

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
“Харківський авіаційний інститут”

С.М. Куліш, В.Г. Грицай, С.В. Олійник

**КОНСТРУЮВАННЯ І ТЕХНОЛОГІЯ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ
ПРИСТРОЇВ**

Частина 2

Навчальний посібник

Харків "ХАІ" 2009

УДК 621.382 (075)

Куліш С.М. Конструювання і технологія мікроелектронних пристроїв: навч. посібник / С.М. Куліш, В.Г. Грицай, С.В. Олійник. – Х.: Нац. аерокосм. ун-т "Харк. авіац. ін-т", 2009. – Ч.2. – 90 с.

Наведено теоретичні основи випаровування і конденсації матеріалів у вакуумі. Розглянуто процеси між випалювачем і підкладкою, а також іонне розпилення матеріалів для отримання тонкоплівкових пасивних елементів мікросхем і мікроборок. Викладено основи виготовлення товстоплівкових елементів мікросхем і мікроборок. Описано закономірність дифузії домішок у напівпровідниковій пластині при застосуванні цього методу для отримання активних елементів мікросхем, виготовлення епітаксціальних напівпровідникових плівок як областей активних елементів безкорпусних мікросхем та іонного легування напівпровідників.

Для студентів, які самостійно вивчають матеріал з дисциплін «Конструювання і технологія мікроелектронних пристроїв», «Основи конструювання і технологія БМА» і навчаються за напрямом «Електронні апарати».

Іл. 30. Табл. 8. Бібліогр.: 15 назв

Рецензенти: д-р фіз.–мат. наук, проф. Ф.В. Ківва,
канд. техн. наук, проф. М.С. Макурін

© Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут», 2009 р.

1 ПРОЦЕСИ ОТРИМАННЯ ТОНКИХ ПЛІВОК

Тонкоплівкові елементи набули значного поширення в спеціалізованих гібридних мікросхемах, комутаційних багаторівневих платах мікроборки, напівпровідникових інтегральних мікросхемах. У БГІС – це резистори, комутаційні шари, тонкоплівкові конденсатори, контактні площинки, захисні й ізоляційні діелектричні плівки.

У комутаційних платах МСБ – це комутаційні струмопровідні смужки, діелектричні міжрівневі ізоляційні плівки, контактні площинки для внутрішніх і зовнішніх виводів та ін.

У напівпровідникових ІС – це міжелементна комутація, контактні площинки зовнішніх виводів, електроди МОН–, ПЗС – структур та ін.

1.1 Основи процесів термовакuumної технології

Процеси термовакuumної технології дуже складні. Вони включають випаровування, процеси, що відбуваються з частинками, які випарувалися, і конденсацію частинок на підкладці. Тому при вивченні зазвичай розглядають роздільно випаровування матеріалів, явище в просторі між випарником і підкладкою (у так званому пролітному просторі) і конденсацію частинок на підкладці.

1.1.1 Випаровування матеріалів у вакуумі

Тиск пари матеріалів при їх випаровуванні

Явища пароутворення відносять до реакцій між різними елементами системи, що містить парову і тверду (або рідку) фази однієї й тієї ж речовини [1]. З погляду термодинаміки будь-яка фізична або хімічна реакція характеризується зміною ентальпії системи взаємодіючих елементів. Якщо процес відбувається при постійному тиску, то зміна тепломісткості ΔH чисельно дорівнює теплоті, що виділялася або поглиналася в процесі реакції.

Величина ΔH екзотермічних реакцій, що протікають з виділенням тепла, від'ємна. Величина ΔH ендотермічних реакцій додатна. Згідно з другим законом термодинаміки напрям реакції і глибина перетворень визначаються законом зміни енергії ΔF (тобто зміна термодинамічного потенціалу Гіббса $F = U - T \cdot S + P \cdot V$, де U – внутрішня енергія системи, T – температура, S – ентропія, P – тиск, V – об'єм). Екзотермічні реакції легко протікають при кімнатній температурі. Тому можна зробити висновок про те, що реакція може здійснюватися за умов незмінних температури і тиску

тільки у тому випадку, коли ΔF від'ємна. З другого закону термодинаміки випливає, що при даній температурі й постійному тиску маємо

$$\left[\frac{\partial(\Delta F)}{\partial T} \right]_p = \frac{\Delta F - \Delta H}{T},$$

де p означає, що в розглянутому процесі тиск незмінний. Отже,

$$\Delta F = \Delta H + T \cdot \left[\frac{\partial(\Delta F)}{\partial T} \right]_p.$$

Розділивши обидві частини на T^2 , отримаємо

$$\frac{\Delta F}{T^2} = \frac{1}{T} \cdot \left[\frac{\partial(\Delta F)}{\partial T} \right]_p + \frac{\Delta H}{T^2}.$$

Звідси

$$\left[\frac{\partial(\Delta F/T)}{\partial T} \right]_p = -\frac{\Delta H}{T^2}. \quad (1.1)$$

Величина ΔH залежить від температури:

$$\left[\frac{\partial(\Delta H)}{\partial T} \right]_p = \Delta C_p,$$

де ΔC_p визначає різницю між сумою тепломісткостей продуктів реакції і сумою тепломісткостей реагуючих речовин. Проінтегрувавши це рівняння, отримаємо

$$\Delta H = \Delta H_0 - a \cdot T - b \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + 2 \cdot c \cdot 10^5 \cdot T^{-1},$$

де a, b, c – емпіричні сталі, ΔH_0 – стала інтеграції.

Якщо цей вираз підставити в рівняння (1.1) і проінтегрувати, то знайдемо, що

$$\Delta F = \Delta H_0 + a \cdot T \cdot \ln T + b \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + c \cdot 10^5 \cdot T^{-1} + q \cdot T .$$

На практиці зміну стандартної вільної енергії ΔF будь-якого процесу визначають за зміною константи рівноваги K , використовуючи співвідношення

$$\Delta F = -R_0 \cdot T \cdot \ln K ,$$

де R_0 – універсальна газова стала.

Термодинамічна константа рівноваги K дорівнює активності пари. Якщо парова фаза ідеальна (ідеальний газ), то її активність чисельно дорівнює її тиску. Тому константа рівноваги при випаровуванні твердого тіла або рідини дорівнює тиску пари системи, який однозначно визначається температурою.

Перепишемо попереднє рівняння у вигляді

$$\frac{\Delta F}{T} = -R_0 \cdot \ln P .$$

Підставивши цю залежність у рівняння (1.1), отримаємо

$$\frac{d \ln P}{dT} = \frac{\Delta H_v}{R_0} ,$$

де ΔH_v – молярна теплота випаровування.

Якщо вважати, що ΔH_v стале, то після інтеграції визначимо

$$\ln P = - \frac{\Delta H_v}{R_0 \cdot T} - const .$$

Перепишемо це рівняння інакше:

$$\ln P = \left(C - \frac{\Delta H_v}{R_0 \cdot T} \right) \cdot \ln e .$$

$$\text{Тоді} \quad P = e^{C - \frac{\Delta H_v}{R_0 \cdot T}} \quad (1.2)$$

Обчислені за рівнянням (1.2) значення P з використанням даних табл.1.1 особливо добре підтверджуються експериментом в області низького тиску.

Тиск парів сплавів при їх випаровуванні

Вживаний для цього закон Рауля для розбавлених розчинів свідчить: «Тиск пари розчину нижче за тиск пари чистого розчинника на величину, пропорційну концентрації розчиненої речовини».

Таблиця 1.1 – Значення сталих величин для різних матеріалів

<i>Матеріал</i>	$\Delta H_v \cdot 10^{-7}$ ккал	C
Мідь	23,616	17,1979
Срібло	23,558	19,3809
Золото	23,904	16,2346
Алюміній	33,120	22,4185
Кремній	39,580	21,7863
Хром	18,109	14,0910

Сплави часто є твердими розчинами. Тому, використовуючи цей закон, знайдемо тиск пари сплавів. У розбавлених розчинах розчинена речовина лише невелика частина розчину, а основну частину складає розчинник.

Якщо позначити тиск пари чистого розчинника при будь-якій температурі як P_A , тиск пари розчину – P_{AB} , а кількість моль-розчинника – n_A і розчиненої речовини – n_B , то за законом Рауля

$$P_A - P_{AB} = P_A \cdot \frac{n_B}{n_A + n_B} \quad (1.3)$$

Концентрація розчиненої речовини в молярних долях

$$x_B = \frac{n_B}{n_A + n_B}$$

і концентрація розчинника

$$x_A = \frac{n_A}{n_A + n_B}.$$

Співвідношення в паровій фазі сплавів добре підпорядковуються закону Рауля. Слід мати на увазі, що під розчинником і розчиненою речовиною в цьому випадку розуміють лише компоненти сплаву.

На основі рівняння (1.3) можна визначити тиск пари сплаву P_{AB} . Знаючи склад сплаву і тиск пари одного з його компонентів P_A при заданій температурі, отримуємо

$$P_{AB} = P_A \cdot \frac{n_B}{n_A + n_B} = P_A \cdot x_A. \quad (1.4)$$

Звідси парціальний тиск пари одного з компонентів сплаву в паровій фазі:

$$P_A = P_{AB} \cdot \left(1 + \frac{n_B}{n_A} \right). \quad (1.5)$$

З другого закону термодинаміки виходить, що при зменшенні тиску пари на величину $P_A - P_{AB} = \Delta P_A$ збільшується температура системи на величину ΔT_A , в результаті тиск пари розчину досягає P_A :

$$\frac{\Delta T_A}{\Delta P_A / P_A} = \frac{R_0 \cdot T_A^2}{Q_A}, \quad (1.6)$$

де Q_A – теплота випаровування компонента А (кал/моль), але з формули (1.3) маємо

$$\frac{\Delta P_A}{P_A} = x_B, \text{ тому із (1.6) випливає}$$

$$\Delta T_A = \frac{R_0 \cdot T_A^2 \cdot x_B}{Q_A}. \quad (1.7)$$

Кількість матеріалу, що випарувався

Основні співвідношення процесу випаровування зазвичай отримують, використовуючи такі міркування. Розглянемо деяке джерело пари. Якщо P_i – пружність пари випаровуваного матеріалу при температурі T_i , n_i – число атомів в одиниці об'єму джерела (тобто атомна щільність), то $P_i = n_i \cdot k \cdot T_i$. Дамо уявлення про таку модель [2]: газ, що складається з атомів випаровуваного матеріалу, знаходиться в замкнутому об'ємі під тиском P_i . При випаровуванні атоми цього газу покидають об'єм через діафрагму з малою площею F_n . Стінки діафрагми настільки тонкі, що атоми не можуть з ними зіткнутися навіть при русі в площині стінки. Розміри отвору дуже малі порівняно з середньою довжиною вільного пробігу атомів, і тому атоми в отворі не стикаються з іншими атомами. Отже, розподіл атомів поблизу отвору не відрізняється від розподілу уздовж стінки і на одиницю площі отвору падає щомиті така ж кількість атомів, як і на одиничну площу стінки. Повне число атомів, що випромінює в одиницю часу таке джерело на всіх напрямках напівпростору, дорівнює

$$N = \frac{1}{4} \cdot n_i \cdot \bar{v} \cdot F_i = P_i \cdot F_i \cdot N_A \cdot (\mu \cdot T_i)^{-\frac{1}{2}} \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{\frac{1}{2}},$$

де \bar{v} – середня швидкість руху атомів,
 μ – молекулярна маса випаровуваної речовини,
 $N_A = 6.02 \cdot 10^{26}$ 1/кмоль – число Авогадро.

Отримане співвідношення відноситься до рівноважних умов, тобто коли швидкість випаровування з поверхні F_i дорівнює швидкості конденсації атомів, що випарувалися, на цю ж поверхню. Іншими словами, результуюча швидкість випаровування дорівнює нулю.

Для отримання плівок створюють нерівноважні умови. У такому разі швидкість випаровування при температурі T_i не залежить від швидкості конденсації атомів на поверхні F_i (табл. 1.2).

Таблиця 1.2 – Температура плавлення, кипіння і випаровування матеріалів (дані В.В. Слущкої й І.І. Некрасова)

Матеріал	Температура плавлення, °С	Температура кипіння, °С	Тиск пари при температурі плавлення, Па	Температура випаровування °С при тиску пари 1,3 Па
Алюміній	660	2060	$1,6 \cdot 10^{-4}$	996
Вісмут	271	1560	$1,6 \cdot 10^{-8}$	698
Вольфрам	3382	5900	2,3	3309
Германій	959	2700	$6,0 \cdot 10^{-3}$	1251
Золото	1063	2960	$8,0 \cdot 10^{-4}$	1465
Кремній	1414	2360	4,3	1432
Мідь	1083	2590	$4,0 \cdot 10^{-2}$	1278
Молібден	2622	4750	3,0	2533
Нікель	1455	2730	$5,0 \cdot 10^{-1}$	1510
Олово	232	2400	0	1189
Свинець	328	1740	$7,2 \cdot 10^{-6}$	718
Срібло	961	2210	$2,3 \cdot 10^{-1}$	1047
Тантал	2996	5300	7,5	3070
Хром	1900	2200	$8,5 \cdot 10^{-5}$	1205

У камері, де відбувається випаровування, знаходяться залишкові гази під малим тиском P_g , молекули яких при хаотичному русі падають на поверхню випаровування F_i . Тому виконується ідеальне рівняння Герца і Кнудсена, і попередня формула для обчислення швидкості випаровування набуває вигляду

$$v = N = (P_i - P_g) \cdot F_i \cdot (\mu \cdot T_i)^{-\frac{1}{2}} \cdot N_A \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}}.$$

У реальних умовах існує відхилення від ідеального рівняння, пов'язане з наявністю різних забруднень поверхні випаровування, наприклад, окисними й іншими плівками, і змінною температурою поверхні випаровування. Це враховують введенням коефіцієнта випаровування $Q_i \leq 1$, і попереднє рівняння набуває вигляду

$$v_i = N_i = a_i \cdot (P_i - P_r) \cdot F_i \cdot (\mu \cdot T_i)^{-\frac{1}{2}} \cdot N_A \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.8)$$

Для технологічних розрахунків необхідно знати швидкість випаровування в одиницях маси в секунду. Якщо маса атома випаровуваної речовини m , то швидкість випаровування дорівнює

$$v_{mi} = m \cdot N_i = a_i \cdot (P_i - P_r) \cdot (\mu/T_i)^{\frac{1}{2}} \cdot F_i \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.9)$$

Із рівнянь (1.8) і (1.9) видно, що швидкість випаровування зростає при збільшенні тиску пари випаровуваного матеріалу і при зменшенні тиску залишкових газів у камері. Збільшення молекулярної маси матеріалу приводить до зменшення швидкості випаровування в одиницях атом/с і до збільшення маси матеріалу, випаровуваного в секунду. Може скластися враження, що температура випаровування впливає дещо нелогічно. Проте з урахуванням виразу (1.2) видно, що з підвищенням температури випаровування його швидкість різко зростає у зв'язку із значним зростанням P_i порівняно з убаванням

$(\mu/T_i)^{\frac{1}{2}}$. Отримані залежності справедливі при так званому вільному випаровуванні, тобто коли атоми пари безперешкодно покидають поверхню випаровування. Практично вільне випаровування настає при тиску залишкових газів в камері нижче 1,33 Па і тиску пари випаровуваного матеріалу в цих умовах близько 150 Па.

При дуже високому тиску пари, а також при високому тиску залишкових газів довжина вільного пробігу атомів матеріалу зменшується і атоми нагромаджуються над випарником у вигляді хмарки. Тоді процес випаровування залежатиме від дифузії атомів з цієї хмарки. У формулах це не враховується.

1.1.2 Процеси в пролітному просторі

Розподіл частинок, що випаровуються, над випарником

Досліджуючи взаємодію частинок із стінкою, Кнудсен висунув таку гіпотезу: «Стінка судини, якби поглинає молекули газу, що ударяються об неї, після чого частинки покидають її у випадкових

напрямах. Число молекул, що знов відлітають з одиниці поверхні стінки в напрямі, що становить кут з нормаллю до цієї площини, пропорційно дорівнює $\cos\varphi$. Ця закономірність була названа законом косинуса. Іноді її приписують Ламберту, який отримав подібну закономірність для випадку освітленості площини.

Закон косинусу можна записати так:

$$N_i(\varphi) = N_0 \cdot \cos \varphi, \quad (1.10)$$

де $N_i(\varphi)$ – число атомів, які щомиті пролітають через одиничну площину, розташовану нормально потоку атомів, коли атоми вилітають під кутом φ відносно нормалі до площини випарника; N_0 – число атомів, що проходять через одиничну площину, перпендикулярну до нормалі площини випарника, тобто при $\varphi = 0$.

Тоді отримуємо для N_0 такі рівняння:

$$N_0 = \frac{2 \cdot a_i}{\pi \cdot r^2} \cdot (P_i - P_\Gamma) \cdot F_i \cdot (\mu \cdot T_i)^{-\frac{1}{2}} \cdot N_A \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}}; \quad (1.11)$$

$$N_i(\varphi, r) = \frac{2 \cdot a_{II}}{\pi \cdot r^2} \cdot (P_i - P_\Gamma) \cdot F_i \cdot N_A \cdot (\mu \cdot T_i)^{-\frac{1}{2}} \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}} \cdot \cos \varphi. \quad (1.12)$$

Відзначимо, що $N_i(\varphi, r)$ обернено пропорційно до квадрата відстані від випарника. Співвідношення для визначення тієї ж кількості речовини, що випарувалася, в одиницях маси, отримане на основі рівнянь (1.9), (1.10) і (1.12):

$$M_i(\varphi, r) = \frac{2 \cdot a_i}{\pi \cdot r^2} \cdot (P_i - P_\Gamma) \cdot F_i \cdot \left(\frac{\mu}{T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{-\frac{1}{2}} \cdot \cos \varphi. \quad (1.13)$$

Явища в пролітному просторі

У пролітному просторі атоми рухаються від поверхні випаровування до точки осадження на підкладці. Завдяки енергії, отриманій при випаровуванні, швидкість руху атома досягає 500 м/с [3].

Тому відстань від випарника до підкладки атом проходить за 0,4...1 мс. При дуже високих температурах, що значно перевищують

початкову температуру випаровування, можливе перенесення атомів групами.

Атом покидає випарник з енергією $k \cdot T$ і рухається в пролітному просторі з середньою швидкістю

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_i}{\pi \cdot m}}$$

Пролітний простір зазвичай містить гази під тиском P_r . Внаслідок цього можливі зіткнення атомів випаровуваного матеріалу з молекулами залишкових газів. Вірогідність такого зіткнення в середньому дорівнює [4]

$$P = 1 - e^{-r/\bar{\lambda}_i},$$

де r – відстань від випарника до підкладки; $\bar{\lambda}_i$ – середня довжина вільного пробігу атома в пролітному просторі.

У свою чергу, за умов випаровування матеріалу середня довжина вільного пробігу його атомів, що рухаються в атмосфері залишкових газів з концентрацією n_r , дорівнює

$$\bar{\lambda}_i = \pi^{-1} \cdot \left(\sqrt{2} \cdot n_i \cdot \sigma_i^2 + n_r \cdot \frac{1}{4} \cdot (\sigma_i + \sigma_r)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{m_r}{m_i}} \right)^{-1},$$

де n_i , n_r – концентрація молекул матеріалу, який випаровується, і залишкових газів; σ_i , σ_r – діаметри атомів матеріалу, який випаровується, і молекул залишкових газів; m_i , m_r – маси атомів матеріалу, який випаровується, і залишкових газів.

При тиску $P_r = 1,33 \cdot 10^{-4}$ Па середня довжина вільного пробігу атомів складає понад 70 м. Якщо атоми не стикаються, то летять прямолінійно від випарника до підкладки.

Випарник є джерелом не тільки випаровуваного матеріалу, але і термоелектронів і променистої енергії. Потік електронів, діючи в пролітному просторі, може викликати часткову іонізацію атомів випаровуваного матеріалу і молекул залишкових газів. Потіки випромінюваної енергії не надають ніякої дії на пролітний простір.

Вони лише призводять до додаткового нагрівання підкладок мікросхем, що небажано. Проте потоки випромінюваної енергії можуть бути затримані по другорядних напрямках за допомогою екранів.

1.1.3 Конденсація частинок на підкладці

Встановлено, що початкове зростання плівок, що утворюються у вакуумі, проходить три стадії:

- конденсація атомів на площині;
- ріст багатоатомних зародків;
- перетворення зародків на великі агрегатні утворення.

На рис. 1.1 показано ленгмюрівську модель початкових стадій.

Білими кружечками позначені атоми, які тільки що адсорбовані поверхнею або ж десорбовані з неї, а чорними – атоми, які були на

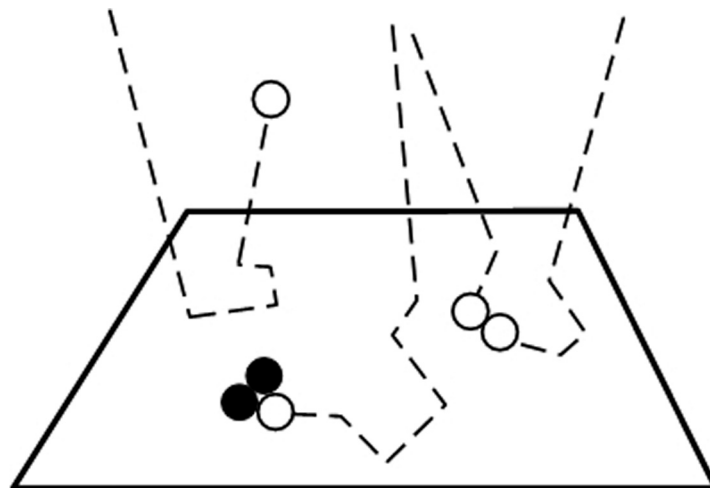


Рисунок 1.1 – Схема переміщення атомів на підкладці й зростання плівки

поверхні у цей момент. Атоми, що потрапили на поверхню, переміщуються по ній довільно. Вони можуть знов випаруватися, якщо не зустрінуть іншого атома. Ймовірність покинути поверхню у пари атомів, що зустрілися, вже невелика. При зустрічі інших атомів з цією парою починає утворюватися плівка.

У 30–х роках ХХ ст. Я.І. Френкель запропонував теорію конденсації пари на підкладці й утворення кристалічної фази. Приблизно в цей же час Н.Н. Семенов описав механізм конденсації за інших умов: конденсація пари, утворення рідини і подальша її кристалізація.

Виявилось, що обидва різновиди конденсації можливі в реальних умовах.

Розглянемо модифіковану теорію конденсації Я.І. Френкеля. Конденсація атомів (наприклад, металу), що знаходяться в пароподібному стані, визначається їх взаємодією з поверхнею підкладки.

На дуже близькій відстані від підкладки на атом спочатку діє сила тяжіння (рис. 1.2), а потім на дуже малому відрізку – сила відштовхування. Отже, існує така відстань від підкладки r_m , де атом матиме мінімальну потенційну енергію E_m . Крива 1 відповідає руху атома до тієї ж підкладки, в якій він буде оточений чотирма сусідніми атомами. Крива 2 відноситься до руху атома безпосередньо до одного з атомів кристалічної решітки. Крива 3 характеризує найбільш

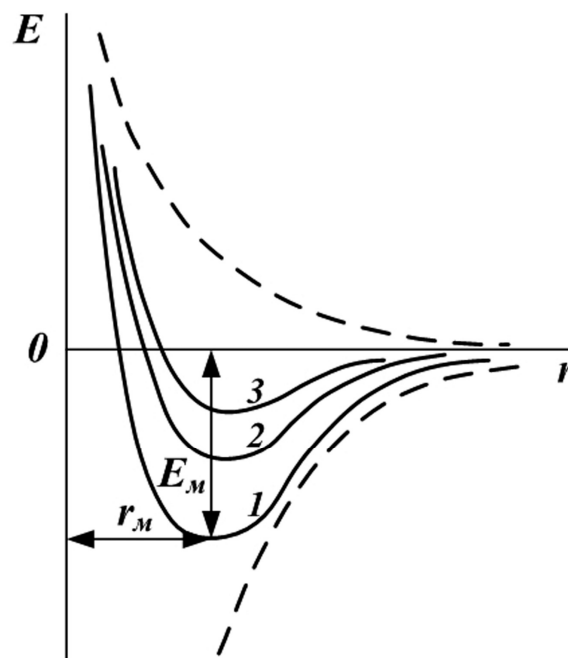


Рисунок 1.2 – Схема взаємодії атома з підкладкою

поширений випадок забрудненої підкладки, коли зменшуються і енергія обміну, і енергія відриву атома від поверхні.

Поверхня підкладки в енергетичному відношенні є деяким потенційним бар'єром, який складається з потенційних горбів. Атоми пари металу стикаються з такою поверхнею і втрачають частину своєї кінетичної енергії. Оскільки існує потенційний бар'єр, то частина осідаючих атомів покине поверхню, інша частина, зіткнувшись з поверхнею, віддасть свою надмірну енергію у вигляді фотона і буде

утримана поверхнею або адсорбована. Адсорбовані атоми прийнято називати адатомами.

Атом, що затримався в потенційній ямі, почне здійснювати теплові коливання разом з атомами підкладки. У процесі таких коливань, завдяки термічній активації поверхнею і наявності власної кінетичної енергії адатом може подолати сили E_m (рис. 1.3), що пов'язують його з даним місцем, і, подолавши потенційний бар'єр, перейти на інше місце по поверхні. Таке явище називається міграцією атома. Рухливість атома на поверхні залежатиме від величини E_m і, отже, від властивостей конкретних атомів, а також від природи і ступеня хімічної чистоти поверхні підкладки. У процесі міграції атом може отримати значну теплову енергію E_L , достатню для випаровування з поверхні, і покинути поверхню. Говорять, що атом десорбує.

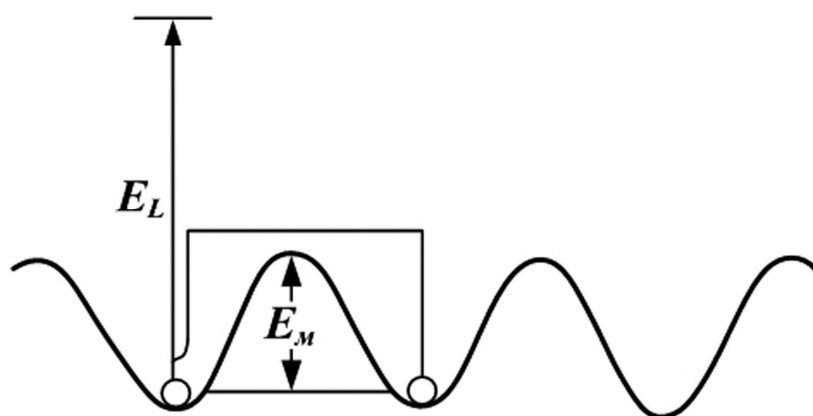


Рисунок 1.3 – Потенційна схема підкладки

Якщо позначити середній час життя, протягом якого поодиноким атом залишається на поверхні підкладки, через τ_1 , то

$$\tau_1 = \frac{1}{f_1} \cdot \exp\left(\frac{E_L}{k \cdot T}\right),$$

де f_1 – частота коливань адатома біля положення рівноваги в напрямі, перпендикулярному до поверхні підкладки; $E_L = Q_{\text{дес}}$ – енергія десорбції, що дорівнює енергії адсорбції атома; k – стала Больцмана.

Вірогідність вторинного випаровування адсорбованого атома за одиницю часу дорівнює

$$P_1 = \frac{1}{\tau_1}.$$

Середній час релаксації, необхідний для того, щоб атом прийшов до термічної рівноваги з підкладкою, визначають за формулою

$$\tau_e \approx 2 \cdot \tau_1 \cdot \exp\left(-\frac{Q_{\text{дес}}}{k \cdot T}\right).$$

При великій енергії зв'язку атома з поверхнею $Q_{\text{дес}} \ll k \cdot T$ значення τ_1 дуже велике, а τ_e – мале. Тоді термічна рівновага встановлюється швидко і атом дифундує по поверхні окремими перескоками. Для оцінки ступеня наближення до термічної рівноваги між поверхнею і молекулами, що потрапляють на поверхню і покидають її, Кнудсен у 1911 р. запропонував поняття термічної акомодатії. Коли молекули газу, що знаходяться спочатку при температурі T_i , стикаються з поверхнею нагрітої підкладки, температура якої $T_s > T_L$, то при першому зіткненні повного обміну енергіями не відбувається і для цього потрібно багато зіткнень. Тому Кнудсен визначив коефіцієнт акомодатії як «величину, яка вказує, наскільки повно молекули, що стикаються з поверхнею, а потім відображені або випущені нею, встигають при зіткненні придбати ту середню енергію, яка відповідає температурі нагрітої поверхні». Молекули, що випускаються або відбиваються від нагрітої поверхні, мають таку енергію, яка відповідає температурі $T_r < T_s$, і тоді коефіцієнт акомодатії

$$\alpha_T = \frac{T_r - T_i}{T_s - T_i}.$$

При $T_r = T_s$ $\alpha = 1$, при $T_s > T_r > T_i$ $\alpha < 1$.

Тут $T_i = \frac{m \cdot v_1^2}{3 \cdot k}$ – середня температура падаючих молекул;

$$T_r = \frac{m \cdot v_2^2}{3 \cdot k} \text{ – середня температура відбитих молекул.}$$

Під відбиттям молекул розуміють не тільки пружне відбиття, але і переважно подолання бар'єра при випаровуванні.

Вірогідність захоплення поверхнею атома, що стикається з нею, називають коефіцієнтом конденсації, який чисельно є відношенням числа атомів, що сконденсувалися на поверхні, до атомів, які стикаються з поверхнею.

За умови, що маси налітаючих атомів і атомів підкладки приблизно однакові й кінетична енергія не більше ніж у 25 разів перевершує енергію десорбції $Q_{дес}$, коефіцієнт конденсації близький до одиниці.

Якщо ж маса падаючого атома значно менша маси атома підкладки або ж якщо кінетична енергія падаючого атома дуже велика, то коефіцієнт конденсації значно менше одиниці.

У процесі міграції по поверхні підкладки атом може зустрітися з іншим мігруючим атомом і утворити двоатомний комплекс. Тривалість життя в адсорбованому положенні двох атомів, що утворили комплекс, дорівнює

$$T_2 = \frac{1}{f_2} \cdot \exp\left(\frac{E_L + \Delta E}{k \cdot T}\right),$$

Де f_2 – частота коливань комплексу;

ΔE – енергія утворення «металевих» зв'язків комплексу.

Поверхневий час життя двоатомного комплексу T_2 більший, ніж одиночного атома T_1 , і тому зустріч комплексу з іншими атомами вірогідніша. При кожному новому приєднаному атомі збільшується час життя комплексу і зростає енергія, необхідна для десорбції комплексу, а значить, зменшується вірогідність його ревіпаровування. Крім того, знижується його рухливість на поверхні. Таким чином, якщо виник зародок, то подальше його зростання у великі агрегатні сполуки відбувається за рахунок збільшеного поверхневого часу життя зв'язаних атомів.

Швидкість конденсації, товщина плівки, час конденсації

При конденсації частинок на підкладці справедливий закон косинуса, тобто кількість молекул, що падають на одиницю площі підкладки, нормаль до якої складає кут θ з напрямом падіння, пропорційна $\cos\theta$.

Враховуючи співвідношення (1.12) і вводячи коефіцієнт конденсації α_k , можна записати вираз для визначення швидкості конденсації:

$$\begin{aligned} \frac{dN_k}{dt} &= \alpha_k \cdot N_k(\varphi, r) \cdot \cos\theta = \\ &= \frac{2 \cdot \alpha_k \cdot Q_k}{\pi \cdot r^2} \cdot (P_i - P_r) \cdot F_i \cdot N_A \cdot (\mu \cdot T_i)^{\frac{1}{2}} \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos\varphi \cdot \cos\theta. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Стосовно технологічних розрахунків масова швидкість конденсації може бути отримана з формул (1.13) і (1.14):

$$\begin{aligned} \frac{dM_k}{dt} &= \alpha_k \cdot M_k(\varphi, r) \cdot \cos\theta = \\ &= \frac{2 \cdot \alpha_k \cdot Q_k}{\pi \cdot r^2} \cdot (P_i - P_r) \cdot F_i \cdot \left(\frac{\mu}{T_i}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos\varphi \cdot \cos\theta. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Здійснюючи процес осадження плівки в незмінних умовах за проміжок часу t , можна отримати плівку, маса якої на одиничній поверхні:

$$M = \int_t dM_K.$$

Масу плівки прийнято вимірювати в частках грама – пікограмах (пг) або мікрограмах (мкг): $1 \text{ пг} = 10^{-12} \text{ г}$; $1 \text{ мкг} = 10^{-6} \text{ г}$. Якщо щільність одного шару плівки ρ , а товщина h , то $M = 1 \cdot h \cdot \rho$. Звідси товщина сконденсованої плівки за час t дорівнює

$$h = \frac{1}{\rho} \cdot \int dM_k = \frac{2 \cdot \alpha_k \cdot Q_k}{\pi \cdot r^2 \cdot \rho} \cdot (P_{II} - P_{\Gamma}) \cdot \left(\frac{\mu}{T_{II}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{F_{II} \cdot t}{(2 \cdot \pi \cdot R_0)^{\frac{1}{2}}} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \theta. \quad (1.16)$$

Товщину плівок вимірюють в ангстремах (Å): 1 Å = 10⁻⁸ см = 10⁻⁷ мм = 10⁻⁴ мкм. Час, потрібний для конденсації плівки товщиною h , можна знайти, використавши (1.15) і (1.16):

$$t = \frac{\pi \cdot r^2 \cdot h \cdot \rho \cdot (2 \cdot \pi \cdot R_0)^{\frac{1}{2}}}{2 \cdot \alpha_k \cdot Q_k \cdot (P_i - P_{\Gamma})} \cdot \left(\frac{T_{II}}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (F_i \cdot \cos \varphi \cdot \cos \theta)^{-1}. \quad (1.17)$$

1.2 Основи процесів іонного розпилювання матеріалів

Бомбардування поверхні будь-якого матеріалу іонами з достатньо великою енергією приводить до вибивання з цієї поверхні атомів. Таке явище називають іонним розпилюванням. Воно відоме з публікації У.Р. Гроува (1842 р.). Джерелом іонного розпилювання є електричний розряд у вакуумі.

1.2.1 Електричний розряд у вакуумі

При значній різниці потенціалів між електродами (декілька кіловольтів), розташованими у вакуумі, спостерігається пробій. На рис. 1.4 показано картину, яка відповідає розрядній трубці при прикладанні до її електродів постійної напруги. Якщо змістити електроди досить близько, картина стає схожою із зображеною на рис. 1.4, б.

З вольт-амперної характеристики (ВАХ) електричного розряду у вакуумі (рис. 1.5, а) видно, що до деякого значення напруги струм між електродами відсутній. Потім настає пробій вакуумного простору, при якому різко зростає струм і незначно знижується напруга. Розряд у цій зоні ВАХ називають нормальним тліючим. При подальшому підвищенні напруги струм стає функцією напруги. У цій зоні ВАХ розряд стає аномальним. Для іонного розпилювання матеріалів використовують аномальний розряд.

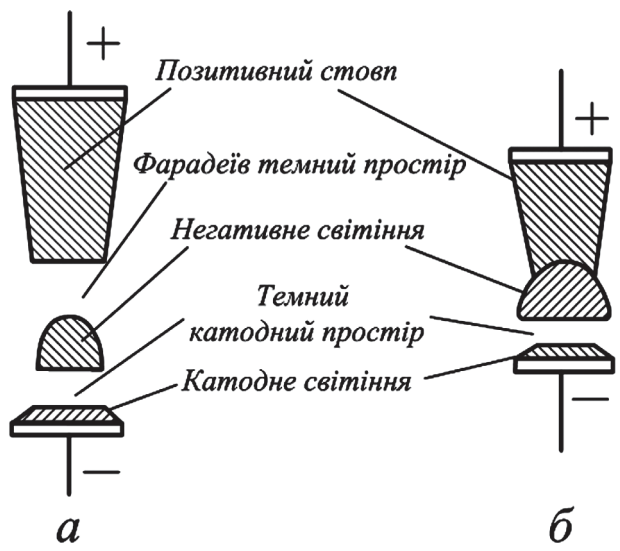


Рисунок 1.4 – Схема тліючого розряду

Процеси в тліючому розряді

На схемі тліючого розряду між двома плоскими електродами (рис. 1.5, б) показаний розподіл потенціалу між електродами. Криву умовно можна розділити на три ділянки [6].

Перша ділянка (протяжністю d_k), що круто піднімається, відноситься до катодної частини розряду. Електрони, що пройшли катодну ділянку розряду, набувають енергії, достатньої для іонізації атомів газу. Значна частина цієї енергії витрачається в цій же частині розряду на збудження й іонізацію атомів. Тому такі електрони входять у стовп розряду після проміжної області як відносно повільні.

При зіткненні між собою і з атомами газу електрони втрачають значну частку спрямованості свого руху, який стає хаотично

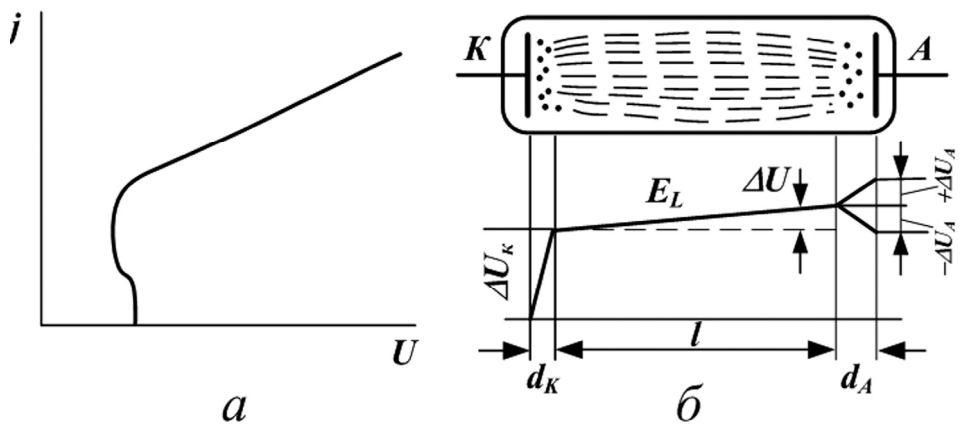


Рисунок 1.5 – Електрична характеристика розряду: а – вольт – амперна; б – розподілення потенціалу в трубці

направленим. Спрямованість руху електронів на цій ділянці пов'язана з подовжньою спрямованістю електричного поля. Тому друга ділянка розряду довжиною L , найбільша за протяжністю, відноситься до стовпа розряду.

Завдяки полю міжелектродного проміжку електрони набувають додаткової енергії. Енергія найбільш швидких електронів перевищує $q_2 \cdot U_1$ і $q_1 \cdot U_2$, і вони в результаті прямої і ступінчастої іонізації порушують та іонізують атоми газу, і у цій області також з'являються збуджені атоми й іони. У об'ємі стовпа зберігається динамічна рівність концентрації електронів та іонів: $n_L \approx n_i$.

Ця динамічна рівність зберігається завдяки таким процесам. Частина іонів йде до катода, внаслідок чого створюється складова іонного струму. Частина іонів рекомбінує з електронами в об'ємі або на стінках, і іони перетворюються на нейтральні атоми.

Спад іонів заповнюється іонізацією атомів газу. В процесі рекомбінації зникає таке ж число електронів, як і іонів. Крім того, частина електронів втрачається при збудженні та іонізації атомів. Проте концентрація електронів поновлюється внаслідок безперервної їх емісії катодом і електричним полем. Одночасно з цим створюється електронна складова струму. Рівність концентрації зарядів $n_L = n_i$ не означає рівності електронного й іонного струмів у розряді, що показано на рис. 1.6, де в елементарному об'ємі довжиною dx у

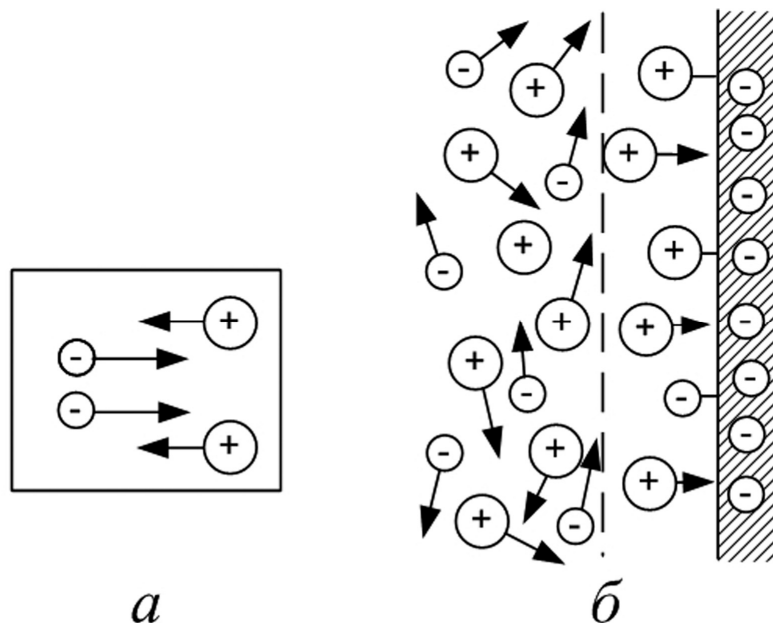


Рисунок 1.6 – Схема руху зарядів у плазмі: а – в мікрооб'ємі, б – поблизу стінки

будь–який момент часу два іони і два електрони просторово компенсують один одного.

Оскільки рухливість електронів значно більша рухливості іонів через велику різницю в масах, то за час переміщення цих іонів у даному об'ємі через нього пройде в стільки разів більше електронів, у скільки разів швидкість електронів більша швидкості іонів.

Тому електронна складова струму в розряді у декілька разів більша за складову іонного струму. Іонізоване газове середовище, для якого характерна динамічна рівність концентрацій, називають плазмою.

Для електронно–іонної плазми характерний безладно спрямований рух зарядів. При цьому електронна складова спрямована до анода, а іонна – до катода. Окрім цього, в сталому режимі в стовпі розряду з'являється поперечне поле.

Наявність безладного руху зарядів призводить до їх попадання на стінки камери (рис. 1.6, б). Спочатку до стінки підходять електрони, як частинки більш легкі. Стінка заряджається негативно. Електронний потік до стінки зменшується, а іонний збільшується до тих пір, поки щільність струмів не стане однаковою. Безпосередньо у стінки утворюється іонна оболонка, заряд якої компенсує негативний заряд на стінці.

Поле між оболонкою і стінкою, яке є прискорюючим для іонів і гальмуючим для електронів, є поперечним полем відносно поля основних електродів. У цьому полі також зберігається електрична нейтральність.

З ускладненням конструкції об'ємів ускладнюється і система електричних полів.

Атоми ряду речовин мають окрім звичайних рівнів збудження так звані метастабільні рівні. Особливістю цих рівнів є те, що довільний перехід електронів з таких рівнів на рівні, що розташовані нижче, практично неможлива. Можливі виходи з метастабільного перебування на вищій або на нижчій енергетичний рівень.

На нижчий рівень метастабільний атом може перейти в результаті зустрічі з повільним електроном, атомом або стінкою камери. При цьому відбудеться передача енергії збудження зустрінутим частинкам або стінці, і метастабільний атом перейде в нормальний незбуджений стан.

Перехід електрона на вищій енергетичний рівень може відбутися при зустрічі метастабільного атома з іншою частинкою і обміні з нею енергіями або при отриманні енергії від кванта світла. Як відомо, надалі під час переходу електрона із збудженого на

нормальний рівень відбудеться випромінювання, яке називають резонансним. Річ у тому, що квант світла резонансного випромінювання може поглинатися нормальним атомом, який переходить у збуджений стан. Випромінювання цього останнього атома порушує наступний атом і так далі. Таким чином, кванти резонансного випромінювання, поглинаючись і випромінюючись, здійснюють безладний рух у газовому середовищі. Такий процес називають реабсорбцією випромінювання. При цьому відбувається як би збільшення часу життя збуджених атомів і, отже, збільшення їх концентрації в розряді.

Наявність метастабільних атомів і збільшення часу життя збуджених атомів за рахунок реабсорбції резонансного випромінювання приводить до можливості здійснення процесів ступінчастого збудження і ступінчастої іонізації. Тобто збуджений атом повторно зустрічається зі швидким електроном, отримує від нього енергію, завдяки якій електрон атома переходить на вищий рівень збудження або повністю відривається від атома, створюючи іон. Вельми важливою особливістю такого ступінчастого процесу є те, що для збудження й іонізації ступінчастим шляхом потрібна менша енергія кожного електрона (менша середньої енергії електронного газу), ніж для здійснення цих процесів одноразовим ударом.

Розглянемо схему рис. 1.7. За нульовий рівень відліку енергій прийнятий верхній стаціонарний енергетичний рівень у нормальному незбудженому атомі. Рівні збудження U_{B1} і U_{B3} приймають за випромінюючі, а рівень U_{B2} – за метастабільний.

Пряма 1 зображує збудження атома ударом електрона, а пряма 1' – квантом променистої енергії. Хвилястою лінією 1'' показано повернення збудженого (рівень U_{B1}) атома до нормального стану, що супроводжується резонансним випромінюванням. Пряма 2 зображує пряме збудження атома до метастабільного рівня U_{B2} . Безпосереднє

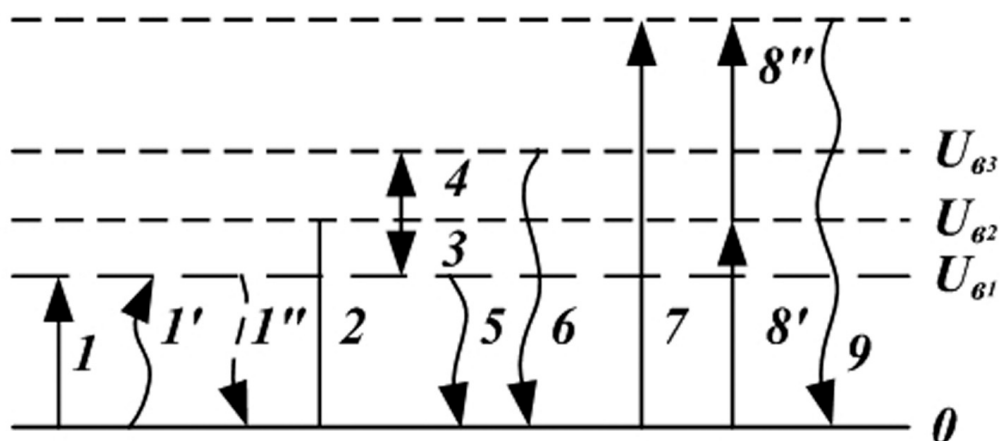


Рисунок 1.7 – Схема збудження атома

випромінювання з цього рівня, як відомо, неможливе. Стикаючись з частинками або стінкою, атом віддає частину своєї енергії 3 або набуває додаткової енергії 4. Тоді відбувається резонансне 5 або нерезонансне 6 випромінювання.

Іонізація атома може бути здійснена при прямому зіткненні 7 або при ступінчастій іонізації спочатку до метастабільного рівня U_{B2} (перший ступінь) 8', а потім до рівня іонізації (другий ступінь) 8". У цьому випадку після удару електрони можуть мати помітно меншу енергію, ніж при прямій іонізації. Рекомбінація 8 супроводжується великим виділенням енергії і значним випромінюванням.

Іонізація атомів може також відбуватися при їх зіткненні з позитивними іонами. Іонізуюча здатність позитивних іонів відносно молекул того ж газу дуже мала, а значить, мала і вірогідність іонізації. Це пов'язано з можливістю передачі іоном не більше половини своєї енергії (електрон може віддати всю енергію) і з великим часом взаємодії таких частинок, що приводить до пружного удару.

Ударна іонізація відбувається також і при зіткненні швидких атомів. Такий процес називають термічною дисоціацією. Він відбувається у високотемпературному дуговому розряді високого тиску. При низькому тиску вірогідність такої іонізації вельми нікчемна.

Іонізація може відбуватися також під дією падаючого на газ світла (фотоіонізації). Для цього енергія квантів повинна задовольняти вираз $h \cdot \nu \geq e \cdot U_i$. Інтенсивність такої іонізації дуже незначна.

За наявності електронів, що мають дуже велику енергію, можлива не тільки іонізація атомів, але одночасно і збудження іонів, що утворюються. Потенціал збудження іона настільки більший за потенціал збудження атома, що часто може бути більшим за потенціал іонізації атома. Тому випромінювання збуджених іонів (іскровий спектр) може призвести до прямої фотоіонізації. Фотоіонізація власним випромінюванням вельми істотна в іскровому розряді.

У іонізованому газі може відбуватися електронно-іонна рекомбінація як об'єднання електрона й іона у нейтральний атом. У розрядах низького тиску безпосередньої рекомбінації в об'ємі практично немає.

Рух зарядів у газі

Електрони й іони електричного розряду, так само як і молекули газу, знаходяться в стані безперервного руху. При рівноважному

розподілі концентрації зарядів і відсутності електричного поля рух зарядів є хаотичним. Усі напрями руху в цьому випадку рівноімовірні. У тих самих умовах і рух молекул газів є хаотичним. Накладення електричного поля спричиняє появу спрямованої складової в русі зарядів. Якщо складова виникає під тиском електричного поля, то її прийнято називати дрейфовою складовою, а рух – дрейфовим. Якщо спрямований рух виникає унаслідок градієнта концентрації частинок, то складову називають дифузійною, а рух – дифузійним. Найчастіше існує безладно спрямований рух частинок, і його слід вважати дифузійно–дрейфовим.

Дрейфовий рух електронів

Дрейфовий рух електронів складається з двох накладених один на одного рухів – хаотичного і спрямованого.

Хаотичний рух характеризується середньою арифметичною швидкістю електронів \bar{c}_e і середньоквадратичною швидкістю електрона

$$\bar{c}_e = \sqrt{\frac{3 \cdot \pi}{8}} \cdot \bar{c}$$

Спрямований рух характеризується середньою швидкістю руху \bar{v}_e . Якщо швидкості хаотичного руху і вільні пробіги електронів розподілені за функцією Максвелла, то

$$\bar{v}_e = \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_e}{m_e \cdot \bar{c}_e} \cdot E,$$

де q_e – заряд електрона; $\bar{\lambda}_e$ – середній пробіг електрона в газі; m_e – маса спокою електрона; E – напруженість електричного поля.

Виражаючи середній вільний пробіг електрона $\bar{\lambda}_e$ у газі через табличний параметр λ_{e_0} – середній вільний пробіг електрона при

тиску газу 1 Па і температурі 0°C, а тиск газу – через приведений тиск

$$P_0 = \frac{273}{T} \cdot P, \text{ отримаємо } \bar{\lambda}_e = \frac{\lambda_{e_0}}{P_0}. \text{ Тоді швидкість електрона}$$

$$\bar{v}_e = \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_{e_0} \cdot E}{m_e \cdot \bar{C}_e \cdot P_0}.$$

Коефіцієнт перед E визначає рухливість електронів B_e , тобто швидкість електронів у напрямі поля при $E = 1$ В/м:

$$B_e = \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_e}{m_e \cdot \bar{C}_e} = \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_{e_0}}{m_e \cdot \bar{C}_e \cdot P_0}.$$

Таким чином, $\bar{v} = B_e \cdot E$.

Середня швидкість хаотичного руху електронів залежить від спрямованості електричного поля:

$$\bar{C}_e = \frac{4}{\sqrt{3 \cdot \pi}} \cdot \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_{e_0} \cdot E}{m_e \cdot P_0 \cdot \sqrt{\bar{x}_e}},$$

де $\bar{x}_e = 2 \cdot \frac{m_2}{m} + \frac{Q_b}{Q_e} - \frac{U_{ib}}{U_e} + \frac{Q_a \cdot n_\Gamma}{Q_e \cdot n_e}$ – частка енергії, що

втрачається електронами на пружні зіткнення і на повернення кінетичної енергії електронам при їх зіткненні із збудженими атомами; n_Γ – концентрація молекул газу в об'ємі; n_e – концентрація електронів.

Температура електронного газу T_e зв'язана з різницею потенціалів U_e , що проходить електрон, співвідношенням $T_e = 7730 \cdot U_e$ і напруженістю поля

$$T_e = \frac{q_e \cdot \bar{\lambda}_{e_0} \cdot E}{3 \cdot k \cdot P_0 \cdot \sqrt{x_e}}.$$

В цій області об'єму простежується такий зв'язок:

$$U_e = \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\bar{\lambda}_{e_0}}{P_0 \cdot \sqrt{x_e}}.$$

Швидкість спрямованого руху електронів залежить також від різниці потенціалів U_e :

$$\bar{v}_e = \frac{E \cdot \bar{\lambda}_{e_0}}{P_0 \cdot \sqrt{U_e}} \cdot \frac{\sqrt{3 \cdot \pi}}{4} \cdot \sqrt{\frac{q_e}{m_e}},$$

де $B_e = \frac{\bar{\lambda}_{e_0}}{P_0 \cdot \sqrt{U_e}} \cdot \frac{\sqrt{3 \cdot \pi}}{4} \cdot \sqrt{\frac{q_e}{m_e}}$ – це рухливість.

Спрямований електронний струм у розряді:

$$I_{ен} = N_e \cdot q_e \cdot \bar{v}_e = N_e \cdot q_e \cdot B_e \cdot E,$$

де N_e – число електронів в одному метрі розрядного стовпа.

Щільність електронного струму, N_e (А/м²):

$$j_{ен} = n_e \cdot q_e \cdot B_e \cdot E = 2,9 \cdot 10^{-8} \cdot n_e \cdot \frac{\bar{\lambda}_{e_0}}{\sqrt{T_{e_0}}} \cdot q_e \cdot \frac{E}{P_0}.$$

Дрейфовий рух іонів

На рух іонів впливають процеси перезарядження. Якщо вважати, що після кожного акту перезарядження іон повністю втрачає

накопичену ним у полі енергію, то середня спрямована швидкість іона між двома перезарядженнями:

$$\bar{V}_i = \left[(q \cdot \bar{\lambda}_n \cdot E) / (2 \cdot m_i) \right]^{1/2},$$

де λ_n – середня довжина вільного пробігу між перезарядженнями;
 m_i – маса іона.

Якщо замінити λ_n ефективним перерізом перезарядження Q_n , а масу іона виразити в одиницях маси водню m_H за формулою $m_i = \mu m_H$, отримаємо

$$\bar{V}_i = 57,5 \cdot \frac{U_i}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{E}{P_0} \right)^{1/2},$$

де $b_i = 57,5 \cdot \frac{U_i}{\sqrt{(\mu \cdot \rho_0)}}$ – рухливість іонів.

Дифузійний рух електронів та іонів

У випадку, коли розряди розподілені в просторі нерівномірно, об'єм характеризується градієнтом концентрації, рух зарядів є дифузійним. При дифузійному русі через поверхню проходять заряди в різних напрямках, проте більша їх кількість рухається в напрямі від великих концентрацій до менших.

Надмірний потік зарядів (різниця між прямим і зворотним потоками) визначається формулою

$$\bar{V}_q \cdot n = - \frac{\bar{\lambda} \cdot C_e}{3} \cdot \frac{dn}{dx},$$

де \bar{V}_q – середня швидкість дифузійного руху зарядів;

$\bar{\lambda}$ – середній вільний пробіг зарядів у газі;

n – число зарядів в одиниці об'єму;

$\frac{dn}{dx}$ – градієнт концентрації.

Коефіцієнт дифузії зарядів $D = -\frac{\bar{\lambda} \cdot C_e}{3}$. Якщо заряди мають один знак, то виникає однополярна дифузія. Рівняння однополярної дифузії

$$\bar{V}_q \cdot n = -D \frac{dn}{dx},$$

звідси
$$\bar{V}_q = -\left(\frac{D}{n}\right) \frac{dn}{dx}.$$

Коефіцієнт однополярної дифузії, пов'язаний з рухливістю зарядів відношенням Ейнштейна, для електронів дорівнює

$$D_e = B_e \cdot \frac{k}{q_e} \cdot T_e \quad \text{і для іонів} \quad D_i = B_i \cdot \frac{k}{q_i} \cdot T_i.$$

У тліючому заряді виникає двополярна (біполярна) дифузія, коли заряди протилежних знаків рухаються не тільки через градієнт концентрації, але і завдяки взаємодії полів зарядів. Загальна швидкість руху з урахуванням того, що при русі електронів та іонів з'являється електричне поле, яке уповільнює рух електронів і прискорює рух іонів, може бути записана так:

$$\text{для електронів} - \bar{V}_{eq} = -D_e \left(\frac{1}{n_e}\right) \frac{dn_e}{dx} - b_e \cdot E_b;$$

$$\text{для іонів} - \bar{V}_{iq} = -D_i \left(\frac{1}{n_i}\right) \frac{dn_i}{dx} - b_i \cdot E_b,$$

де E_e – напруженість внутрішнього поля між зарядами протилежних знаків.

У розряді концентрації електронів та іонів приблизно дорівнюють одна одній:

$$n_e = n_i = n,$$

і однакова результуюча швидкість

$$\bar{V}_{eq} = \bar{V}_{iq} = \bar{V}_a.$$

Тоді
$$\bar{V}_a = \frac{D_e \cdot b_i + D_i \cdot b_e}{b_e + b_i} \cdot \left(\frac{1}{n} \right) \frac{dn}{dx}.$$

Коефіцієнт біполярної дифузії

$$D_a = \frac{D_e \cdot b_i + D_i \cdot b_e}{b_e + b_i}.$$

Оскільки $b_e \gg b_i$, то з урахуванням відношення Ейнштейна маємо

$$D_a = \frac{k}{q} \cdot b_i \cdot (T_l + T_i).$$

Коли ж $T_l \gg T_i$, то
$$D_a = \frac{k}{q} \cdot b_i \cdot T_l.$$

1.2.2 Коефіцієнт розпилювання

Найважливіша кількісна характеристика іонного розпилювання – коефіцієнт розпилювання K_p , тобто число атомів матеріалу мішені, що вибиваються одним іоном. K_p не є цілим числом, а є статистичною середньою величиною. Увесь діапазон енергії іонів можна розділити

на п'ять областей. Типову залежність K_p міді від енергії іонів аргону показано на рис. 1.8.

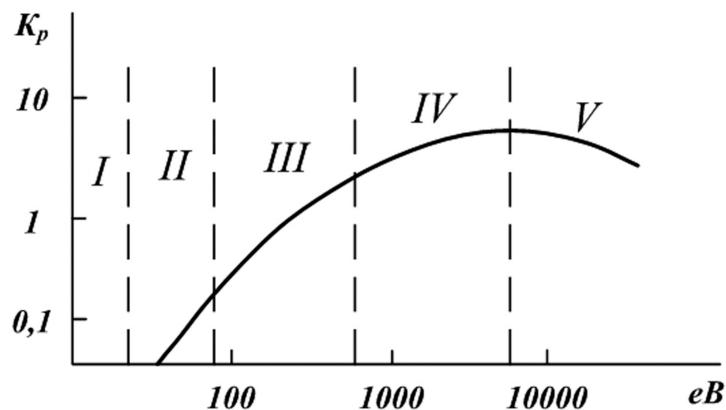


Рисунок 1.8 – Вплив енергії іонів на коефіцієнт розпилювання

Область I відповідає дуже малій енергії іонів, коли розпилювання матеріалу відсутнє, або, точніше, найвідчутнішими методами неможливо його виявити ($K_p < 10^{-4}$ ат/іон). Можливо, ця область продовжується до 20...30 еВ. Дійсний поріг розпилювання може лежати поблизу енергії сублимації, необхідної для видалення атома з поверхні (≈ 5 еВ). Проте це ще не доказано експериментально.

Область II характеризується початком розпилювання, малим K_p і його швидким зростанням при порівняно малому збільшенні енергії іонів.

На думку Хенкеля, насправді існує два пороги розпилювання. «Повний» поріг розпилювання є найменшою енергією іонів, необхідною для видалення з поверхні атома, пов'язаного з решіткою кристала максимально можливим числом зв'язків. При такій енергії процес розпилювання йде безперервно. Цей поріг необхідно подолати при іонному розпилюванні. Є також другий поріг для атомів з «мінімумом зв'язків». Ця енергія необхідна для розпилювання з поверхні атома, що має мінімальне число зв'язків, які утримують його на цій поверхні. Такий атом може утворитися на поверхні в результаті попереднього розпилювання з вищими енергіями.

Коефіцієнт розпилювання визначається такими методами:

- розпилюванням з поверхні кварцового резонатора;
- вимірюванням опору тонкої плівки при поступовому її розпилюванні;
- застосуванням мікробалансної техніки;
- розпилюванням радіоелектронних речовин та ін.

Для області III характерне подальше зростання K_p із зростанням енергії іонів, і ця залежність буде лінійною. Величина K_p стає достатньою для нанесення тонких плівок (від 0,2 ат/іон).

Область IV має найбільший інтерес при отриманні плівок. Тут K_p продовжує збільшуватися, але повільніше, ніж лінійно. Це пояснюється тим, що іони великої енергії глибше проникають у мішень, і, отже, не всі атоми, вибиті зі своїх місць у кристалічній решітці, можуть досягти поверхні й покинути її.

Область V має широкий максимум, де K_p не залежить від енергії іонів. Потім крива йде вниз, оскільки глибина проникнення іонів стає настільки великою, що коефіцієнт розпилювання зменшується.

Для легких іонів (H , H_I) максимум зсувається ліворуч, а для важких (X_I , H_Q) – праворуч.

Процес відриву іонним потоком атомів або молекул від поверхні речовини може відбуватися головним чином внаслідок двох причин:

1) механічного відриву частинок під дією імпульсів сил, які передаються іонами поверхневим шарам речовини. Назвемо такий процес механічним розпилюванням;

2) випаровування атомів мішені, спричинене локальним нагрівом мішені бомбардуючими іонами до температури теплового випаровування. Назвемо такий процес тепловим розпилюванням.

Механічне розпилювання більш властиве тугоплавким металам – танталу, молібдену, титану та ін.

Теплове розпилювання властиве металам з низькою температурою плавлення – олову, цинку, кадмію, вісмуту та ін.

При інтенсивному тепловому розпилюванні часто спостерігається розбризування речовини мішені в твердій або рідкій фазах.

У процесі розпилювання присутні обидва види розпилювання, співвідношення між якими залежать від енергії іонів, механічної міцності речовини, її стійкості до нагрівання.

Коефіцієнт розпилювання K_p залежить від енергії іонів:

$$K_p = C \cdot (U_p - U_o),$$

де C – стала, залежна від матеріалу мішені, роду і тиску газу;

U_p – енергія іонів, що приходять до мішені; U_o – порогова енергія розпилювання, нижче за яку розпилювання практично не існує.

При однозарядних іонах (атомах, позбавлених тільки одного електрона), кількість матеріалу, що розпилюється, дорівнює

$$M_p = \left(K_{pb} \cdot Z_m \cdot I_i \cdot t \right) / 9,65 \cdot 10^{-7},$$

де M_p – маса розпорошеного матеріалу, кг; K_{pb} – коефіцієнт вагового розпилювання, кг/кл; Z_m – атомний номер; I_i – іонний струм у мішені, А; t – час розпилювання, с.

Числовий коефіцієнт $9,65 \cdot 10^{-7}$ виник у зв'язку з переходом від числа атомів до їх маси.

Теорія іонного розпилювання

Усі теорії цього процесу є статистичними [7].

Падаючий іон ударяється об поверхню мішені, проникаючи в неї на певну глибину. В процесі руху усередині мішені іон зміщує деякі атоми кристалічної решітки. Такі атоми називають зміщеними. Як тільки первинний іон зміщує атом, він втрачає частину своєї енергії або «охолоджується». Врешті–решт іон приходить у стан спокою.

Деяка частина зміщених атомів дифундує до поверхні й відривається від неї. Зміщені атоми можуть мати достатню енергію для того, щоб змістити інші атоми, і ці останні можуть змінити результуючий коефіцієнт розпилювання.

Описаний процес ускладнюється явищем фокусування, описаним вперше Р. Силобі та експериментально показаним Же. Венером. Суть його полягає в тому, що імпульс зсуву переважно передається уздовж ланцюжка атомів у напрямку до їх найбільш щільної упаковки в кристалі доти, поки він не досягне поверхні, що призведе до випускання атома.

Такий процес відбувається незалежно від того, під яким кутом ударяє зміщений атом по кінцю ланцюжка. Найбільш часто використовують теорію іонного розпилювання, яку запропонував у 1959 році Р. Піз.

За теорією Піза бомбардуючі іони розділяються за енергією по трьох категоріях: іони з великими, малими і проміжними енергіями. При великих енергіях падаючий іон проходить так близько від ядра, яке він зміщує, що екрануюча електронна хмара атома не перешкоджає його руху. У випадку малих енергій іон не може проникнути крізь екрануючу хмару, і зіткнення приблизно відповідають зіткненням твердих куль. Іони з проміжними енергіями призводять до зіткнень, подібних до слабо екранованих кулонівських зіткнень.

Коефіцієнт розпилювання має вигляд

$$K_p = \sigma_p \cdot n^{2/3} \cdot \frac{E}{A \cdot E_d} \cdot \left[1 + \left(\frac{\ln \left(\frac{\bar{E}}{E_s} \right)}{\ln 2} \right)^{1/2} \right],$$

де σ_p – величина поперечного перетину іона;
 n – число атомів мішені в одиниці об'єму;
 E – енергія іона;
 E_d – енергія, необхідна для зсуву атома мішені від положення рівноваги;
 \bar{E} – середня енергія зміщеного атома;
 E_s – енергія сублімації поверхневого атома.

При значних енергіях

$$\sigma_p = \frac{4 \cdot \pi \cdot a_0 \cdot m_i \cdot Z_i^2 \cdot Z_a^2 \cdot E_r^2 \left(1 - \frac{E_d}{E_{\max}} \right)}{m_a \cdot E_d \cdot E},$$

$$\bar{E}_p = E_d \cdot \left(1 - \frac{E_d}{E_{\max}} \right)^{-1} \cdot \ln \left(\frac{E_{\max}}{E_d} \right),$$

де a_0 – борівський радіус; m_i – маса іона; Z_i – атомний номер іона; Z_a – атомний номер атома; E_r – рідбергівська енергія для водню (13,6888); E_{\max} – максимальна енергія, яка може бути передана іоном нерухомому атому; m_a – маса нерухомого атома.

В області малих енергій

$$\sigma_p = \left(1 - \frac{E_d}{E_{\max}} \right) \cdot \sigma_t,$$

$$\bar{E} = \frac{1}{2} (E_{\max} + E_d),$$

де σ_t – повний поперечний переріз для зіткнень твердих куль, що дорівнює

$$\text{приблизно } \sigma_t = \left(\frac{\pi \cdot a^2 \cdot L_a}{2,72 \cdot E} \right),$$

де $a = a_0 \left(Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3} \right)^{1/2}$ – хаотичний радіус екрануючої хмари (за моделлю Томаса–Фермі); L_a – мінімальна енергія, при якій може бути застосовано модель слабо екранованого кулонівського зіткнення.

В області проміжних енергій

$$\sigma_p = \pi \cdot a^2,$$

$$\bar{E} = E_d \frac{L_b}{E} \cdot \ln \left(1 + \frac{4 \cdot E^2}{L_a^2} \right),$$

де L_e – максимальна енергія, при якій може бути застосовано модель слабо екранованого кулонівського зіткнення.

Відповідно цієї теорії поріг розпилювання дорівнює енергії зсуву E_d .

Природа і енергія розпорошених частинок

Матеріал, що розпилюється при іонному процесі, летить в атомному вигляді, лише близько 1 % цих частинок заряджено. Необхідно врахувати, що на мішені виділяються такі домішки у вигляді SiO, CO, CH₃ та ін. У ряді випадків виділяються двоатомні молекули.

Енергія атомів при розпилюванні значно більше енергії атомів при випаровуванні, що підтверджене вимірюваннями швидкостей розпорошених атомів.

Вплив різних чинників на коефіцієнт розпилювання

Коефіцієнт розпилювання залежить від маси бомбардуючих іонів і від їх енергії, дуже чутливий до кута їх падіння. За інших рівних умов він вище для більш похилих кутів падіння (рис. 1.9, а).

Коефіцієнт розпилювання K_p залежить від орієнтації площин мішені відносно кристалографічних поверхонь. Він зростає уздовж напрямку щільної упаковки (рис. 1.9, б).

Коефіцієнт розпилювання нечутливий до температури мішені, тільки в деяких випадках спостерігається його зменшення із зростанням температури мішені.

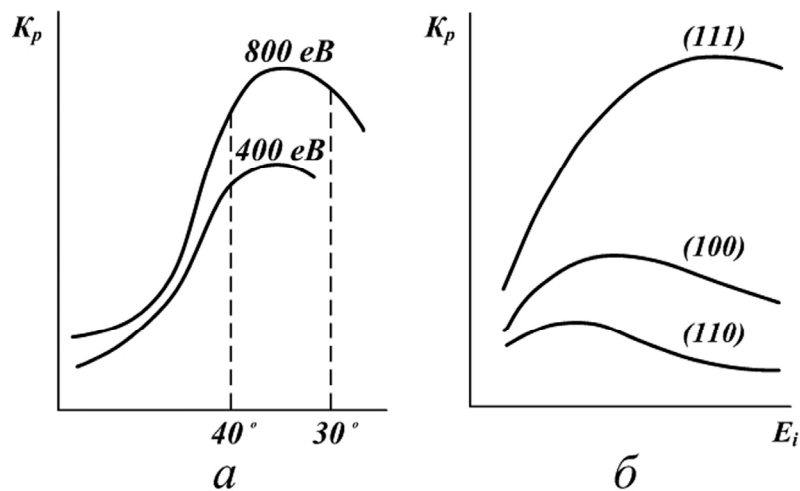


Рисунок 1.9 – Вплив різних чинників на коефіцієнт розпилювання:
а – кут падіння іонів, б – енергія іонів (eB)

1.2.3 Параметри процесу розпилювання

Спрощено визначимо швидкість розпилювання V_p [7]. Якщо коефіцієнтом розпилювання є функція напруги розпилювання $K_p = K_p(U_p)$, а число іонів, що падають за секунду на мішень, – N_i , то швидкість розпилювання $V_p = N_i \cdot K_p$. Величина іонного струму

$$I = N_i \cdot e .$$

Тоді

$$V_p = \frac{I_m \cdot K_p(U_p)}{e} .$$

Таким чином, електричними параметрами процесу розпилювання є напруга розпилювання та іонний струм. Із збільшенням U_p у q разів на четвертій ділянці K_p зростає менш ніж лінійно, тобто в $1/2q$ разів, де $q > 1$. Зростання іонного струму (точніше, його щільність) у q разів

приводить до збільшення V_p також в q разів. Отже, доцільніше оперувати зміною іонного струму на мішені, ніж зміною напруги. Збільшення напруги розпилування приводить до різкого зростання потужності, що виділяється в мішені.

Іонне розпилування здійснюють в атмосфері інертного газу (аргону, криптону). У камері постійно відбуваються натікання атмосферних газів і виділення газів, тому найбільш прийнятним способом очищення робочого об'єму від домішкових газів вважають швидку зміну інертного газу. Цей процес називають «вимиванням». Розглянемо вимиваючий ефект робочого газу. Потік інертного газу через систему позначимо як Q_i , а приплив забруднюючих газів – Q_3 . У момент рівноваги відкачування і надходження газів продуктивність насосів дорівнює $Q_i + Q_3$. Якщо P_i – парціальний тиск забруднюючих газів, а P – загальний тиск у камері, то швидкість видалення забруднюючих газів із камери $(Q_i + Q_3) \cdot (P_i / P)$.

Швидкість зміни кількості забруднюючих газів у камері

$$\frac{d(P_i, V)}{dt} = Q_3 - (Q_i + Q_3) \cdot \frac{P_i}{P}.$$

Якщо у момент $t=0$ повний тиск у камері дорівнює тиску забруднюючих газів, то

$$P_i = P \left[\frac{Q_3}{Q_i + Q_3} \right] + \frac{Q_i}{Q_i + Q_3} \cdot \exp \left(- \frac{Q_i + Q_3}{P \cdot V} t \right).$$

З цього виразу стала часу первинного відчищення

$$\tau = \frac{P \cdot V}{Q_i + Q_3},$$

А парціальний тиск забруднюючих газів за стаціонарних умов

$$P_i = \frac{Q_3 \cdot P}{Q_i + Q_3},$$

Таким чином, тиск газів у камері також є найважливішим параметром іонного розпилювання.

Вплив тиску в камері

Вигідно працювати при вищому тиску. Ефективність розпилювання підвищується через те, що з підвищенням тиску збільшується вірогідність зіткнення іонів, які проходять темний катодний простір, і, отже, збільшується частка іонів, що падають на катод під кутом до поверхні. Проте при високому тиску вірогідність повернення атомів на катод через дифузію так само збільшується, а значить, K_p може зменшуватися. Врахування усіх чинників приводить до оптимального тиску розпилювання $(266 \dots 940) \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}^2$.

Де ж слід розташувати підкладку?

Відмітимо, що з наближенням анода до катода щільність струму різко зменшується, коли відстань між ними стає порівняною з довжиною темного катодного простору. Таким чином, якщо деяка частина анода близька до катодного простору або знаходиться усередині нього, то розпилювання з області катода, розташованої навпроти цієї частини анода, буде значно менша, і, отже, шар підкладки, що знаходиться в цьому місці, буде тонший. Для усунення такого дефекту корисно застосовувати емпіричне правило: відстань між катодом і підкладкою повинна бути в два рази більше довжини темного катодного простору.

Залежність швидкості розпилювання матеріалу від тиску газу в об'ємі має такий вигляд [8]:

$$V_p = K_1 \cdot P^{-\omega},$$

де K_1 – коефіцієнт, що відноситься до одиниці тиску;
 $\omega > 2$ (зазвичай $\omega = 5$).

На рис. 1.10 показано, як впливає збільшення тиску на коефіцієнт розпилювання.

Вплив температури підкладки

Властивості отриманої плівки дуже чутливі до зміни температури підкладки в процесі осадження.

На рис. 1.11, а, б показано вплив температури підкладки на швидкість нанесення германієвої плівки на підкладку з германію при декількох значеннях струму катода. Характер кривих зберігається: із

збільшенням температури підкладки швидкість росту товщини плівки знижується.

Температура підкладки при іонному розпилюванні зростає внаслідок виділення тепла при бомбардуванні підкладки електронами та іонами. Так, наприклад, у тліючому розряді в аргоні при $U = 3000$ В і щільності струму катода 1 mA/cm^2 рівномірна температура поверхні скляної підкладки товщиною 1 мм, притиснутої власною вагою до охолодженого водою утримувача, на 300°C вище за температуру утримувача. Різниця температур між обома поверхнями скла – 50°C . Перепад температур між задньою поверхнею скляної підкладки і утримувачем – 250°C .

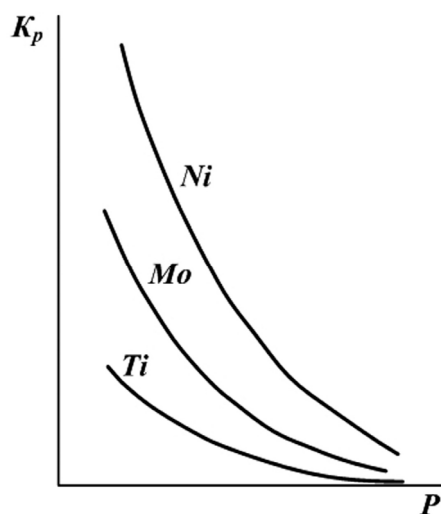


Рисунок 1.10 – Вплив тиску в камері на розпилювання матеріалів

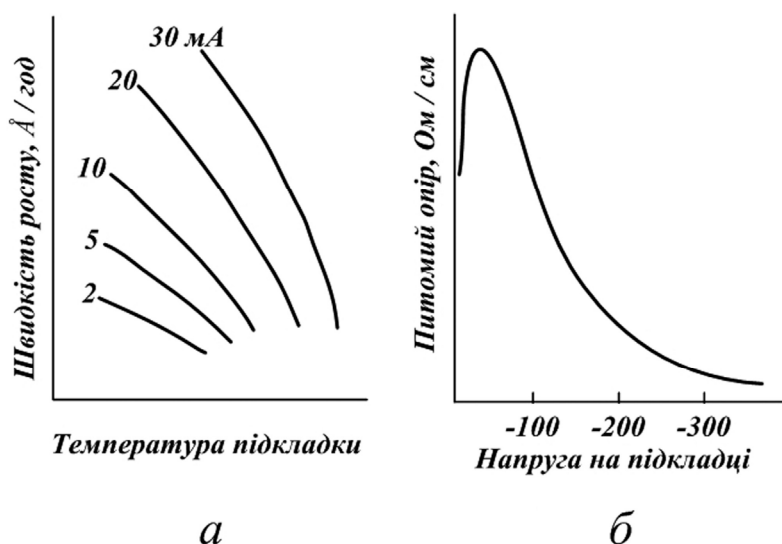


Рисунок 1.11 – Вплив режимів розпилювання на якість плівки:
а – швидкість росту; б – питомий опір

1.2.4 Процеси в камері при іонному розпилюванні

Іонне розпилювання матеріалів є набагато складніший процес, ніж випаровування, і тому цікаво ознайомитися з деякими процесами, що відбуваються в цьому випадку в технологічній камері. З огляду на це, зручно весь простір камери розділити на три області: поверхня мішені та поверхневий простір; область між мішенню і підкладкою; поверхня підкладки і приповерхневий простір.

Поверхня мішені 6 (рис. 1.12) бомбардується позитивними іонами 9. Одночасно сюди надходять молекули залишкових газів, серед яких є хімічно активні 5. Це може призвести до утворення на поверхні мішені (катода) ділянок окисних плівок, що знижує швидкість розпилювання. Необхідно відзначити, що в камері іонізуються також і молекули інших залишкових газів. Іонізовані молекули мають значну хімічну активність, тому на поверхні мішені виникають не тільки оксиди, але й нітриди, карбіди та інші сполуки, які перешкоджають розпилюванню мішені. У результаті з поверхні мішені виділяються як атоми основного матеріалу (Me), так і хімічна сполука (MeO).

Область між мішенню і підкладкою заповнена рухомими по прямолінійних між зіткненнями траєкторіях 10 атомами матеріалу мішені, хімічними сполуками матеріалу мішені, молекулами залишкових та інертних газів, позитивними іонами і в невеликій кількості негативно зарядженими іонами залишкових газів. Заряджені

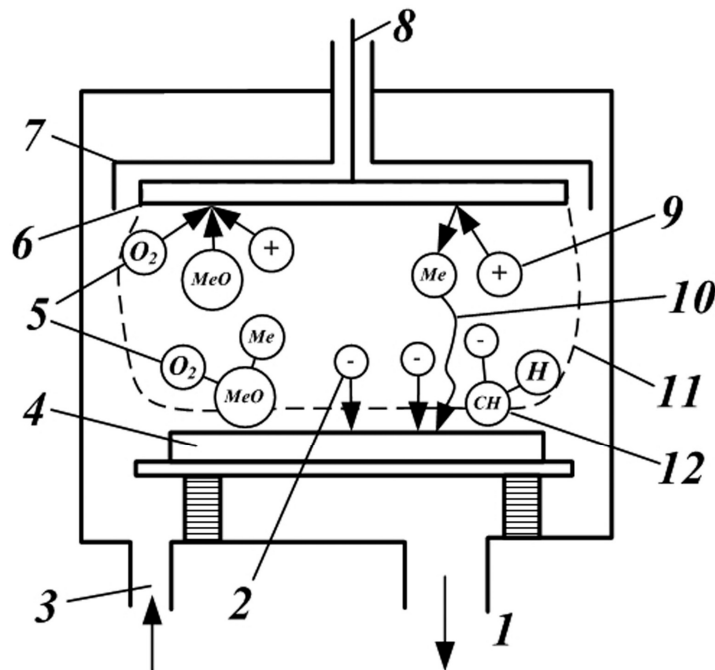


Рисунок 1.12 – Схема процесів у камері при розпилюванні

частинки прискорюються в області темного катодного простору 11 і згідно зі знаком заряду переміщуються до мішені (катоду) або підкладки 4, розташованої на аноді.

Практично в пролітному просторі підтримуються рівноважні концентрації залишкових газів через просочування їх скрізь стінки, нещільність, надходження пари від вакуумних насосів, виділення газів при розігріванні мішені й стінок камери та подачі інертних газів у камеру через напуск 3.

Поверхня підкладки 4 піддається дії частинок, що конденсуються. Сюди потрапляють атоми матеріалу мішені (Me), які при взаємодії з активними хімічними молекулами залишкових газів 5 утворюють оксиди MeO. Молекули органічних сполук або водоводу активуються на поверхні підкладки негативними іонами і утворюють конденсат органічних сполук. Крім того, бомбардування поверхні підкладки електронами (підкладка і анод сполучені) викликає каталітичну дію на утворення органічного конденсату.

Таким чином, в обложеної плівці можуть бути присутніми окрім атомів мішені й інші частинки, які впливають на властивості плівки.

1.2.5 Види іонного розпилювання

Відоме значне число видів і різновидів іонного розпилювання матеріалів. З них найпоширеніші: розпилювання за діодною схемою; розпилювання із зсувом; реактивне розпилювання; високочастотне розпилювання; іонно–плазмове розпилювання; розпилювання з розділенням камери на розрядну і камеру осадження.

Розпилювання за діодною схемою

Іонне розпилювання базується на прикладенні постійного струму між електродами. Така схема розпилення називається діодною (рис. 1.13). Високовольтне джерело живлення приєднується до клем + та -. Катодом є мішень з матеріалу, що розпилюється, а підкладка П розташована на заземленому аноді. Окрім цього, катод є джерелом електронів, а анод підтримує горіння тліючого розряду.

Процес формування плівок розпилюванням у цьому випадку має такі особливості:

- швидкість конденсації плівок при діодній схемі розпилювання нижча, ніж при термічному випаровуванні;
- розпилювання мішені й осадження плівки відбувається у тліючому електричному розряді;

– розпилювання відбувається при нижчому вакуумі, ніж термічне випаровування.

Вказані особливості впливають на механізм формування плівок і їх властивості.

Кількість розпошеного в одиницю часу матеріалу катода дорівнює [16]

$$Q_0 = \frac{K_m \cdot U \cdot I}{P \cdot d_1},$$

де U – напруга розряду; I – струм розряду; P – тиск газів у розряді; d_1 – відстань від катода до підкладки; K_m – константа матеріалу мішені.

Дослід показує, що товщина осадженої плівки при іонному розпилюванні у напрямі краю підкладки змінюється (рис. 1.13, б). Причиною цього є зміна траєкторії іонів поблизу краю мішені. У таких місцях збільшується щільність іонного струму, і розпилювання посилюється унаслідок того, що іони підходять до мішені під великим кутом. Позначається вплив кінцевих розмірів катода і анода. Нерівномірність товщини залежить від відношення діаметра катода D_k/d_1 до відстані між підкладкою і катодом d_1 . При великих

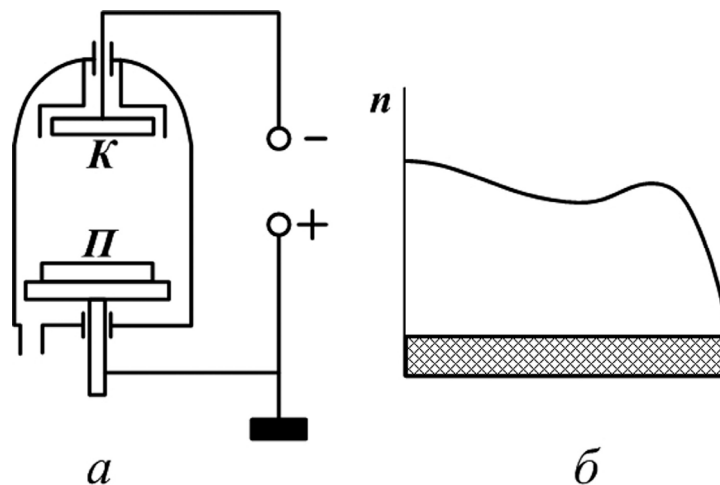


Рисунок 1.13 – Отримання плівок у діодному процесі:

а – схема установки; б – товщина плівки

відношеннях кількість матеріалу мішені, що сконденсувався, на одиницю площі поверхні підкладки дорівнює

$$Q = \frac{K_2 \cdot j \cdot t}{P \cdot d_1},$$

де j – щільність струму позитивних іонів; t – час розпилювання; P – тиск газу в камері; K_2 – стала, залежна від матеріалу мішені та прикладеної напруги.

Кількість осадженого матеріалу пов'язана з кількістю розпорошеного матеріалу співвідношенням

$$Q = \frac{Q_p \cdot t}{P^\alpha \cdot d^\beta},$$

де $\alpha = 0,06 \dots 0,2$; $\beta = 0,5 \dots 2$, які залежать від умов розпилювання.

Діодна схема розпилення має серйозні недоліки. Проте завдяки простоті, надійності та малій вартості устаткування ця схема набула значного поширення.

Розпилювання із зсувом

Якщо плівка, що наноситься, провідна, то на неї можна подати невеликий негативний щодо анода потенціал (100 ... 300) В. Тоді плівка стає зондом зі своєю власною оболонкою іонів. У такому разі плівка в процесі осадження слабо бомбардуватиметься позитивними іонами й очищатиметься від адсорбованих плівкою газів, які за відсутності потенціалу залишилися б у вигляді домішок плівки. Такий метод названий розпилюванням із зсувом (рис. 1.14). Концентрація домішок у плівці, що наноситься таким методом, дорівнює

$$N_n = \frac{\alpha \cdot v_n - \frac{\gamma_c}{e} \cdot (K_{ef} - \beta)}{\alpha \cdot v_n - \frac{\gamma_c}{e} \cdot (K_{ef} - \beta) + R},$$

де α – коефіцієнт прилипання атомів домішки в газі до плівки; v_n – число атомів домішки в газі, що падають на одиницю площі поверхні плівки за одну секунду; γ_c – повна щільність струму в ланцюзі зсуву; e – заряд електрона; β – частина струму в ланцюзі зсуву, зумовлена

іонами домішки; $K_{\text{еф}} = f \cdot K_p$ – ефективний коефіцієнт розпилювання;

$$K_p – \text{дійсний коефіцієнт розпилювання; } f = \frac{\alpha \cdot \nu_n + \beta \frac{\gamma_c}{e}}{\alpha \cdot \nu_n + \frac{\gamma_c (S + \beta)}{e}} –$$

відношення концентрації домішок на поверхні до загального ефективного потоку бомбардуючих частинок.

На рис. 1.11, б показано вплив негативного зсуву на опір плівки танталу. Унаслідок видалення з плівки іонів активних газів опір плівки зменшився. У початковий період (< -100 В) концентрація активних домішок складала 20%. Застосування зсуву значно покращує чистоту отримуваної плівки.

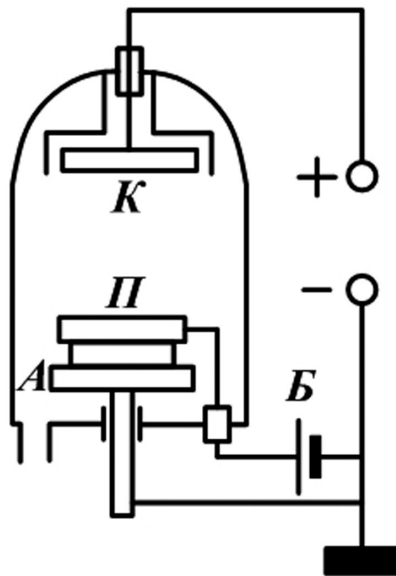


Рисунок 1.14 – Схема розпилювання зі зсувом

Реактивне і високочастотне розпилювання

Введення в технологічну камеру при розпилюванні замість інертних газів хімічно активних газових сполук дозволяє отримати в результаті реакцій складні сполуки, а також сполуки у вигляді плівки. Таке розпилювання називають реактивним, з його допомогою можна виготовити плівки складної сполуки, які не можна отримати термічним випаровуванням. Таким чином, отримують окисні, нітридні плівки та плівки карбідів. Зазвичай в камеру потрапляють активні гази в суміші з інертним газом. Від вмісту в плівці оксидів і нітридів її властивості змінюватимуться від чисто металевих до чисто діелектричних.

Високочастотне розпилювання застосовують для отримання діелектричних плівок. Як відомо, при постійному струмі розряду на поверхні діелектричної (або напівпровідникової) мішені в результаті її бомбардування позитивними іонами накопичуються позитивні заряди. Нейтралізувати їх можна прикладенням між електродами змінного поля. Зазвичай використовують високовольтне поле з частотою 1...20 МГц.

У цьому випадку звичайне іонне розпилювання відбувається в перший момент часу при негативній напівхвилі напруги на діелектричній мішені.

Потім поверхня заряджається позитивними іонами розряду, і бомбардування припиняється. Накладення позитивної напівхвилі напруги викликає бомбардування мішені електронами, які нейтралізують заряд. Це дозволяє в наступному циклі знову проводити розпилювання.

Негативне самозміщення, що автоматично виникає на діелектричній мішені при попаданні на неї потоку електронів, утворює навколо мішені оболонку позитивних іонів. Товщина оболонки зростає з підвищенням потенціалу мішені та зменшується із збільшенням щільності іонів. Ця оболонка забезпечує інтенсивне розпилювання діелектрика. Щільність іонного струму на мішені пропорційна концентрації іонів у плазмі та їх середній тепловій швидкості. При цьому швидкість розпилювання мішені коливається від декількох сотень до декількох тисяч ангстрем на хвилину.

У міру зменшення негативного потенціалу настає момент, коли на мішень у помітній кількості починають потрапляти електрони. Оскільки швидкість теплового руху електронів значно перевищує швидкість теплового руху іонів, то бомбардування електронами починається вже при малих негативних потенціалах на мішені. При невеликому позитивному потенціалі мішень відштовхує всі позитивні іони, навколо ж утворюється оболонка негативного просторового заряду. Електрони, оболонки, що знаходяться усередині, рухатимуться з поверхні мішені. Їх спад компенсується з плазми. На мішені з'являється електронний струм насичення, який залежить від щільності електронів у плазмі.

Хоча в плазмі загальний заряд компенсується, проте за рахунок високих швидкостей руху електронів їх струм насичення у багато разів перевищує іонний. Створюється невеликий негативний зсув на мішені [9]. Надалі зсув наростає, і цикл повторюється. Бомбардування мішені позитивними іонами, окрім її розпилювання, одночасно викликає інтенсивний потік вторинних електронів, які, бомбардуючи підкладку,

нагрівають її до 600°C. Це призводить до зниження швидкості осадження розпорошеного матеріалу внаслідок реєвипаровування [10].

Для високочастотного розпилювання використовують апаратуру, зображену на рис. 1.14 і 1.15. Інтенсивність розпилювання визначається частотою, амплітудою ВЧ напруги, температурою підкладки, складом робочого газу.

Іонно–плазмове розпилювання

Встановлено, що чистота плівок, отриманих іонним розпилюванням, порівняно низька. Підвищити чистоту плівок можна шляхом зниження парціального тиску активних газів (що забруднюють),

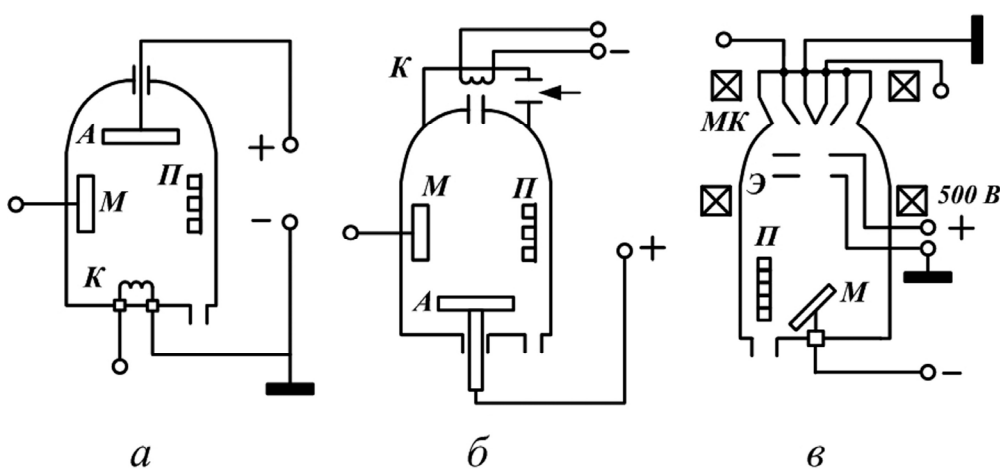


Рисунок 1.15 – Схема іонного розпилювання: а – тріодна; б – з розділенням камер; в – типу дуоплазмотрона

збільшення швидкості осадження плівки. Останнє, у свою чергу, потребує зменшення тиску в камері (до таких значень, щоб вільний пробіг атома був більше відстані d_1) і підвищення щільності іонного струму на мішені. Це виконується в трьохелектродній схемі розпилювання (рис. 1.15, а). Між катодом К і анодом А підтримують невисоку постійну напругу (100 В). Катод емітує потік електронів в напрямку анода. Цей потік іонізує залишковий газ, підтримуючи горіння розряду. Як відомо, такий розряд називають несамостійним. В області позитивного стовпа (плазми) (див. рис. 1.4) розташована мішень, що знаходиться під великим негативним потенціалом щодо катода. Наявність цього потенціалу викликає екстракцію з плазми позитивних іонів, які бомбардують мішень, розпилюючи її. Найвірогідніший напрям польоту розпорошених атомів – по нормалі

до поверхні мішені М. Там і знаходиться підкладка П. У зв'язку з незалежністю від мішені утворення електронів та іонів з'являється можливість близько розташувати мішень і підкладку. Для збільшення щільності плазми і стягання її в шнур накладають зовнішнє магнітне поле, що створюється котушками Гельм–Гольца. Це збільшує вірогідність іонізації, дозволяє понизити тиск у камері, тобто наблизити підкладку до мішені. Тиск знижується до $133 \cdot 10^{-3} \dots 260 \cdot 10^{-4} \text{ Н/м}^2$.

Плівки вдається отримати вельми чистими. Проте введення реактивних газів за наявності накаливого катода неприпустиме. Тому можливості цього методу обмежені.

Іонне розпилювання з розділенням камери на розрядну і камеру осадження

Різновидом установок для тріодної схеми розпилювання стала установка з розділенням камер за тиском (див. рис. 1.15, б) на катодну (іонізаційну) і анодну (робочу). Інертний газ напускають в іонізаційну камеру, і тиск у ній підвищується до $1,33 \dots 1,33 \cdot 10^{-1} \text{ Па}$. Електрони витягуються з іонізаційної камери анодом через отвір у діафрагмі. До мішені М підведена висока негативна напруга відносно анода, яка викликає притягання позитивних іонів. У робочій камері тиск складає $1,33 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$. Це дозволяє добитися високого струму розряду 80 А і великих іонних струмів на мішень – до 2 А. Все це приводить до високої чистоти отриманих плівок і високих швидкостей осадження.

Додатковою перевагою таких установок є можливість проводити реактивне розпилювання. У такому разі реактивний газ подається через напускатч тільки в робочу камеру, і це попереджає руйнування накаливого катода в іонізаційній камері.

Запропоновані також іонні гармати для установок розпилювання матеріалів (див. рис. 1.15, в). Тут іонне джерело (типу гармати Ардена) із струмом на мішень до 500 мА при вакуумі $1,33 \cdot 10^{-3} \dots 1,33 \cdot 10^{-4} \text{ Па}$, який названо дуоплазмотроном, генерує потік іонів. Між катодом у зоні низького вакууму і анодом запалюється несамостійний дуговий розряд. Контрольований електрод у вигляді воронки і анод мають отвір, через який витягується плазма. Заземлений опорний електрод Е має декілька більший отвір, через який плазма потрапляє на мішень М. Для збільшення концентрації заряджених частинок створюють зовнішнє магнітне поле. Анодна напруга для запалення розряду – 70...100 В, струм системи «катод–анод» плавно змінюється до 10 А.

Розпилювання із застосуванням дуоплазмотрона може забезпечити такі швидкості осадження:

Матеріал	Ag	Cu	Nb	W	SiO ₂	TiO ₂
Швидкість осадження, Å/ хвил	405	260	150	150	50	50

Таблиця 1.3 – Способи і режими розпилювання матеріалів

Вид розпилення	Матеріал мішені	Температура підкладки, °С	Швидкість осадження плівки, нм / с	Густина струму на мішень, мА / м ²
ВЧ розряд	Плавлений кварц	100	2,00	–
		500	1,0	
	Скло 19102	100	0,75	–
		500	0,5	
Окисел алюмінію Al ₂ O ₃	–	0,66	–	
	Нітрид бору BN	–	0,5	–
З розділенням камер	Мідь	–	0,75	2,50x10 ⁻²
	Алюміній	–	0,62	3,30 x10 ⁻²
	Тантал	–	0,42	2,30 x10 ⁻²
Іонна гармата	Мідь	–	0,43	–
	Ніобій	–	0,25	–
	Вольфрам	–	0,25	–
	Кварц SiO ₂	–	0,08	–
	Двоокис титану TiO ₂	–	0,08	–

Підкладка при такій схемі розпилювання знаходиться поза газовим розрядом, і це знижує її температуру. В результаті з'являється можливість отримувати аморфні плівки металів, які при інших схемах осадження набувають кристалічної будови.

2 ТОВСТОПЛІВКОВА ТЕХНОЛОГІЯ

Товстоплівкова технологія заснована на процесах нанесення на керамічну підкладку діелектричних і провідних резистивних паст через відповідні маски – це утворює топологію мікросхем. Потім виконують термічну обробку для спікання матеріалу паст – звичайний процес керамічної технології. Порівняно з тонкоплівковими і

напівпровідниковими, товстоплівкові мікросхеми є дешевшими, дозволяють створювати і застосовувати їх в умовах високовольтних, високопотужних схем, що працюють в умовах порівняно високих температур. Проте часто товстоплівкові мікросхеми програють перед іншими різновидами мікросхем у габаритах і масі [11].

2.1 Підкладки для товстоплівкових мікросхем

Матеріалом для підкладок є кераміка. Найчастіше застосовують алюмооксидну кераміку (іноді звану корундовою), що містить 90...97 % окислу алюмінію Al_2O_3 . Деякі дані про цю кераміку наведено у табл. 2.1.

Таблиця 2.1 – Процентний склад компонентів і параметри керамік

Кераміка	Співвідношення компонентів, %						Густина, кг / м ³	Електрична міцність, кВ / мм	Діелек- трична проник- ність на частоті 10 ⁶ Гц
	Al ₂ O ₃	SiO ₂	Cr ₂ O ₃	MnO	CaO	MgO			
22X	94,4	2,76	0,45	2,39	–	–	3,6x10 ³	30	10,2
22XC	94,4	2,76	0,49	2,35	–	–			10,3
ВГ–1У	95,3	3,30	–	–	0,20	1,20			10

Останніми роками керамічні підкладки найчастіше використовують як комутаційні плати, на яких вмонтовують безкорпусні монолітні інтегральні схеми. Підвищення ступеня інтеграції спеціалізованих мікроскладок досягають створенням багатошарових керамічних підкладок (табл. 2.1). Конструктивно така плата складається з трьох керамічних шарів зі штирками, які необхідні для з'єднання міжшарових провідників, двох внутрішніх шарів прихованих провідників з металевої фольги і зовнішніх контактних майданчиків для навісних елементів і зовнішніх виводів. Виготовлення таких складних підкладок полягає в послідовному виконанні керамічних шарів зі штирками, нанесенні металізації та обробці

багатошарової структури при високих температурах. Такі підкладки називаються армованими.

2.2 Пасты для плівкових елементів

Пасты для виготовлення плівкових елементів є суспензіями порошоків благородних металів, перемішаних з порошиною скла й сполучним матеріалом. У табл. 2.2 наведено склад провідникової пасты на основі срібно–паладієвої суміші.

Таблиця 2.2 – Склад паст різного призначення

Зміст, %	Найменування компонента	Призначення компонента	Фаза і зміст, %
56,4	Порошок срібла	Метали	Тверда фаза, 75 %
14,2	Паладієва чернь		
2,9	Bi_2O_3	Флюс	
1,5	Боросилікатне скло		
3,6	Етилцелюлоза	Смолоутворення	Фаза, що зв'язує, 25 %
1,6	Фуракарбонова кислота	Компонент, що змінює текучість	
17,3	Бутілацетат	Розчинник	
2,5	Ігепол G0430	Поверхнево–активна речовина	

Металеві компоненти пасты визначають її електропровідність, можливості паяння виводів інших елементів і т. ін. Флюсуючі елементи сприяють плавкості компонентів при підвищенні температури й інтенсифікації протікання реакції між складовими. Фаза, що в цілому зв'язує, забезпечує необхідну рідкотекучість і адгезію до підкладки при кімнатній температурі (у процесі нанесення пасты), а при підвищених температурах утворює легкоплавкі хімічно активні стекла з металевими домішками з оптимальною адгезією до підкладки і утворенням хімічних зв'язків.

Пасты зазвичай є тіксотропними сумішами, тобто їх в'язкість зменшується при збільшенні тиску. Такі пасты легко продавлюються через трафарет.

Пасты наносять на підкладку двома методами – «безконтактним» і «контактним». Найбільш точним вважається «безконтактний» метод, згідно з яким маску розташовують на певній відстані від підкладки (приблизно 0,5...0,8 мм) в натягнутому стані. Під тиском ракеля, що наносить пасту, маска прогинається і контактує до підкладки, на яку

наносять пасту, і після проходження ракеля відходить від поверхні підкладки. У «контактному» методі використовується маска, прикріплена без зазору до підкладки, яка не прогинається при переміщенні ракеля і знімається після нанесення пасти.

2.3 Сушіння і вжигання паст

Сушіння і вжигання паст значною мірою впливають на якість елементів мікросхеми або мікроскладання. Ці процеси здійснюються зазвичай у конвеєрній термічній печі, в якій уздовж шляху руху підкладок утворюються різні температурні зони. Швидкість переміщення конвеєрної стрічки вибирають таку, щоб був витриманий режим, що задається графіком температура–час (рис. 2.1). У зоні, відповідній першому температурному режиму, з пасти видаляються рідкі органічні речовини, і відбувається її сушіння. Температура тут зазвичай – 100...150 °С. Друга температурна сходинка відповідає процесам розкладання органічних складових, які раніше знаходилися в твердому стані. Тут так само, як і у попередньому випадку, відбувається рясне газовиділення, плівка стає пористою, і піч з цієї причини повинна бути обладнана витяжкою. Температура в цьому випадку приблизно 400...500 °С. Третя температурна сходинка відповідає максимальній температурі для цієї пасти. Тут відбувається плавлення високотемпературних складових пасти і хімічні реакції між ними. У результаті розплавлення скляної складової паста зовні набуває блискучого вигляду, що створює хороші умови захисту пасти від дії зовнішнього середовища.

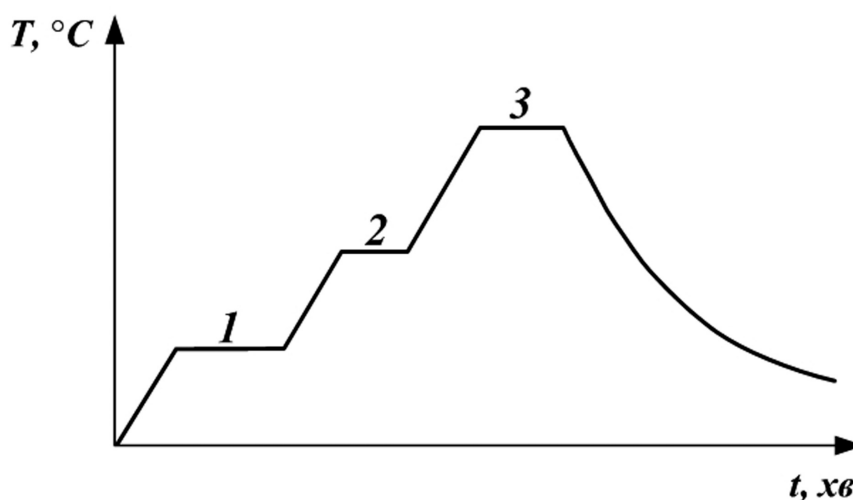


Рисунок 2.1 – Графік вжигання паст:

- 1 – видалення рідких органічних розчинників (сушіння);
- 2 – розкладання і видалення органічної зв'язки; 3 – вжигання пасти

Крива охолодження повинна забезпечити плавне зниження температури, щоб запобігти виникненню високої внутрішньої напруги і розтріскуванню твердої пасти.

3 ОСНОВИ ПРОЦЕСІВ ОТРИМАННЯ P–N–ПЕРЕХОДІВ У НАПІВПРОВІДНИКАХ

Напівпровідникові матеріали, що використовуються для виготовлення мікросхем, як відомо, розділяють на прості й складні. До простих відносять кремній, германій, селен та ін. Зазвичай ці матеріали легуються домішками з використанням процесів дифузії. Складні напівпровідникові матеріали складаються з двох і більше елементів, їх називають сполуками, позначаючи буквою латинського алфавіту (А – перший, В – другий і так далі), а римською цифрою над нею – групу елемента із таблиці Д.І. Менделєєва. Наприклад, фосфід індію InP, арсенід галію GaAs відносять до типу A^{III}B^V.

До складних напівпровідників відносять окисні напівпровідники Cu₂O, CdO, NiO та інші, а також новий клас напівпровідникових матеріалів – склоподібні напівпровідники.

У цьому розділі розглянуто процеси дифузії домішок у прості напівпровідники, окислення поверхонь напівпровідників, отримання епітаксialьних напівпровідникових плівок.

3.1 Основи процесів дифузії домішок у напівпровідниках

3.1.1 Основні закони дифузії

Дифузією називають процес перенесення атомів або молекул речовини, що відбувається в результаті їхнього хаотичного теплового руху. Якщо в твердому тілі створити градієнт концентрації атомів іншого елемента, то існуватиме хаотичний рух частинок, що мають складову швидкості, спрямовану з області високої їх концентрації в область низької концентрації [12].

Сталий потік частинок домішки описується рівнянням 1–го закону Фіка:

$$J = -D \cdot \text{grad}N,$$

де J – потік частинок домішки через майданчик одиничної площі, нормальний до напрямку градієнта концентрації, в одиницю

часу, $\text{см}^{-2}/\text{с}$; D – коефіцієнт дифузії, $\text{см}^{-2}/\text{с}$; N – концентрація частинок домішки, см^{-3} .

Мінус у правій частині означає, що дифузія відбувається в напрямі, зворотному до градієнта концентрації.

У технології напівпровідникових ІС створюються плоскопаралельні структури, і має сенс розглядати одновимірну модель дифузії. Тоді рівняння закону Фіка набуде вигляду

$$J = -D \frac{\delta N}{\delta x}.$$

Число частинок, що проходять у напрямі осі x через одиницю площі в площині F_1 (рис. 3.1):

$$J_1 = -D \frac{\delta N}{\delta x}, \quad (3.1)$$

а через одиницю площі в площині F_2 , що знаходиться від F_1 на відстані dx :

$$\begin{aligned} J &= J_1 + \frac{\partial J}{\partial x} dx = -D \frac{\partial N}{\partial x} + \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial N}{\partial x} \right) \right] dx = \\ &= -D \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial N}{\partial x} \right) dx. \end{aligned}$$

Різниця потоків через площини F_1 і F_2 є швидкістю зміни концентрації домішки в об'ємі між площинами:

$$J_1 - J_2 = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial N}{\partial x} \right) dx. \quad (3.2)$$

З іншого боку, швидкість зміни концентрації домішок між площинами F_1 і F_2 дорівнює

$$\frac{\partial N}{\partial t} dx. \quad (3.3)$$

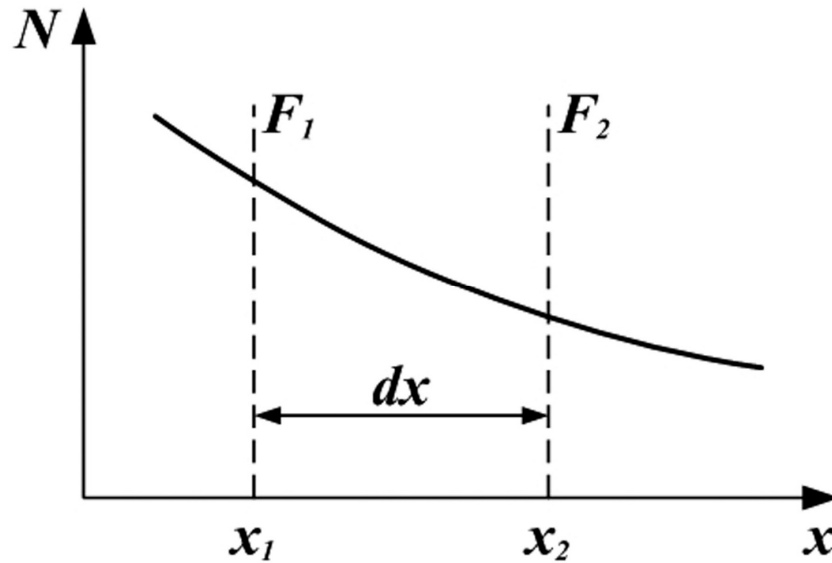


Рисунок 3.1 – Схема до виведення другого закону Фіка

Тоді з рівнянь (3.2) і (3.3) отримаємо вираз, що є рівнянням другого закону Фіка:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (3.4)$$

Рівняння другого закону Фіка є основним рівнянням дифузії, оскільки зв'язує концентрацію домішок у напівпровіднику залежно від часу й за координатою. Формулу (3.4) використовують для попередніх розрахунків дифузійних процесів створення р–п–переходів у складних напівпровідникових структурах.

3.1.2 Розрахункові випадки дифузії

В інтегральних схемах поведінка матеріалу під впливом електричного поля визначається відмінностями в концентрації донорів і акцепторів. Зазвичай донорами вважаються негативні частинки, а акцепторами – позитивні. Припускають, що дифузія кожної домішки відбувається незалежно від концентрації решти всіх домішок. У реальних умовах завжди існують ефекти взаємодії домішок. Зазвичай розглядають три теоретичні випадки дифузії домішок, які існують насправді з певним ступенем наближення: дифузія йде всередину напівпровідника з поверхні постійної концентрації домішки,

з напівпровідника назовні з нульовою поверхневою концентрацією, всередину напівпровідника надходить з обмеженого джерела.

3.1.3 Дифузія, що надходить всередину напівпровідника з поверхні постійної концентрації домішок

Іноді цей випадок дифузії називають дифузією з необмеженого джерела. Дифундуюча домішка надходить у напівнескінченне тіло, що не має домішки, через площину $x=0$. На цій площині в перебігу всього часу дифузії концентрація домішок залишається постійною N_0 [13].

Граничні умови $N(x > 0, t = 0) = 0$; $N(x = 0, t > 0) = N_0$.

Розв'язання рівняння другого закону Фіка має вигляд

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}},$$

де функція $\operatorname{erfc} z = 1 - \operatorname{erf} z$, а $\operatorname{erf} z$ є відома функція помилок, яка позначена початковими буквами англійського виразу цієї функції – error function. Функція доповнення до одиниці функції помилок – error function complement.

На рис. 3.2, а схематично показано розподіл концентрації домішки по глибині напівпровідника для різних моментів часу. Якщо в напівпровіднику є недифундуюча рівномірно розподілена домішка протилежного знаку (рис. 3.2, б) з концентрацією N_e , то сумарна концентрація дорівнює

$$N_{\text{осм}}(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} - N_e.$$

Глибина залягання р–n–переходу, де $N_{\text{осм}}(x, t) = 0$, визначається виразом

$$X_{p-n} = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1} \left(\frac{N_e}{N_0} \right).$$

Таким чином, схематично зображується розподіл концентрації домішок у діодній структурі з р–п–переходом, отриманим за допомогою дифузії.

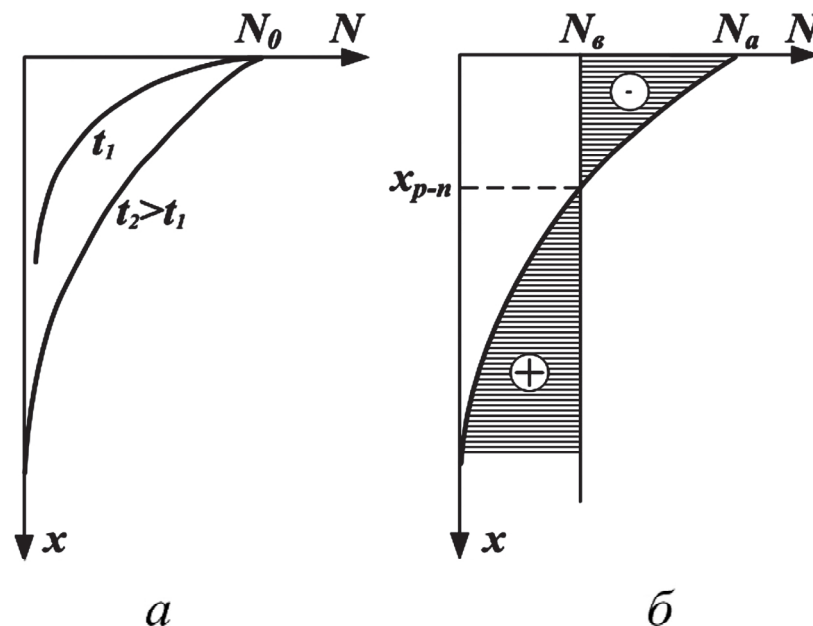


Рисунок 3.2 – Схема розподілу домішок:
а – при дифузії всередину; б – за наявності домішки іншого знаку в напівпровіднику

3.1.4 Дифузія домішок з напівпровідника назовні з нульовою поверхневою концентрацією

У початковому стані напівнескінченне тіло має рівномірно розподілену концентрацію основної домішки. Концентрація домішки на площині поверхні напівпровідника підтримується рівною нулю. Граничні умови $N(x > 0, t = 0) = N_0$; $N(x = 0, t > 0) = 0$. Розв'язання рівняння другого закону Фіка має вигляд

$$N(x, t) = N_0 \left(1 - \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{Dt}} \right).$$

Видно, що розподіл домішки схожий з попереднім випадком, лише дифузія йде в протилежному напрямі.

У реальних умовах цей випадок відбувається тоді, коли немає перешкод для дифузії назовні, тобто при $x=0$ $N(t > 0) = 0$.

3.1.5 Утворення переходу при одночасній дифузії всередину і назовні

Розглянемо провідник з початковою однорідною концентрацією домішки N_b . При дифузії всередину напівпровідника домішки протилежного знаку з необмеженого джерела з постійною поверхневою концентрацією N_0 створюються умови для дифузії початкової домішки назовні.

Розв'язання рівняння другого закону Фіка для сумарного розподілу домішок має вигляд

$$N_{ocm}(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} + N_b \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_b t}},$$

де D_b – коефіцієнт дифузії основної домішки.

На рис. 3.3, а схематично показаний результат дифузії домішок одночасно всередину і назовні.

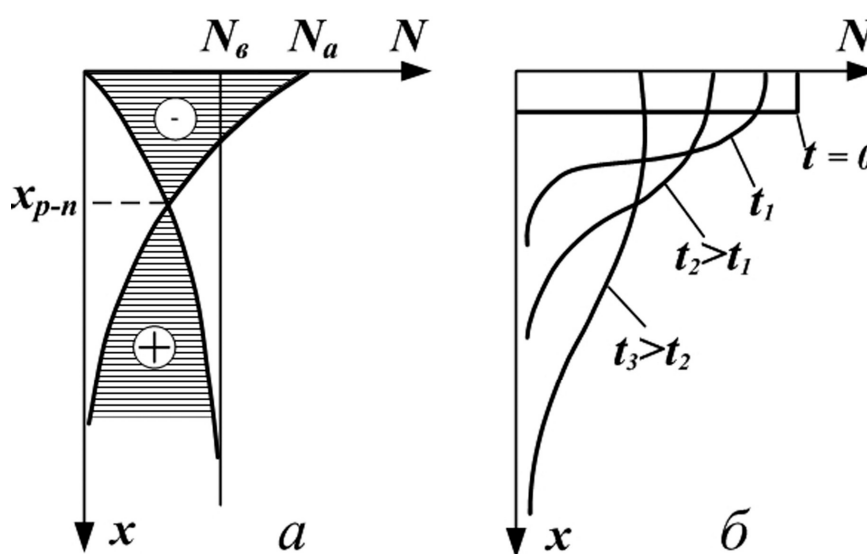


Рисунок 3.3 – Дифузія домішок: а – одночасно всередину і назовні; б – з обмеженого джерела

Відзначимо, що р–п–перехід на відміну від першого випадку (рис. 3.2, б) зміщується в глибину, але цей зсув незначний. Точного рішення для виразу глибини залягання р–п–переходу в цьому випадку не існує.

3.1.6 Дифузія усередину напівпровідника з обмеженого джерела

Обмеженим вважається джерело домішки, в якому є її певна кількість. У процесі дифузії концентрація домішки на межі напівпровідника безперервно зменшується. Цей процес здійснюється при введенні у якнайтонший поверхневий шар напівпровідника товщиною h домішки з початковою концентрацією домішки N_0 до початку дифузії. Тоді загальна кількість домішки в джерелі $Q = N_0h$.

Граничні умови

$$N(x, t = 0) \begin{cases} N_0, 0 \leq x \leq h, \\ 0, x > h. \end{cases}$$

Розв'язання рівняння другого закону Фіка має вигляд

$$N(x, t) \approx \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left[- \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)^2 \right].$$

Це рівняння є гауссовим розподілом уздовж осі x . Графічно воно зображене на рис. 3.3, б.

Поверхнева концентрація домішки убуває залежно від часу:

$$N(x = 0, t) \cong \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}}.$$

Коефіцієнт дифузії D може бути виражений у вигляді рівняння Аррениуса:

$$D = D_0 e^{-(\Delta E_a / kT)},$$

де D_0 – величина коефіцієнта дифузії D при нескінченно великій температурі; ΔE_a – енергія активації дифузії.

3.1.7 Чинники, що впливають на процес дифузії

Основні чинники, що впливають на процес дифузії домішок у напівпровіднику, це: гранична розчинність однієї речовини в іншій, механізм, температура і час дифузії.

Як відомо, усі речовини утворюють розчини один з одним. Фазові стани розчинів характеризуються діаграмою станів, яка показує процентний вміст тих компонентів, що знаходяться в рівновазі кожної фази в розчині при різних поєднаннях змінних величин: температури, складу, тиску, у тому числі й у твердому стані. Максимальна концентрація домішки повинна бути менше граничної розчинності її в даному напівпровідниковому матеріалі в твердому стані. Наприклад, значення максимальної розчинності при температурі: алюміній – $10^{19} \dots 10^{20}$ ат/см³, 1150°C; бор – $5 \cdot 10^{20}$ ат/см³, 1200°C; фосфор – $1,3 \cdot 10^{20}$ ат/см³, 1150°C; золото – 10^{17} ат/см³, 1300°C.

Кристалічна структура напівпровідника і наявність дефектів структури впливають на процес дифузії. Наявність забруднень поверхні напівпровідника сторонніми частинками або дефекти структури призводять до порушення рівномірності розподілу домішок, появи місцевих аномалій концентрації домішок і внаслідок цього можуть спричиняти значні відхилення електричних властивостей р–п-переходів від тих, що очікуються [14].

Механізм переміщення атомів домішки в матеріалі при дифузії пов'язаний з нашими уявленнями про атомну будову речовини.

Атоми у кристалічній решітці знаходяться, як відомо, в змінному потенційному полі і рухаються скачками довжиною, яка дорівнює одному атомному діаметру. Існує декілька схем руху частинок: рух

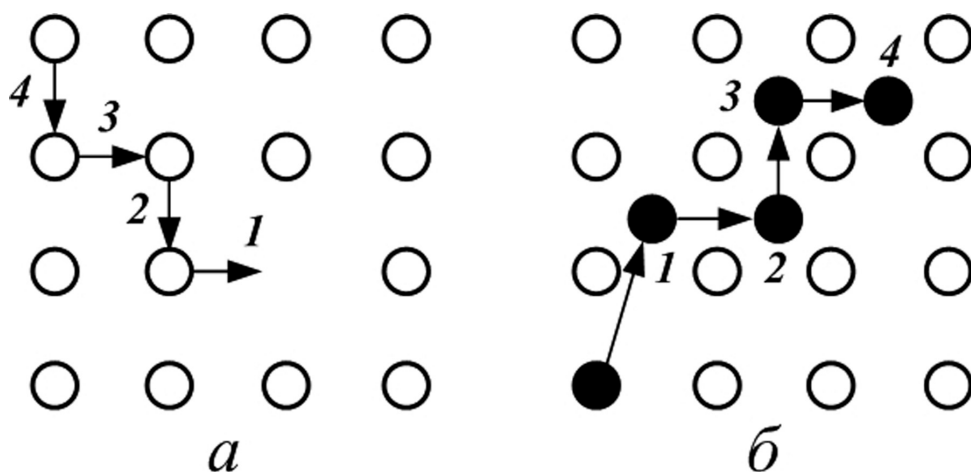


Рисунок 3.4 – Механізми переміщення атомів: а – вакансійний;
б – проникнення (міжвузловий)

вакансій, міжвузловий механізм та ін. (рис. 3.4). Вакансійний механізм дифузії відбувається тоді, коли у кристалічній решітці є вакансії і атоми обмінюються з ними місцями. Міжвузловий механізм дифузії полягає у проникненні атома домішки в міжвузловину основної кристалічної решітки, і атом рухається по міжвузільях стрибками. Зазвичай дифузію здійснюють за декількома механізмами, але енергетично найбільш вірогідний вакансійний механізм.

Неоднорідності в кристалах істотно впливають на механізм дифузії. Дифузія прискорюється по дислокаціях, і утворюються області з підвищеною концентрацією домішок. При зміні температури дислокації переміщуються і вакансії генеруються у кристалічній решітці, прискорюючи процес дифузії.

Вакансії і домішки можуть бути електрично активними, що приводить до утворення електричних полів, і це, у свою чергу, може прискорити або уповільнити процес подальшої дифузії.

Температура дифузії впливає на енергію дифузанта і амплітуду коливань атомів. З підвищенням температури швидкість дифузії атомів через решітку зростає.

3.1.8 Дифузія елементів у кремнії

Зазвичай розглядають дифузію елементів A^{III} і A^V груп періодичної системи та інших елементів.

Елементи A^V групи – фосфор, миш'як, сурма та вісмут – є найбільш важливими донорними домішками.

Коефіцієнти дифузії цих та інших елементів наведено у табл.3.1

Таблиця 3.1 – Коефіцієнти дифузії в кремнії

Елемент	D_0 , cm^2/s	ΔE_a , eV	Інтервал температур, $^{\circ}\text{C}$
Фосфор	10,5	3,69	950...1250
Миш'як	68,6	4,23	1100...1350
Сурма	12,9	3,98	1190...1398
Вісмут	1030	4,64	1220...1380
Бор	25	3,51	1050...1350
Галій	3,6	3,51	1105...1360
Алюміній	4,8	3,36	1050...1380
Індій	16,5	3,90	1105...1360
Срібло	$2,0 \cdot 10^{-3}$	1,6	1100...1350
Золото	$1,1 \cdot 10^{-3}$	1,12	800...1200
Мідь	$4 \cdot 10^{-2}$	1,0	800...1100

Для отримання домішкового елемента використовують газоподібні, рідкі та тверді джерела. Газоподібними є фосфат PH_3 , арсин AsH_3 , рідкими – хлорокис фосфору POCl_3 (випаровується при температурах від 2 до 40°C), трибромід фосфору PBr_3 (випаровується при 170°C); твердими – п'ятиокисел фосфору P_2O_5 (випаровується при $215\text{...}200^\circ\text{C}$), чотириокис сурми Sb_2O_4 і так далі. Найбільш споживаними є джерела на основі фосфору.

Елементи A^{III} групи – бор і галій – найбільш споживані акцепторні домішки. Бор – це єдина домішка, що дає високу бокову розчинність, достатню для створення ефективних емітерів транзисторних структур.

Джерелами бору є гази SCl_2 , BF_3 , BI_3 і діборан B_2H_6 , рідина BBr_3 , тверде тіло – окисел бору B_2O_5 і борна кислота H_3BO_3 . Акцепторні властивості проявляють також алюміній та індій.

3.1.9 Здійснення дифузії

Найпоширенішим способом є дифузія в потоці газу–носія. Напівпровідникові пластини розміщують у реакційній кварцовій трубці (рис. 3.5), в яку подають газ–носії (найчастіше водень з домішками газу або твердого тіла). Створюючи необхідну температуру в зоні дифузії, добиваються протікання процесу дифузії із заданими параметрами. Концентрація домішки в газовому потоці створює їй рівноважну концентрацію домішки на поверхні пластини. Співвідношення між ними характеризується коефіцієнтом розділення K_2 :

$$K_2 = \frac{N_{21}}{N_2} = \frac{\text{концентрація домішок у твердому тілі}}{\text{концентрація домішок у газовій фазі}}.$$

Застосовуючи водень як газ–носії, можливо відновлювати окислені ділянки поверхні кремнію до початку процесу дифузії.

Описаний спосіб є дифузією домішки з необмеженого джерела. Реалізувати дифузію домішок з обмеженого джерела можливо при попередньому нанесенні домішки у вигляді плівки на поверхню напівпровідникової пластини при температурі, нижчій за температуру дифузії. Після цього пластину з нанесеним матеріалом необхідно розташувати у високотемпературному полі для проведення процесу дифузії. Такий процес часто називають двостадійною дифузією.

Другу стадію – дифузію можна проводити з урахуванням похибки першої стадії – нанесення домішки. Це дозволяє на другій

стадії, з урахуванням похибок першої стадії, скоректувати розподіл домішок до потрібного.

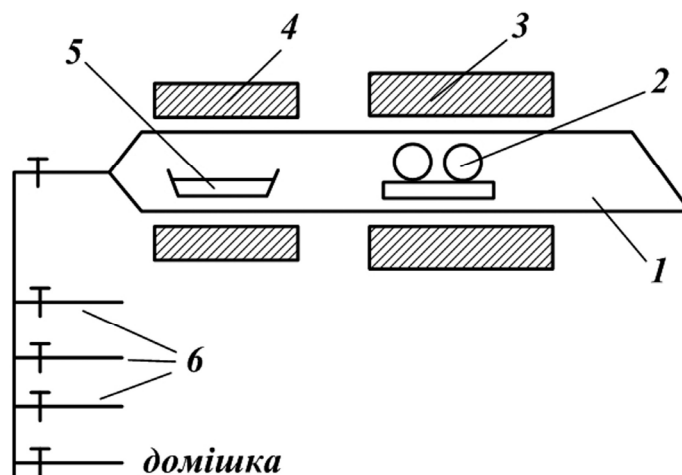


Рисунок 3.5 – Схема дифузійної установки:

- 1 – кварцова трубка; 2 – пластини напівпровідника;
- 3, 4 – високотемпературний нагрівач; 5 – човник із дифузантом;
- 6 – крани подачі газів

3.2 Окислення поверхні напівпровідника

Окислення напівпровідника є одним з важливих процесів у технології виробництва напівпровідникових ІС.

Плівки оксидів кремнію застосовують для таких цілей:

- маскування поверхні напівпровідника при проведенні локальної дифузії домішок;
- діелектричної ізоляції компонентів ІС від підкладки;
- як діелектрик плівкових конденсаторів;
- як підшар для омичних контактів і металеві комутації ІС;
- ізоляції затвора від каналу в МОН–структурах;
- захисту поверхні від впливу навколишнього середовища і т. п.

Захисні властивості оксиду, що перешкоджає проникненню домішок, пояснюються його конверсією, визначеною процесом дифузії. Конверсія приводить до появи змішаної фази двоокису кремнію і оксиду скла, що утворюється при взаємодії з домішкою (фосфорно–силікатні та боросилікатні стекла й ін.).

При термічному окисленні може виникнути перерозподіл домішки. Крім того, відбувається і дифузія домішки через оксид. Перерозподіл домішки визначається коефіцієнтом сегрегації m і відношенням коефіцієнтів дифузії в оксиді й у напівпровіднику r :

$$m = \frac{\text{рівноважна_концентрація_домішок_у_Si}}{\text{рівноважна_концентрація_домішок_у_SiO}}$$

$$r = \frac{\text{коефіцієнт_дифузії_у_двоокису_кремнію}}{\text{коефіцієнт_дифузії_у_кремнії}}$$

Коли m набагато перевищує одиницю, то це означає, що оксид не приймає домішку порівняно з напівпровідником. Якщо m менша за одиницю, відбувається зворотне: оксид поглинає домішку і зменшує її концентрацію у приповерхневих шарах окисленого напівпровідника. При великих значеннях r домішки окислу швидко дифундують від межі розподілу. Тому існує потік домішок через межу розподілу. При r , що менше за одиницю, оксид перешкоджає дифузії домішки через межу розподілу (табл. 3.2).

Таблиця 3.2 – Коефіцієнти сегрегації m і порядок величини r для деяких домішок у кремнії

Домішка	m	r
Галій	~20	>1
Бор	~0.3	<1
Індій	>10 ³	>1
Фосфор	~10	<1
Сурма		
Миш'як		

Оксид також захищає поверхню напівпровідника від зовнішніх дій навколишньої атмосфери. Проте ці його захисні функції проявляються лише в навколишньому середовищі. Тому для ефективного захисту необхідні додаткові покриття склом, органічними сполуками і т. п.

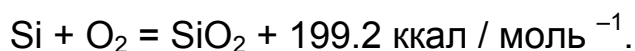
Оксид використовують для електричної ізоляції напівпровідникових областей від підкладки або від областей полікристалічного матеріалу. З його допомогою ізолюють також металеві плівкові комутаційні шари від нижчерозташованого напівпровідника.

Оксид застосовують як діелектрик у пасивних плівкових елементах мікросхем, наприклад конденсаторах. Але ще важливіше застосування оксиду в активних елементах мікросхем. Наприклад, його використовують як ізолюючий матеріал між керуючим

електродом і кремнієвою підкладкою польового транзистора з ізолюваним затвором або в інших МОН.

3.2.1 Процес окислення

Процес окислення відбувається таким чином: атоми кисню, сорбовані поверхнею кремнію, вступають в хімічну реакцію з кремнієм, утворюючи SiO₂ за схемою



Після утворення плівки SiO₂ завтовшки 20...30 Å процес простого хімічного окислення припиняється. Починається і йде складніший процес. Сорбовані поверхнею SiO₂ атоми кисню та інших газів іонізуються, створюючи електричне поле високої напруженості – близько 10⁶ В / см. Для отримання плівки SiO₂ використовують два методи: з безпосереднім окисленням поверхні кремнію (термічне окислення – у сухому або вологому кисні, парах води і т. п.), з нанесенням двоокису кремнію із зовнішнього джерела (хімічне осадження, випаровування у вакуумі й т. п.).

Окислення в парах води є високотемпературною реакцією, що проходить як при низькому, так і при високому тиску. Перші декілька моношарів оксиду утворюються за рахунок хемосорбції молекул води. Для зростання товщини оксиду необхідно перенесення одного з реагентів через оксид, що утворився.

При низькому тиску оксид утворюється з використанням потоку водяної пари з води високої чистоти. Робочі температури при протіканні процесу – близько 600...1100⁰С, тиск – близько 500...900 мм. рт. ст. Окислення у парах води при високому тиску здійснюють у міцній герметичній судині – «бомбі». Судину нагрівають до температури окислення ~ 800⁰С, тиск при цьому ~ 15 МПа.

Окислення у сухому кисні відрізняється від окислення в парах води тим, що речовиною, дифундуючою крізь зростаючу плівку оксиду, є не вода, а іони кисню. Зростання оксиду може бути прискореним або сповільненим за допомогою електричного поля. Процес краще йде при високих температурах (більш 1100⁰С).

Окислення у вологому кисні відрізняється від попереднього тим, що сухий кисень пропускається спочатку через пару, де насичається парами води, а потім надходить у піч для окислення. Швидкість росту

оксиду в цьому випадку набагато вище, ніж у попередньому. Робочі температури процесу вище 900⁰С (табл. 3.3). Перші декілька моношарів оксиду утворюються хемсорбцією молекул води. Подальше зростання товщини плівки оксиду відбувається при дифузії молекул води через нього до межі оксид–кремній.

Таблиця 3.3 – Порівняння різних методів

Метод	Найменший час отримання плівки оксиду товщиною 1 мкм	Режим
Окислення в парах води при низькому тиску	150 хв	T = 1000 ⁰ С
Окислення в сухому кисні	5500 хв	T = 1000 ⁰ С
Окислення у вологому кисні	140 хв	T = 1250 ⁰ С
Випаровування у вакуумі	8 хв	P = 1,3*10 ⁻³ Па
Реактивне розпилювання	90 хв	P = 0,13*10 ² Па

Названі методи окислення, окрім використання водяної «бомби», легко реалізуються на установках типу печі з реакційною трубою (рис. 3.6).

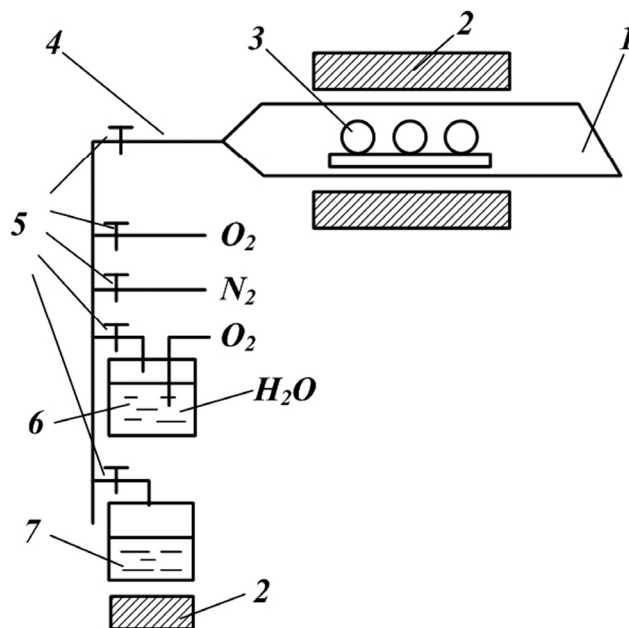


Рисунок 3.6 – Схема установки для термічного окислення кремнію:
 1 – реакційна кварцова труба; 2 – нагрівачі; 3 – пластини кремнію;
 4 – система подачі газів; 5 – крани; 6 – зволожувач кисню;
 7 – випарник води

3.2.2 Нанесення плівок двоокису кремнію на напівпровідник

Найважливішим у цій групі методів є те, що матеріал напівпровідникової підкладки не використовують для утворення плівки. Тому двоокис кремнію можна наносити також і на пластини германію, арсеніду, галію та ін.

З хімічних методів часто використовують піролітичне розкладання кремнійорганічних сполук. Підкладки з напівпровідникового матеріалу розташовують у реакційній камері, куди подають інертні гази, насичені парами кремнійорганічних сполук. При високій температурі в реакційній камері відбувається розкладання кремнійорганічних сполук, а молекули двоокису кремнію, що утворилися, конденсуються у вигляді плівки на поверхні напівпровідникових підкладок.

Піролітична реакція може відбуватись за рівнянням



Отримання оксиду випаровуванням у вакуумі здійснюється з використанням як випаровуваного матеріалу порошкоподібного двоокису кремнію.

3.2.3 Властивості плівок двоокису кремнію

Властивості плівок двоокису кремнію значно залежать від методу їх нанесення (табл. 3.4). Ці плівки є склоподібною масою з безперервною однорідною аморфною структурою.

Таблиця 3.4 – Властивості плівок SiO₂, отриманих у різних умовах

Метод отримання	Густина, кг /см ³	Питомий опір, Ом/см, при 300 К	Діелектрична міцність, 10 ⁶ В / см	Діелектрична стала при 300 К
Термічне окислення пари при високому тиску	(2,0...2,2)·10 ³ 2,32·10 ³	10 ¹⁵ ...10 ¹⁷ –	6,8...9,0 –	3,2 (10 кГц) –
Окислення в сухому кисні	(2,0...2,3) ·10 ³	3,0·10 ¹⁵2,0·10 ¹⁶	2	3,4 (10 кГц)
Окислення у вологому кисні	2,2·10 ³	10 ¹⁵	–	3,8 (1 МГц)
Піролітичне розкладання алкосилану	2,1·10 ³	–	–	–
Випаровування монооксиду кремнію	–	10 ¹² ...10 ¹³	1–5	4,1...8 (1 МГц)
Реактивне розпилювання	–	–	6–10	1,8...3,4 (10 кГц)

3.3 Основи процесів епітаксії

Тонку плівку матеріалу, яка після осадження повторює структуру підкладки, називають епітаксіальною. У виготовленні напівпровідникових інтегральних мікросхем процес осадження монокристалічних напівпровідникових плівок на монокристалічні напівпровідникові пластини називають епітаксією. Таким чином,

наносючи на підкладку послідовно три епітаксіальні плівки кремнію з різним типом провідності, можна отримати шарувату структуру, розділену р–п–переходом, тобто основу транзисторної структури. В епітаксіальних плівках можна рівномірно розподілити донорні та акцепторні домішки потрібної концентрації. Дифузійними процесами, як відомо, рівномірно розподілити домішку по глибині напівпровідника неможливо. З цієї причини епітаксія дозволяє у ряді випадків отримати активні напівпровідникові структури з кращими характеристиками порівняно з дифузійними.

Розрізняють автоепітаксію і гетероепітаксію. Автоепітаксія, або хемоепітаксія – це епітаксіальне нарощування матеріалу, що не відрізняється за хімічним складом від матеріалу підкладки. Гетероепітаксія – це епітаксіальне нарощування, що відрізняється за складом матеріалу підкладки і відбувається без хімічної взаємодії матеріалів плівки і підкладки. При гетероепітаксії спочатку утворюється перехідний шар, що сприяє зрощенню двох кристалічних решіток по площині підкладки зі схожою щільністю упаковки атомів. Фізичний процес, який виникає в процесі епітаксії, – це кристалізація матеріалу, тобто поява зародків твердої фази та їх зростання.

Розрізняють такі механізми кристалізації:

- пара (або газ) – кристал, при якому тверда фаза утворюється з пароподібної або газоподібної фази речовини;
- пара – рідина – кристал, при якому тверда фаза утворюється з парової фази з появою проміжної рідкої фази та її кристалізації [13].

Для правильної орієнтації атомів, які осідають на монокристалічну підкладку, необхідно створити умови для міграції атомів по поверхні її до тих пір, поки атом не займе положення з мінімальною енергією в активному центрі. При цьому активними центрами можуть бути різні нерегулярності структури поверхні початкової підкладки, наприклад сходинки.

Залежно від умов осадження епітаксіальний шар може повторювати дефекти підкладки або ж зменшувати їх.

Усі процеси зростання епітаксіальних плівок розділяють на «прямі» і «непрямі».

У «прямих» процесах атоми напівпровідникового матеріалу переносяться від джерела до підкладки без проміжних реакцій. До таких процесів відносять випаровування, сублімацію, реактивне розпилювання. Припускають, що атоми стикаються з поверхнею підкладки і утримуються на ній міжатомними силами.

У «непрямих» процесах атоми напівпровідника утворюються розкладанням пари хімічної сполуки цього напівпровідника на

поверхні підкладки. Вважають, що найчастіше відбувається класична гетерогенна реакція за такими стадіями [13]:

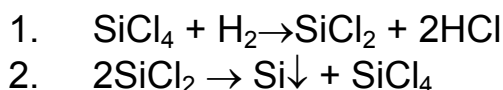
- перенесення речовин, що беруть участь у реакції, до поверхні підкладки;
- адсорбція реагуючих речовин поверхнею;
- реакція або ряд реакцій, що відбуваються на поверхні;
- десорбція молекул побічних продуктів;
- перенесення молекул побічних продуктів у основний потік газу;
- приєднання атомів до зростаючих ступенів.

3.3.1 Методи епітаксії

Основними є методи хімічного осадження з парової фази і методи випаровування у вакуумі. Наприклад, хімічне осадження з парової фази для кремнію здійснюють:

- 1) відновленням SiCl_4 ;
- 2) відновленням SiHCl_3 воднем;
- 3) піролітичним розкладанням SiH_4 та ін.

Розглянемо метод відновлення тетрахлориду кремнію воднем. Водень виконує роль відновника і газу–носія. Реакція може мати дві стадії:



Установка для реалізації методу [12] схематично показана на рис. 3.7. Через спеціальну газову систему в реакційну камеру подаються гази в необхідній послідовності із заданою концентрацією компонентів суміші. Перша стадія реакції відбувається в газовій фазі, а друга – тільки на поверхні пластини і лише за наявності третього тіла – теплопоглинаючого елемента, зазвичай графітового. Швидкість росту плівки – близько 0,5 мкм / хв.

Епітаксіальне зростання плівок та їх якість залежать від різних чинників, на які температура процесу значно впливає з наявністю максимуму в області $\sim 1200^\circ\text{C}$. Кристалографічна орієнтація підкладки впливає на швидкість росту плівки. Найповільніше ростуть плівки у напрямку «100» і найшвидше – у напрямку «110». Щоб не спостерігалось значної зміни швидкостей газу вздовж пластини, а значить, і концентрації реагентів на її поверхні, швидкість газового потоку має бути невеликою $\sim (1-12) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{хв}$.

Звичайне випаровування матеріалу проводять електронним променем або індукційним нагрівом, тобто уникаючи контакту з іншими матеріалами, окрім кремнію.

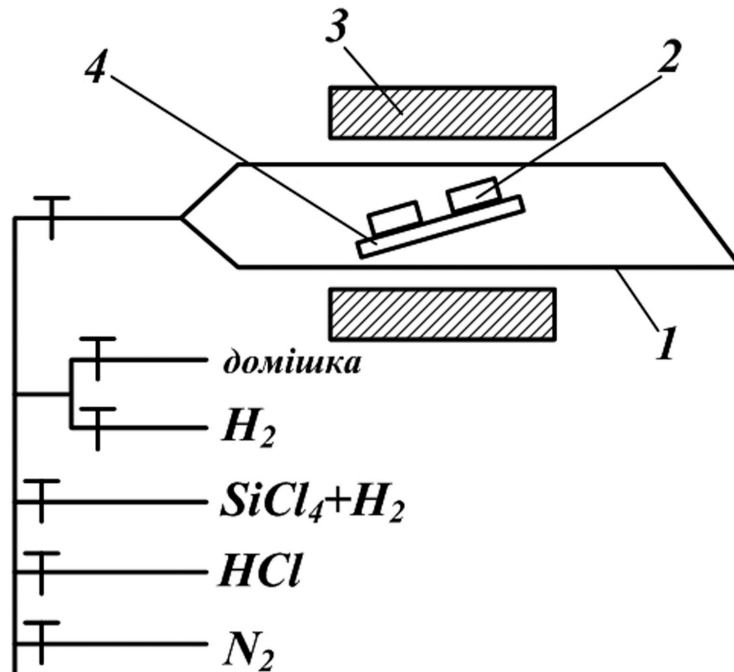


Рисунок 3.7 – Схема пристрою епітаксії:

- 1 – реакційна труба; 2 – пластини напівпровідника;
3 – індуктор ВЧ; 4 – теплосприймальний елемент

При технологічному опрацюванні епітаксціальних структур слід враховувати можливість перерозподілу домішок поблизу меж епітаксціальних шарів і в самих шарах при нагріванні їх до високих температур.

3.4 Іонне легування напівпровідників

Розвиток мікроелектроніки був поштовхом для розробки методів іонного легування (іонної імплантації) напівпровідників. Порівняно з традиційними методами на основі легування (дифузцією, плавленням, епітаксією), окрім підвищення продуктивності, зниження собівартості та зменшення браку, можна отримувати пристрої нових різновидів з точним контролем глибини і профілю розподілу домішок різного типу в тій самій пластині; поліпшення їх експлуатаційних і технічних характеристик.

3.4.1 Суть і особливості процесу іонного легування

Іон домішки, що має певну енергію, проникає в напівпровідникову пластину (мішень), втрачає енергію і проводить так зване іонне легування. Процес залежить від швидкості іонів, їх маси, матеріалу мішені, орієнтації іонного пучка відносно кристалографічного напрямку і т. д. У 1963 р. Р. Нельсон експериментально підтвердив висунуту у 1912 р. теорію «каналування» І. Штарка. Згідно з цією теорією в кристалах із регулярним розподілом атомів у просторі в певних напрямках існують «відкриті канали», по яких іони легко проникають у кристал [15].

Проникненням іона III або V груп періодичної системи в монокристал можна отримати р–п або п–р–перехід у будь-якому місці за глибиною пластини в будь-якій її частині. Дійсно, за наявності рівномірно розподіленої домішки в напівпровіднику п–типу (рис. 3.8) глибина іонів домішки р–типу залежатиме від прискорюючої напруги, яку можна регулювати. Кількість іонної домішки, що надходить, також легко задавати і реалізувати, оскільки іони є електрично зарядженими частинками, тому електричні параметри пучка легко вимірюються і ними легко управляти.

Іонне легування порівняно з дифузією має такі переваги:

- легуюча домішка може бути вибрана з наявного набору, оскільки немає необхідності враховувати ступінь розчинності домішки у напівпровіднику, а також коефіцієнт дифузії;
- іонне легування порівняно з дифузією проводять при низьких температурах;
- при іонному легуванні, управляючи енергією іонів, можна отримувати неглибоко залягаючі р–п–переходи, а управляючи пучком іонів по координаті на площині – ступінчасті переходи;
- застосовуючи різні домішки, можна в тому ж напівпровіднику отримувати шари різної полярності;
- у ході процесу легування є можливість безпосередньо вимірювати електричні характеристики домішки;
- шляхом сепарації іонів можна значно підвищити чистоту домішки, тобто якість виробу;
- є можливість утворення р–п–переходу в напівпровіднику, що має зовні захисну поверхневу плівку, тільки зміною проникної здатності іонів унаслідок підвищення їх енергії.

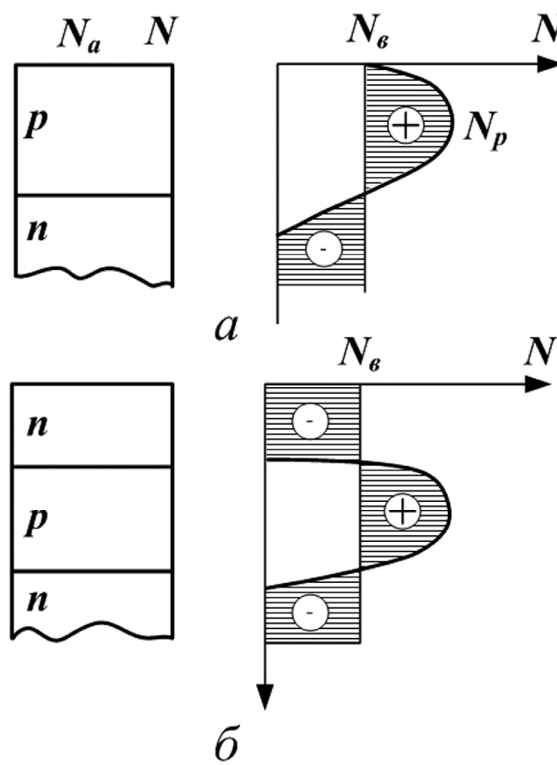


Рисунок 3.8 – Утворення р–п–переходів при іонному легуванні:
 а – низькі енергії іонів; б – високі енергії іонів

3.4.2 Устаткування для іонного легування

Схему установки для іонного легування показано на рис. 3.9.

У джерелі іонів утворюються іони домішок р–п–типів. Для кожного типу домішок є окреме джерело, а конструкція установки допускає вільну заміну джерел. Іони домішки, що утворилися, надходять у систему витягування і прискорення іонів, яка має витягаючий електрод, електростатичні лінзи і систему прискорюючих електродів. Усі ці елементи працюють при високій напрузі. Аналізатор іонів за масами є магнітним сепаратором. У ньому заряджені частинки рухаються в магнітному полі, траєкторією їх рухів є коло, радіус якого, окрім електричних і магнітних параметрів поля, залежить від маси іона. Такого типу аналізатори використовують також у мас-спектрометрах.

Значна залежність радіуса траєкторії іона від його маси дозволяє, з одного боку, встановити мету для виділення саме цих іонів, з іншого боку, розміри щілини можуть бути фільтром для підвищення чистоти легуючої домішки. Для фокусування саме іонного пучка часто використовують лінзу, що є комбінацією основних типів електростатичних лінз. Використовують також квадрупольні

електростатичні лінзи і магнітні квадрупольні лінзи. Системи сканування зазвичай електростатичні. Приймальний пристрій має

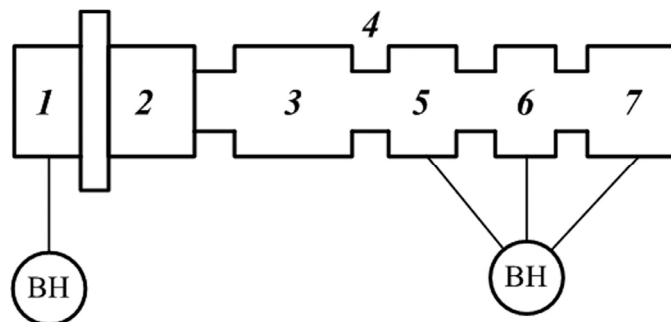


Рисунок 3.9 – Схема установки для іонного легування:

- 1 – джерело іонів; 2 – система витягування і прискорення іонів; 3 – аналізатор мас іонів; 4 – щілина; 5 – система фокусування; 6 – система сканування; 7 – приймальний пристрій;
ВН – вакуумні насоси

напівпровідникову пластину, призначену для легування, і має елементи для точного виставлення пластини відносно напрямку іонного пучка з тим, щоб використовувати каналізовані напрями, а також елементи, що створюють і підтримують задану (іноді високу) температуру зразка. Високотемпературне легування дозволяє швидко ліквідувати дефекти решітки, що при легуванні виникають у великій кількості в результаті впровадження іонів.

Вакуумна система необхідна для створення можливостей руху спрямованого потоку іонів у всій установці.

Зупинимось докладніше на джерелі іонів. На рис. 3.10 показано структурну схему джерела іонів фірми Thompson – CSP, Франція. Джерело складається з дуоплазмотрона, в якому робочою речовиною є інертний газ гелію з тиском 1.33 Па, і камери постіонізації, в яку подаються пари робочих речовин, – домішки з температурою до 2000⁰С. Це джерело має такі переваги:

– не відбувається зворотної дифузії пари домішки в розрядну камеру між катодом і анодом внаслідок великого газокінетичного тиску плазми в дуоплазмотроні, що збільшує термін служби джерела до 100...200 год.;

– висока температура, що приводить до випаровування твердих речовин, створюється за допомогою розігрівання чашки для розширення плазми (камери постіонізації);

– різновид проникаючих іонів можна змінювати шляхом заміни камери постіонізації без порушення роботи дуоплазмотрона.

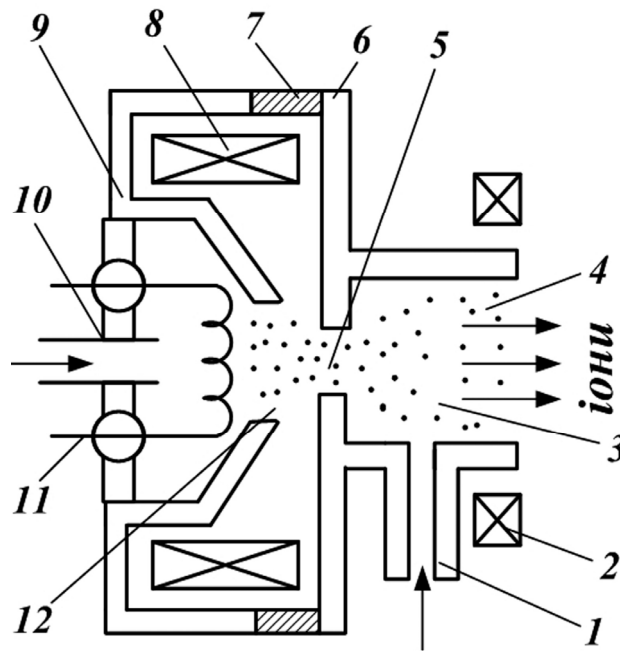


Рисунок 3.10 – Схема джерел:

1 – трубка для введення твердої пари; 2 – допоміжний електромагніт;
 3 – плазма (тверді пари); 4 – камера постіонізації для розширення
 плазми; 5 – отвір анода; 6 – анод; 7 – ізолятор; 8 – магнітна система;
 9 – проміжний електрод; 10 – отвір для введення розрядженого газу;
 11 – катод; 12 – розряджена плазма (плазма гелію)

3.4.3 Технології іонного легування

Раніше вважалося, що дефекти, які утворюються в кристалі при бомбардуванні його іонами, призводять до негативного впливу на характеристики напівпровідникових матеріалів. Дійсно, при впровадженні іонів високих енергій атоми напівпровідника (мішені) починають міняти своє місцеположення в результаті зіткнення, і утворюється велике число дефектів. На дефектах відбувається або розсіяння носіїв (тоді дефект є центром розсіяння), або концентрація носіїв (дефект є пасткою носіїв).

Концентрація носіїв може бути настільки великою, що кристал змінить свою структуру і перейде в аморфний стан, і тоді рухливість носіїв знизиться.

Скорочення числа дефектів решітки і навіть відновлення їх до початкового стану після іонного легування можливе шляхом відповідної термообробки напівпровідника. Термообробка, що виконується у вигляді відпалу, дає також і небажані наслідки – дифузюю домішки з області її введення, тому температуру термообробки призначають мінімальну, щоб зменшити коефіцієнт

дифузії. Таким чином, після процесів іонного легування обов'язково йде радіаційний відпал дефектів решітки при порівняно низьких температурах (близько 800...900⁰С).

3.4.4 Глибина проникнення іонів домішки в напівпровідник–мішень

Іони, що втілюються, при багаторазовому зіткненні з атомами мішені постійно втрачають свою первинну енергію і зупиняються.

У разі аморфної мішені її структура, на відміну від кристалічної, характеризується наявністю так званого ближнього порядку в розташуванні атомів і відсутністю відкритих каналів. Іони, що втілюються в мішень, довільно змінюють напрям свого руху внаслідок зіткнень з атомами мішені, проте мають складову напрямку вглиб мішені. Якщо атомам мішені в результаті зіткнення надати енергію, вищу за деяку порогову енергію, то вони покидатимуть свої первинні положення у вузлах решітки. Унаслідок цього вздовж траєкторії руху іонів у мішені утворюється безліч вакансій і міжвузольних атомів. Виникають цілі області, в яких порушена кристалічна решітка.

При подальшому проникненні іонів енергія, передана атомами мішені, стане менше порогової і порушень кристалічної решітки не буде. У мішені діятимуть два механізми втрати енергії одночасно. Один з них – взаємодія між іонами і електронами мішені (непружні зіткнення), яка відбувається при значно великій енергії іонів. Інший механізм – пружні зіткнення іонів, які втілюються, з ядрами атомів мішені, що відбувається при низькій енергії іонів.

Із збільшенням маси іонів втрата енергії за рахунок зіткнень з ядрами зростає. Таким чином, середнє значення енергії на одиницю довжини вільного пробігу іона в першому наближенні та при одночасній і незалежній дії механізмів зіткнення буде таким:

$$-\frac{dE}{dx} = N[S_n(E) + S_e(E)],$$

де N – середнє значення числа атомів в одиниці об'єму мішені;
 $S_n(E)$ – ядерна гальмівна здатність, або величина, пов'язана з втратами енергії в результаті зіткнення з ядрами атомів мішені;
 $S_e(E)$ – електронна гальмівна здатність, або величина, пов'язана з втратами енергії унаслідок зіткнень з електронами мішені.

З цього рівняння отримують вираз для середньої повної довжини пробігу \bar{R} іонів, що мають енергію E_j :

$$\bar{R} = \frac{1}{N} \int_0^{E_i} \frac{dE}{[S_n(E) + S_e(E)]}. \quad (3.5)$$

Ядерна гальмівна здатність (E) характеризує втрати енергії за час, поки іон, що має енергію E , просувається в мішень з одиничною щільністю на одиничну відстань, тобто

$$S_n(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}.$$

При розкритті складових можна отримати повний вираз для $S_n(E)$ у вигляді

$$S_n(E) = \int_0^{\infty} T(E, p) 2\pi p dp,$$

де $T = T_m \sin^2(\theta/2)$ – енергія, що втрачається падаючим іоном при зіткненні;

$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_i$ – енергія, передана при лобовому зіткненні двох частинок ($p=0$); M_1 – маса іона; M_2 – маса атома мішені; E_i – початкова енергія іона; θ – кут відхилення траєкторії падаючого іона після зіткнення відносно первинного (до зіткнення) напрямку; P – параметр зіткнення, пов'язаний з диференціальним поперечним перерізом зіткнення залежністю $d\sigma = 2\pi p dp$.

Електронне гальмування $S_e(E)$, згідно з даними Ліндхарда, пропорційне швидкості втілених іонів. Ліндхард показав: якщо використати потенціал Томаса – Фермі та узяти замість довжини пробігу R енергію E , можна одержати вирази

$$\rho = RN M_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2};$$

$$\varepsilon = \frac{aM_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)},$$

де Z_1 і Z_2 – атомні номери іонів і атомів мішені відповідно; a – радіус екранування, то електронна гальмівна здатність така:

$$S_e = \left(\frac{dE}{d\rho} \right)_e = kE^{1/2},$$

$$k = Z_1^{1/2} \frac{0.0793 \cdot Z_1^{1/2} \cdot Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{3/2}},$$

де A_1 і A_2 – атомні маси втілених іонів і атомів мішені. За описаних умов можна отримати концентрацію втілених атомів в одиниці об'єму мішені:

$$N_x = \frac{Q}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\sigma^2} \right],$$

де x – глибина поверхні мішені; Q – кількість легуючих іонів на одиницю площі поверхні мішені; \bar{R} – середнє значення проекції пробігу іонів на напрям x ; σ – середнє нормальне відхилення проекції пробігу.

У випадку монокристалічної мішені атоми повністю впорядковані і в кристалі є «вікна» (канали), якщо подивитися на монокристал уздовж певного кристалографічного напрямку (рис. 3.11, а).

Якщо проводити іонне легування в цьому напрямі, то іони можуть втілюватися досить глибоко, не стикаючись з атомами мішені. Навіть якщо напрям руху іонів незначно відхиляється від осі каналу на кут ψ , то іони можуть втілюватися глибоко, лише злегка стикаючись із атомами мішені (рис. 3.11, б).

Оскільки при каналюванні іони не дуже близько підходять до атомів мішені, їх енергія втрачається в основному за рахунок енергії взаємодії з електронами. Якщо напрям падіння іонів трохи відхиляється від осі каналу, то іони з нього вилітають і рухаються по тих же траєкторіях, що і в аморфній мішені. За відсутності

каналювання для великої енергії падаючих іонів, тобто при

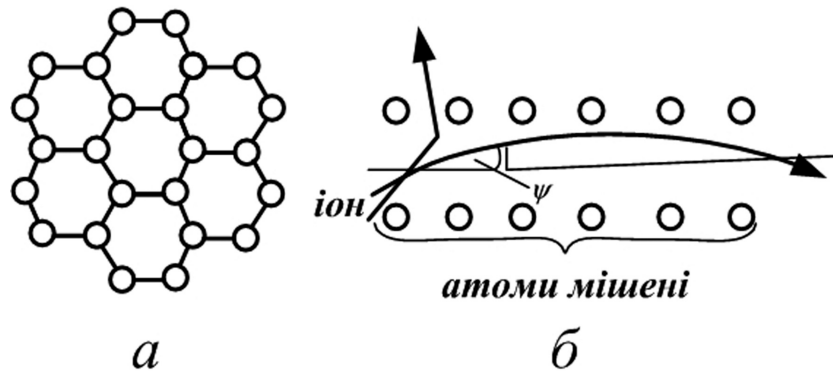


Рисунок 3.11 – Схема руху іонів у монокристалі:

а – канали в кремнії (поверхня «100»); б – рух іонів, що падають під кутом ψ до осі каналу

$E_i (E_i \geq Z_1 Z_2 e^2 d / 2\pi\epsilon_0 a^2 - E_0)$, критичний кут падіння ψ набуває вигляду

$$\psi_{\text{крит}} = \left(\frac{ca}{\sqrt{2} \cdot d} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_i 2\pi\epsilon_0 d}} \right)^{1/2} \approx E_i^{-1/2};$$

для енергії, меншої, ніж E_0 :

$$\psi_{\text{крит}} = \left(\frac{ca}{\sqrt{2} \cdot d} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_i 2\pi\epsilon_0 d}} \right)^{1/2} \approx E_i^{-1/4},$$

де ϵ_0 – електрична стала; d – відстань між атомами мішені; c – стала, залежна від потенційної енергії. Коли іонний потік потрапляє на ідеальний монокристал у напрямі каналювання, частина іонів стикається з атомами і при куті падіння, більшому за $\psi_{\text{крит}}$, змінює напрям свого руху. Ці іони відхиляються від напрямку каналювання і рухаються так само, як і в аморфній мішені, з таким же розподілом пробігів. Частина іонів, що відхилилася, дорівнює

$$L = \pi a^2 N d,$$

де a – радіус атома мішені, d – відстань між атомами.

Частина іонів $(1-L)$, що залишилася, проходить через канали. При цьому іони потрапляють як в сусідні канали, так і в середній канал (рис. 3.11, б). При русі в середньому каналі та в бічних каналах іони відхилятимуться від центра, втрати енергії залежатимуть від зіткнень з ядрами. Рухомі по каналу іони у міру їх проходження через мішень відхиляються також унаслідок теплових коливань атомів решітки мішені, дефектів решітки і т. ін. Навіть якщо спочатку є досконалий монокристал, то із збільшенням кількості втілених атомів при їх взаємодії з атомами мішені утворюються дефекти решітки. Через ці дефекти іони, що падають, відхиляються від напрямку каналювання. Тобто характер розподілу іонів залежить також від числа втілених і втілюваних іонів.

Аналітичні вирази розподілу таких іонів мають низьку точність. Зазвичай вважають, що перший максимум розподілу іонів ближче до поверхні мішені. Він зумовлений відхиленням іонів при їх русі в результаті відхилень від напрямку каналювання при зіткненні з поверхневими атомами. Розподіл визначають за формулами для аморфної мішені (3.5). Другий максимум в області, що розташована у віддалі від поверхні, обумовлений каналюванням іонами, і для них відповідно до формул (3.5) і (3.6) довжина пробігу

$$R_{\max} = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_e(E)} = kE_0^{1/2}. \quad (3.8)$$

3.4.5 Вплив термообробки на розподіл іонів і дефекти решітки

Як розглянуто вище, розподіл іонів визначається числом багаторазових зіткнень із атомами мішені. Проте при високій температурі легування або при термообробці воно змінюється через дифузію. Якщо у формулі (3.7) прийняти $\sigma^2 = 2 \cdot D \cdot t_0$, тобто $t_0 = \sigma^2 / 2 \cdot D$, то шляхом розв'язання рівняння другого закону Фіка можна отримати розподіл

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi(\sigma^2 + 2 \cdot D \cdot t)}} \exp\left(-\frac{\lambda^2}{2\sigma^2 + 4 \cdot D \cdot t}\right), \quad (3.9)$$

де $x = (x - \bar{R}_p)$ і час дифузії прийнятий $t + t_0$.

Це рівняння добре узгоджується з реальністю. Слід зазначити, що фактичний час дифузії дорівнює t , а в розрахунку – $t + t_0$, тобто дифузія домішок, уведених легуванням, прискорюється порівняно зі звичайною дифузією. Ефект прискорення реакцій у технології відомий: наприклад, прискорене окислення кремнію [13], коли спочатку введенням в решітку атомів важких елементів «розпушують» решітку кремнію і реакція окислення прискорюється в десятки разів.

У той же час коефіцієнт дифузії збільшується також на величину ΔD . Коефіцієнт дифузії дефектів решітки D_V і концентрація вакансій N_V зв'язані залежністю $\Delta D = N_V D_V$, тобто і коефіцієнт дифузії слід було б виразити як $D + \Delta D$. Ця залежність дуже важлива при конструюванні приладів. Якщо у визначеному місці напівпровідника створити область з вищою концентрацією N_V , то коефіцієнт дифузії зростатиме тільки в області, і тут можна глибоко втілювати домішку навіть при незначному збільшенні температури.

Дефекти решітки можуть мати численні складні форми. Це перш за все поодинокі вакансії, дивакансії, міграції поодиноких вакансій, які в результаті виходять з решітки. Існує також можливість утворення тривакансій і тетравакансій, а недавно виявлено гексавакансії.

Для зменшення дефектів решітки і електричної активації втілених атомів проводять термооброблення. Зрозуміло, що в цьому процесі має бути подоланий необхідний рівень енергії активації. Для звичайних дефектів типу вакансії потрібна енергія активації близько 0,33 еВ, для відновлення дивакансій – енергія 1,25 еВ і т. д. Відзначимо, що залишкова концентрація дефектів решітки пов'язана з попередньою через температуру термооброблення (відпалу). Проте навіть при найвищих температурах відпалу ще залишається значна кількість дефектів решітки, тобто умови, що передували іонному легуванню, повністю не відновлюються.

4 ВИДИ ТЕХНОЛОГІЇ ВИГОТОВЛЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМ

Беручи за основу утримання фізичних процесів і окремих груп операцій, розрізняють чотири види технології створення напівпровідникових інтегральних схем: 1) планарна, 2) планарно–епітаксіальна, 3) технологія з діелектричною ізоляцією компонентів, 4) суміщена.

Найбільш складною за технологією виробництва операцією є біполярний транзистор мікросхеми. Тому розглянемо перераховані методи на прикладі транзисторної структури. Як відомо, транзисторна

структура містить колекторну, базову та емітерну області, розділені р–п–переходами і розміщені в монолітному матеріалі. До кожної з областей приєднуються зовнішні виводи для включення в електричну схему інтегральної схеми.

4.1 Планарна технологія

Планарна технологія – це технологія, що дозволяє різко підвищити випуск і якість мікросхем і напівпровідникових приладів. До цього використовували лише методи сплаву матеріалів з отриманням р–п–переходів. Суть планарної технології полягає в тому, що в монокристалічній пластині напівпровідника трьома послідовними дифузіями різних домішок формуються колекторна, базова і емітерна області.

Відповідно до цього виділяють такі види дифузії: колекторна, базова і емітерна. Базовим матеріалом для планарної технології є монокристалічна напівпровідникова пластина завтовшки близько 0,2 мм з рівномірно розподіленою початковою донорною або акцепторною домішкою.

Розглянемо суть планарної технології на прикладі транзисторної структури в монокристалі кремнію, що має початкову рівномірно розподілену домішку р–типу (рис. 4.1).

На поверхні пластини, яка була заздалегідь шліфована, полірована, знежирена і промита, вирощується шар оксиду товщиною 1 мкм, який в подальшому виконує роль маски при дифузії домішки. Методами фотолітографії і селективного витравлення в плівці видаляється двоокис кремнію і оголюються його ділянки для проведення локальної дифузії. Після цього проводять дифузій до донорної домішки, наприклад фосфору, з глибиною залягання р–п–переходу близько 14 мкм (див. рис. 4.1, а). Так отримують колекторну область транзистора. Слід нагадати, що, по–перше, надмірна концентрація донорної домішки в колекторній області внаслідок закономірностей дифузії убуває з глибиною і, отже, не є рівномірною; і, по–друге, дифузій розповсюджується за вертикальні межі колекторної області.

Для оформлення базових областей транзисторів вирощують новий шар оксиду кремнію. При цьому на ділянках поверхні пластини, де такий шар вже був, він збільшується (див. рис. 4.1, б). Потім проводиться фотолітографія для отримання нових вікон для проведення базової дифузії і дифузії акцепторної домішки, наприклад бору, з глибиною залягання нового р–п–переходу близько 7 мкм (див. рис. 4.1, б). Після цього ще раз здійснюють окислення поверхні

кремнію. Шляхом фотолітографії і селективного витравлення створюються нові вікна для дифузії домішок для отримання емітерних

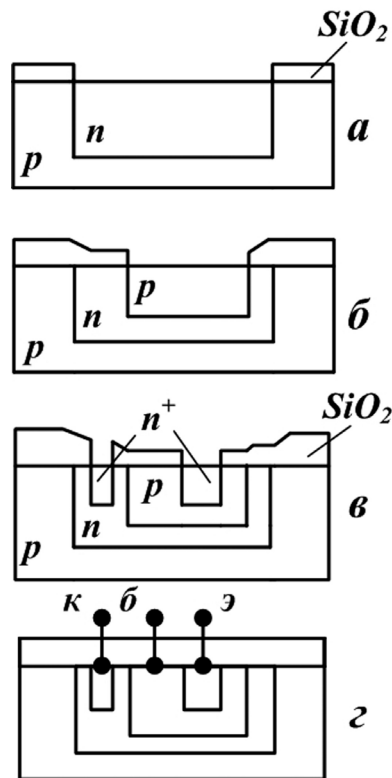


Рисунок 4.1 – Схема планарної технології: а – дифузія колектора; б – базова дифузія; в – емітерна дифузія; з – готовий транзистор

областей транзисторів і контактів до колекторної області. Емітерна дифузія проводиться при високій поверхневій концентрації донорної домішки – фосфору; створюються області n⁺ з глибиною залягання р–n–переходів близько 3,5 мкм (див. рис. 4.1, в). У результаті отримують чотиришарову транзисторну структуру в пластині кремнію. Через n⁺ позначають максимальну граничну концентрацію донорної домішки. У нашому випадку вона застосована з двох причин. Перша полягає в тому, що в приповерхневий шар кремнію до емітерної дифузії вже були введені початкова домішка р–типу, базова домішка р–типу і колекторна домішка n–типу, тому для створення надмірної концентрації донорної домішки в емітерній області необхідно ввести її майже на межі концентрації. Друга причина виникає у тому випадку, коли матеріалом контакту до колекторної області служить алюміній, що є для кремнію акцепторною домішкою. Максимальна гранична концентрація алюмінію $10^{19} \dots 10^{20}$ ат/см³, і в звичайних умовах при під'єднуванні алюмінієвого контакту і колекторної області n–типу утворюється випрямляючий контакт. Для запобігання створенню в

цьому місці р–п–переходу і створення омичного контакту отримують поверхневу концентрацію фосфору $\sim 2 \cdot 10^{20}$ ат/см³, тобто набагато вищу за максимальну концентрацію алюмінію.

Таким чином, при планарній технології дифузію різних домішок здійснюють з боку однієї і тієї ж поверхні пластини. Основна перевага цього методу – в простоті та одноманітності процесу введення домішок. Оскільки в інтегральному транзисторі концентрація домішки з глибиною зменшується, то транзистори мають великий опір колектора. Пробивна напруга переходу колектор–база виявляється низькою, а ємність цього переходу – високою.

Методами планарної технології можна виконувати також дифузійні резистори, діоди або конденсатори.

4.2 Планарно–епітаксіальна технологія

Найчастіше за такою технологією колекторні області інтегральних транзисторів створюють не методом дифузії, а епітаксіальним вирощуванням, решту елементів структури – бази і емітери – формують за допомогою дифузії. Розглянемо рис. 4.2. Вихідним матеріалом є пластина кремнію з рівномірно розподіленою акцепторною домішкою. Дифузію донорної домішки проводять у тому місці, над яким розташовуватиметься колекторна область. Так створюється прихований шар з низьким опором n^+ -типу. Для його створення необхідно використовувати дифузанти з малим коефіцієнтом дифузії порівняно з коефіцієнтом дифузії бору і фосфору. Це роблять для того, щоб при подальших операціях, що проводяться при високих температурах, не було «розповзання» прихованого шару. Глибина прихованого шару – близько 2 мкм (рис. 4.2, а). Прихований шар, розташований паралельно колектору, приводить до ефективного зниження електроопору тіла колектора (до одиниць Ома), що покращує електричні характеристики транзистора. Після видалення оксиду виконують епітаксіальне вирощування шару n -типу (рис. 4.2, б) з товщиною 10...5 мкм. Потім проводять дифузію домішки p^+ -типу для ізоляції колекторної області від решти частини пластини р–п–переходом. Тому цю дифузію називають ізолюючою (рис. 4.2, в). У результаті отримують колекторну область з рівномірно розподіленою домішкою заданої величини і паралельно включеним прихованим шаром. Решта операцій створення базової і емітерної областей виконується методами дифузії за звичайною планарною технологією (рис. 4.2, г). Планарно–епітаксіальний метод виготовлення компонентів інтегральних мікросхем застосовують найширше.

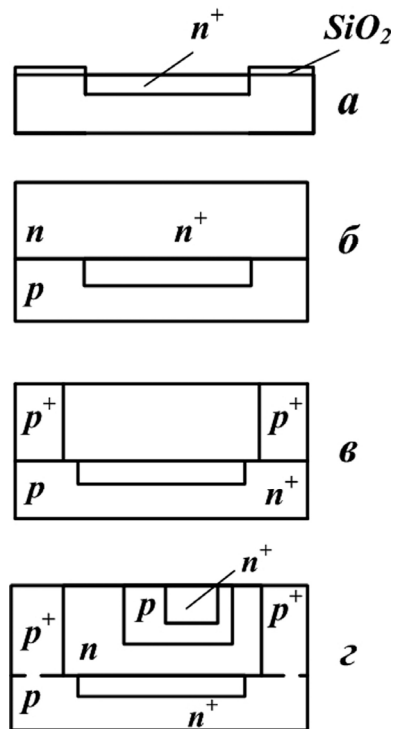


Рисунок 4.2 – Схема отримання планарно–епітаксiальної структури: а – отримання прихованого шару дифузії; б – нанесення епітаксiального шару; в – проведення iзолюючої дифузії; г – створення компонентів IC

4.3 Технологія з діелектричною iзоляцією компонентів

Усі описані раніше методи виготовлення компонентів пропонують iзоляцію компонентів р–п–переходами. Відомо, що така iзоляція має певні недоліки. По–перше, iзолюючий перехід працює як ємність між колектором і підкладкою і на високих частотах здійснює паразитний зв'язок із всіма іншими областями iнтегральної схеми. По–друге, при дифузії домішок у поверхневих шарах створюється висока концентрація домішок, що знижує величину пробивної напруги, яка обернено пропорційна до концентрації домішок. Усе це, а також необхідність додавання до р–п–переходу замкового зсуву, наявність струмів витоку через р–п–перехід і т.д., сприяли створенню досконалішої iзоляції компонентів за допомогою діелектрика.

Відомо безліч різновидів такої технології, наприклад: отримання iзольованих діелектриком областей монокристалічного кремнію в полікристалічній підкладці із застосуванням карбїду кремнію;

отримання ізольованих монокристалічних областей кремнію різного типу провідності в полікристалічній підкладці; ізолювання компонентів шляхом створення мезаструктур, де діелектриком є повітря; ізолювання компонентів склом із застосуванням допоміжної пластини; ізолювання компонентів за допомогою кераміки; ізолювання компонентів з балковими виводами і т. д.

Розглянемо технологію отримання ізольованих діелектриком областей монокристалічного кремнію в полікристалічній підкладці (рис. 4.3). На підкладку кремнію n -типу з раніше отриманим шаром n^+ -типу наносять плівку оксиду кремнію і методами фотолітографії і витравлення видаляють кремній на глибину 25 мкм. У результаті вся пластина має виступи, які скріплені в нижній частині монолітом незайманої витравлення частини пластини. Такі структури називають мезаструктурами (рис. 4.3, а).

Після цього на витравлених ділянках нарощують плівку двоокису кремнію товщиною 1...1,5 мкм (рис. 4.3, б), потім – шар

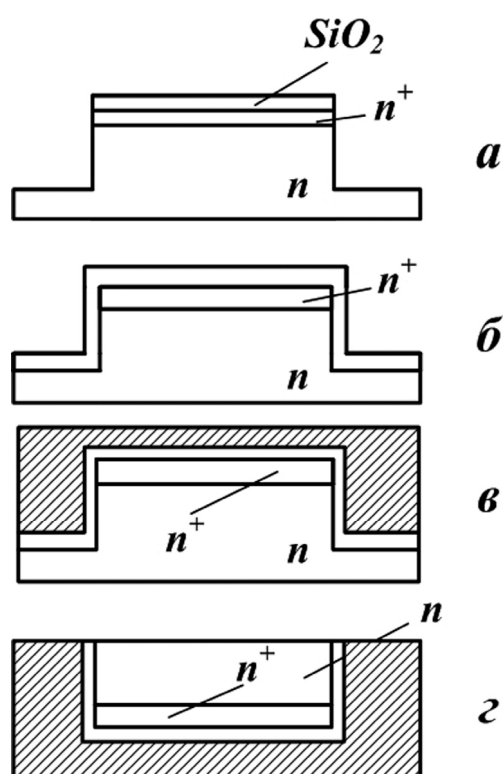


Рисунок 4.3 – Схема ізоляції монокристалічної області плівкою оксиду: а – витравлення кремнію; б – окислення виступів; в – нарощування полікристалічного кремнію; г – видалення зайвого матеріалу n -типу

полікристалічного кремнію товщиною 175 мкм (рис. 4.3, в). Нарешті, поверхню вихідної пластини шліфують до оксиду (рис. 4.3, г). Таким чином, виходить колекторна область n-типу з прихованим шаром p⁺-типу, яка розташована в полікристалічній підкладці та ізолювана від неї плівкою двоокису кремнію. Інакше цей метод називають епік-процесом. Далі в монокристалічній області можна виконати базову і емітерну області.

Разом з позитивними якостями технології з ізоляцією компонентів діелектрикам властиві недоліки: дуже складний процес з числом операцій до 30; мікросхеми займають площу, на 80% більшу, ніж при ізоляції p-n-переходами, та ін.

4.4 Суміщена технологія

Суміщена технологія є оптимальним поєднанням попередніх технологічних методів з плівковою технологією. У цьому випадку всі активні компоненти мікросхеми створюють на основі планарної, планарно-епітаксіальної технології або технології з діелектричною ізоляцією компонентів, а пасивні компоненти – на основі плівкової технології шляхом наплення провідних, резистивних, діелектричних плівок. Заздалегідь поверхню напівпровідників мікросхеми покривають двоокисом кремнію, після чого з'єднують ці плівки з відповідними областями напівпровідникової мікросхеми.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники: пер. с англ. / С. Дэшман. – М.: Мир, 1964. – 682 с.
2. Плёночная микроэлектроника: пер. с англ. / под общ. ред. Л. Холлэнда. – М.: Мир, 1968. – 424 с.
3. Достанко А.П. Технология интегральных схем: учеб. пособие для радиотехн. спец. вузов / А.П. Достанко. – Минск: Вышэйш. шк., 1982. – 512 с.
4. Крылов К.И. Физические основы электровакуумной техники / К.И. Крылов. – Л.: Госэнергоиздат, 1969. – 348 с.
5. Левин С. Основы полупроводниковой микроэлектроники: пер. с англ. / С. Левин; под. ред. А.А. Маслова. – М.: Сов. радио, 1966. – 384 с.
6. Пеннинг Ф. Электрические разряды в газах: пер. с англ. / Ф. Пеннинг. – М.: Изд-во ин. лит., 1960. – 99 с.
7. Физика тонких пленок: в 3 т.; пер. с англ. – М.: Мир, 1968. – Т. 3. – 332 с.
8. Калганов И.Л. Ионные приборы / И.Л. Калганов. – М.: Энергия, 1972. – 446 с.
9. Иванов Р.Д. Катодный метод создания плёночных элементов микросхем / Р.Д. Иванов. – М.: Энергия, 1972. – 328 с.
10. Данилин Б.С. Вакуумная техника в производстве интегральных схем / Б.С. Данилин. – М.: Энергия, 1973. – 256 с.
11. Топфер М. Микроэлектроника толстых плёнок: пер. с англ. / М. Топфер; под ред. Т.Д. Шермергора. – М.: Мир, 1973. – 262 с.
12. Основы микроэлектроники и технологии производства микросхем: учеб. пособие / Р.А. Барканов, И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь и др.: в 2 ч.; под ред. И.Е. Ефимова. – М.: МИЭТ, 1971. – Ч. 2. – 352 с.
13. Основы технологии кремниевых интегральных схем: под. ред. Р. Бургера и Р. Донована; пер. с англ. под ред В.Н. Мордковича и Ф.П. Пресса. – М.: Мир, 1969. – 452 с.
14. Черняев В.Н. Технология производства интегральных микросхем / В.Н. Черняев; под ред. А.А. Засенкова. – М.: Энергия, 1977. – 376 с.
15. Технология ионного легирования: под ред. С. Намбо. – Токио, 1971; пер. с японск. под ред. П.В. Павлова. – М.: Сов. радио, 1974. – 160 с.

ЗМІСТ

1.	Процеси отримання тонких плівок.....	3
1.1.	Основи процесів термовакuumної технології.....	3
1.1.1.	Випаровування матеріалів у вакуумі.....	3
1.1.2.	Процеси в пролітному просторі.....	10
1.1.3.	Конденсація частинок на підкладці.....	13
1.2.	Основи процесів іонного розпилювання матеріалів.....	19
1.2.1.	Електричний розряд у вакуумі.....	19
1.2.2.	Коефіцієнт розпилювання.....	30
1.2.3.	Параметри процесу розпилювання.....	36
1.2.4.	Процеси в камері при іонному розпилюванні.....	40
1.2.5.	Види іонного розпилювання.....	41
2.	Товстоплівкова технологія.....	48
2.1.	Підкладки для товстоплівкових мікросхем.....	49
2.2.	Пасты для плівкових елементів.....	50
2.3.	Сушіння і вжигання паст.....	51
3.	Основи процесів отримання р-п – переходів у напівпровідниках.....	52
3.1.	Основи процесів дифузії домішок у напівпровідниках.....	52
3.1.1.	Основні закони дифузії.....	52
3.1.2.	Розрахункові випадки дифузії.....	54
3.1.3.	Дифузія, що надходить всередину напівпровідника з поверхні постійної концентрації домішок....	55
3.1.4.	Дифузія домішок з напівпровідника назовні з нульовою поверхневою концентрацією.....	56
3.1.5.	Утворення переходу при одночасній дифузії всередину і назовні.....	57
3.1.6.	Дифузія усередину напівпровідника з обмеженого джерела.....	58
3.1.7.	Чинники, що впливають на процес дифузії.....	59
3.1.8.	Дифузія елементів у кремнії.....	60
3.1.9.	Здійснення дифузії.....	61
3.2.	Окислення поверхні напівпровідника.....	62
3.2.1.	Процес окислення.....	64
3.2.2.	Нанесення плівок двоокису кремнію на напівпровідник.....	66
3.2.3.	Властивості плівок двоокису кремнію.....	67
3.3.	Основи процесів епітаксії.....	67
3.3.1.	Методи епітаксії.....	69
3.4.	Іонне легування напівпровідників.....	70
3.4.1.	Суть і особливості процесу іонного легування....	71
3.4.2.	Устаткування для іонного легування.....	72

3.4.3. Технології іонного легування.....	74
3.4.4. Глибина проникнення іонів домішки в напівпровідник – мішень.....	75
3.4.5. Вплив термообробки на розподіл іонів і дефекти решітки.....	79
4. Види технології виготовлення напівпровідникових інтегральних схем.....	80
4.1. Планарна технологія.....	81
4.2. Планарно-епітаксіальна технологія.....	83
4.3. Технологія з діелектричною ізоляцією компонентів.....	84
4.4. Суміщена технологія.....	86
Бібліографічний список.....	87

Куліш Сергій Миколайович
Грицай Віктор Георгійович
Олійник Сергій Володимирович

КОНСТРУЮВАННЯ І ТЕХНОЛОГІЯ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ ПРИСТРОЇВ

Частина 2

Редактор Є.О. Александрова

Зв. план, 2009

Підписано до друку 27.05.09

Формат 60x84 1/16. Папір офс. №2. Офс. друк

Ум. друк. арк. 5,0. Обл.-вид. арк. 5,62. Наклад 150 прим. Замовлення 182.

Ціна вільна

— Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»
61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17
<http://www.khai.edu>
Видавничий центр «ХАІ»
61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17
izdat@khai.edu