі з них були



перпендикулярні, то струм, що буде зніматись зі звуководу, буде пропорційний квадрату суми амплітуд цих сигналів

$$j \propto \exp\{i(\omega_1 + \omega_2)t\} \exp\{i(\omega_1 - \omega_2)x/v\}.$$

Якщо

$$l = \frac{2\pi v_{\text{акуст}}}{\omega_2 - \omega_1}, \quad \text{то детектор фіксуватиме}$$

$$I = \int j dx = \int j v dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) g(\tau - 2t) dt, \quad \text{тобто дуже просто маємо згортку двох}$$

сигналів, що рухається зі швидкістю  $v_{\text{акуст}}$ . Так можна зробити сканер в часі без жодної рухомої частини. Тобто АЕ дозволяє швидко виконувати операції, які в мікроелектроніці потребують значно більше часу. До того ж, вся АЕ будується на плівковій технології, тобто сумісна з мікроелектронікою.

Акустoeлектроніка в деяких випадках дозволяє здійснювати складні перетворення сигналів таким способом, що за габаритами, вагою і швидкодією вони переважають відповідні пристрої, побудовані методами

традиційної мікроелектроніки. Акустоелектронні пристрої здебільшого працюють в ультразвуковому та гіперзвуковому діапазонах: на об'ємних акустичних хвилях в області частот від 1 МГц до 10 ГГц, на ПАХ - від 5 МГц до декількох МГц. Пристрої, в яких використовуються ПАХ мають малі втрати і дозволяють змінювати сигнал в будь-яких точках пристроїв, що полегшує керування сигналами.

Акустооптика є розділом функціональної електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія електромагнітних хвиль (здебільшого оптичного діапазону) з акустичними хвилями в твердих тілах та рідинах. Носієм інформації в акустооптиці є електромагнітне поле оптичного діапазону довжин хвиль. Його параметрами керують за допомогою динамічних неоднорідностей, котрі створюються вхідним керуючим акустичним сигналом - акустичною хвилею, що розповсюджується в акустооптичному середовищі. Акустооптичне середовище (АОС) прозоре для вхідної оптичної хвилі призначене для створення параметричного зв'язку міжакустичними і оптичними хвилями, що одночасно розповсюджуються в речовині. Параметричний зв'язок здійснюється в два етапи:

- по-перше, взаємодією акустичних хвиль з речовиною АОС;
- по-друге, взаємодією оптичних хвиль з динамічними неоднорідностями, створеними акустичною хвилею в речовині АОС.



**60. Обґрунтуйте вибір матеріалів для детекторів електромагнітних хвиль різних діапазонів. Наведіть приклади**

61. Типи резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою? Функціональна електроніка ст. 100 (в пдф. Ст. 115)

До його складу напівпровідникового лазера з оптичним резонатором Фабрі-Перо, як до складу кожного лазера, входять три елементи, а саме:

- активне середовище (робоче тіло) спроможне збуджуватись до стану інверсії населеності, необхідного для підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання частинок, що рекомбінують;
- система накачки для переведення активного середовища в стан інверсної населеності,
- оптичний резонатор, що забезпечує відбір резонансних мод, позитивний зворотний зв'язок та вивід світла із тіла лазера і перетворює підсилювач світла в генератор. Резонансні моди синфазно складаються між собою, утворюючи направлений когерентний світловий потік. Якщо активне середовище лазера збуджене до стану інверсної населеності, то такий світловий промінь підсилюється за рахунок вимушеного випромінювання. Коли підсилення компенсує втрати підсилювач перетворюється в генератор світла.

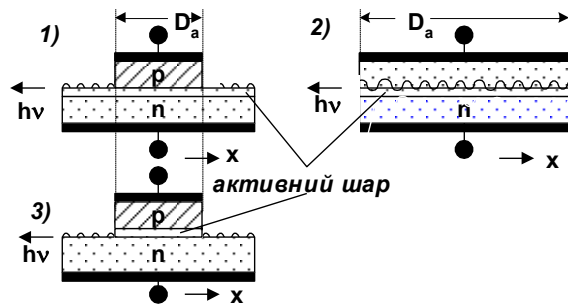
**Оптичний резонатор** є системою, що має дискретний набір власних хвильових мод з певними хвильовими векторами  $K_i = 2\pi/\lambda_i$  (певними довжинами хвиль  $\lambda_i$ ), амплітуди коливання яких залежать від його параметрів - його добротності. Розрізняють оптичні резонатори з *розподіленими і зосередженими оптичними параметрами*. Вони використовуються для утворення позитивного зворотного зв'язку в напівпровідникових лазерах.

Типовим прикладом оптичного резонатора з зосередженими параметрами є резонатор Фабрі-Перо. Він складається із двох паралельних дзеркал. Інтерференція багаторазового відбивання світлового променя від дзеркал перерозподіляє інтенсивність електромагнітної хвилі і створює когерентні промені з сталою різницею ходу  $\Delta = 2n_a L \cos\theta$ , де  $n_a$  - показник заломлення речовини, що знаходиться між дзеркалами,  $L$  - відстань між ними,  $\theta$  - кут падіння світла на поверхню дзеркал. Оптичний резонатор можна розглядати, як резервуар дискретних власних мод стоячих світлових хвиль з хвильовими векторами, нормальними до поверхні дзеркал. Частотні

інтервали між модами залежать від відстані між дзеркалами і фазової швидкості світла  $\Delta\nu=c/(n_a 2D)$  (або  $\lambda=2D$ ).

В напівпровідникових лазерах дзеркалами його резонатора служать бокові спеціально відполіровані або сколоті поверхні напівпровідникового кристалу, перпендикулярні до площині р-п переходу лазера (див. рис.7.1). Резонатор Фабрі-Перо не завжди використовується в лазерах, котрі входять до складу інтегральних оптичних схем, тому що їх дзеркала не вдається виготовляти за технологією виготовлення ІМС. В лазерах, що входять до складу інтегральних оптичних схем, використовуються резонаторами з *розподіленими оптичними параметрами*. В цих резонаторах використовується *брегівська дифракція світла* на дифракційних ґратках з періодом  $\Lambda$ , кратним цілому числу  $N$  напівхвиль в активному середовищі з показником заломлення  $n_a$ ;  $\Lambda=N\lambda_0/2n_a$ , де  $\lambda_0$  - довжина хвилі лазерного випромінювання у вакуумі.

На рис. 7.5 зображені схеми двох різновидів дифракційних брегівських резонаторів *розділених і суміщених* з активним середовищем лазера. В розділених брегівських резонаторах брегівське відбиття відбувається поза межами активного середовища, тоді як в суміщених резонаторах воно відбувається одночасно з підсиленням світла. Резонатори з розподіленим зворотним зв'язком мають високу спектральну селективність і стійкість одномодового режиму генерації до змін температури. Дифракція світла використовується також для виводу світла із лазера, що збільшує його потужність і направленість. Смужки такого середовища є діелектричним світловодом, котрий може з'єднуватись з іншими елементами інтегральних схем.



**Рис. 7.5. Схема брегівських резонаторів напівпровідникових лазерів розділених (1,2) і суміщених (3,4) з активним середовищем.**

Дифракційні ґратки брегівських резонаторів виготовляються методом періодичної просторової модуляції домішкового складу, тобто показника заломлення  $n(r) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(2\pi/\Lambda r)$  або рельєфу поверхні за допомогою технологій, що використовуються при виготовленні ІМС. Саме це визначає

широке практичне використання напівпровідникових лазерів з бреггівськими резонаторами, що входять до складу ІМС.

## **62. Принципи будови приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ), їх робота та застосування.**

За допомогою ПЗЗ створюють такі функціональні прилади:

### **1. фоточутливі ПЗЗ (ФПЗ):**

рядкові, матричні, перетворювачі зображень у відеосигнал, ФПЗЗ з часовою затримкою та накопиченням;

### **2. аналогові ПЗЗ:**

лінії затримки, фільтри, корелятори, аналогові процесори.

### **3. цифрові ПЗЗ:**

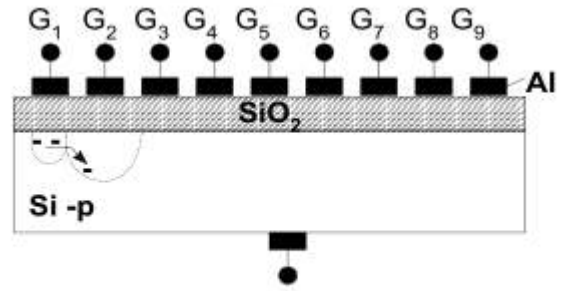
реєстри зсуву, системи пам'яті сигналів, арифметичні та логічні елементи та системи тощо.

Прилади з зарядовим зв'язком дозволяють збільшити майже на порядок величини реальний рівень інтеграції по відношенню до звичайних інтегральних мікросхем, знизити потужність джерел енергії, необхідних для їх роботи, збільшити швидкодію і зменшити вартість в розрахунку на один біт інформації.

Найбільш широке застосування знайшли фоточутливі ПЗЗ структури, що визначається їх високою чутливістю та можливістю застосування для різноманітних способів обробки інформації в оптичному діапазоні довжин хвиль. Тому ПЗЗ структури іноді відносять до пристроїв оптоелектроніки.

В приладах з зарядовим зв'язком (ПЗЗ) використовується здатність зберігання неосновних носіїв заряду в локальних потенціальних ямах, створених в напівпровідниках під дією електричного поля напругами на затворах, та його перенесення із однієї потенціальної ями в сусідню під дією поздовжнього електричного поля, створеного напругами на зовнішніх електродах. Локалізований в потенціальній ямі зарядовий пакет, котрий може зберігатися або переноситись, є динамічною неоднорідністю. Керуючий сигнал створюється напругами на затворах або оптичним сигналом, котрий генерує електронно-діркові пари в напівпровіднику. Під дією керуючого сигналу динамічні неоднорідності змінюють свої параметри (локальну густину заряду динамічної неоднорідності). Вихідний сигнал створюється рекомбінацією неосновних носіїв перенесеного до виходу ПЗЗ зарядового пакету, де виникає імпульс вихідного струму.

ПЗЗ складаються із ланцюжків або матриць однотипних МОН конденсаторів або контактів з бар'єром Шотткі, котрі є статичними неоднорідностями. На рис.2.14 схематично зображений поперечний переріз ПЗЗ. Елементарні МОН



**Рис.2.13. Поперечний переріз ПЗЗ структури.**

конденсатори мають спільну нижню обкладинку. Металеві електроди ПЗЗ структур  $G_i$  називаються, як і МОН транзисторів, затворами. Напруги  $V_{G_i}$  на металевих затворах  $G_i$  створює динамічні неоднорідності у вигляді локалізованих пакетів просторового заряду неосновних носіїв, тобто утворюється система заряджених конденсаторів. Здебільшого використовують інверсний просторовий заряд, тому що він локалізується в менших областях простору ( $L_i < L_c$  (рис.2.5)). Для інверсії заряду біля затвору  $G_i$  потрібно, щоб його потенціал  $V_{G_i}$  за абсолютною величиною був більший критичного потенціалу інверсії  $V_{G_{i,C}}$ . При напругах  $V_{G_i} > V_{G_{i,C}}$  виникає сильно збіднений носіями шар напівпровідника товщиною  $L_c$ , в якому відсутні рухливі носії заряду. Збіднений шар напівпровідника заповнюється інверсними носіями іншого знаку, котрі утворюються при тепловій їх генерації або дифузії з сусідніх областей напівпровідника за час релаксації або час формування інверсного заряду  $\tau_3$ .

### 63. Чи впливають розміри зразків на рух нерівноважних носіїв?

ФІЗИЧНА МІКРОЕЛЕКТРОНІКА ч.2. Находкін М.Г., Шека Д. І. п. 5.8 ст.124 (в пдф ст.129)

При зменшені розмірів системи транспорт нерівноважних носіїв у ній змінюється під впливом розмірних ефектів. Внаслідок того що через дуже короткий час після утворення нерівноважних носіїв ( $t < 10^{-10}$  с) їх енергетичний розподіл збігається з енергетичним розподілом рівноважних носіїв і більшу частину часу свого життя вони майже не відрізняються від рівноважних носіїв, то вплив розмірних ефектів на транспорт рівноважних та нерівноважних носіїв майже однаковий. Під дією розмірних ефектів (класичного та квантового) змінюються: час релаксації, рухливість, енергетичний спектр (виникають розмірні підзони), густини станів, концентрації носіїв. Усе це впливає на характерні параметри транспорту нерівноважних носіїв, як і рівноважних.

Однак на відміну від рівноважних транспорт нерівноважних носіїв додатково залежить від їх рекомбінації. Рекомбінація нерівноважних носіїв відбувається в об'ємі та на поверхні зразка. Вони характеризуються відповідним часом рекомбінації в об'ємі ( $\tau_{fn,p}$ ) та на поверхні ( $\tau_s$ ) відповідно. Сумарний процес рекомбінації характеризується ефективним часом життя нерівноважних носіїв ( $\tau_{fn,p}^*$ )

$$\frac{1}{\tau_{fn,p}^*} = \frac{1}{\tau_{fn,p}} + \frac{1}{\tau_s},$$

час поверхневої рекомбінації залежить від розміру зразка ( $d$ ). Зменшення розміру зразка зменшує  $\tau_s = d/S$ , що призводить до збільшення внеску поверхневої рекомбінації в ефективний час життя нерівноважних носіїв ( $\tau_{fn,p}^* \rightarrow \tau_{fn}$ ), від якого залежать такі кінетичні (транспортні) параметри як довжина дифузії (5.49) та дрейфу (5.50). Цей розмірний ефект, зв'язаний з поверхневою рекомбінацією, стає

суттєвим, коли  $d < S \cdot \tau_{fn}$ . У зв'язку з тим, що на практиці має місце

така ієрархія часів релаксації:  $\tau_p < \tau_E < \tau_{vm} < \tau_r$  або характерних довжин

$$L_p < L_E < L_{vm} < L_r$$

де індекс  $r$  вказує на рекомбінацію нерівноважних носіїв, то розмірний ефект, зв'язаний з їх поверхневою рекомбінацією, починає впливати при більшій товщині, при яких іншими розмірними ефектами можна знехтувати. Слід також відзначити, що квантовий розмірний ефект змінює густину станів, внаслідок чого змінюється концентрація рівноважних носіїв. Зміна концентрації рівноважних носіїв згідно формулі (5.11) впливає на час життя нерівноважних носіїв, від якого залежать такі параметри транспорту нерівноважних носіїв як довжини дифузії ( $L_D$ ) та дрейфу ( $L_E$ ).

В тих випадках, коли розміри зразка в повздовжньому напрямку ( $L$ ) стають сумірними або меншими довжини вільного пробігу носіїв ( $\ell$ ) виникає рух без зіткнень, котрий називається балістичним режимом руху носіїв (або балістичним транспортом). Необхідна умова балістичного руху виконується

в напівпровідниках  $L < \ell < \mu_{n,p} m_{n,p} v / e$  в залежності від природи напівпровідників, домішок, дефектів, нерівностей його поверхні, температури та напруженості електричного поля, для товщин в інтервалі  $0,1 \div 10$  мкм. Характерною особливістю балістичного транспорту є суттєва нерівноваженість носіїв, тому що робочі напруги при цьому значно більші за "дифузійні напруги"  $k_B T / e$ . Крім того, носії рухаються практично без зіткнень і електричне поле неперервно збільшує їх швидкість. Крім того, при балістичному русі досить легко створити гарячі носії, середні енергії яких будуть більші за  $k_B T$ .



64. Як зміниться довжина хвилі випромінювання інжекційного лазера, якщо ширина смужки робочого тіла зменшиться до 0,03 мкм? Ширина забороненої зони напівпровідника 1,42 eВ, ефективні маси електронів та дірок 0,067 $m_0$  та 0,082 $m_0$ .

56 Як зміниться довжина хвилі випромінювання інжекційного лазера, якщо ширина смужки робочого тіла зменшиться до 0,03 мкм. Ширина забороненої зони н/п 1,42 eВ, ефективні маси електронів та дірок 0,067 $m_0$  та 0,082 $m_0$ .

$$d_a = 0,03 \text{ мкм}$$

$$E_g = 1,42 \text{ eВ}$$

$$m_{e,p}^* = 0,067 m_0$$

$$m_h^* = 0,082 m_0$$

Розв'язок

У двовимірному випадку відбувається квантування, а тому

$$\hbar\omega = E_g + E_c + E_v, \text{ де } E_c \text{ і } E_v - \text{енергії роздірних підзонах}$$

$$E_{c,v} = \frac{\hbar^2}{2d_a^2 m_{e,p}^*} n^2, \text{ де } n - \text{квантове число}$$

$$E_c = \frac{(6,64 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot (0,03 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 0,067 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \cdot 1 \approx 4,01 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}$$

$$\approx 0,025 \text{ eВ}$$

$$E_v \approx 0,02 \text{ eВ}$$

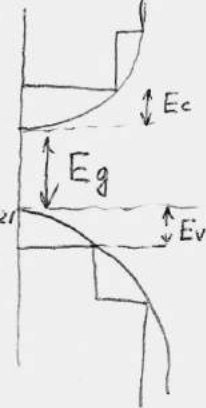
$$\Delta(\hbar\omega) = E_c + E_v \Rightarrow \Delta\omega = \frac{E_c + E_v}{\hbar} \approx 1,08 \cdot 10^{13} \text{ Гц} - \text{зміна частоти}$$

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\omega} - \frac{c}{\omega + \Delta\omega} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}, \text{ довжина хвилі зменшиться на цю довжину}$$

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{c}{\omega_1} - \frac{c}{\omega_1 + \Delta\omega}, \text{ де } \omega_1 = \frac{E_g}{\hbar} \approx 3,42 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

$$\Delta\lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{3,42 \cdot 10^{14}} - \frac{3 \cdot 10^8}{3,53 \cdot 10^{14}} = (8,77 - 8,49) \cdot 10^{-7} \text{ м} \approx 28 \text{ нм}$$

Отже  $\lambda$  зменшиться на 28 нм



## 65. Методи ізоляції елементів інтегральних мікросхем.

ФІЗИЧНА МІКРОЕЛЕКТРОНІКА ч.2. Находкін М.Г., Шека Д, І. ст.355 (в пдф ст.364)

Існують 4 типи ізоляції ІМС, а саме:

- за допомогою зворотно зміщених р-n переходів, (1)
- за допомогою тонких плівок  $\text{SiO}_2$ , (2)
- за допомогою діелектричних, шарів відмінних від  $\text{SiO}_2$ , (3)
- за допомогою повітряних проміжків. (4)

(1) Ізоляція за допомогою зворотно зміщених р-n переходів (діодна ізоляція):

між окремими елементами ІМС знаходяться р-n переходи. Якщо за допомогою зовнішнього джерела напруги зворотно змістити всі р-n переходи, то між ними не буде йти струм і вони служитимуть ізолюючими прошарками між окремими елементами ІМС.

Перевагою такого способу ізоляції є те, що не виникає потреби вводити додаткові технологічні операції: всі елементи ІМС виготовляються у приповерхневій частині напівпровідникової підкладки у за допомогою однакової технології.

Проте метод діодної ізоляції має також свої недоліки, а саме:

- необхідність використання зовнішнього джерела напруги для створення зворотного

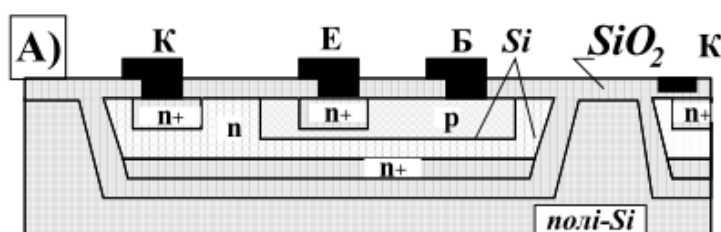
зміщення на р-n переходах між елементами ІМС;

- складність еквівалентних схем, тому що потрібно додатково враховувати ємності

зворотно зміщених р-n переходів;

- наявність гальванічних зв'язків між зворотно зміщеними р-n переходами тощо.

(2) Ізоляція за допомогою тонких плівок  $\text{SiO}_2$ :



Один із прикладів ізоляції за допомогою  $\text{SiO}_2$ , зображений на рис. Елементи схеми

розміщуються в окремих комірках, ізольованих одна від одної шарами  $\text{SiO}_2$ . Технологія виготовлення ІМС з ізоляцією шарами  $\text{SiO}_2$  відрізняється від технології ІМС із діодною ізоляцією. Вона є складнішою і складається з 6-тих етапів.

(3) Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від  $\text{SiO}_2$   
Замість  $\text{SiO}_2$  для ізоляції можна використовувати й інші діелектрики, наприклад, ситал. Щоб у системі не виникало додаткових напружень й ці діелектрики не тріскались й не відлущувались, вони повинні мати близькі за величиною температурні коефіцієнти лінійного розширення до відповідних коефіцієнтів  $\text{Si}$ . Ситал відповідає таким вимогам й має значний коефіцієнт теплопровідності, що полегшує охолодження ІМС.

#### (4) Ізоляція повітряними проміжками

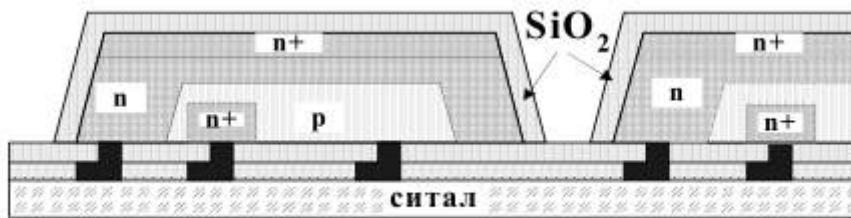


Рис.12.34. Мезоструктура з ізоляцією повітряними проміжками.

ізоляції зображений на рис.12.34.

Найчастіше метод повітряної ізоляції застосовують при виготовленні ІМС на основі  $\text{Si}$  на ситалі або на сапфірі. Спочатку на сапфіровій підкладчинці формують ізольовані за допомогою  $\text{SiO}_2$  островці  $\text{Si}$ . Для їх формування застосовують методи епітаксialного вирощування монокристальних плівок. Потім на цих островцях  $\text{Si}$  виготовляють окремі ІМС груповим методом і здійснюють їх з'єднання.

Проте найбільш перспективними з точки зору збільшення густини монтажу є комбіновані методи ізоляції елементів ІМС.

Іноді для ізоляції використовують повітряні проміжки між елементами ІМС. Приклад такої

## 66. Проаналізуйте, яку роль грають гетероструктури в мікроелектроніці. Наведіть приклади гетероструктур, що використовуються.

Якщо йдеться про контактні структури між різними речовинами, наприклад, металу з напівпровідником або між двома різними напівпровідниками, то їх називають *гетеропереходами*. Вони досить широко використовуються для побудови напівпровідникових приладів. (практично у всіх галузях мікроелектроніки) (нано-мікро електр. с. 143)

Справа в тім, що коли з'єднуються два матеріали хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1 = F_2$ ). Але за рахунок різних робіт виходу виникає контактна різниця потенціалів. Електричне поле контактної різниці потенціалів створює просторовий перерозподіл зарядів, що знаходить відображення на зонній діаграмі у вигляді вигину зон біля гетеропереходу.

Приклади:

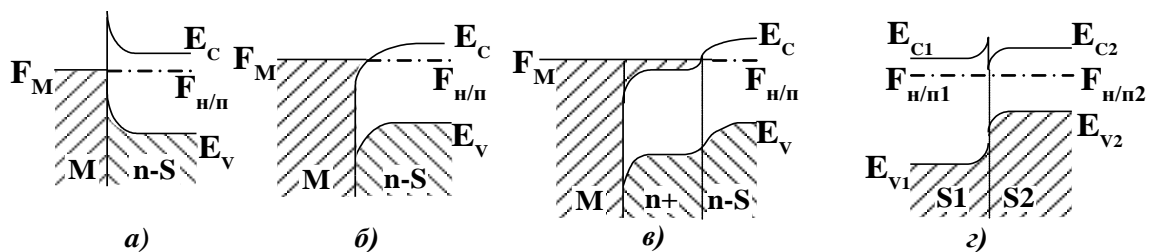


Рис.6.1. Енергетичні діаграми гетеропереходів: а) бар'єр Шотткі,  $\phi_M > \phi_{n/p}$ ; б) антизапірний шар,  $\phi_M < \phi_{n/p}$ ; в) омичний контакт  $\phi_M < \phi_{n/p}$   $n^+ - n$  р-типу; г) гетероперехід між двома  $n/p$  (S1 та S2) із різними забороненими зонами.

Якщо робота виходу менша ніж у сусіда вигин зон відбувається вниз, якщо більша – то вгору. (стосується тільки  $n-p$ , у металів не вигинаються).

На гетеропереходах може відбуватись просочування нерівноважних надлишкових носіїв заряду в напівпровідник (діелектрик). Це явище називається **інжекцією носіїв струму**. Деякими з цих механізмів можна керувати, тому інжекція електронів у напівпровідникових приладах знайшла широке застосування.

Деякі конкретні приклади застосування гетероструктур:

- Швидкодіючі діоди, транзистори и тиристори.

(Наприклад польові транзистори на гетеропереході на основі напівпровідникових сполук, наприклад,  $AlInBV$ ,  $AlVBIV$  або напружених сплавів  $SiGe$ . Діоди Шоткі, HEMT-транзистори (high-electron-mobility-transistor) (у них канал провідності утворюється в об'ємі

напівпровідникової структури на глибині ( $\sim 150 \text{ \AA}$ ) від поверхні. Тому на електрони в  $2D$  каналі слабо впливають такі різновиди розсіяння: • кулонівське розсіяння іонізованими донорами, бо вони просторово відокремлені від 2DEG у каналі провідності нейтральною прокладкою товщиною  $d \neq 0$ , що згідно (3.61) збільшує рухливість носіїв, • нерівностями поверхні напівпровідників, бо його границя віддалена від каналу; • дефектами, котрі часто важко усунути, коли канали провідності створюються в приповерхневих шарах напівпровідників; • нерухомими зарядами на границі з оксидними шарами тощо. Ці особливості  $2D$  каналу на гетеропереході дозволяють отримувати в ньому великі рухливості носіїв.)

- Оптиелектронні прилади (гетеролазери, гетеро світлові діоди)

Найкращі параметри мають світловипромінюючі діоди (СВД), виготовлені на основі гетеропереходів. Світловипромінюючі діоди (СВД) або просто сві-тлодіоди (СД) є основними електролюмінесцентними джерелами некогерентного світла. Основною їх функціональною частиною є гомо або гетеро  $p$ - $n$  перехід або бар'єр Шотткі. За допомогою електричних полів, що створюються напругою на переході або бар'єрі, збуджуються носії заряду, котрі рекомбінують з випромінюванням світлових квантів

Найбільш широко в СВД використовують гетеропереходи із напівпровідни-кових сполук  $A_{III}B_V$  та їх 3-х та 4-х компонентних твердих розчинів. (функц. Електр. Стр. 94)

*Напівпровідникові інжекційні лазери, які генерують когерентне випромінювання за своєю будовою схожі на СВД і складаються із напівпровідникового діода малого розміру  $\sim 250 \times 25 \times 100 \text{ мкм}$ , бокові грані якого утворюють оптичний резонатор (рис.7.1). ( ФЕ стр.105)*

- Приймачі оптичного випромінювання (фотодіоди, лавинні фотодіоди, фототранзистори, фоторезистори, перетворювачі ІЧ-випромінювання в видиме)

-Фотодіоди можна виготовляти за допомогою  $p$  -  $n$  гетеропереходів між двома напівпровідниками з різними ширинами заборонених зон ( $E_{g1} \neq E_{g2}$ ). Світловий сигнал надходить до фотодіода крізь широкозонний напівпровідниковий шар, наприклад,  $p^+$ -GaAlAs, служить прозорим вікном для випромінювання. Воно не поглинається в ньому через те, що енергія його квантів менша ширини забороненої зони ( $h\nu < E_{g1, \text{GaAlAs}}$ ). Це дозволяє зменшити втрати при розповсюдженні випромінювання на шляху до активної зони фотодіода та змістити її в об'єм напівпровідника, де значно менше поверхневих станів, які збільшують рекомбі-наційні втрати носіїв.

-Біполярні транзистори також можна зробити фоточутливими. Для цього потрібно забезпечити умови поглинання світла в базовій області транзистора. Для цього потрібно спеціально підбирати його конфігурацію. В транзисторах з гомопереходами, наприклад, на основі германію та кремнію використовується планарна модель з базовою областю наближеною до поверхні вхідного вікна (рис.9.13). Фототранзистори включаються в схеми із загальним емітером та плаваючою базою. і вони можуть виконувати функції фото-детекторів. Такі транзистори називаються *фототранзисторами*. Підсилення транзисторів забезпечує йому досить високу фоточутливість. (ФЕ с.124)

- Сонячні батареї на основі гетеро структур типа n-p-p (КПД 25%)

## 67. Які фізичні явища використовуються для побудови модуляторів світлового променя?

Метою управління світловими променями є введення інформації в несучи світ-лову хвилю шляхом зміни одного або декількох її параметрів. Світлова хвиля характе-ризується такими параметрами: амплітудою, частотою, фазою, поляризацією та на-прямком її розповсюдження. Зміна цих параметрів під дією керуючого сигналу при управлінні світловими потоками називається *модуляцією світла*<sup>1</sup>. В залежності від ви-бору параметра, що модулюється, розрізняють такі різновиди модуляції: *амплітудна, фазова, частотна, поляризаційна, просторова* та більш складні різновиди, коли змінюються одночасно декілька параметрів світлової хвилі.

Модуляція здійснюється за допомогою взаємодії оптичного випромінювання з динамічними неоднорідностями в середовищі, в якому воно або генерується, або роз-повсюджується. *В першому випадку* (рис.5.1.а), коли взаємодія відбувається безпосе-редньо під час генерації світла, модуляція називається *внутрішньою або безпосеред-ньою*. *Зовнішньою модуляцією світла* зветься модуляція яка здійснюється під час розповсюдження не модульованої світлової хвилі в оптичному середовищі, в якому керуючий сигнал створює динамічні неоднорідності.

Для здійснення внутрішньої або безпосередньої модуляції використовують за-лежність випромінювання світла джерелами від напруг або струмів, що протікають в них, або від параметрів їх резонаторів. Наприклад, інтенсивність світла, що випромі-нюється світловипромінюючими діодами та лазерами, або їх потужність випромінювання залежать від струмів їх збудження. Це означає, що зміну інжекційного струму в р-п переході СВД або струму накачки лазера за зада-ним законом можна модулювати інтенсивність світла, що вони випромінюють.(ФЕ с.150)

Для здійснення зовнішньої модуляції використовують фізичні явища взаємодії світла з речовиною різної природи: *механічні, електричні та магнітні* (рис.на наступній сторінці).

*Фотопружним ефектом* називається зміна діелектричної проникності  $\Delta\epsilon(S)$  або відповідного показника заломлення  $\Delta n(S) = \left| 0,5 \cdot \epsilon^{-1/2} \Delta\epsilon(S) \right|$  під дією деформації  $S$ . Фотопружний ефект існує у всіх трьох фазах речовин: твердій, рідкій та газовій. *Фотопружність створює оптичну анізотропію в*

ізо­тропних тілах або змінює її в анізотропних тілах. Виникає подвійне променезаломлення та дихроїзм.

Ефектом Фарадея називається зміна кута обертання площини поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла  $\theta$ , що проходить крізь прозору речовину.

Ефект Поккельса є проявом подвійного променезаломлення світла в анізотропному середовищі, анізотропія якого створюється або змінюється під дією електричного поля. Анізотропним оптичним середовищем називається кристал, в якому показник заломлення або фазова швидкість світла залежать від напрямку його розповсюдження. Електричне поле змінює розподіл електронів в кристалі. Відбувається електронна поляризація кристалу, що призводить до зміни власних частот кристалу, тобто до зміни дисперсії світла в кристалі. Електричне поле змінює складові показника заломлення ( $n_i$ ) вздовж різних осей кристалу прямо пропорційно його напруженості  $E$ . Ці зміни залежить від напрямку осей в кристалі. Анізотропний кристал в електричному полі змінює свої подвійнозаломні властивості, а ізо­тропний кристал може стати анізотропним і почне виявляти подвійнозаломні властивості.





### 68. Спробуйте оцінити роздільну здатність методу фотолітографії.

Роздільна здатність фотолітографічних методів обмежується здебільшого сферичною аберацією та дифракційними ефектами.

Вплив останніх може бути оцінений за допомогою критерія Релея.

$r_d = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin(\alpha)}$ , де  $\lambda$  довжина хвилі світла,  $n$ - показник заломлення середовища,  $\alpha$ - кутова апертура. Причому типово  $\alpha$  досить мале і тому  $\sin(\alpha) \sim \alpha$ .

Сферична аберація (поперечна) може бути оцінена як:  $r_{cf} = C\alpha^3$  де  $C$  – деякий коефіцієнт, що залежить від параметрів системи. Тоді

$r = r_d + r_{cf}$ , дослідимо на мінімум:  $\frac{dr}{d\alpha} = -0.61 \frac{\lambda}{n\alpha^2} + 3C\alpha^2 = 0$  Звідки  $\alpha_{opt} = (0.61 \frac{\lambda}{3nC})^{1/4}$ , а  $r_{min} = 0.61 \frac{\lambda}{n\alpha_{opt}}$

Роздільна здатність  $\sim \frac{1}{r_{min}}$  Для фотолітографії характерні  $\lambda = 200 - 400$  нм.

## 69. Проаналізуйте за яких необхідних умов відбувається генерація світла лазерами.

Лазер збуджується струмом накачки  $I$ , що протікає крізь р-п перехід, При малих струмах накачки ( $I$ ) рекомбінаційна люмінесценція утворюється спонтанними переходами збуджених в зону провідності електронів на вільні рівні валентної зони. При збільшенні струму накачки зростає кількість інжектованих електронів та інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції  $L$  (рис.7.2 при  $0 < I < I_c$ ). Коли струм накачки стає більшим деякої критичної величини ( $I > I_c$ ), вимушені переходи призводять до сильного зростання інтенсивності випромінювання  $L$  (рис.7.2.А) і зменшення ширини його спектрального розподілу (рис.7.2.Б).

Для генерації когерентного світла - *лазерного ефекту* необхідно, щоб його підсилення в активному шарі компенсувало всі можливі втрати, зв'язані з частковим пропусканням і поглинанням світла дзеркалами резонатора, розсіянням і поглинанням світла в тілі лазера.

Нехай зсередини на одне із дзеркал падає світловий потік з потужністю  $L_0$ , після багатьох проходжень системи інтенсивність може бути записана у вигляді

$$L = L_0 R \cdot \exp \{(\mu_{act} \xi - \mu) D\} \quad (7.1)$$

де  $\mu$  [ $см^{-1}$ ] - коефіцієнт оптичних втрат на шляху одиничної довжини,  $\mu_{act}$  [ $см^{-1}$ ] - коефіцієнт підсилення світла на одиниці довжини збудженого активного шару,  $\xi$  - коефіцієнт утримування (обмежування) світла. Він врахує, що через дифракцію поперечний просторовий розподіл світлової хвилі (резонансної поперечної моди) - її поперечний розмір  $d_0$  в резонаторі більший за товщину активного шару  $d_a$  ( $d_0 > d_a$ ) (рис.7.5.b). Це означає, що лише частина фотонів лазерних мод залишиться в межах активного шару, що зменшує коефіцієнт підсилення в  $\xi$  разів. Саме ця частина фотонів  $\xi$  викличе вимушене випромінювання, яке підсилює світло. Тому добуток  $\mu_{act} \xi$  називається *коефіцієнтом підсилення моди резонатора*. Коефіцієнт утримування (обмеження) світла  $\xi$  залежить від  $d_a/d_0$ . При  $d_a/d_0 < 0,1$   $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ , де  $m < 2$ , при  $0,1 < d_a/d_0 < 1$   $\xi \sim d_a/d_0$ , а при  $d_a/d_0 > 1$  залежність насичується і  $\xi$  прямує до 1.

На порозі генерації ефективне підсилювання світла повинно перевищувати його втрати, тобто повинна виконуватись умова  $L \geq L_0$ , або з урахуванням формули (5.10)

$$\mu_{\text{act}} \xi \geq \mu + \mu_R \quad (7.2)$$

де  $\mu_R = (1/D) \cdot \ln(1/R) [\text{см}^{-1}]$  - коефіцієнт втрат на випромінювання крізь дзеркала резонатора. Таким чином, на порозі генерації коефіцієнт підсилення світла активним шаром прямо пропорційний концентрації електронів (дірок)  $n_e$  в активному шарі

$$\mu_{\text{act}} = \sigma_e (n_e - n_{\text{eg}}) \quad (7.3)$$

$\sigma_e$  - ефективний переріз вимушеного випромінювання,  $n_{\text{eg}}$  - порогова концентрація носіїв, при якій гаситься міжзонне вимушене поглинання і починається підсилення світла. Ефективний переріз вимушеного випромінювання залежить від природи речовини через коефіцієнт Ейнштейна  $A$ , довжини хвилі  $\lambda$  і форми контуру спектральної лінії. Для гаусівської спектральної лінії з довжиною хвилі  $\lambda$  і напівшириною спектрального контуру  $\Delta\nu$

$$\sigma_e = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2 A}{8\pi} = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{\text{сп}}} \quad (\text{де } \tau_{\text{сп}} - \text{середній час}$$

життя носіїв в даному стані при спонтанних переходах ( $1/\tau_{\text{сп}} = A$ ),  $\lambda$  - довжина хвилі в активному середовищі з показником заломлення активного середовища лазера  $n_a$  ( $\lambda = c/vn_a$ ). Підстановка (7.2) і (7.3) в формулу (7.4) дає таку умову появи лазерного ефекту

$$\sigma_e (n_e - n_{\text{eg}}) \xi = \mu + \mu_R \quad (7.5)$$

де концентрація носіїв на порозі генерації  $n_{\text{eg}}$  визначається пороговим струмом накачки  $I_c$ .

$$n_e = \frac{I_c}{ed_a S \tau} = \frac{J_c}{ed_a \tau} \quad (7.6)$$

де  $J_c = I_c/S$  - порогова густина струму накачки,  $S$  - площа р-п переходу, крізь який відбувається інжекція носіїв,  $w$  - ширина смужки активного шару,  $\tau$  - час генерації носіїв. Комбінуючи (7.5) і (7.6) остаточно отримаємо такий вираз для порогової густини струму накачки

$$J_c = \frac{ed_a \tau}{\sigma_e \xi} (\mu + \mu_R + \xi \mu_{\text{in}}) \quad (7.7) \text{ де } \mu_{\text{in}} = \sigma_e n_{\text{eg}}.$$

Порогова густина струму накачки є важливою величиною, яка характеризує втрати в лазері. Із формули (7.7) видно, що вона залежить від товщини активного шару  $d_a$ . Ця залежність має мінімум, тому що при  $d_a/d_0 >$

1 коефіцієнт  $\xi$  прямує до 1 і не залежить від  $d_a$ , а при  $d_a/d_0 < 0,1$  коефіцієнт утримування починає зменшуватись при зменшенні  $d_a$  за формулою  $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ . Тому при малих товщинах активного шару порогова густина струму зростає, а при великих - зменшується при зменшенні  $d_a$  (рис.7.7).

Зменшення  $J_c$  здійснюється за допомогою таких способів:

- *електронного обмеження* товщини активного шару  $d_a$ ,
- *оптичного обмеження* поперечної протяжності оптичної моди  $d_0$  і
- *одночасного електронного і оптичного обмежень*,
- зменшенням робочої температури.

## 70. Засади, що використовуються для просвітлення оптичних пристроїв.

**Просвітлення оптики** — збільшення прозорості деталей оптичних систем ([лінз](#), оптичних призм і тд) нанесенням на їхні поверхні тонкого шару діелектрика (або кількох шарів) з певним показником заломлення. Просвітлення використовується в оптоелектроніці, а точніше в фотодетекторах, де він слугує для збільшення інтегральної чутливості фотодетекторів.

Збільшення прозорості досягають шляхом зменшення коефіцієнта відбиття. Принцип дії просветлюючих покриттів заснований на явищі [інтерференції](#). На поверхню оптичної деталі (лінза, фотодіод) наносять тонку плівку, [показник заломлення](#) якої менше показника заломлення матеріалу оптичної деталі  $n_{пл} < n_{ст}$ . Промінь, відбитий від поверхні оточуюче середовище-плівка та від границі плівка-деталь когерентні. Можна підібрати товщину плівки так, щоб при інтерференції вони гасили б одна-одну. При цьому підсилюючи світло що проходить. (рис.3.3.3).

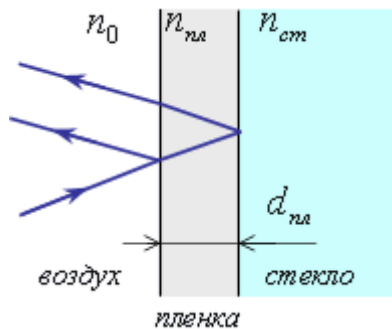


Рис.3.3.3. Просвітлення оптики.

Для цього, по-перше, амплітуди двох відбитих хвиль повинні бути однаковими ( $\rho_1 = \rho_2$ ), и, по-друге, фази (ейкональні) бути відмінні на половину періоду, ( $E_1 - E_2 = \frac{\lambda}{2}$  або  $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ ).

## 71. Особливості інтегрально оптичних схем. Генератори світла, світловоди та приймачі.

Оптоелектронні системи мають оптичну ланку, в якій для обробки сигналів використовуються процеси взаємодії світла з речовиною. За їх допомогою вдається забезпечити прийом, накопичення, обробку та передачу сигналів в оптичному діапазоні довжин хвиль. При цьому здебільшого застосовуються системи з подвійними - оптоелектричними засобами обробки сигналів. В них використовуються перетворення електричних сигналів в оптичні й навпаки – оптичних в електричні, що поєднує позитивні якості електричної та оптичної обробки сигналів.

Оптична ланка забезпечує такі позитивні якості систем обробки інформації:

- гальванічну розв'язку елементів схем шляхом використання оптичного каналу зв'язку між окремими електронними схемами;
- однонаправленість сигналів від джерела до приймача;
- обробку двовимірних і тривимірних сигналів (образів), бо оптичні сигнали залежать не тільки від часу, як це мало місце в електронних схемах, але й від координат;
- дозволяє використання при обробці сигналів крім амплітуди, частоти й фази ще і поляризації електромагнітних хвиль;
- велику роздільну здатність та інформаційну ємність, котрі пропорційні  $\lambda^2$ , де  $\lambda$  - довжина електромагнітної хвилі;
- паралельну й послідовну обробку інформації;
- високу перешкодостійкість оптичних міжз'єднань;
- обробку сигналів, засновану на дифракційних та інтерференційних явищах когерентних світлових хвиль, що відкриває шлях для використання голографії та швидкодіючих аналогових методів групової обробки інформації;
- технологічну інтеграцію оптоелектронних систем.

Необхідність використання інтеграції при створенні складних інформаційних систем спонукає до використання мініатюрних елементів і систем. У зв'язку з цим виникають особливості. Ці особливості оптичних властивостей можна розбити на дві групи: *структурну, функціональну*.

*Структурні:*

Відомо, що при зменшенні товщин тонких плівок починає змінюватись їх структура. Яскравим проявом таких змін є гранулярність плівок і зв'язане з нею забарвлення навіть металевих плівок. Його причиною не є інтерференція світла в тонких шарах речовини. М. Фарадей, Р. Вуд, Д.У. Релей, Г. Мі, Д. Максвелл-Гарнет та ін. довели, що зміна ефективних оптичних сталих речовини в тонких шарах, внаслідок чого з'являється забарвлення, аномальна прозорість і нові поляризаційні властивості,

пов'язані з особливостями розсіянням світла на окремих острівцях плівок. Ці явища дуже схожі на розсіяння світла двовимірними колоїдальними розчинами.

Кожний острівець металевої плівки радіуса  $a$  поляризується електричним полем електромагнітної хвилі. Утворюється диполь із поляризованістю  $\alpha$

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} a^3 \quad (10.39)$$

Якщо відстань між металевими острівцями менша довжини хвилі ( $a < \lambda$ ), то за допомогою формули Лоренц-Лоренца можна отримати вираз для ефективної діелектричної сталої

$$\varepsilon_{ef} \equiv (n_{ef} - ik_{ef})^2 = 1 + \frac{4\pi N' \alpha}{1 + \frac{4\pi}{3} N' \alpha} \quad (10.40)$$

де  $N'$  - об'ємна концентрація металевих гранул у плівці. Формула (10.40) показує, що ефективні оптичні константи залежать від концентрації острівців, їх розмірів і оптичних сталих матеріалів, з яких утворені острівці.

### Функціональна специфіка

Функціональна специфіка полягає в залежності оптичних сталих речовини її дисперсійних властивостей від розмірів зразка. Згідно формули (10.20а) дійсна та уявна частини діелектричної проникності або відповідні їм показники заломлення та поглинання світла залежать від таких фізичних властивостей речовини:

- механізмів релаксації "оптичних" електронів, котрі визначають коефіцієнти затухання  $\gamma_{jn}$ ;
- енергетичної структури, котра визначає набір власних частот  $\omega_{jn}$ ;
- густини станів;
- ймовірностей переходів між окремими станами, які залежать від відповідних матричних елементів переходів  $x_{jn}$  і визначають сили осциляторів  $f_{jn}$  тощо.

Електричні та магнітні поля діють на рух заряджених квазічастинок речовини й змінюють її оптичні характеристики. Електричне поле прискорює електрони "елементарних осциляторів", змінює поляризацію та розщеплює енергетичні рівні, внаслідок чого виникають такі ефекти як лінійний ефект Поккельса ( $(\Delta n \propto E)$ ), ефект Керра ( $(n_0 - n_e \propto E^2)$ ), ефект Франца-Келдиша (див. підрозділ 10.8.6.4) тощо. Магнітне поле індукує магнітний

момент та квантує “орбіти носіїв”, створюючи рівні Ландау (8 глава), внаслідок чого також змінюються оптичні характеристики речовини, зокрема, спостерігається ефект Коттона – Мутона ( $n_0 - n_e \propto B^2$ ) тощо. Ці явища застосовуються у оптоелектроніці. Приклади їх застосування викладені у нашому учбовому посібнику [10], присвяченому фізичним основам функціональної мікроелектроніки.

У другій главі було показано, що при зменшенні розмірів зразків відбуваються такі зміни їх фізичних властивостей;

- збільшення відносного внеску процесів поверхневого розсіювання носіївзаряду, що змінює середню довжину вільного пробігу, тобто призводить до *класичного розмірного ефекту*;
- поява нових частот поверхневих плазмових резонансів;
- зміна енергетичної структури та густини станів, коли розміри зразка стають сумірними з довжиною хвилі де Бройля і він набуває властивостей, притаманних системам зниженої  $2D$  та  $1D$  розмірностей, що призводить до появи *квантового розмірного ефекту*.

Ці зміни фізичних властивостей речовини повинні впливати на її оптичні характеристики як у відсутності, так і в присутності електричних та магнітних полів

**СВІТЛОВОДИ** :Взаємодія світла з речовиною із збереженням енергії квантів використовується у світловодах для каналізації енергії світлового сигналу. Світловодами, або *інтегрально-оптичними* хвилеводами, називаються канали для передачі оптичних сигналів. Здебільшого вони побудовані з тонких діелектричних плівок або смужок, в яких за допомогою взаємодії світла з речовиною вдається здійснити направлене розповсюдження електромагнітних хвиль у діапазоні від 0,1 до 10  $\mu\text{м}$  –так званий хвилевідний ефект. Цей діапазон обмежене, головним чином, існуючим діапазоном лазерного випромінювання й властивостями матеріалів, що застосовуються для виготовлення світловодів.

Світловоди за своїм призначенням та властивостями дуже схожі на металеві хвилеводи НВЧ діапазону. Проте вони мають і суттєві відмінності, а саме:

- поперечні розміри світловодів повинні бути сумірними з довжиною світлових хвиль ( $\lambda$ ) і тому за порядком величини становлять  $\sim \mu\text{м}$ , тобто в  $\sim 10^3 \div 10^4$  разів менші розмірів НВЧ хвилеводів;

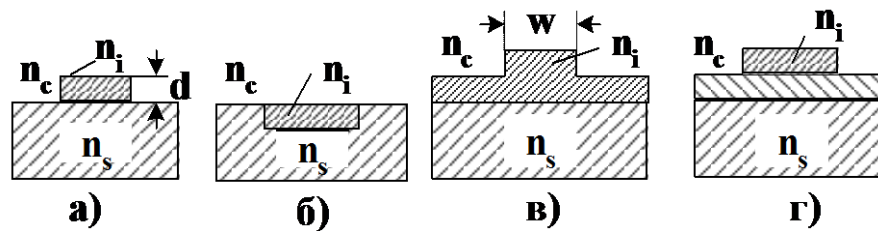


- енергія розповсюджується як у світловодах, так і в навколишньому просторі, тоді як у екранованих НВЧ хвильоводах уся енергія розповсюджується лише всередині хвильоводів;

- на відміну від НВЧ діапазону, в якому антени, що використовуються для генерації хвиль, мають малі апертури, в оптичному діапазоні лазерні джерела генерації електромагнітних хвиль мають великі апертури, що змінює умови збудження хвиль у світловодах.

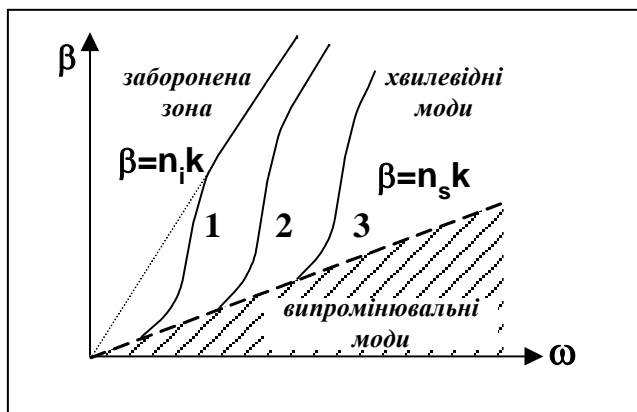
Механізм каналізації електромагнітних хвиль зв'язаний з явищем *повного внутрішнього відбиття світла*, коли світло відбивається від границі матеріалу з меншою густотою при кутах падіння більших критичного кута ( $\varphi > \varphi_c = \arcsin(n_{s,c}/n_i)$ ), де  $n_i$ -показник заломлення речовини хвильоводу,  $n_s$ -показник заломлення речовини підкладки,  $n_c$ -показник заломлення речовини, що покриває хвильовід.

Конструктивно інтегрально-оптичні хвильоводи виконуються *планарними* або *смужковими* і характеризуються товщиною  $d$  та сумірною з



**Рис.10.1. Поперечні перерізи світловодів: а) загального вигляду, б) зануреного, в) гребінчастого, г) з покриттям**

$d$  шириною  $w$ . На рис.10.1 зображені поперечні перерізи світловодів, котрі найбільш часто використовуються в оптоелектроніці і інтегральній оптиці.



На рис.10.4 зображена типова дисперсійна діаграма (залежність  $\beta(\omega)$ ) для ідеального планарного світловоду без врахування омичних втрат і втрат, обумовлених розсіянням світла неоднорідностями речовини і її границь. Видно, що хвильовідні моди існують в області, що

знаходиться між прямими  $\beta = n_i \omega/c = n_i k$  і  $\beta = n_s \omega/c = n_s k$  або в межах  $n_c n_s \leq \beta/k < n_i$ . Це означає, що фазова швидкість мод не може бути більшою фазової швидкості плоских хвиль, котрі розповсюджуються в матеріалі

підкладинки ( $v_s = c/n_s$ ), і не менше фазової швидкості плоских хвиль у речовині хвилеводу ( $v_i = c/n_i$ ).

Розповсюдження світла в інтегрально-оптичних хвилеводах супроводжується такими явищами:

- затуханням оптичних сигналів,
- релесівським розсіюванням світла,
- поглинанням світла,
- розширенням коротких імпульсів світла,
- нелінійними процесами.

#### **Генератори світла:**

(ФЕ с. 87) Джерела некогерентного світла в оптоелектроніці генерують несучу сигнал елек-тромагнітну хвилю або світловий сигнал, що відображає інформацію.

Генерація оптичного випромінювання здійснюється здебільшого за допомогою трьох фізичних процесів:

- теплового випромінювання,
- люмінесценції,
- гальмівного випромінювання зарядженими частинками.

Найбільш поширеними методами генерації світла є тепловий та люмінесцентний. З них лише люмінесцентний знайшов застосування в оптоелектроніці тому, що саме він дозволяє створювати джерела світла, що найбільш повно задовольняють функці-ональним вимогам до джерел випромінювання оптоелектронних пристроїв. Світловипромінюючі діоди (СВД) або просто сві-тлодіоди (СД) є основними електролюмінесцентними джерелами некогерентного світла. Основною їх функці-ональною частиною є гомо або гетеро р-п перехід або бар'єр Шотткі. За допомогою електричних полів, що створюються напругою на переході або бар'єрі, збуджу-ються носії заряду, котрі рекомбінують з випромінюван-ням світлових квантів. Спонтанна рекомбінаційна люмі-несценція біля переходів є джерелом некогерентного ви-промінювання світла в СВД.

(ФЕ с. 98) Крім інжекційних безпорогових напівпровідникових світло випромінюю-чих діодів (СВД), котрі генерують неко-герентне випромінювання, використовую-ються **напівпровідникові інжекційні лазери, які генерують когерентне ви-промінювання.** За своєю будовою вони схожі на СВД і складаються із на-півпровідникового діода малого розміру  $\sim 250 \times 25 \times 100$  мкм, бокові грані якого утворюють оптичний резонатор (рис.7.1). Лазери збуджуються струмом накачки  $I$ , що протікає крізь р-п перехід, Вони відносяться до порогових приладів. При малих струмах

накачки ( $I$ ) рекомбі-наційна люмінесценція утворюється спонтанними переходами збуджених в зону провідності електронів на вільні рівні валентної зони. При збільшенні струму накачки зростає кількість інжекттованих електронів та інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції  $L$  (рис.7.2 при  $0 < I < I_c$ ). Коли струм накачки стає більшим деякої критичної величини ( $I < I_c$ ), вимушені переходи призводять до сильного зростання інтенсивності випромінювання  $L$  (рис.7.2.А) і зменшення ширини його спектрального розподілу (рис.7.2.Б). За цих умов лазери генерують монохроматичне *когерентне світло* в межах спектральної смуги люмінесценції з довжиною  $\lambda \geq hv/Q$  ( $\lambda_{[мкм]} = 1,2398 \cdot Q^{-1}$ ), де  $Q$  – ширина забороненої зони в  $eV$ .

**(ФЕ с. 114) Фотодетектори** є приймачами оптичних сигналів. В них відбувається перетворення оптичних сигналів - модульованих оптичних хвиль, що поглинаються детектором, в електричні сигнали. Кванти світла, що поглинаються, збуджують електрони на більш високі енергетичні рівні. В залежності від підсистеми фотодетектора, котрій передається енергія квантів розрізняють теплові та фотоелектричні детектори світла. В теплових фотодетекторах енергія світлових квантів після різноманітних процесів, що відбуваються у речовині за участю збуджених електронів, передається її атомам (молекулам), які починають швидше рухатись. Підвищення температури або поява градієнту температури в речовині детектора є причиною появи таких ефектів, які можна використати для оцінки величини оптичного сигналу:

- залежність поляризації піроелектричних кристалів від температури ( $\Delta P = \gamma \Delta T$ ) *піроелектричний ефект*, який використовується в піроелектричних фотоприймачах;
- залежність тиску газу від температури  $p = kT/V$  в замкненому об'ємі, що використовується в *комірках Голя* (в цих детекторах зміна тиску додатково перетворюється в електричний сигнал);
- *деформація та розширення* твердих тіл при нагріванні;
- залежність термоелектрорушійної сили від градієнту температур - *явище Зеебека*;
- зміна електроопору, надпровідності від температури, що використовується в болометрах.

В фотоелектронних детекторах енергія світлових квантів, що поглинаються, передається електронній підсистемі речовини детектора. Збуджені носії заряду змінюють стан свого руху, внаслідок чого виникають

такі явища, як зовнішній та внутрішній фотоефект, які дозволяють перетворювати оптичний сигнал в електричний.

Фотодетектори повинні мати такі характеристики:

- однаковий з генераторами спектральний діапазон;
- узгоджену з генераторами інерційність фотовідгуку;
- значну квантову ефективність, достатню для детектування оптичних сигналів від генератора;
- значну чутливість;
- значне відношення сигнал/шум або значну виявну здатність  $D^*$ , достатню для реєстрації сигналу від генератора;
- мініатюрність,
- технологічність та малий розкид параметрів, сумісність з фотогенераторами, лініями оптичного зв'язку та іншими елементами мікроелектроніки як в процесі їх виготовлення, так і в процесі спільної роботи.

**72. На поверхні кремнію існує р-типу збіднений шар. Концентрацією електронів в цьому шарі можна знехтувати. Знайти товщину області просторового заряду при кімнатній температурі, якщо поверхневий потенціал  $V_s = 0,25 \text{ В}$ , а об'ємна концентрація неглибоких повністю іонізованих акцепторів становить  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .**

Розглянемо одновимірний випадок, для якого розв'яжемо рівняння Пуассона (замість  $p$  пишіть  $N_a$ )!!!!

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} [p - p(x)] = -\frac{4\pi e p}{\epsilon} \left[ 1 - e^{-\frac{eV}{kT}} \right] \text{ при таких граничних умовах}$$

$$\begin{cases} V = 0 \\ \frac{dV}{dx} = 0 \end{cases} \text{ при } x \rightarrow \infty \text{ і } V = V_s \text{ при } x = 0. \text{ Введемо нову змінну } u$$

$= dV/dx$ , тоді

$$\int_{eV/kT}^{eV_s/kT} [u - 1 + e^{-u}]^{-1/2} du = \frac{x\sqrt{2}}{L_D}, \text{ де } L_D = \left( \frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 p} \right)^{1/2}$$

При умові  $u = \frac{eV}{kT} \ll 1$  об'ємний заряд малий, а при  $u = \frac{eV}{kT} \gg 1$  він сталий і рівний  $ep$ . В цьому разі ширина області просторового заряду визначиться таким чином

$$\delta = x_m = \frac{L_D}{\sqrt{2}} \int_1^{\frac{eV_s}{kT}} \frac{du}{[u - 1 - e^{-u}]^{1/2}} = \left( n p u \quad e^{-u} \ll u \right) \cong \frac{L_D}{\sqrt{2}} \int_1^{\frac{eV_s}{kT}} \frac{du}{[u - 1]^{1/2}} = L_D \sqrt{\frac{2eV_s}{kT}} = 5,7 \cdot 10^{-5} [\text{см}]$$

**Відповідь.  $\delta = 0,54 \text{ мкм}$**

### 73. Де використовуються в мікроелектроніці тунельні явища?

#### Наведіть приклади.

Важливими застосуваннями явища тунелювання є [резонансний тунельний квантовий діод](#) та [тунельний мікроскоп](#), тунелювання використовується для розрядки елементів [флеш пам'яті](#).

тунельна спектроскопія дає можливість досліджувати різноманітні особливості енергетичного спектру твердих тіл в приповерхневій області. Вона досить швидко розвивається і застосовується для досліджень приповерхневих станів твердих тіл. Поєднання її з тунельною скануючою мікроскопією, дає унікальні можливості досліджувати енергетичні особливості дослідження електронних станів в окремих місцях поверхні з атомною роздільною здатністю.

В тунельних р-п діодах з сильним ступенем легування р- і n- областей, коли концентрація донорів та акцепторів становить  $\sim 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$  створюється надзвичайно вузький р-п перехід протяжністю  $\sim 100 \text{ \AA}$ . В вузькому переході навіть при помірних напругах утворюються великі електричні поля напруженістю  $\sim 10^6 \text{ В/см}$ . Цих полів достатньо для того, щоб створити сприятливі умови для міжзонне тунелювання. Воно використовується в тунельних діодах.

Резонансне тунелювання можна використати при розробці нових різновидів польових транзисторів. Для цього в області каналу провідності потрібно створити потенціальні бар'єри, які виділять дуже малу частину каналу, в якій виникнуть розмірні підзони. Схема такого транзистора зображена на рис.6.14. Наявність розмірних підзон, положення яких може змінюватись за допомогою напруги на затворі, дозволяє створювати умови для здійснення резонансного тунелювання. Енергія електронів, що йдуть від витоку до тунельного бар'єру, повинна для тунелювання збігатись з дозволеною енергією всередині потенціальної ями, котра створюється за допомогою потенціалу затвору.

Резонансне тунелювання і зокрема напівпровідникові двохбар'єрні системи застосовуються не тільки для створення НВЧ діодів, але й для створення транзисторів та інших складних мікроелектронних схем. При цьому двохбар'єрні системи використовуються як емітери, бази та колектори. Це дозволяє отримувати на їх вольтамперні характеристики з ділянками (однієї або декількох) з від'ємним диференціальним опором та працювати в області НВЧ. Зокрема, якщо двохбар'єрні системи використовуються як емітери, то вдається в десятки разів зменшити енергетичний розкид електронів, що інжектують і базу. Це покращує властивості транзисторів на гарячих електронах. Тому докладаються значні зусилля для подальшого

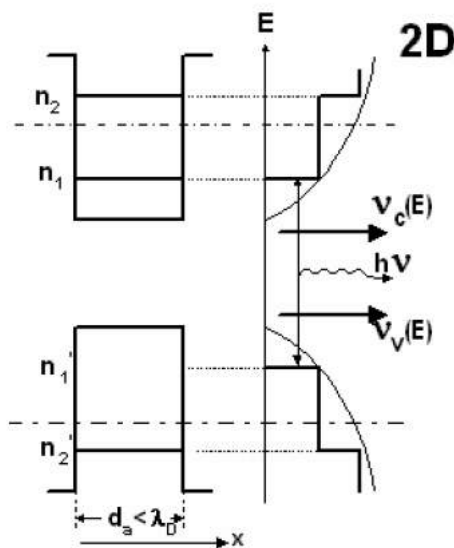
вдосконалення досить складної нанотехнології виготовлення багатобар'єрних систем.

## 74. Як впливають квантові розмірні ефекти на роботу інжекційних лазерів.

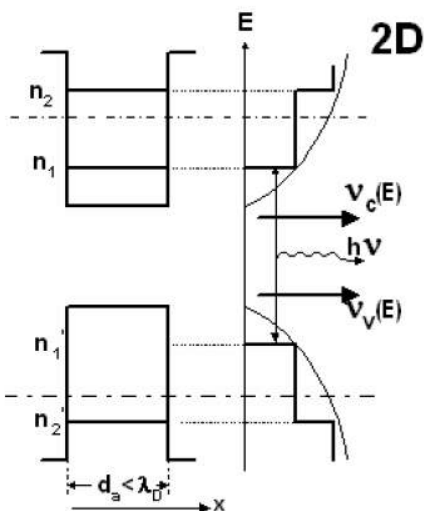
Лазери з квантовими розмірними шарами мають розміри активної речовини сумірні з довжиною хвилі де-Бройля, і тут починається вплив квантових розмірних ефектів. За цих умов збільшується взаємодія світла з середовищем в перерахунку на один оптичний перехід, зростає коефіцієнт підсилення світла, зменшується струм накачки.

В квантових розмірних системах змінюється енергетична структура – зони розбиваються на розмірні підзони, і змінюється густина станів. Розрізняють три випадки квантових розмірних структур:

- *двовимірний випадок (2D)* або випадок квантових ям, коли зразок має вигляд тонких плівок і квантове обмеження відбувається лише в одному напрямку вздовж однієї із координатних осей, наприклад, осі  $X$  ( $d_a < \lambda_D$ ), а вздовж інших осей рух носіїв не обмежений;
  - *одновимірний випадок (1D)* або випадок квантових дротів або ниток, коли зразок має вигляд дроту або тонкої смужки і має місце квантове обмеження в двох напрямків вздовж осей  $x$  і  $y$  – по товщині  $d_a < \lambda_D$  і ширині активного шару  $W < \lambda_D$ , а вздовж третього напрямку – осі  $z$  квантове обмеження відсутнє і рух носіїв не квантований;
  - *нульвимірний ефект (0D)* або випадок квантових точок, коли в зразку має місце квантове обмеження в трьох напрямках  $d_a, W < \lambda_D$ .
- А тепер найголовніше:



навіть  $20 \text{ A/cm}^2$ .



– В 2D випадку на краях підзон різко збільшується густина станів і концентрація носіїв, що беруть участь у вишених переходах. Ця обставина збільшує коефіцієнт підсилення світла і зменшує порогову густину струму накачки з  $10^3 \text{ A/cm}^2$  до  $100 \text{ A/cm}^2$ , а в кращих лазерах на квантових ямах GaAs густина струму накачки сягає

– Зменшується напівширина спектральної лінії, що випромінюється.

– Квантові розмірні інжекційні лазери більш стабільні до коливань температури, тому що носії засереджуються на дні розмірної підзони, якщо потенціальна яма глибока, і потрібна підвищена температура для суттєвої зміни цього розподілу.

Перехід до приладів з використанням систем ще меншої розмірності 1D і 0D, коли розміри зразка вздовж двох або трьох координатних осей стають меншими, ніж



довжина електронної хвилі де-Бройля, призводить до подальшого зменшення протяжності енергетичного розподілу густини станів і концентрації носіїв.

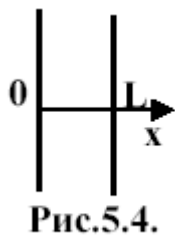
**Висновки:** Лазери з квантовими розмірними шарами, розміри яких  $\approx 10\text{нм}$ , мають низькі порогові струми, високу швидкість прямої модуляції, меншу ширину спектральної лінії і знижену температурну залежність порогового струму.

**75. Порівняйте два сандвіча однакових розмірів з вакуумним та діелектричним зазорами ( $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2=10$ ). У якому із них струм обмежений просторовим зарядом більший та у скільки разів**

*Ця задача поставлена трохи не коректно і не має чисельної відповіді. Тому що для діелектрику струм залежить від напруги по квадратичному закону, а для вакууму – по закону  $3/2$ . І вирази для струмів дуже сильно відрізняються, і якщо знайти відношення одного до іншого то куча величин НЕ поскорочується і фіг ми що порахуємо. Але розв'язок який буде представлено нижче все-ж мабуть правильний, бо Находкін його прочитав і поставив „плюс”.*

Просторовий заряд починає утворюватись при великому рівні інжекції неосновних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника.

Розглянемо нескінченний діелектричний сандвіч товщиною  $L$ , виготовленого із однорідного діелектрика без пасток з плоскими зонами. Інжекцію для простоти вважаємо монополярною.



Густина дрейфового струму інжектowanego рухливого заряду:

$$j = \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{Q\mu_n V}{L^2}, \text{ де } t_{dr} = L / \mu_n E - \text{ час дрейфу крізь діелектрик. } Q$$

– інжектований заряд, віднесений до одиниці площі. Заряд  $Q$  можна пов'язати з питомою ємністю сандвіча:  $Q = CV$ , де

$$C = \frac{\epsilon}{4\pi L}. \epsilon - \text{ це діелектрична проникливість діелектрика, в нашому випадку}$$

10. Тепер якщо все це підставити в формулу для густини струму, то

$$\text{отримаємо : } j = \frac{Q\mu V}{L^2} = \frac{CV^2\mu}{L^2} = \frac{\epsilon V^2\mu}{4\pi L^3} \quad (1)$$

А тепер розглянемо тої-ж товщини вакуумний проміжок ( $\epsilon=1$ ).

Тут вираз для часу дрейфу інший:  $t_{dr} = \frac{L}{1/2\sqrt{2eV/m}}$ , ну і струм відповідно

зміниться:

$$j = \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{CV^{3/2}\sqrt{2e/m}}{2L} \quad (2).$$

Далі треба поділити формулу (2) на (1) або навпаки – це і буде співвідношення між струмами. Але видно що багато величин не поскорочується, тому отримати чисельну відповідь не вдасться.

$$I_g = \frac{\varepsilon \mu_0 V^2}{4\pi L^3}$$

У випадку вакууму

$$I_B = \frac{\varepsilon V^{3/2}}{8\pi L^3}$$

$$I_g = Q/t = Q \mu_n V / L^2 \quad \mu_n$$

$$Q = CV = \varepsilon V / 4\pi L$$

У вакуумі дрейфова швидкість пропорційна не напрузі а кореню з неї

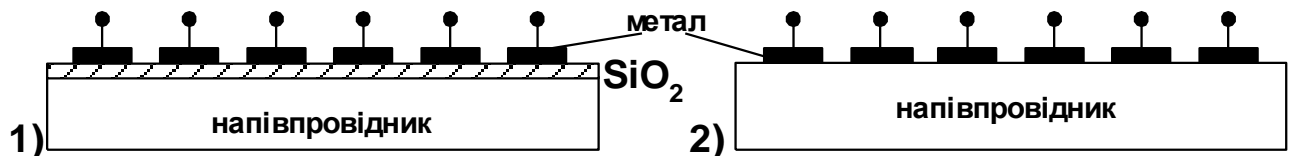
$$t_{dr} = (1/2(2eV/m))^{1/2}^{-1}$$

$$I_B = Q/t_{dr} = (\varepsilon \mu_n / 4\pi L^3) V^{3/2}$$

$$I_g / I_B = (\varepsilon \mu_n V^2 / 4\pi L^3) * (8 \pi L^2 / CV^{3/2}) = 20 \mu_n V^{1/2} / L$$

**76. Інверсія знаку носіїв у приповерхневому шарі просторового заряду? Де і як вона використовується? Проаналізуйте умови роботи різних схем включення МОН транзисторів. Як вони виготовляються в ІМС?**

*Групи надлишкових носіїв з інверсним знаком заряду* ПЗЗ структур створюються заповненням потенціальних ям, сильно збіднених основними носіями. Потенціальні ями створюються в напівпровідниках за допомогою статичних неоднорідностей у вигляді систем МОН - структур (систем метал-оксид-напівпровідник) або контактів напівпровідник - метал з бар'єром Шотткі. Поперечний переріз такої ПЗЗ структури схематично зображений на рис.2.4.



**Рис.2.4. Схема ПЗЗ: 1) - з МОН структурами, 2) - з бар'єрами Шотткі.**

Напруга на електродах цих структур створює в приповерхневій області напівпровідників електричне поле, яке призводить до появи запірного вигину зон і створення режиму глибокого збіднення приповерхневої області основними носіями заряду. Розподіл потенціалу  $\Delta V(xyz)$  визначається рівнянням Пуассона.

$$\Delta V(xyz) = -\frac{4\pi\rho(xyz)}{\epsilon} \quad (2.9)$$

де  $\rho(xyz) = e(N_d^+ - N_a^- + n_p - n_e)$  - густина повного просторового заряду,  $N_d^+$  та  $N_a^-$  - концентрації іонізованих донорів та акцепторів,  $n_p$  та  $n_e$  - концентрації електронів та дірок відповідно. Характерний масштаб приповерхневої зміни потенціалів за порядком величини рівний радіусу

екранування  $L_e = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{4\pi e^2 n_p}}$ , де  $n_p$  - концентрація дірок,  $T$  - температура,  $\epsilon$

- діелектрична стала,  $e$  - елементарний заряд,  $k_B$  - стала Больцмана. Радіус екранування визначає протяжність збідненої області, в якій зменшується концентрація основних носіїв заряду і виникає некомпенсований заряд

акцепторних (донорних) домішок. На рис.2.5 зображена зонна структура в приповерхневій області напівпровідника р - типу. Початковий вигин зон при нульовій напрузі створює контактна різниця потенціалів. При зазірній різниці потенціалів  $V \neq 0$  відбувається збіднення приповерхневої області основними носіями створюється зазірний вигин зон, котрий збільшується при збільшенні  $V$ . Коли в напівпровіднику, наприклад, р - типу, як на рис.2.5, рівень Фермі перетне дно зони провідності  $E_c$ , то утворюється глибока потенціальна яма. Вона починає заповнюватись рівноважними носіями в даному випадку електронами, які існують в напівпровіднику за рахунок теплової генерації та за рахунок їх дифузії з інших областей напівпровідника, розташованих в околі збідненої області на відстанях менших глибини дифузії. Утворюється потенціальна яма, яка може заповнюватись носіями інверсного знаку (в даному випадку електронами) до рівня Фермі. Її протяжність  $L_c$  менша за глибину екранування  $L_e$  ( $L_c < L_e$ ), тобто тонкий інверсний шар завжди ізольований від основного об'єму напівпровідника більш широким зазірним шаром. Для інверсії заряду потрібно, щоб потенціал, який створює вигин зон, був більшим за критичний потенціал інверсії  $V_{inv}$ . При критичному потенціалі інверсії густина поверхневого заряду стає рівною заряду іонізованих домішок в приповерхневому шарі. У випадку невиродженого напівпровідника n - типу

$$eN_{ss} = eN_d L_e \quad (2.10)$$

де  $N_{ss}$  - густина поверхневого заряду. Сильна інверсія настає, коли поверхневий потенціал задовольняє умові

$$V_{s,inv} = 2V_B = \frac{2kT}{e} \ln \left( \frac{N_a}{n_i} \right) \quad (2.11)$$

де  $V_B$  - різниця між рівнем Фермі та його положенням у власному напівпровіднику. Процес заповнення потенціальної ями тобто перехід із стану глибокого збіднення в стан інверсії відбувається за певний час  $\tau_z$ . Іноді він називається часом релаксації або часом зберігання. Час заповнення носіями потенціальної ями  $\tau_z$  можна наближено оцінити, допустивши, що нейтралізація нерухомого заряду донорів відбувається в збідненому шарі лише за рахунок теплової генерації носіїв в цьому шарі. Тоді

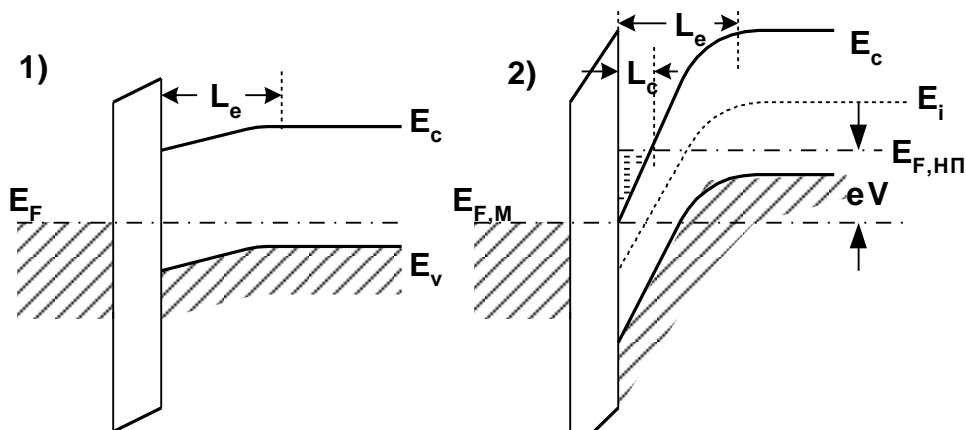
$$g_T L_e \tau_z = N_a L_e \quad (2.12)$$

де  $g_T$  - швидкість генерації носіїв струму в одиниці об'єму. Враховуючи те,

що  $g_T = n_i/2\tau_f$ , де  $\tau_f$  - час життя носіїв струму в збідненій області, а  $n_i$  - їх концентрація у власному напівпровіднику, маємо

$$\tau_3 = \frac{N_a}{g_T} = \frac{N_a}{n_i} 2\tau_f \quad (2.13)$$

Ця оцінка показує, що час формування поверхневого шару інверсного заряду  $\tau_3$  залежить від об'ємної концентрації домішок  $N_a$  та центрів рекомбінації (через залежність  $\tau_f$  від природи та концентрації центрів рекомбінації) а також від концентрації носіїв у власному напівпровіднику  $n_i$ , котра залежить від температури. Безперечно, що час формування поверхневого інверсного заряду залежить також і від концентрації поверхневих центрів рекомбінації. Наприклад, для кремнію при кімнатній температурі  $n_i = 6.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , тому при  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3} \tau_3/\tau_f \sim 10^5$ .

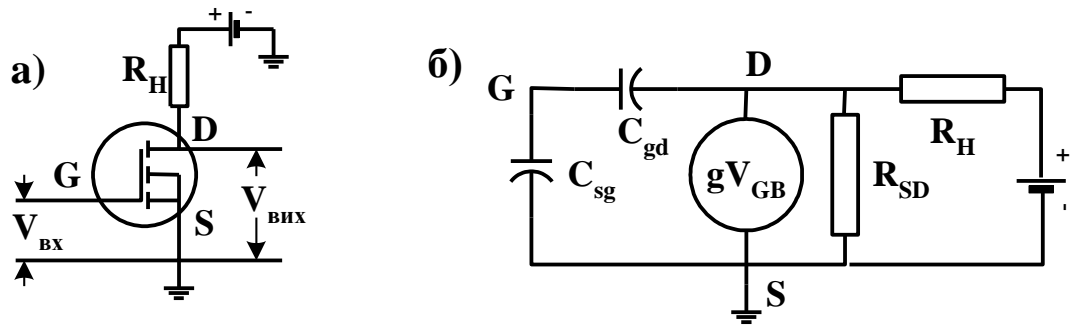


**Рис.2.5. Енергетична схема МОН(метал-оксид-напівпровідник) - структури: 1 -  $V = 0$ ; 2 -  $V \neq 0$ .**

Потенціальна яма може бути також заповнена сигнальними зарядами за допомогою інжекції носіїв в потенціальну яму із сусіднього вхідного  $n - p$  переходу або фотоефекту. Зчитування виконується також за допомогою спеціального вихідного зворотно зміщеного  $p - n$  переходу, в якому збільшується струм, якщо в його об'єм зможуть надходити носії з сусідньої потенціальної ями. Заряди, що знаходяться в потенціальних ямах, можуть бути передані в сусідню яму при певних напругах, коли ці сусідні

ями знаходяться на відстані меншій за довжину дифузії носіїв. Ці властивості знайшли використання для побудови спеціальних функціональних пристроїв приладів з зарядовим зв'язком (ПЗЗ).

Уніполярний транзистор є чотирьохполюсником, який має *три різновиди схем включення, а саме: із загальним витоком, із загальним стоком та із*



**Рис.3.12.** Схема включення з загальним витоком.  
загальним затвором (рис.3.12, 3.13, 3.15).

Схема включення із загальним витоком та її еквівалентна низькочастотна схема зображені на рис.3.12. Вона має такі параметри.

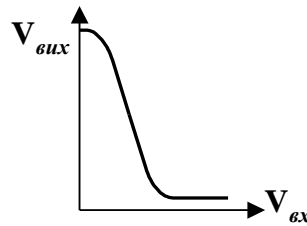
По-перше, великий вхідний опір  $R_{вх} = 10^{11} \div 10^{15} \text{ Ом}$ , що має ємнісний характер й зменшується при збільшенні  $\omega$  - частоти сигналу  $R_{вх}(\omega) = 1/j\omega [C_{SG} + C_{gD} (1 - M_V(\omega))]$  де  $M_V(\omega)$  - коефіцієнт підсилення напруги. По-друге, помірний вихідний опір

$$R_{вих} = \frac{R_H \cdot r_{sD}}{R_H + r_{sD}} = \begin{cases} r_{sD}; & R_H \gg r_{sD} \\ R_H; & R_H \ll r_{sD} \end{cases}$$

По-третє, значний коефіцієнт підсилення напруги

$$M_V = \frac{\Delta V_{вих}}{\Delta V_{вх}} \cong \frac{\Delta I_D R_{вих}}{\Delta V_G} = g_G R_{вих}$$

У наслідок того, що в насиченні  $r_{SD,sat} = g_{D,sat}^{-1} \ll 1$  й  $M_{V,sat} \approx g_{G,sat} r_{SD} = g_{g,sat} / g_{D,sat} > 1$ , тому МОН транзистори в режимі



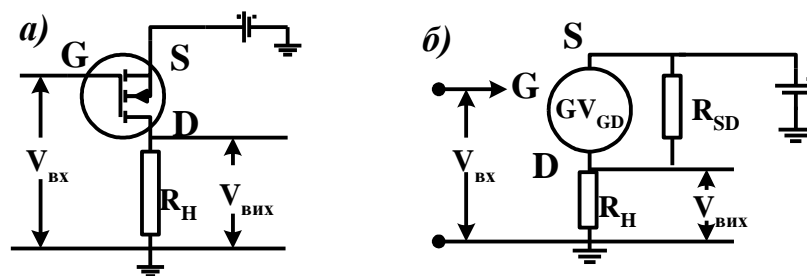
**Рис.3.13. Передаточна характеристика МОН транзистора.**

насичення використовуються для конструювання підсилювачів напруги та логічних схем. На рис.3.13 зображена передаточна характеристика такого приладу.

Еквівалентні схеми дозволяють врахувати від'ємний зворотний зв'язок за рахунок падіння потенціалу на опорі в області витоку  $R_s$ , а також зменшення коефіцієнта підсилення при збільшенні частоти сигналу

$$M_V(\omega) = \frac{g_G - j\omega C_{gD}}{R_H + r_{SD} + j\omega(C_{SD} + C_{gD})}$$

Схема включення із загальним стоком зображена на рис.3.14. Вона має



**Рис.3.14. Схема включення з загальним стоком.**

великий вхідний опір. Її коефіцієнт підсилення напруги менший одиниці, але коефіцієнт підсилення потужності значний через значне відношення вхідного та вихідного імпедансів. Ця схема застосовується, як узгоджувальний елемент складних електронних схем.



Системи із загальним затвором зображена на рис.3.15. Вона має малий

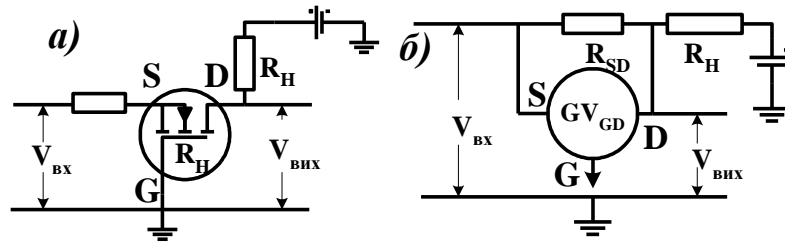
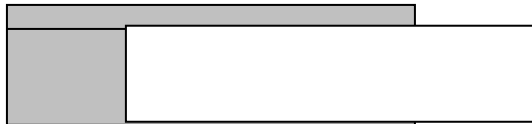


Рис.3.15. Схема включення з загальним затвором.

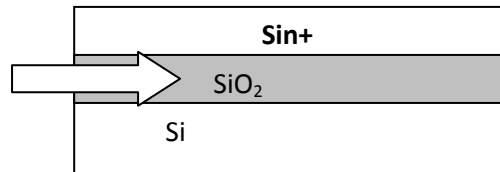
вхідний опір  $R_{вх} \approx 1/g_G (1 - R_H g_D)$  та низький вихідний і використовуються як узгоджувальний елемент у складних електронних схемах каналами провідності.

### Виготовлення:

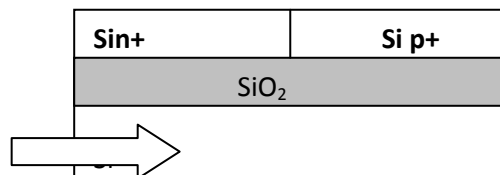
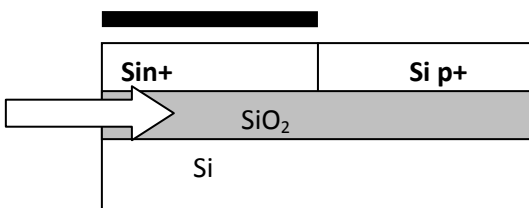
На Si наноситься оксид  $\text{SiO}_2$



Далі створюється шар  $\text{Si}^{n+}$



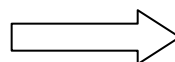
На половину зразка наносимо Розчиняємо в розчині верхній шар захисний екран з оксиду, а в іншій  $\text{SiO}_2$  створюємо  $\text{p}^+$  область

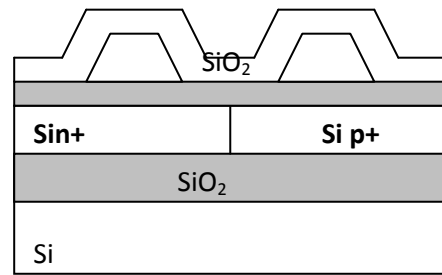


Наносимо новий шар оксиду кремнію та полікристалу кремнію



Методом літографії залишаємо полі кремнієві острівці і вкриваємо шаром оксиду





Далі виготовляються металеві контакти, через них створюються в **Si n+** області р-типу.

МОН транзистори виготовляються на одному металі методом групової технології.

## 77. Резонансна тунельна емісія. Природа явища. Як відрізнити резонансне тунелювання від не резонансного?

У тунелюванні можуть брати участь енергетичні рівні домішкових або адсорбованих на поверхнях переходів атомів (молекул), поверхневі рівні, енергетичні рівні підзон у випадку розмірного квантування тощо. На рис.6.12 наведена енергетична схема поверхні металу з адсорбованим на його поверхні атомом. Метал знаходиться у вакуумі в електричному полі з напруженістю  $\mathcal{E} = U/ex$ . Домішковий центр зображений на рис.6.12 у вигляді кулонівської потенціальної ями, збуреної зовнішнім електричним полем з урахуванням сил зображення. Збурення змінює вигляд його потенціальної ями – вона стає несиметричною. В середині кулонівської ями зображені дозволені дискретні електронні рівні енергії. Штрих пунктиром зображено положення рівня Фермі ( $F$ ) у металі з адсорбованим атомом. Нехай дозволений незаповнений енергетичний рівень у

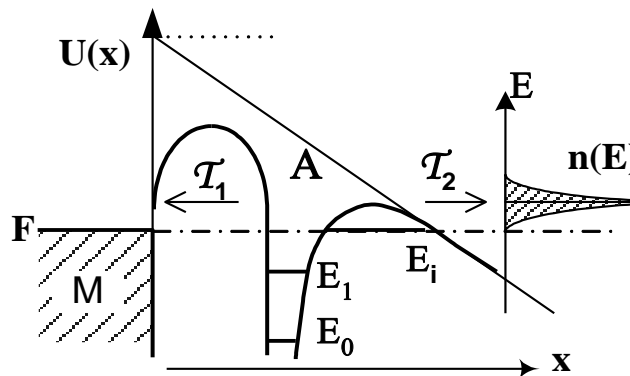


Рис.6.12. Енергетична діаграма металу з адсорбованим атомом. На вставці зображений енергетичний розподіл електронів, що тунелюють.

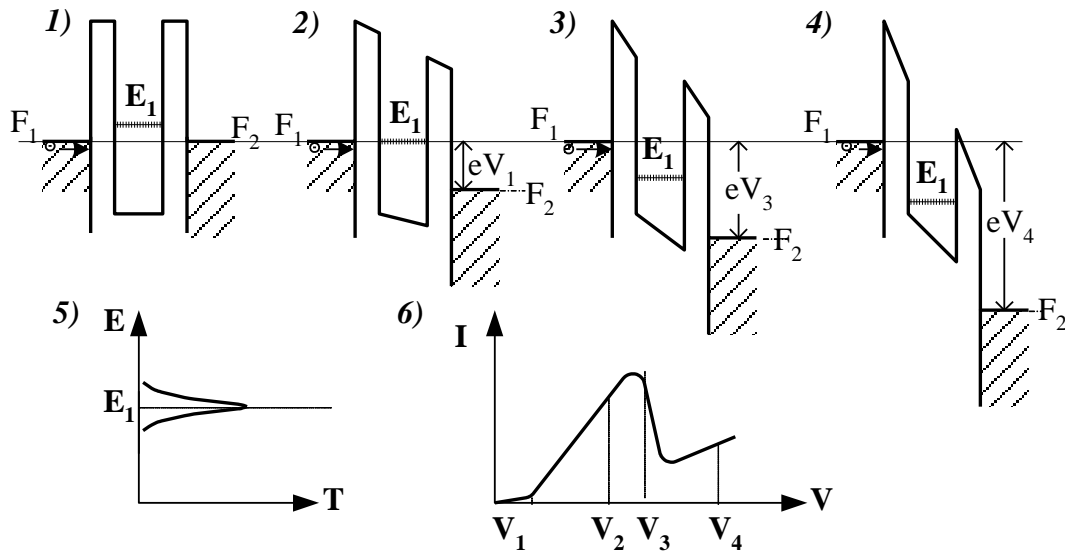
адсорбованому атомі ( $E_i$ ) збігається з рівнем Фермі ( $E_i = F$ ). У цьому випадку електрон, що знаходиться на рівні Фермі в металі, має скінчену ймовірність тунелювати на енергетичний рівень  $E_i$  адсорбованого атома. На цьому рівні електрон може знаходитись в середньому  $\tau$  секунд і після цього тунелювати крізь другий потенціальний бар'єр. Досліди показують, що, коли енергія електронів, що тунелюють, збігається з енергією вакантного дозволеного енергетичного рівня в потенціальній ямі між двома бар'єрами, то ймовірність тунелювання крізь два бар'єри ( $T$ ) зростає. Вона стає більшою за добуток індивідуальних коефіцієнтів прозорості  $T > T_1 \cdot T_2$ , де  $T_{1,2}$  - коефіцієнти прозорості першого та другого бар'єрів відповідно. При певних напругах на вольт-амперній характеристиці тунельного струму з'являється сплеск. Ці властивості використовуються в тунельній спектроскопії (розділ 6.5). *Збільшення коефіцієнта прозорості при проходженні електронами певних*

енергій ( $E = E_i$ ) квантової двохбар'єрної структури, коли електрон ніби "не помічає" потенціальних бар'єрів, тобто проходить без відбивання від бар'єрів, називається **резонансним тунелюванням**.

Багатобар'єрні системи не є унікальним випадком, притаманним адсорбованим атомам (молекулам). Вони досить часто зустрічаються в реальних системах, наприклад, у випадку сандвічів метал - високоомний напівпровідник - метал, коли товщина напівпровідникового шару є сумірною з довжиною хвилі де Бройля, його зони розбиваються на розмірні підзони, або у випадку пошарових систем, в яких вузькозонні тонкі шари напівпровідникових сполук (наприклад,  $A_{III}B_V$ ) чергуються із широкозонними тонкими шарами. В таких системах виникають два або більше потенціальних бар'єрів між шарами вузькозонних напівпровідників. Найпростішою моделлю таких двохбар'єрних систем є одновимірний модель двох прямокутних бар'єрів, зображена на рис.6.12 з одним вакантним дозволеним енергетичним рівнем  $E_i$ , що знаходиться в проміжку між бар'єрами. Товщини та висоти обох потенціальних бар'єрів вибрані такими, що коефіцієнти їх прозорості відмінні від нуля ( $T_1 \neq 0$  та  $T_2 \neq 0$ ). Навіть побіжний розгляд енергетичної системи вказує, що тунелювання ймовірне тоді, коли енергія Фермі першого металу збігається з енергетичним рівнем у речовини, що знаходиться між двома бар'єрами (коли  $E = E_i$ ). Більш детальний розгляд тунелювання електронів у двохбар'єрній системі можна здійснити за допомогою розгляду **когерентного резонансного тунелювання**.

Розглянемо випадок, коли під час тунелювання не порушується когерентність електронних хвиль і тому можлива інтерференція електронних хвиль, що відбиваються від обох бар'єрів. Зрозуміло, що коли різниця ходу у електронних хвиль, відбитих від

першого та другого бар'єрів, стає кратною половині довжини електронної хвилі, то внаслідок інтерференційного перерозподілу інтенсивності електронних хвиль різко збільшується коефіцієнт прозорості потоку електронів у такій системі, бо згасає відбита хвиля. Точний розв'язок відповідної квантово-механічної задачі в аналітичному вигляді відомий тільки для моделі прямокутних потенціальних бар'єрів із незмінною формою



**Рис.6.13. Енергетична схема двохбар'єрної системи та її характеристики: 1)  $V = 0$ ; 2)  $V = V_1$ ; 3)  $V = V_2$ ; 4)  $V = V_3$ ; 5)  $T(E)$  та 6)  $I(V)$ .**

(див.задачу 6.24). Коефіцієнт прозорості для такої двохбар'єрної системи має вигляд

$$T = \frac{T_1 T_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos^2(\varphi)} \quad (6.40)$$

де  $T_{1,2}$  та  $R_{1,2}$  - коефіцієнти прозорості та відбиття для потоків від першого та другого бар'єрів ( $T_{1,2} + R_{1,2} = 1$ ),  $\varphi = ka$  - різниця фаз ( $\kappa$  - хвильовий вектор,  $a$  - відстань між бар'єрами).

Найбільш характерною рисою цієї залежності є поява максимуму прозорості (своєрідного резонансу), коли різниця фаз  $\varphi$  стає рівною

$$\varphi = \varphi_n = \pi(n + 1/2) \quad (6.41a)$$

тобто (для квадратичного закону дисперсії) при енергіях

$$E = E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} (n + 1/2)^2, \quad (6.41.b)$$

де  $n$  - ціле число. Удалечині від максимального значення  $T_m = T(E_n)$  (удалечині від резонансу) прозорість бар'єра залишається пропорційною добутку  $T_1 \cdot T_2$ . Максимальний коефіцієнт прозорості дорівнює

$$T_m = \frac{T_1 T_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right)^2} \quad (6.42)$$

і завжди більший за добуток коефіцієнтів прозорості:  $T_m > T_1 \cdot T_2$ . У звичайних умовах

$T_{1,2} \ll 1$ , і тоді

$$\mathcal{T}_m \cong \frac{4\mathcal{T}_1\mathcal{T}_2}{(\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2)^2} \quad (6.42)$$

При  $\mathcal{T}_1 = \mathcal{T}_2$  він рівний  $\mathcal{T}_m = 1$ . Поблизу максимуму залежність коефіцієнту прозорості подібна до функції Лоренца. Дійсно, нехай різниця фаз відрізняється від різниці фаз у максимумі на малу величину  $\Delta\varphi$ , тобто  $\varphi = \varphi_n + \Delta\varphi$ . Тоді коефіцієнту прозорості

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_m \left[ 1 + \left( \frac{4\Delta\varphi}{\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (6.43)$$

Малі значення  $\Delta\varphi$  означають, що енергія електрона  $E$ , що тунелює, досить близька до резонансної енергії  $E_n$ . У цьому випадку

$$\Delta\varphi = \frac{a}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E_n}} (E - E_n) = \frac{a}{\hbar v_n} (E - E_n) \quad (6.44)^9$$

де  $v_n = \sqrt{2E_n/m}$  – швидкість електронів з енергією  $E_n$  між бар'єрами. Після підстановки (6.44) у (6.40), отримаємо

$$\mathcal{T}(E) = \mathcal{T}_m \left[ 1 + \left( \frac{E - E_n}{\Gamma/2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (6.45)$$

тобто енергетична залежність прозорості двохбар'єрної системи біля максимуму збігається з контуром Лоренца з напівшириною

$$\Gamma = (\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2) \frac{\hbar v_n}{2a} \quad (6.46)$$

У формулі (6.46) для  $\Gamma$  множник  $v_n/2a$  визначає кількість зіткнень електрона з бар'єрами за одиницю часу, а величина  $\tau_n = \hbar/\Gamma = 2a/v_n(\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2)$  є середнім часом життя між бар'єрами. Таким чином, у випадку когерентного тунелювання в складній багатобар'єрній системі з дискретними енергетичними рівнями з'являються максимуми у залежності коефіцієнту прозорості від енергії електронів, що тунелюють. Це явище, як уже вказувалося, називається **резонансним тунелюванням**. Тому, хоча в реальних системах завжди є фоновий струм унаслідок можливості тунелювання в умовах далеких від резонансних, резонансні максимуми повинні чітко виявлятися і дійсно спостерігаються на цьому фоні на реальних вольт-амперних характеристиках.

Важливою особливістю резонансного тунелювання є наявність спадаючої після проходження максимуму ділянки вольт-амперної характеристики (рис.6.13.6), утворення якої досить просто прослідкувати за

<sup>9</sup>  $\cos \varphi = \cos(\varphi_n + \Delta\varphi) = \cos[\pi(n + 0,5) + \Delta\varphi] = \sin(\Delta\varphi) \propto \Delta\varphi$ ,  $\Delta\varphi = \Delta(ak) = \Delta(a\sqrt{2mE/\hbar^2})$ .

допомогою схематичної діаграми на рис.6.13. Наявність спадаючої ділянки вольт-амперної характеристики свідчить про появу від'ємного диференціального опору ( $R = -(\partial V / \partial I)$ ), що дозволяє використовувати цю систему для побудови різноманітних електронних приладів. Здебільшого від'ємний диференціальний опір у радіотехніці використовується для компенсації активних утрат в електричних коливальних контурах.

Резонансне тунелювання використовують при розробці нових різновидів польових транзисторів. Для цього в області каналу провідності локально створюють потенціальні бар'єри малих розмірів. В цих ділянках каналу дуже малих розмірів виникають розмірні підзони. Схема такого транзистора зображена на рис.6.14. Наявність розмірних підзон, положення яких може змінюватись за допомогою напруги на затворі, дозволяє створювати умови для здійснення резонансного тунелювання. Для тунелювання електронів, що йдуть від витоку до тунельного бар'єра, їх енергії повинні збігатись з дозволеними енергіями всередині потенціальної ями, котра створюється за допомогою потенціалу затвору.

Максимальні частоти високочастотних електронних приладів, в яких використовується резонансне тунелювання, обмежуються скінченням часом акта тунелювання  $\tau$

$$f_m < \frac{1}{2\pi\tau} \quad (6.47)$$

Середній час тунелювання можна оцінити за допомогою співвідношення невизначеності

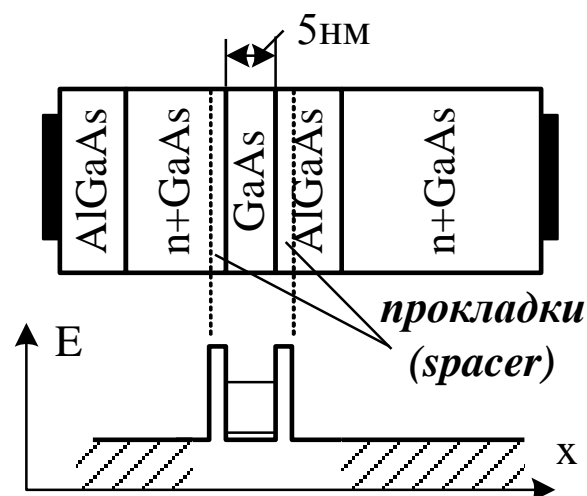
$$\tau < \hbar/\Gamma \quad (6.48)$$

що остаточно дає

$$f_m^{-1} < \hbar/\Gamma \quad (6.49)$$

Якщо напівширини рівнів за порядком величини знаходяться в межах  $1\text{meV} < \Gamma < 60\text{meV}$ , то *максимальні частоти знаходяться в терагерцовому діапазоні частот*. Наведена оцінка дає завищені результати, тому що потрібно додатково враховувати негативний вплив паразитних ємностей, опорів та індуктивностей еквівалентних схем реальних систем, котрі зменшують робочі частоти. Експериментальні дослідження довели, що у двохбар'єрних системах від'ємний диференціальний опір зникає через вплив ємності, що шунтує, при частотах більших  $\sim 300\text{ ГГц}$ , тобто реальні системи з резонансним тунелюванням можна використовувати для створення НВЧ електронних приладів навіть без використання диференціального від'ємного опору.

На рис.6.14 схематично зображений один з прикладів будови двохбар'єрного резонансного тунельного діода з квантовою ямою. Він побудований на основі використання гетеропереходів у напівпровідникових сполуках GaAs та AlGaAs. На підкладці із шаром легованого n+-GaAs послідовно, наприклад, за допомогою методу молекулярно-променевої епітаксії, наносилися тонкі шари нелегованого широкозонного AlGaAs, власного високоомного вузькозонного GaAs, знову нелегованого широкозонного AlGaAs та легованого n+-GaAs. Між шарами нелегованого широкозонного AlGaAs (spacers - прокладки) та високоомного вузькозонного GaAs утворюються



**Рис.6.14. Будова та енергетична схема 2-х бар'єрного резонансно тунельного діода.**

потенціальні бар'єри, а у вузькозонному GaAs- потенціальна яма. Вона має нанометрові розміри і в ній через квантовий розмірний ефект виникають дискретні енергетичні рівні, наведені на рис.6.14. Технологія виготовлення таких приладів неперервно вдосконалюється, а набір напівпровідників розширюється. Зокрема, двохбар'єрні системи також виготовляються за допомогою кремнієвої технології з використанням гетеропереходів у напружених SiGe сполуках. Вольт-амперні характеристики резонансних тунельних двохбар'єрних діодів мають N-подібний вигляд і деякі з них працюють на частотах до 500 ГГц навіть при кімнатних температурах. Вони використовуються для генерації мікрохвиль, множення частоти та в різноманітних схемах, де використовуються їх нелінійні вольт-амперні характеристики.

Резонансне тунелювання і, зокрема, напівпровідникові двохбар'єрні системи застосовуються не тільки для створення НВЧ діодів, але й для створення транзисторів та інших складних мікроелектронних схем. При цьому двохбар'єрні системи використовуються як емітери, бази та колектори. Це дозволяє отримувати їх вольт-амперні характеристики з ділянками (однієї або декількох) із від'ємним диференціальним опором та працювати в області НВЧ. Зокрема, якщо двохбар'єрні системи використовуються як емітери, то вдається в десятки разів зменшити енергетичний розкид електронів, що інжектують у базу. Це покращує властивості транзисторів на гарячих електронах. Тому докладаються значні зусилля для подальшого вдосконалення досить складної нанотехнології виготовлення двохбар'єрних систем.



Середній час життя  $\tau$  обернено пропорційний ймовірності виходу електрона з цього рівня. Електрон, що знаходиться на енергетичному рівні  $\varepsilon_i$ , може тунелювати як праворуч з ймовірністю  $D_1$ , так і ліворуч з ймовірністю  $D_2$ . Його середній час життя  $\tau$  визначається повною ймовірністю вийти з цього рівня, тому

$$\tau = (D_1 + D_2)^{-1} \quad (5.37)$$

Визначимо тепер  $p_1$  - ймовірність того, що електрон тунелює крізь лівий бар'єр і захоплюється енергетичним рівнем  $\varepsilon_{xi}$  атома. Ймовірність такої складної події пройти крізь бар'єр з ймовірністю  $D_1$  і бути захопленим атомом з ймовірністю  $w$  рівна добутку ймовірностей

$$p_1 \propto D_1 w = \frac{D_1}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar^2}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.38)$$

Визначимо тепер  $p_2$  - ймовірність того, що електрон пройде крізь два бар'єри. Відбудеться складна подія пройти лівий бар'єр, бути захопленим енергетичним рівнем атома  $\varepsilon_i$  з ймовірністю  $p_1$  і пройти правий бар'єр з ймовірністю  $D_2$

$$p_2 = p_1 D_2 = \frac{D_1 D_2}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar^2}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.39)$$

Із аналізу формули (5.39) бачимо, що чим ближче енергія електрона  $\varepsilon$ , що тунелює, до енергії локального рівня  $\varepsilon_i$ , тим більше тунельний струм. Це явище називається **резонансним тунелюванням**. За допомогою формули (5.39) знайдемо відношення ймовірностей резонансного ( $p_2$ ) і не резонансного тунелювання ( $p'_2 = D_1 D_2$ )

$$\frac{p_2}{p'_2} = \frac{1}{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\hbar}\right)^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2} \quad (5.40)$$

Із формули (5.40) видно, що відношення ймовірностей резонансного і не резонансного тунелювання збільшується, коли енергія  $\varepsilon$  наближається до  $\varepsilon_i$ . Таким чином, *при резонансному тунелюванні ймовірність процесу збільшується за двох умов, а саме:*

- коли  $\varepsilon = \varepsilon_i$
- коли зменшуються коефіцієнти прозорості тунельних бар'єрів  $D_1$  і  $D_2$ .  
При цьому на вольт-амперних кривих з'являються викиди, які дійсно спостерігаються експериментально.

Sibon: Нерезонансне тунелювання – тунелювання з рівня на рівень.  
Резонансне – коли у нас є ще один рівень через який електрон перестрибує  
(дивись означення вище)

### 78. Що таке час життя нерівноважних носіїв і як він впливає на транспортні явища? Чи змінюється він при зміні розмірів зразка?

Кінетика існування нерівноважних носіїв характеризується середнім часом життя  $\tau_{fn}$ ,  $\tau_{fp}$ . Він визначається процесами їх рекомбінації. Дійсно, якщо в напівпровідникові створити  $\Delta n$  нерівноважних носіїв і раптово припинити їх генерацію, то процеси рекомбінації зменшують концентрацію  $\Delta n(t)$ . Зменшення концентрації нерівноважних носіїв за одиницю часу обернено пропорційно середньому часові їх життя, тому можна записати

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_{fn}} \quad (5.3)$$

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\{-t/\tau_{fn}\} \quad (5.4)$$

де  $\Delta n_0$  - концентрація нерівноважних носіїв у момент часу  $t=0$ , коли вимикається генератор нерівноважних носіїв. Таким чином, *середній час життя*  $\tau_{fn,p}$  характеризує час, за який процеси рекомбінації зменшують концентрацію нерівноважних носіїв заряду в  $e$  разів.

Відомо декілька різновидів процесів рекомбінації, а саме:

- міжзонна з випромінюванням,
- міжзонна без випромінювання,
- за допомогою домішкових центрів,
- поверхнева рекомбінація.

Якщо рекомбінаційні процеси відбуваються незалежно один від одного, то

доцільно використати ефективний час рекомбінації  $\tau_{fn,p}^*$

$$\frac{1}{\tau_{fn,p}^*} = \sum_i \frac{1}{\tau_{fn,p,i}} \quad (5.5)$$

Час рекомбінації обернено пропорційний поперечному перерізові рекомбінації (захоплювання) носія  $\sigma_{n,p}$ , концентрації носіїв  $n, p$  та швидкості  $v_{n,p}$  їх хаотичного руху

$$\tau_{fn} = \frac{1}{\sigma_n p v_n}; \quad \tau_{fp} = \frac{1}{\sigma_p n v_p} \quad (5.6)$$

Добуток  $\langle \sigma_{n,p} v_{n,p} \rangle = \gamma_{n,p}$  називається **коефіцієнтом рекомбінації**. Час релаксації не є параметром речовини, тому що він залежить від концентрації надлишкових носіїв. Покажемо це на найпростішому прикладі, коли відбувається лише міжзонна рекомбінація в однорідному однодолинному напівпровіднику у відсутності полів і градієнта температур. Для цього випадку зменшення концентрації носіїв описується таким диференціальним рівнянням

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial t} = \gamma np - \gamma n_0 p_0 \quad (5.7)$$

Позначимо швидкість рекомбінації рівноважних теплових носіїв через  $G_0 = \gamma_0 n_0 p_0 = \gamma_i^2$ . Тоді рівняння (5.7) при використанні умови  $\Delta n = \Delta p$  матиме вигляд

$$\begin{aligned} -\frac{\partial(n_0 + \Delta n)}{\partial t} &= -\frac{\partial(p_0 + \Delta p)}{\partial t} = \frac{G_0}{n_i^2} [(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) - n_0 p_0] = \\ &= \frac{G_0}{n_i^2} (n_0 + p_0 + \Delta n) \Delta n, \end{aligned} \quad (5.8)$$

або

$$-\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{G_0 (n_0 + p_0 + \Delta n) \Delta n}{n_i^2}, \quad (5.9)$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \frac{n_0 + p_0}{(n_0 + p_0 + \Delta n_0) \cdot \exp(t / \tau_{fn,p}) - \Delta n_0}. \quad (5.10)$$

де

$$\tau_{fn,p} = \frac{n_i^2}{G_0 (n_0 + p_0)} \quad (5.11)$$

При слабких і сильних рівнях збудження формула (5.10) спрощується:

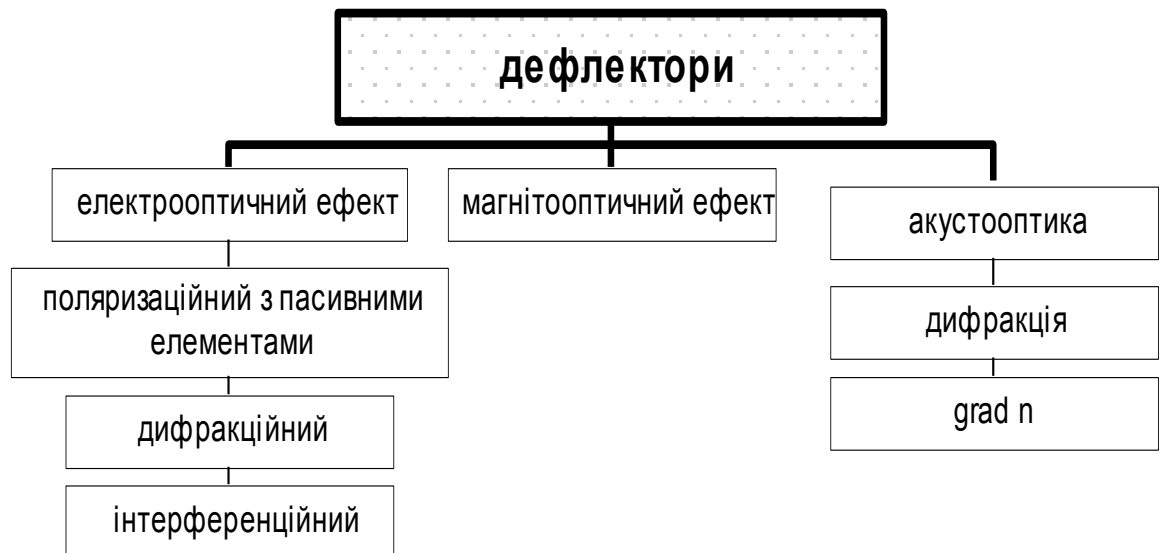
$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-t / \tau_{fn,p}} \quad \text{при } (n_0 + p_0) \gg \Delta n \quad (5.11a)$$

$$\Delta n(t) = (n_0 + p_0) \frac{\tau_{fn,p}}{t} \quad \text{при } (n_0 + p_0) \ll \Delta n \quad \text{та } t \ll \tau_{fn,p}. \quad (5.115)$$

В напівпровідниках із пастками залежності ефективного часу життя ще складніші. Усе це свідчить про те, що *ефективний час життя не є параметром речовини, а визначається умовами її роботи: ефективністю генерації й рекомбінації нерівноважних носіїв і залежить від концентрації рівноважних носіїв тощо*

## 79. Явища, що використовуються для створення дефлекторів світлових променів.

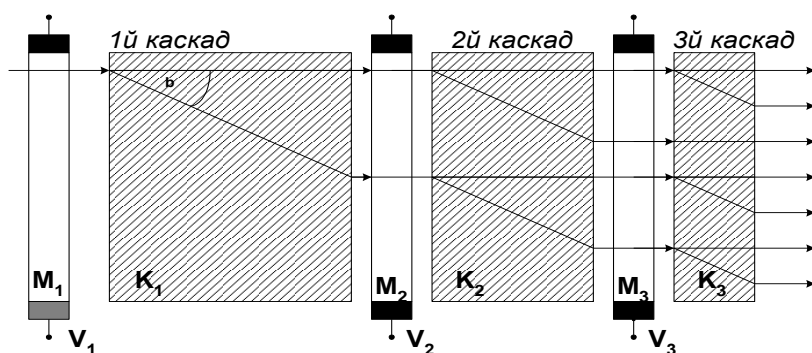
Крім модуляторів, котрі змінюють сигнал у часі, також використовуються просторові модулятори світла або *дефлектори*. Термін дефлектор походить від латинського слова *deflecto* - відхиляю, відвожу. Дефлектори призначені для зміни просторового положення тобто для неперервної або дискретної зміни напрямку розповсюдження



світлової хвилі. Неперервна зміна напрямку (кута) розповсюдження дозволяє здійснювати сканування світлового по поверхні об'єкту. Основними характеристиками є такі:

- граничний кут відхилення променя  $\varphi_m$ ,
- швидкість відхилення, потужність  $P$ , необхідна для відхилення,
- спектральний діапазон роботи,
- роздільна здатність  $(N = \varphi_m / \delta\theta = \varphi_m D / \beta\lambda)$ , яка визначається відношенням максимального кута відхилення до кутової ширини променя, котра визначається дифракцією  $\delta\theta = \beta\lambda / D$ , де  $D$  - апертура.

Фізичні явища, котрі використовуються в дефлекторах такі самі, як і в модуляторах. Вони зібрані та систематизовані на рис.11.6. Найбільш розповсюдженим дефлекторами є акустооптичні або електрооптичні дефлектори. В акустооптичних дефлекторах світло дифрагує на дифракційній ґратці, створеній акустичним управляючим сигналом. В залежності від параметра ґратки світловий промінь, що утворюється після дифракції, відхиляється на певний кут. Основні засади акустооптичних пристроїв ми розглядали в 4-й главі і не має потреби повертатись до них ще раз. Тому обмежимося розглядом типового прикладу просторового модулятора - дефлектора, в якому використовується ефект Поккельса. Його принципова



**Рис.11.7.Схема електроно-оптичного дефлектора: М – оптичний поляризаційний модулятор, К – двопроневозаломлючий кристал.**

схема зображена на рис. 11.7. Він являє собою багатокаскадну систему, кожний каскад якої складається з електрооптичного поляризаційного модулятора ( $M_i$ ) та кристала з подвійним променезаломленням ( $K_i$ ). Електрооптичний поляризатор являє собою пластинку анізотропного кристалу, вирізану перпендикулярно до оптичної осі кристалу. Здебільшого для цього використовують кристали KDP (калій дигідрофосфату  $\text{KH}_2\text{PO}_2$ ) або ADP (дигідрофосфату амонію  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_3$ ). Лінійно поляризоване світло, що падає на поляризатор вздовж нормалі до його поверхні, котра збігається з напрямком оптичної осі кристалу, розділяється на дві хвилі з взаємно перпендикулярними поляризаціями (напрямами коливання електричного вектора хвилі). Ці складові хвилі розповсюджуються в кристалі поляризатора з різними швидкостями і набувають певної різниці фаз на виході з поляризатора. Якщо до кристалу прикласти напругу від зовнішнього джерела напруги, то через ефект Поккельса відбувається зміна показника заломлення. При напрузі рівній напівхвильовій напрузі різниця фаз між звичайним та незвичайним променями стає рівною  $\pi$ . Якщо при цьому коливання електричного вектора хвилі, що падає, збігається з напрямком коливання

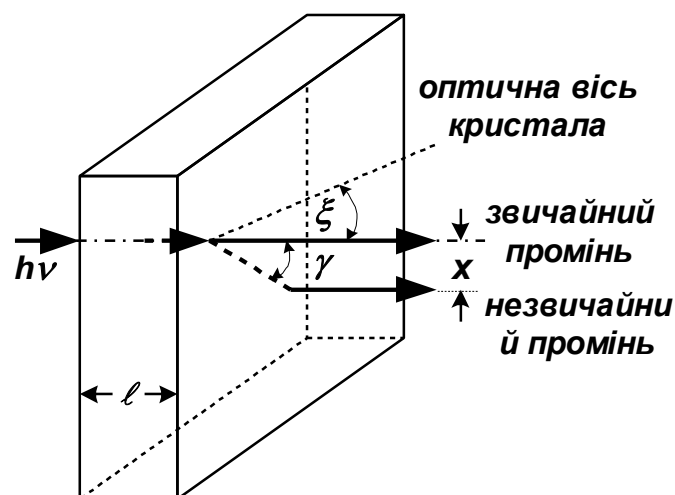
звичайного променя в кристалі, тобто її поляризація збігається з поляризацією нормального променя, то на виході напрямок його поляризації повертається на кут  $\pi/2$  і стане збігатися з напрямком поляризації незвичайного променя. Таким чином, при  $V = 0$  крізь поляризатор проходить промінь з поляризацією звичайного променя, а при  $V = V_0$  його поляризацію повертається на кут  $\pi/2$  і збігається напрямком поляризації незвичайного променя. Таким чином напруга на поляризаторі змінює напрямок поляризації поляризованого світлового променя на кут  $\pi/2$ .

Після проходження крізь поляризатор промінь надходить до анізотропного кристалу з властивостями подвійного променезаломлення, наприклад, кальциту ( $\text{CaCO}_3$ ). З цього кристалу вирізають пластинку під таким кутом до його оптичної осі, щоб вона утворювала певний кут  $\xi$  з нормаллю до його поверхні. В цьому разі промінь світла з поляризацією, що збігається з поляризацією звичайного променя, не заломлюється в подвійнозаломному кристалі і проходить крізь нього без зміни свого напрямку. Промінь з поляризацією, що збігається з поляризацією незвичайного променя, заломлюється в кристалі на певний кут  $\gamma$ . На виході з кристалу він ще раз заломлюється на кут  $\gamma$  і далі розповсюджується вздовж нормалі, як показано на рис.11.8. Лінійне зміщення відхиленого променя  $x$  визначається кутом  $\gamma$  та товщиною кристала  $\ell$  ( $x = \ell \cdot \text{tg} \gamma$ ). Кути відхилення  $\gamma$  залежать від природи показників заломлення для звичайного та незвичайного променів в подвійнозаломному кристалі і не дуже великі. Наприклад, для кристала кальциту максимальний кут відхилення  $\gamma_m$  становить  $5,9^\circ$ , а у кристала KDP -  $1,48^\circ$ .



Можна поєднувати декілька каскадів поляризаторів та кристалів з подвійним заломленням променів, як це показано на рис.11.7. За допомогою К каскадного дефлектора можна отримати  $2^K$  дискретних положень світлового променя. Наприклад при  $K = 12$  можна отримати 4096 окремих положень променя. Для того щоб отримати еквідистантні положення променя на виході із багатокаскадного дефлектора ( $x_i = \text{const}$ ), потрібно виготовляти подвійнозаломні кристалічні шари

різних товщин, котрі повинні відноситись, як  $\ell_1 : \ell_2 : \ell_3 : \dots = 1 : 2 : 3 : \dots$ . Ця обставина ускладнює виготовлення дефлекторів. Швидкість переключення дефлектора обмежується, головним чином, часом зарядки комірок поляризаторів і досягає  $\sim 10^7 \text{Гц}$ .



**Рис.11.8. Заломлення світла в подвійнозаломному кристалі.**