

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки
(повна назва інституту/факультету)

Кафедра мікроелектроніки
(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ (підпис) _____ (ініціали, прізвище)

“ ” _____ 20__ р.

**Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра**

з напрямку підготовки _____ 6.050801 Мікро-та наноелектроніка
(код і назва)

на тему: Методи знаходження поверхневих станів МДН-структур за допомогою
вольт-фарадних характеристик

Виконала : студентка 4 курсу, групи ДП-52
(шифр групи)

_____ Снісаренко Ольга Вікторівна _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Керівник _____ ас.каф. МЕ Королевич Л.М. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант з нормоконтролю проф., к.т.н., доц. Орлов А.Т. _____

Консультант з інформаційних питань доц. к.т.н., Діденко Ю.В. _____

Рецензент _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент _____

(підпис)

Київ – 2019 року

РЕФЕРАТ

Дипломна робота виконана на 55 сторінках, вони містять 4 розділи, 26 ілюстрацій та 15 джерел у списку посилань.

Об'єктом дослідження є вольт-фарадні характеристики МДН-структури. Предметом є порівняльний аналіз відомих методів дослідження поверхневих станів МДН-структури та їх удосконалення.

Метою роботи є розкриття проблеми про недосконалість методів дослідження поверхневих станів МДН-структури та пошук методів їх удосконалення.

У першому розділі розглянуто електронні процеси, що відбуваються в середині МДН-структури та на границі поділу діелектрик-напівпровідник. У другому проведено аналіз диференційного методу аналізу поверхневих станів МДН-структури та його недоліки. У третьому проведено експериментальне визначення щільності поверхневих станів за допомогою методу Термана. Четвертий розділ присвячений розробці методу знаходження напруги плоских зон та удосконалення методу Термана на його основі.

МДН-СТРУКТУРА, ВФХ, НАПРУГА ПЛОСКИХ ЗОН, МЕТОД ТЕРМАНА, ПОВЕРХНЕВІ СТАНИ.

ANNOTATION

The thesis was carried out on 55 pages, they contain 4 sections, 26 illustrations and 15 sources in the list of links.

The object of the study is the capacitance-voltage characteristics of the MIS-structure. The subject is a comparative analysis of the known methods for studying the surface states of the MIS structure and their improvement.

The aim of the work is to reveal the problem of the imperfection of methods for studying surface states of a MIS structure and the search for methods to improve them.

In the first section, electronic processes occurring inside the MIS structure and at the interface between the dielectric and semiconductor are considered. In the second, an analysis of the differential method for analyzing the surface states of the MIS structure and its drawbacks is carried out. In the third, experimental determination of the density of surface states was carried out using the Terman method. The fourth section is devoted to the development of the method for finding the voltage of flat zones and the improvement of the Terman method based on it.

MIS-STRUCTURE, C-V CHARACTERISTICS, VOLTAGE OF FLAT-BAND ZONES, METHOD TERMAN, SURFACE STATES.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	2
ВСТУП	4
ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ МДН-КОНДЕНСАТОРА	6
1.1 Ефект поля	6
1.2 Ємність МДН-структури	10
1.3 Порогова напруга МДН-структури	16
ДИФЕРЕНЦІЙНИЙ МЕТОД АНАЛІЗУ ВОЛЬТ-ФАРАДНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ (МЕТОД ТЕРМАНА).....	20
2.1 Теоретичні основи методу	20
2.2 Розрахунок основних параметрів	25
АНАЛІЗ ПОВЕРХНЕВИХ СТАНІВ МДН-СТРУКТУРИ ЗА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ВФХ.....	28
3.1 Експеримент/Дослідження.....	28
3.2 Аналіз ВФХ за методом Термана.....	30
4.МЕТОДИКА ЗНАХОДЖЕННЯ ЄМНОСТІ ПЛОСКИХ ЗОН ТА НПРУГИ ПЛОСКИХ ЗОН БЕЗ ВИКОРИСТАННЯ ТЕОРЕТИЧНИХ КРИВИХ	34
4.1 Модель МДН-структури як трьох конденсаторної системи	34
4.2 Особливості ВФХ МДН-структури.....	44
4.3 Експериментальне визначення основних параметрів МДН-структури ..	47
ВИСНОВКИ	51
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	52

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І
ТЕРМІНІВ

МДН – метал-діелектрик-напівпровідник

ПС – поверхневі стани

ВФХ – вольт-фарадна характеристика

МОН – метал-оксид-напівпровідник

ІМС – інтегральні мікросхеми

ОПЗ – область просторового заряду

ψ_s – поверхневий потенціал

E_F - енергія Фермі

q – елементарний електричний заряд

p_0 – концентрація дірок

N_A - концентрація акцепторів

C_D - ємність діелектрика

C_{sc} - ємність ОПЗ

C_{ss} - ємність поверхневих станів

N_{ss} - щільність поверхневих станів

L_D - Дебаївська довжина

ϵ_0 - діелектрична проникність вакууму

ϵ_s - відносна діелектрична проникність напівпровідника

ϵ_d - відносна діелектрична проникність діелектрика

β - обернений температурний потенціал

V_G - напруга на затворі

V_T - порогова напруга

V_{FB} - напруга плоских зон

φ_{ms} – контактна різниця потенціалів

ВСТУП

Багатошарові структури метал-діелектрик-напівпровідник (МДН-структури) вперше були застосовані в 1959 р. в якості ємності керованою напругою. Потім вони стали широко застосовуватись для дослідження електронних процесів на межі поділу різних діелектриків з напівпровідниками.

В 1960 р. на основі МДН-структури був створений польовий транзистор. Такі прибори отримали назву МДН-транзисторі або польових транзисторів з ізольованим затвором. Вони є основним елементом надвеликих інтегральних схем, таких як, мікропроцесори та напівпровідникові запам'ятовуючі пристрої.

В 1970 р. був сконструйований перший пристрій з зарядовим зв'язком (ПЗЗ), який представляє собою двовимірну матрицю близько розташованих МДН-конденсаторів і може здійснювати цілий ряд функцій: прийом зображень, зберігання інформації, обробка сигналів і логічні операції.

В теперішній час в інтегральних мікросхемах і дискретних приборах мікроелектроніки, приборобудування використовує різні напівпровідникові структури, включаючи планарні структури діелектрик-напівпровідник, метал-діелектрик-напівпровідник або ще більш складні багатошарові системи в тому числі метал-сегнетоелектрик-напівпровідник-метал і метал-нітрид кремнію-окисл-напівпровідник. Властивості і параметри таких приборів, схем і пристроїв на їх основі.

За допомогою вольт-фарадних методів роблять непрямі виміри концентрації основних носіїв заряду в напівпровідникових матеріалів, вимірювання ємності переходів, концентрації основних носіїв заряду в напівпровідникових областях, товщини діелектричного шару і спектра поверхневих станів в МДН-структурах.

Велика увага до структур метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) викликана їх широким застосуванням у інтегральній електроніці и перспективами у вирішенні багатьох прикладних задач мікроелектроніки. В зв'язку зі зменшенням розмірів конструктивних елементів і збільшення в інтегральних схемах кількості границь поділу між цими елементами стає очевидним, що

значення поверхневих і граничних явищ в роботі напівпровідникових приладів і пристроїв росте і подальший прогрес мікроелектроніки пов'язаний з вивченням явищ, що протікають на поверхні напівпровідника, на границі поділу напівпровідник-діелектрик, напівпровідник-метал, метал-діелектрик.

Процеси на границі поділу і поблизу поверхні напівпровідника грають головну роль в роботі ряду напівпровідникових пристроїв і схем. Таких як МДН-варіапи, МДН-транзистори, МДН-інтегральні схеми, МДН-ВІС і інші. Вони обумовлюють основні характеристики і параметри цих пристроїв, схем і приладів на їх основі.

Вивчення характеристик МДН-структури мають важливе значення для розуміння процесів, що протікають між напівпровідником і діелектриком.

Поліпшення параметрів і підвищення відсотка придатних приладів в конкретній технологічній практиці завжди тісно пов'язані з опрацюванням оптимальних режимів виробництва і організацією контролю якості проведення основних операцій технологічного процесу.

1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ МДН-КОНДЕНСАТОРА

1.1 Ефект поля

МДН - конденсатор являє собою плоский конденсатор, однією з обкладинок якого є напівпровідник. Металевий електрод, нанесений на діелектрик, носить назву затвора, а сам діелектрик називається підзатворним. На протилежну обкладку конденсатора, з боку напівпровідника, так само наноситься металевий електрод. Даний електрод повинен забезпечити омичний контакт. Досить часто в якості діелектрика в МДН-структурах використовують оксиди, тому замість МДН вживається назва МОН – структура.

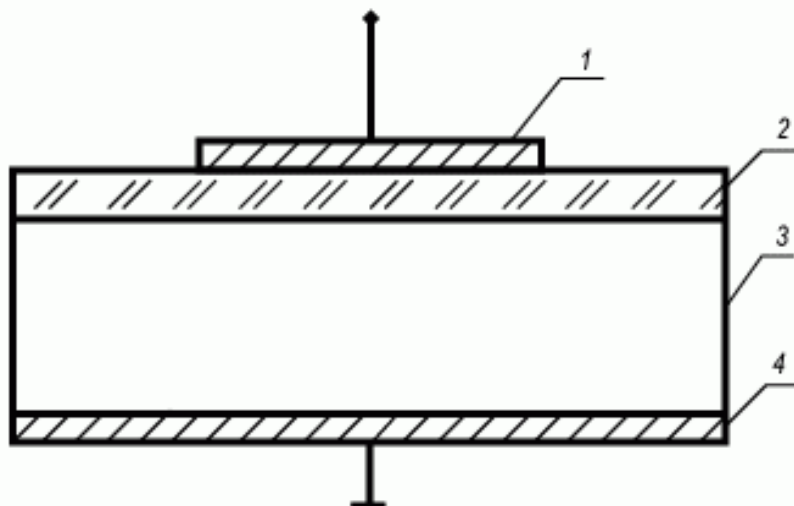


Рисунок 1.1.1 МДН-структура : 1-затвор, 2- підзатворний діелектрик, 3- напівпровідникова підкладка, 4- омичний контакт

В якості діелектрика в кремнієвих ІМС найчастіше використовують SiO_2 . Зонні діаграми структури метал-оксид-напівпровідник показані на рис. 1.1.2.

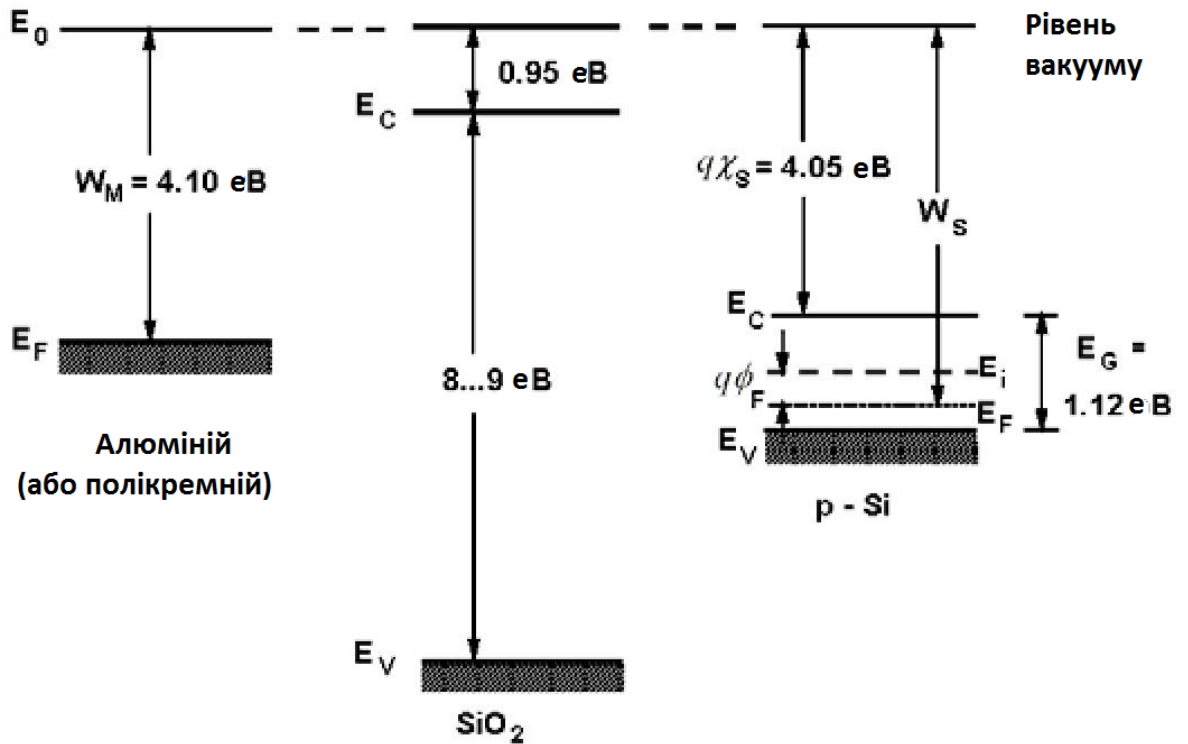


Рисунок 1.1.2 Зонні діаграми алюмінію, SiO_2 і кремнію p - типу з концентрацією легуючої домішки N_A [8]

В невідродженій кремнієвій підкладці p - типу з об'ємною густиною акцепторів N_A рівноважні концентрації дірок і електронів виражаються наступними формулами:

$$p \cong N_A, \quad n \cong \frac{n_i^2}{N_A} = N_A e^{-2\frac{\varphi_F}{\varphi_T}}, \quad (1.1.1)$$

де $\varphi_F = \varphi_T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)$ – потенціал рівня Фермі в об'ємі, що характеризує положення рівня Фермі відносно середини забороненої зони кремнію[1].

Прикладаючи додатну напругу до затвору, ми збільшуємо потенціал в об'ємі p – кремнію і на границі поділу. При цьому концентрація електронів експоненціальним чином збільшується, а дірок – зменшується. Зокрема для об'ємної концентрації електронів і дірок на границі поділу з окислом маємо:

$$\begin{aligned} n(\psi_s) &= \frac{n_i^2}{N_A} \exp(\psi_s/\varphi_T), \\ p(\psi_s) &= N_A \exp(-\psi_s/\varphi_T), \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

де $\psi_s = \frac{E_i(\infty) - E_i(0)}{q} < 0$ – поверхневий потенціал[1].

При цьому можливі чотири основні ситуації:

1) Прикладена напруга від’ємна ($V = 0$, рис. 1.1.3а). Поле в напівпровіднику екранується надлишковими дірками, концентрація яких поблизу поверхні напівпровідника збільшується. Такий режим називається режимом збагачення. Додатковий заряд надлишкових дірок в напівпровіднику урівноважений від’ємним зарядом електронів на поверхні затвору. Електричне поле проникає в напівпровідник на глибину порядку Дебаївської довжини екранування в підкладці[1].

2) Прикладена напруга додатна і не перевищує деякої величини V_i , що називається напругою інверсії (рис. 1.1.3б). В цьому режимі енергетичні зони викривляються в протилежну сторону. Величина поверхневого потенціалу додатна і не перевищує величину φ_F :

$$0 < \psi_s < \varphi_F = \frac{E_i - E_F}{e}, \quad (1.1.3)$$

Очевидно, що при поверхневий шар напівпровідника збіднений основними носіями (режим збіднення). При умові (2.1.3) рівень електростатичної енергії залишається вище рівня Фермі $E_i > E_F$, тому концентрація неосновних носіїв дуже мала[1].

При збільшенні напруги до деякої величини V_i виконується умова $\psi_s(V_i) = \varphi_F$. В цьому випадку рівень Фермі на границі діелектрик-напівпровідник співпадає з рівнем електростатичної енергії.

3) Прикладена напруга перевищує напругу інверсії (рис. 1.1.4в). В цьому режимі $\psi_s > \varphi_F$, і в приповерхневому шарі напівпровідника рівень

електростатичної енергії знаходиться нижче рівня Фермі. В цій області концентрація неосновних носіїв більше, ніж основних, тобто інвертуючий тип провідності підкладки. Цей режим називається режимом інверсії. При умові $2\varphi_F > \psi_S > \varphi_F$ отримаємо:

$$p_0 = N_A > n(0) > n_i > p(0). \quad (1.1.3)$$

Такий режим називається режимом слабкої інверсії. В даному режимі практично в усій ОПЗ концентрація носіїв заряду залишається набагато меншим ніж у підкладці.

4) При $\psi_S > 2\varphi_F$ має місце сильна інверсія (рис. 1.1.4г). Подальше збільшення напруги не призведе до розширенню ОПЗ.

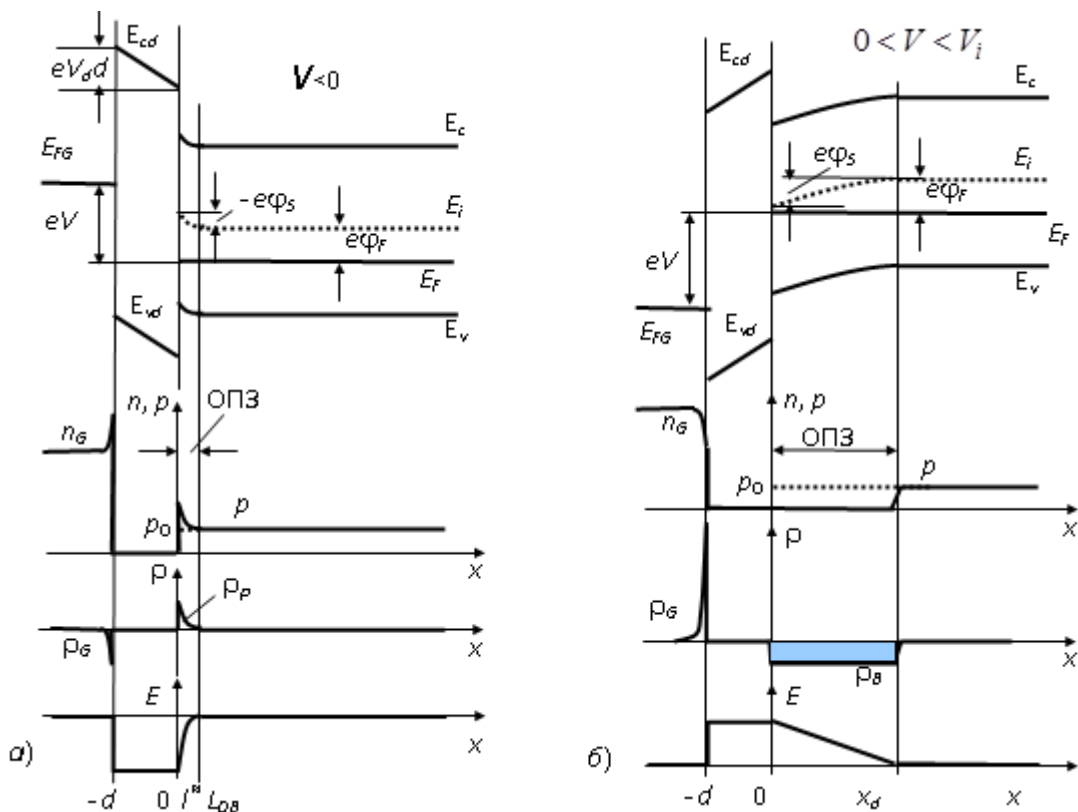


Рисунок 1.1.3 Енергетичні діаграми і розподіл концентрації носіїв заряду, густини заряду і електричного поля: а – режим збагачення, б – режим збіднення

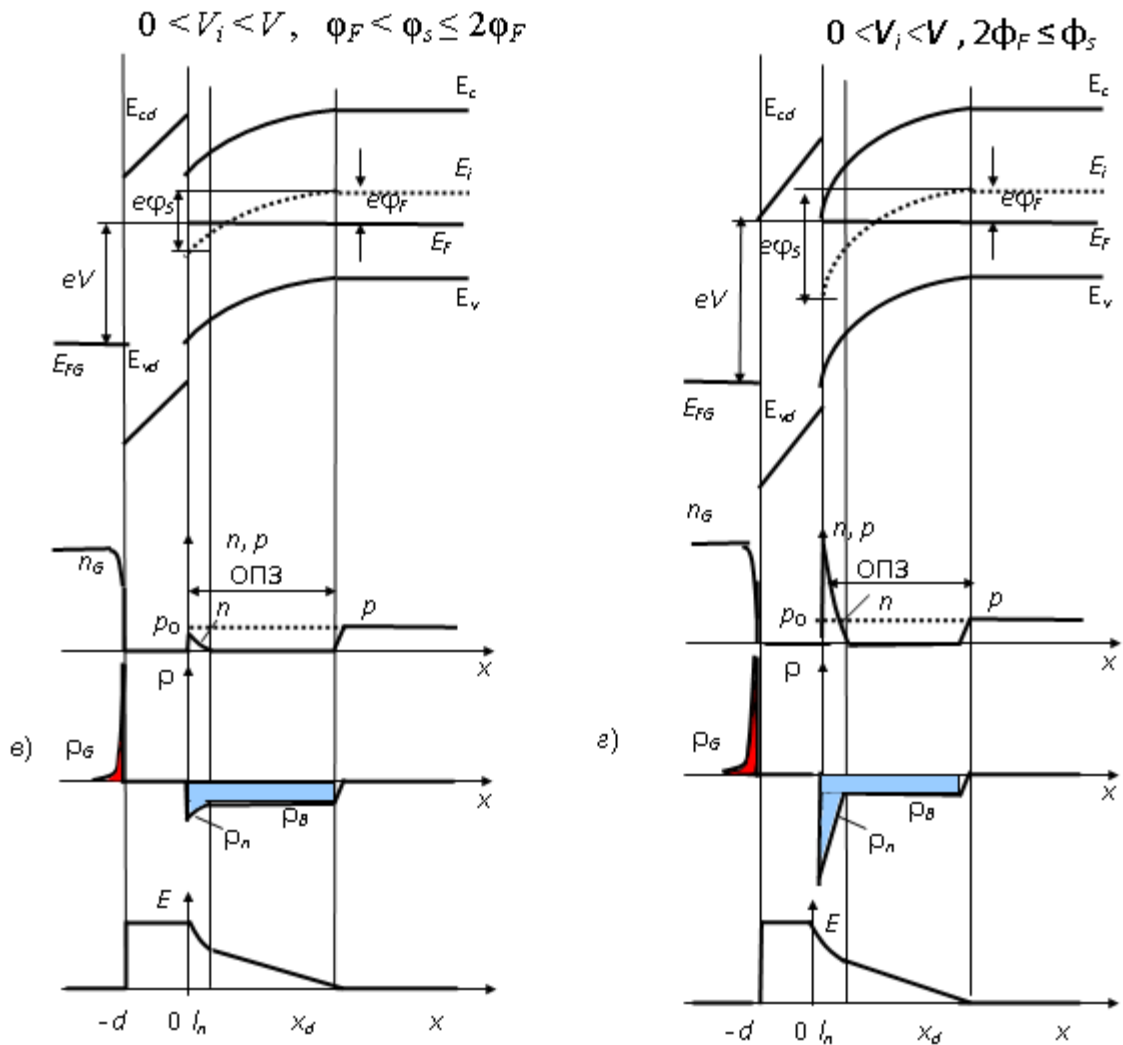


Рисунок 1.1.4 Енергетичні діаграми і розподіл концентрації носіїв заряду, густини заряду і електричного поля: б – режим слабкої інверсії, γ – режим сильної інверсії

1.2 Ємність МДН-структури

Одним із найбільш розповсюджених методів дослідження структур метал-діелектрик-напівпровідник є метод, що заснований на аналізі ємності МДН-структури від напруги на затворі V_G , метод вольт-фарадних характеристик (ВФХ) або C-V метод. Для цього розглянемо теорію ємності МДН-структури[9].

Основною властивістю ідеальної МДН-структури є те, що у відсутності напруги заряди на обкладинках конденсатора дорівнюють нулю. Це передбачає наступні властивості:

1) Робота виходу електронів з металу і напівпровідника однакові.

2) В структурі можуть існувати тільки заряд в області просторового заряду напівпровідника і рівний йому заряд на металевому електроді, відділеному від напівпровідника шаром діелектрика.

3) При постійній напрузі зсуву відсутнє перенесення носіїв заряду крізь діелектрик, тобто опір діелектрика є нескінченним.

Ємність для такої структури буде визначатися ємністю діелектрика і ємністю ОПЗ в напівпровіднику.

$$\frac{1}{C} = \frac{C_D + C_{sc}}{C_D C_{sc}}, \quad (1.2.2)$$

де C_D -ємність діелектрика, C_{sc} - ємність шару просторового заряду в напівпровіднику[9].

Ємність діелектрика визначається конструктивними параметрами і не залежить від напруги зсуву.

Залежність ємності ідеальної МДН-структури від напруги при негативних значеннях останньої відповідає акумуляції дірок біля кордону розділу. В цьому режимі диференціальна ємність напівпровідника істотно більше ємності діелектрика, тому повна ємність структури близька до величини C_D [15].

Коли напруга, прикладена до МДН-структури, стає більше нуля, у приповерхневому шарі напівпровідника утворюється збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це призводить до зменшення повної ємності МДН-структури. Потім, повна диференціальна ємність структури різко зростає, знову наближаючись до величини C_D [15].

Тобто, якщо $C_D \gg C_{sc}$, то можна з хорошим наближенням вважати, що ємність структури визначається ємністю ОПЗ, тобто $C = C_{sc}$.

Якщо $C_{sc} \gg C_D$, то наближено можна вважати, що $C = C_D$.

Ємність реальної МДН-структури можна представити як послідовне з'єднання ємності діелектрика C_{ox} з паралельним ланцюгом з ємності ОПЗ C_{sc} і поверхневих станів C_{ss} .

На рисунку 1.2.1 показана еквівалентна схема ємності МДН-структури.

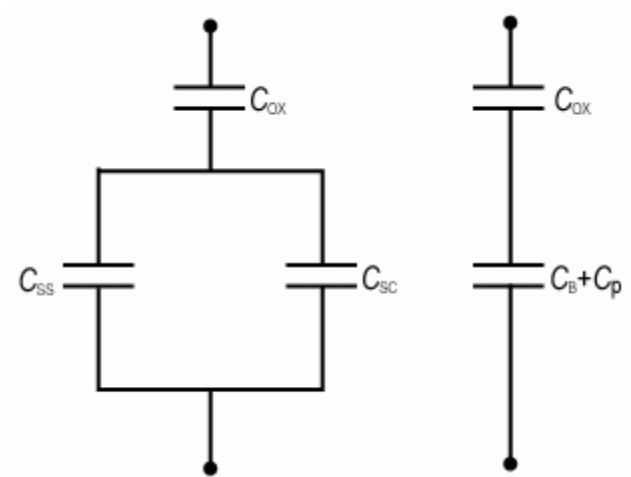


Рисунок. 1.2.1 Еквівалентна схема МДН-структури [8]

Для початку розглянемо ємність області просторового заряду в напівпровіднику[1].

В приповерхневій області електростатичний потенціал ψ змінюється від значення на поверхні ψ_s до потенціалу електронейтральної області напівпровідника $\psi = 0$, вибраного за точку відліку. Залежність концентрації електронів і дірок від потенціалу ψ визначається відношенням [1]:

$$\begin{aligned} n_p &= n_{p0} e^{\frac{q\psi}{kT}} = n_{p0} e^{\beta\psi(x)}, \\ p_p &= p_{p0} e^{-\frac{q\psi}{kT}} = p_{p0} e^{-\beta\psi(x)}. \end{aligned} \quad (1.2.1)$$

Залежність потенціалу ψ від відстані до границі поділу можливо отримати за допомогою одномірного рівняння Пуассона[1] :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_s}, \quad (1.2.2)$$

де ε_s – діелектрична проникність напівпровідника, ε_0 – діелектрична стала, $\rho(x)$ – густина повного об'єму заряду:

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p), \quad (1.2.3)$$

де N_D^+ і N_A^- - концентрації іонізованих донорів і акцепторів відповідно. Відмітимо, що в об'ємі напівпровідника, виконується умова електронейтральності, тобто $\rho(x) = 0$ при $\psi = 0$, а

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0}. \quad (1.2.4)$$

В загальному випадку, використовуючи вираз (1.2.1) для всіх значень ψ маємо[1] :

$$p_p - n_p = p_{p0}e^{-\beta\psi(x)} - n_{p0}e^{\beta\psi(x)}. \quad (1.2.5)$$

В результаті замість рівняння (1.2.2) отримаємо[1]:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon_s} [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)]. \quad (1.2.6)$$

Інтегруючи рівняння (1.2.6) [1] :

$$\int_0^{\partial\psi/\partial x} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) d\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) = -\frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \int_0^{\psi} [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)] d\psi. \quad (1.2.7)$$

Отримаємо відношення, що пов'язує електричне поле:

$$E = -\frac{\partial\psi}{\partial x}, \quad (1.2.8)$$

і потенціал ψ [1]:

$$E^2 = \left(\frac{2kT}{q}\right)^2 \left(\frac{qp_{p0}\beta}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}\right) \left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]. \quad (1.2.9)$$

Для спрощення запису наступних формул, введемо наступне[1]:

$$F\left(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) = \left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]^{1/2} \geq 0, \quad (1.2.10)$$

і введемо так звану Дебаївську довжину:

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_s kT}{q^2 p_{p0}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{qp_{p0}\beta}}. \quad (1.2.11)$$

Тоді електричне поле:

$$E = -\frac{d\psi}{dx} = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{qL_D} F\left(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (1.2.12)$$

В цьому виразі знак «+» потрібно використовувати за умови $\psi > 0$, а знак «-» - при $\psi < 0$. Величину поверхневого електричного поля отримаємо, підставивши в вираз (1.2.12) $\psi = \psi_s$.

$$E_{sc} = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (1.2.13)$$

По закону Гауса об'ємний заряд [1]:

$$Q_{sc} = -\varepsilon_0\varepsilon_s E_{sc} = \mp \frac{\sqrt{2}\varepsilon_0\varepsilon_s kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (1.2.14)$$

По визначенню повна диференціальна ємність напівпровідника[1] :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{\left[1 - e^{-\beta\psi_s} + \frac{n_{p0}}{p_{p0}}(e^{\beta\psi_s} - 1)\right]}{F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)}. \quad (1.2.15)$$

Далі розглянемо ємність діелектрика в МДН-структурі. Дана ємність визначається наступним виразом:

$$C_D = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_d S}{d}. \quad (1.2.16)$$

де C_D – ємність шару діелектрика, ε_d – діелектрична проникність шару діелектрика, S і d – площа і товщина діелектрика відповідно.

Наступною розглянемо ємність поверхневих станів C_{sc} . Граничні дефекти розташовані на границі поділу в окислі. Ці дефекти здатні заряджатися, обмінюючись носіями (електронами і дірками) з кремнієвої підкладкою. Якщо рівні пасток виявляються нижче рівня Фермі - вони заповнюються електронами, якщо вище - спустошуються.

Розрізняють пастки двох типів - акцепторні і донорні. Пастки акцепторного типу в заповненому стані негативно заряджені (0 / -), в незаповненому -

нейтральні. Пастки донорного типу позитивно заряджені в порожньому стані і нейтральні в заповненому (+ / 0).

В найпростішому випадку якщо в забороненій зоні напівпровідника є багато енергетичні рівні з енергією E_{ss} і густиною N_{ss} то заряд на поверхні визначається наступним співвідношенням[9]:

$$Q_{ss} = \frac{qN_{ss}}{1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT} - \frac{q\psi_s}{kT}\right)}. \quad (1.2.17)$$

Таким чином диференційна ємність поверхневих станів[9] :

$$C_{ss} = \beta \frac{dQ_{ss}}{dY_s} = \frac{q\beta N_{ss} \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT} - \frac{q\psi_s}{kT}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT} - \frac{q\psi_s}{kT}\right)\right)^2}. \quad (1.2.18)$$

де $Y_s = \frac{q\psi_s}{kT}$.

Залежність поверхневого потенціалу і ємності МДН-структури зв'язано наступним виразом:

$$V = \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_D}. \quad (1.2.17)$$

1.3 Порогова напруга МДН-структури

Для більшості елементів і приладів на основі МДН-структур одним з найважливіших параметрів є порогова напруга.

Для того щоб отримати порогову напругу МДН-структури, спочатку розглянемо повну напругу що прикладається до затвору. Вся прикладена напруга

до МДН-структури ділиться між діелектриком і напівпровідником, при чому падіння напруги на напівпровіднику дорівнює поверхневому потенціалу.

Таким чином:

$$V_G = V_D + \psi_s, \quad (1.3.1)$$

де V_G – вся прикладена напруга, V_D – падіння напруги на діелектрику.

Позитивна напруга на затворі ідеальної МДН-структури викликає вигин зон вниз у напівпровідників n і p-типу, що відповідає позитивним значенням поверхневого потенціалу. Негативна напруга V_G викликає вигин зон вгору у поверхні напівпровідника, що відповідає негативному значенню поверхневого потенціалу ψ_s [9].

З умови електронейтральності маємо, що заряд на металевому електроді повинен дорівнювати сумі заряду в ОПЗ Q_{sc} , заряду поверхневих станів Q_{ss} , і вбудованому заряду в діелектрик Q_D .

Тоді

$$-Q_M = Q_{sc} + Q_{ss} + Q_D. \quad (1.3.2)$$

Відповідно до ємності діелектрика :

$$C_D = \frac{Q_M}{V_D}. \quad (1.3.3)$$

Звідси

$$V_{ox} = \frac{Q_M}{C_D} = -\frac{Q_{sc}}{C_D} - \frac{Q_{ss}}{C_D} - \frac{Q_D}{C_D}. \quad (1.3.4)$$

Враховуючи різницю робот виходу між металом і напівпровідником, отримаємо [9]:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_D} - \frac{Q_{ss}}{C_D} - \frac{Q_{ox}}{C_D}. \quad (1.3.5)$$

Оскільки

$$Q_{ss} = -qN_{ss}(\psi_s - \varphi_0). \quad (1.3.6)$$

То підставивши в (1.3.5) отримаємо :

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_D}{C_D} + \frac{qN_{ss}}{C_D}\varphi_0 + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_D} + \frac{qN_{ss}}{C_D}\psi_s. \quad (1.3.7)$$

Далі розглянемо напругу плоских зон V_{FB} . Напругою плоских зон, називається напруга на затворі реальної МДН-структури, що відповідає значенню поверхневого потенціалу в напівпровіднику рівного нулю:

$$V_{FB} = V_G(\psi_s = 0). \quad (1.3.8)$$

В ідеальних структурах $V_{FB} = 0$. У реальних структурах наявність контактної різниці потенціалів φ_{ms} і ефективного поверхневого заряду, призводить до зміщення C-V характеристик і появи деякої відмінної від нуля напруги плоских зон:

$$V_{FB} = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_D}{C_D} + \frac{qN_{ss}}{C_D}\varphi_F. \quad (1.3.9)$$

Порогова напруга V_T МДН-структури відповідає стану сильної інверсії, при якому поверхневий потенціал дорівнює подвоєному рівню енергії Фермі. Таким чином отримаємо:

$$V_T = V_{FB} + 2\varphi_F + \frac{qN_{ss}}{C_D} 2\varphi_F - \frac{Q_B}{C_D}. \quad (1.3.10)$$

2.ДИФЕРЕНЦІЙНИЙ МЕТОД АНАЛІЗУ ВОЛЬТ-ФАРАДНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ (МЕТОД ТЕРМАНА)

2.1 Теоретичні основи методу

Для вимірювання параметрів напівпровідникових матеріалів широкого поширення набули вольт-фарадні методи. В основі цих методів лежить вимір вольт-фарадні характеристики, тобто залежність ємності структури, зумовленої наявністю об'ємного заряду в приповерхневій області напівпровідника або в області р-п переходу, від прикладеної до неї напруги. Відмінною особливістю методів є те, що зразком є не монолітний напівпровідник, а структура типу метал-напівпровідник, метал - діелектрик - напівпровідник (МДН-структура) або р-п перехід. Іншою особливістю є наявність двох електричних сигналів, що подаються на структуру. Перший - це напруга зсуву, яка підтримується постійною при кожному вимірі ємності, а другий - змінна напруга малої амплітуди (вимірювальний сигнал), необхідна для вимірювання власне ємності структури.

В процесі вимірювання вольт-фарадної характеристики на структуру можуть впливати інші чинники, які можуть варіюватися при вимірах. До них відносяться вплив на структуру зовнішнього фотоактивного випромінювання і її нагрівання за певним законом. У першому випадку ємність, що виникає за рахунок поглинання випромінювання, називають фотоємністю, а в другому - термостимульованою ємністю. Вольт-фарадні методи дозволяють визначити концентрацію легуючих домішок поблизу поверхні напівпровідника і їх розподіл по глибині, енергетичний стан глибоких рівнів, час життя нерівноважних носіїв заряду, щільність поверхневих станів і їх розподіл по енергіях.

В основі вольт-фарадних методів вимірювання лежить електронна теорія приповерхневої області просторового заряду і диференціальної поверхневої ємності. Тому важливим моментом вимірювального процесу є розуміння фізичних процесів, що відбуваються в напівпровідникових структурах, які

призводять до появи ємності. Розглянемо структуру метал-напівпровідник. Для визначеності будемо вважати, що напівпровідник має n-тип провідності. Так як робота виходу електронів для металу і напівпровідника різна, то в області контакту навіть при відсутності напруги між металом і напівпровідником існує контактне електричне поле, яке викликане перерозподілом основних носіїв заряду в напівпровіднику.

Наявність поля в області контакту викликає вигин енергетичних зон в напівпровіднику, в результаті чого концентрація основних носіїв заряду в напівпровіднику в приповерхневому шарі і в глибині напівпровідника буде різна. Якщо, наприклад, робота виходу електронів для напівпровідника менше, ніж для металу, то енергетичні зони вигинаються вгору, як це показано на рис. 2.1.1, а. Через E_C і E_V позначені відповідно дно зони провідності і верх валентної зони; E_F - рівень Фермі, який в разі термодинамічної рівноваги (при відсутності зовнішнього зміщення) розташований однаково в металі і напівпровіднику. Через E_i позначений рівень власного напівпровідника, приблизно співпадає з серединою забороненої зони. Приповерхнева область напівпровідника в цьому випадку збагачується основними носіями заряду (в нашому випадку - електронами) і відстань між E_C і E_F у поверхні напівпровідника більше, ніж в об'ємі.

Якщо співвідношення робіт виходу зворотне, то енергетичні зони вигинаються вниз (рис. 2.1.1, б), рівень Фермі наближається до дна зони провідності і приповерхневий шар збагачується основними носіями заряду. Таким чином, в залежності від співвідношення робіт виходу електронів в області контакту металу з напівпровідником може утворюватися як збагачений, так і збагачений основними носіями заряду шар. Якщо утворюється збагачений шар, то він не робить ніякого впливу на рух носіїв заряду з напівпровідника в метал або назад. У зворотному випадку утворюється потенційний бар'єр φ_0 , який отримав назву бар'єру Шоттки.

Величину потенційного бар'єру можна змінювати, прикладаючи до структури метал - напівпровідник зовнішнє зміщення в прямому або в зворотному напрямку. При зворотному зміщенні U величина потенційного бар'єру

збільшується і може виникнути ситуація, коли поблизу поверхні рівень Фермі виявиться нижче рівня E_i . Це означає, що в приповерхневому шарі напівпровідника, що має n-тип провідності, утворився область збіднення р-типу провідності (рис. 2.1.1, в). Утворення інверсного каналу під впливом зовнішнього напруги широко використовується, зокрема, в МДН-транзисторах.

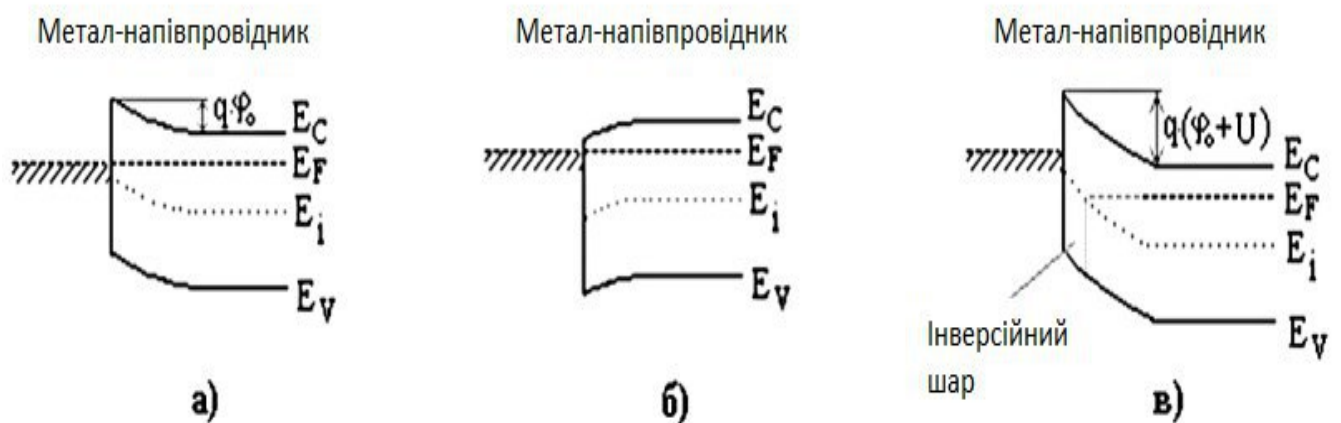


Рисунок.2.1.1 . Зонна діаграма структури метал-напівпровідник при збідненні (а) і збагаченні (б) основними носіями заряду в разі термодинамічної рівноваги і при наявності зовнішнього зміщення (в)

Диференціальний метод, або метод Термана, заснований на порівнянні експериментальної високочастотної ємності МДН-структури з теоретичною розрахованою ємністю ідеальної МДН-структури з такою же товщиною діелектрика і легуючою концентрацією в підкладці[5].

Розроблений Терманом метод був одним із перших методів вивчення щільності поверхневих станів на границі поділу діелектрик-напівпровідник. Метод ґрунтується на вимірюванні високочастотних вольт-фарадних характеристик на достатній частоті, щоб вважати, що вона не впливає на поверхневі стани. Тому вони не впливають на ємність структури.

Хоча поверхневі стани не реагують на зміну частоти струму, вони реагують на поступову зміну напруги затвору. Це викликає зміщення ВФХ як показано на рисунку (2.1.2) [5].

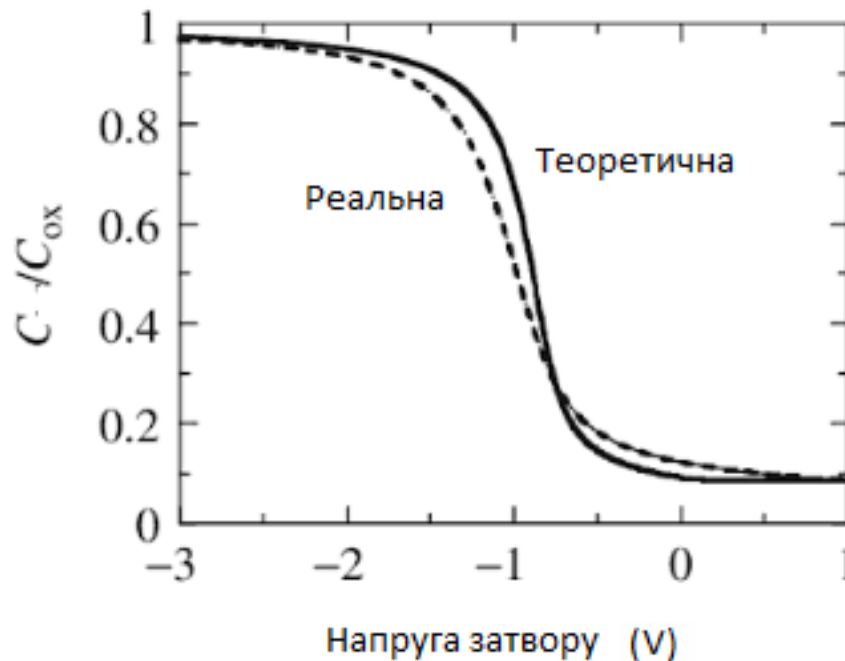


Рисунок. 2.1.2 Вплив поверхневих станів на ВФХ МДН-структури

Іншими словами, в МДН-структурі в області збіднення і інверсії додатковий заряд, розміщений на затворі, індукує додатковий заряд напівпровідника[5].

$$Q_G = -(Q_b + Q_n + Q_{ss}). \quad (2.1.2)$$

Так як заряд в поверхневих станах $Q_{ss} = f(\psi_s)$, то в загальному випадку крім зміщення ВФХ експериментальної відносно ВФХ теоретичної, зміниться її нахил. Однак значення ємності при даному ψ_s для теоретичної і експериментальної ВФХ буде однаковим.

Таким чином густину поверхневих станів можна отримати з виразу :

$$N_{ss}(Y_s) = \frac{C_D}{q} \frac{d\Delta V(C)}{dY_s}, \quad (2.1.3)$$

де $\Delta V(C)$ – різниця напруг між теоретичною і експериментальною ВФХ при заданому значенні ємності[5].

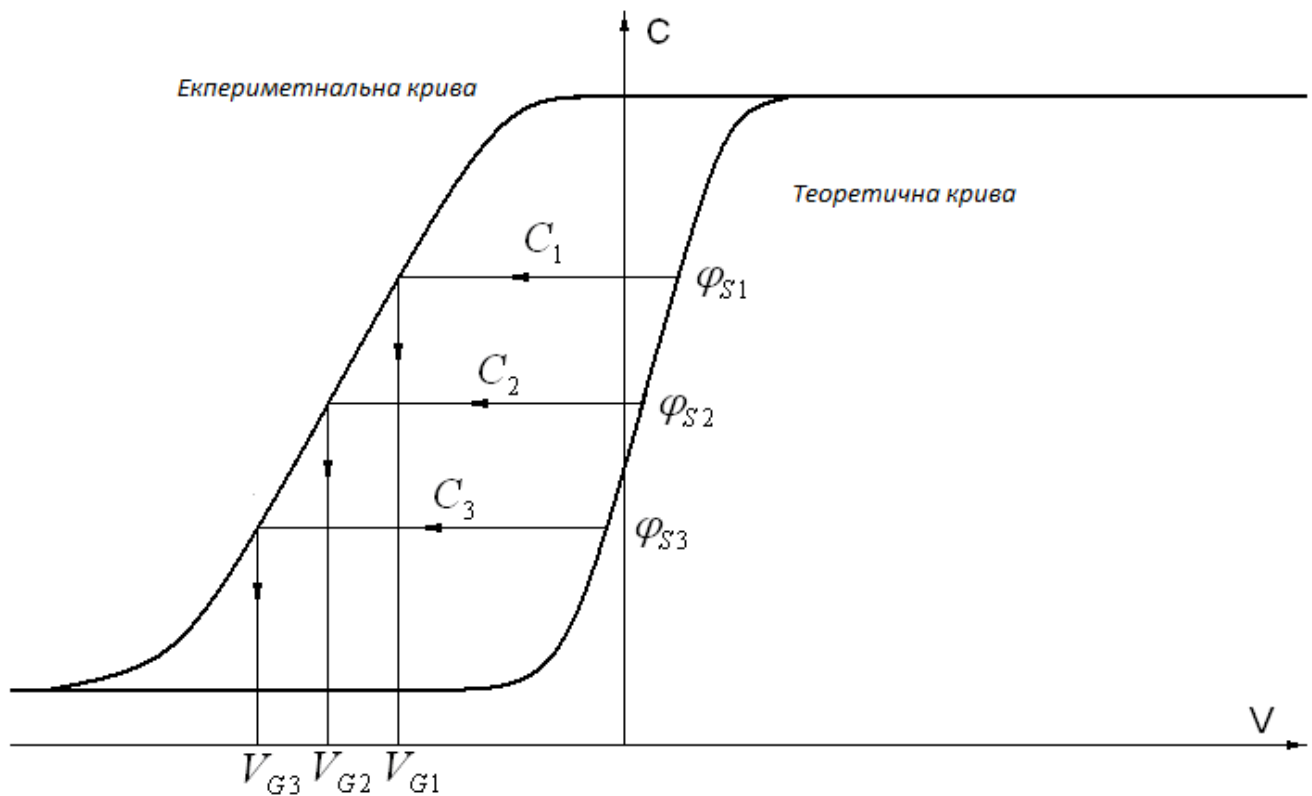


Рисунок. 2.1.3 Аналіз експериментальних даних

Щоб порівняти експериментальні з теоретичними кривими, потрібно точно знати щільність легування. Будь-яка домішка або дифузія вносить помилки. Коливання поверхневого потенціалу можуть викликати фіктивні поверхневі стани структури біля країв смуги. Припущення, що поверхневі стани не слідують за частотою зондувань змінного струму, може не задовольнятися для поверхневих потенціалів поблизу плоских зон і до накопичення, якщо не використовуються виключно високі частоти. Нарешті, диференціювання кривої може викликати помилки.

2.2 Розрахунок основних параметрів

На основі даного методу розроблена методика розрахунку основних електрофізичних властивостей границі поділу діелектрик-напівпровідник. Дана методика зводиться до наступного:

1) Здійснюється вимірювання рівноважної вольт-фарадної характеристики з відомою площею металічних електродів;

2) Визначається експериментальне значення максимальної і мінімальної ємності МДН-структури;

3) Визначається товщина діелектрика і концентрація легуючої домішки[6]. Концентрація основних носіїв зазвичай буває відома. Однак в процесі виготовлення напівпровідникових пристроїв і елементів інтегральних схем концентрація носіїв заряду в напівпровідниковій підкладці зміниться.

Таким чином, послідовність розрахунку основних електрофізичних властивостей границі поділу діелектрик-напівпровідник виглядає наступним чином:

1) Знаходження товщини діелектрика:

$$d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d}{C_d}. \quad (2.2.1)$$

2) Розрахунок ширини ОПЗ:

$$W_m = \left(\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1 \right) \frac{\varepsilon_s d}{\varepsilon_d}. \quad (2.2.2)$$

3) Концентрація знаходиться методом послідовних наближень з рівняння :

$$\frac{\ln \frac{N_D}{n_i}}{n_i} = \frac{W_m^2 q^2}{4\epsilon_0 \epsilon_s kT}, \quad (2.2.3)$$

4) Визначення густини швидких поверхневих станів шляхом виконання наступних операцій:

- Побудувати нормовану ВФХ, поділивши вимірне значення ємності на ємність діелектрика.
- Зіставити експериментальну нормовану ВФХ з теоретичною розрахованою ВФХ ідеальної структури з аналогічним значенням концентрації основних носіїв і товщини діелектрика.
- Для кожного значення ємності визначити величину поверхневого потенціалу і величину зміщення, що дорівнює різниці напруги для ідеальної і реальної структур.
- Побудувати залежність заряду від поверхневого потенціалу :

$$Q_{ss} = C_d \cdot \nabla V_g, \quad (2.2.4)$$

де

$$\nabla V_g = V_{\text{теор}} - V_{\text{експ}} - \varphi_{ms}. \quad (2.2.5)$$

- Визначити густину швидких станів на одиничний інтервал енергії:

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{1}{qS} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s}. \quad (2.2.6)$$

До переваг даного методу відносять його простоту та відсутність потреби у громіздких обчисленнях. Недоліком даного методу є те, що спектр поверхневих станів знаходиться тільки в одній половині забороненої зони. Для знаходження

повного спектру поверхневих станів необхідно проводити виміри на зразках р- і n-типу. Також необхідність диференціювати залежність, використовуючи теоретичну і експериментальну ВФХ, роблять цей метод погано застосовним для знаходження поверхневих станів в структурах з низькою густиною поверхневих станів[6].

3. АНАЛІЗ ПОВЕРХНЕВИХ СТАНІВ МДН-СТРУКТУРИ ЗА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ВФХ

3.1 Дослідження/Експеримент

Дослідна установка складається із схеми для вимірювання вольт-фарадної характеристики (або C-V характеристики) та нагрівальної установки для проведення "вольт-температурних" випробувань. Схема установки представлена на рис.3.1.1, де:

- 1 - електропідігрівач (електроплитка);
- 2 - вилка для ввімкнення електроплитки в мережу при "В-Т-випробуваннях";
- 3 - напівпровідникова пластина із МДН-структурами;
- 4 - нижній вимірювальний електрод (алюмінієва фольга);
- 5÷5' - виводи для під'єднання вимірювального стенду до блоку живлення;
- 6÷6' - виводи для під'єднання вимірювача добротності до вимірювального стенду;
- 7 - термометр (виводи термопари та мілівольтметр);
- 8 - вимірювач добротності (Q-метр);
- 9 - блок живлення постійного струму з вихідною напругою 20...30 В;
- 10 - вольтметр постійного струму на 30 В (при необхідності).

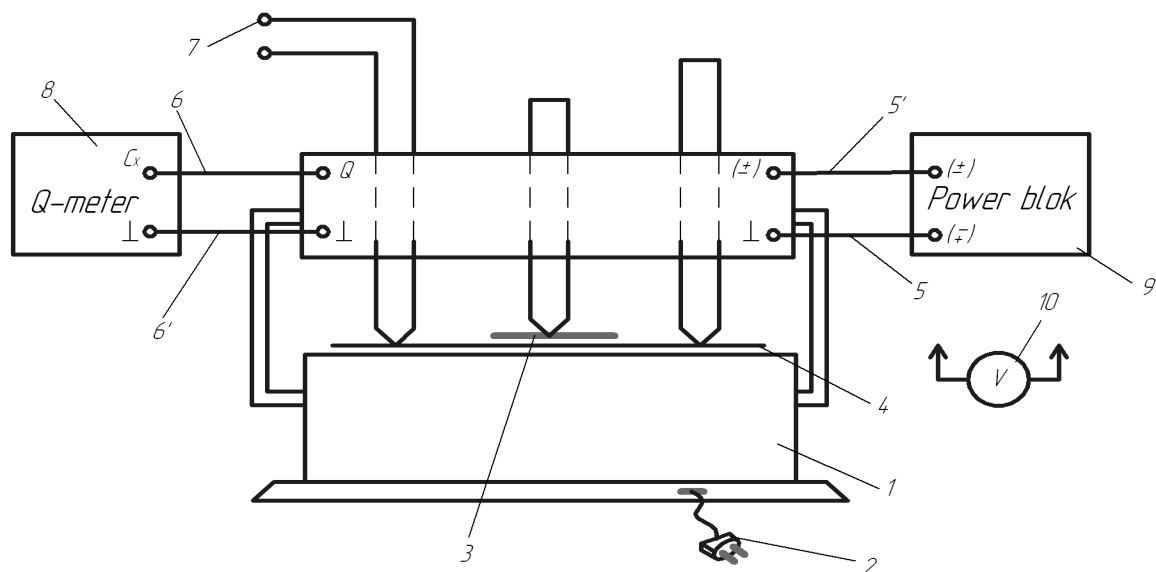


Рисунок 3.1.1. Дослідна установка для вимірювання ВФХ характеристик.

Під час експерименту були дослідженні наступні ВФХ МДН-структури:

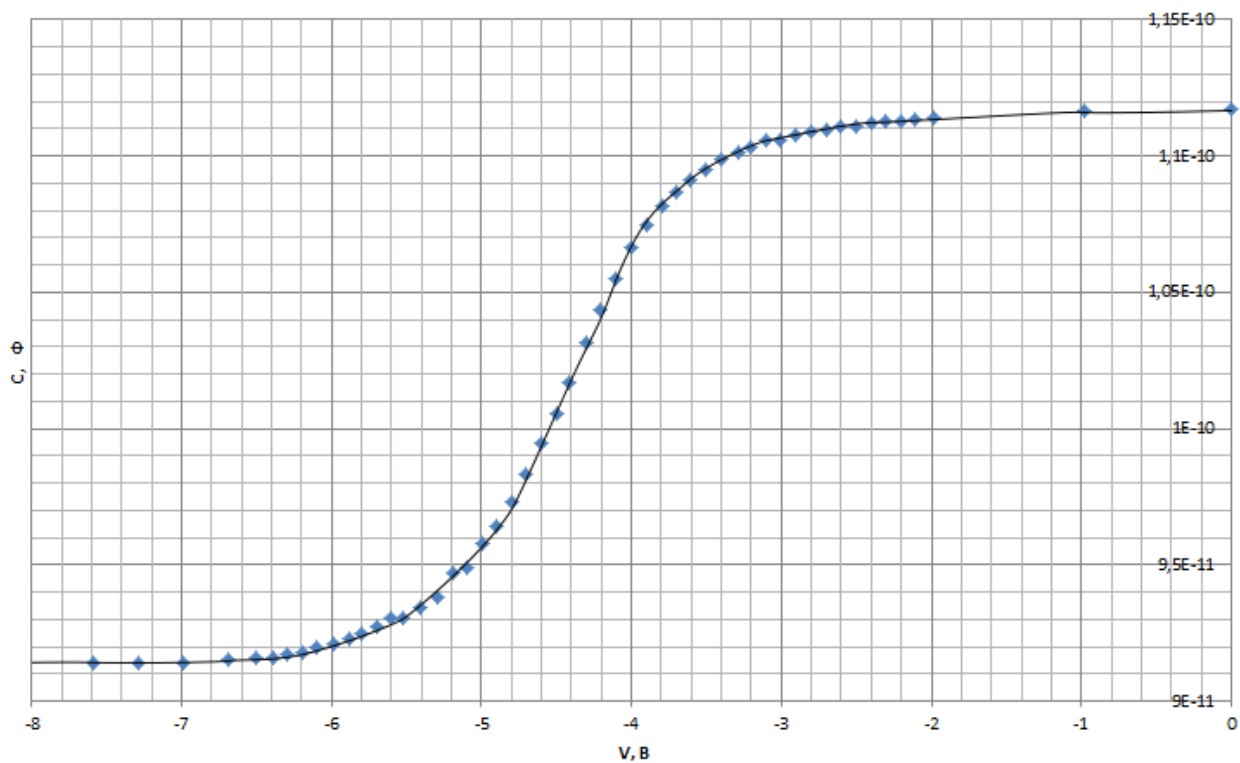


Рисунок 3.1.2 Експериментальна ВФХ МДН-структури

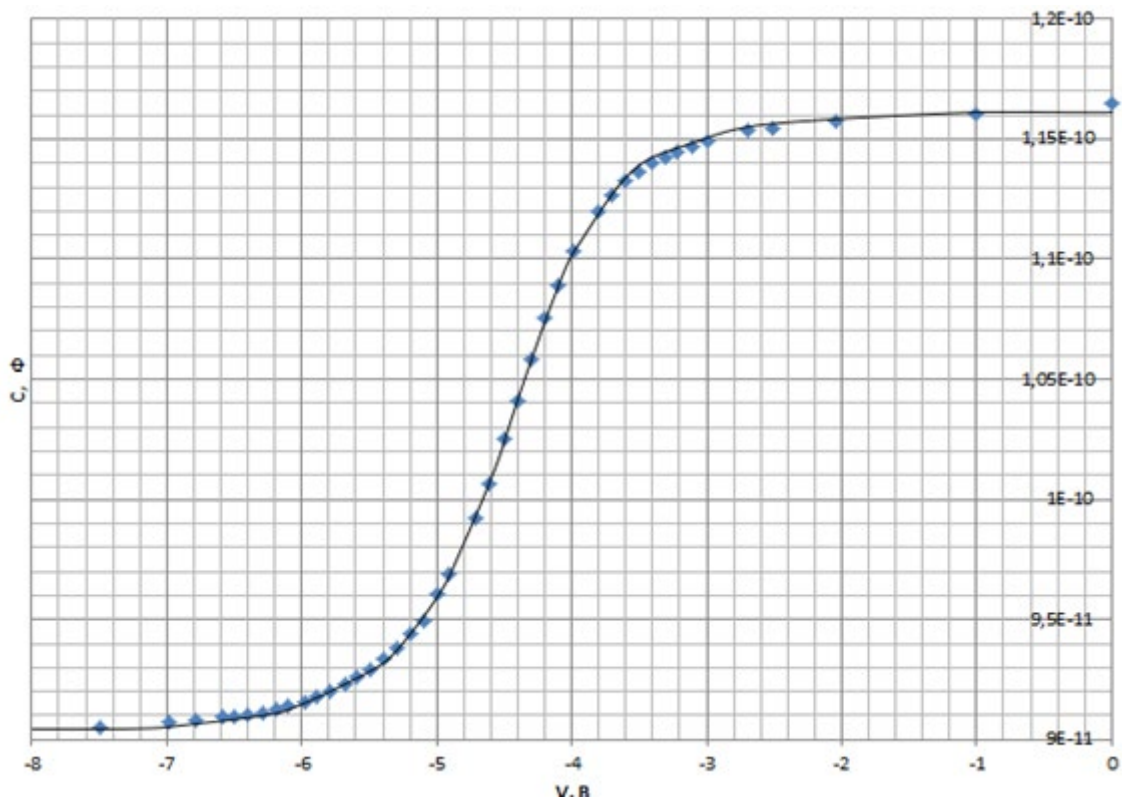


Рисунок 3.1.3 Експериментальна ВФХ МДН-структури

3.2 Аналіз ВФХ за методом Термана

Проаналізуємо першу отриману експериментальну ВФХ і знайдемо розподіл густини поверхневих станів даної структури.

Спочатку визначимо максимальну і мінімальну ємності за ВФХ для даної структури. Так як в режимі збагачення вплив ємності ОПЗ незначний, то максимальна ємність на ВФХ буде дорівнювати ємності діелектрика:

$$\begin{aligned} C_{min} &= 91,4 \text{ пФ}, \\ C_{max} &= C_D = 112 \text{ пФ}. \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

Скориставшись рівнянням для ємності діелектрика:

$$C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d S}{d}. \quad (3.2.2)$$

Таким чином отримаємо наступну товщину діелектрика:

$$d = \frac{8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 3.9 \cdot 3,018 \cdot 10^{-7}}{112 \cdot 10^{-12}} = 0.0956 \text{ мкм}. \quad (3.2.3)$$

Використовуючи отримані параметри ВФХ знайдемо концентрацію домішок в напівпровіднику методом числових наближень з рівняння:

$$\frac{\ln \frac{N_D}{n_i}}{n_i} = \frac{W_m^2 q^2}{4 \epsilon_0 \epsilon_s k T}, \quad (3.2.4)$$

Та отримаємо:

$$N_D = 2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad (3.2.5)$$

Використовуючи раніше знайдені рівняння для ємності області просторового заряду і ємності діелектрика можемо за отриманими даними побудуємо теоретичні вольт-фарадні характеристики. Отримаємо наступну залежність:

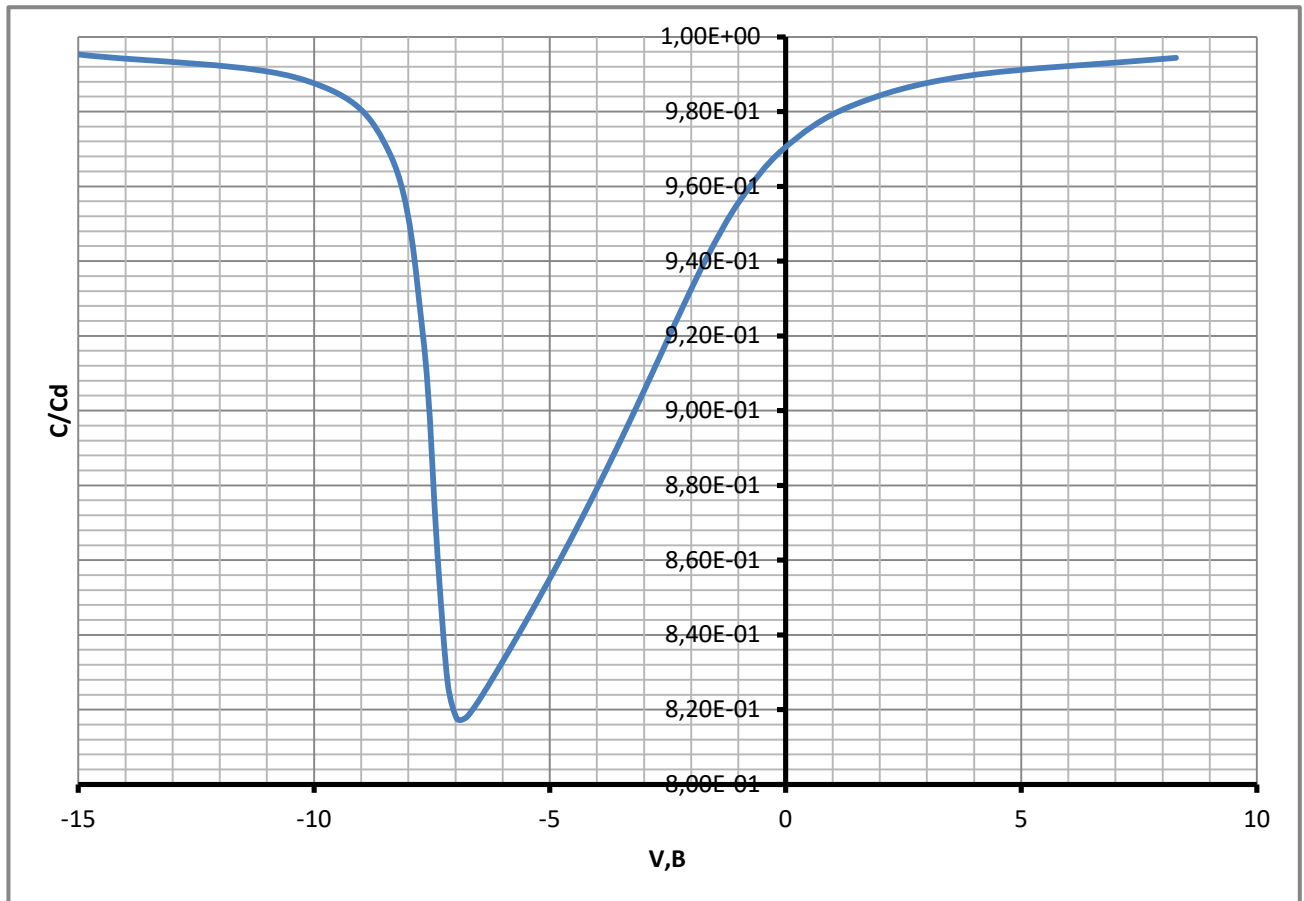


Рисунок 3.2.1 Теоретична ВФХ МДН-структури

Відокремимо низькочастотну складову з теоретичної кривої та сумістимо її з експериментальною. За отриманими характеристиками знайдемо різницю напруги затвору для теоретичної і експериментальної кривої.

$$\Delta V = V_{\text{теор}} - V_{\text{експ}} , \quad (3.2.6)$$

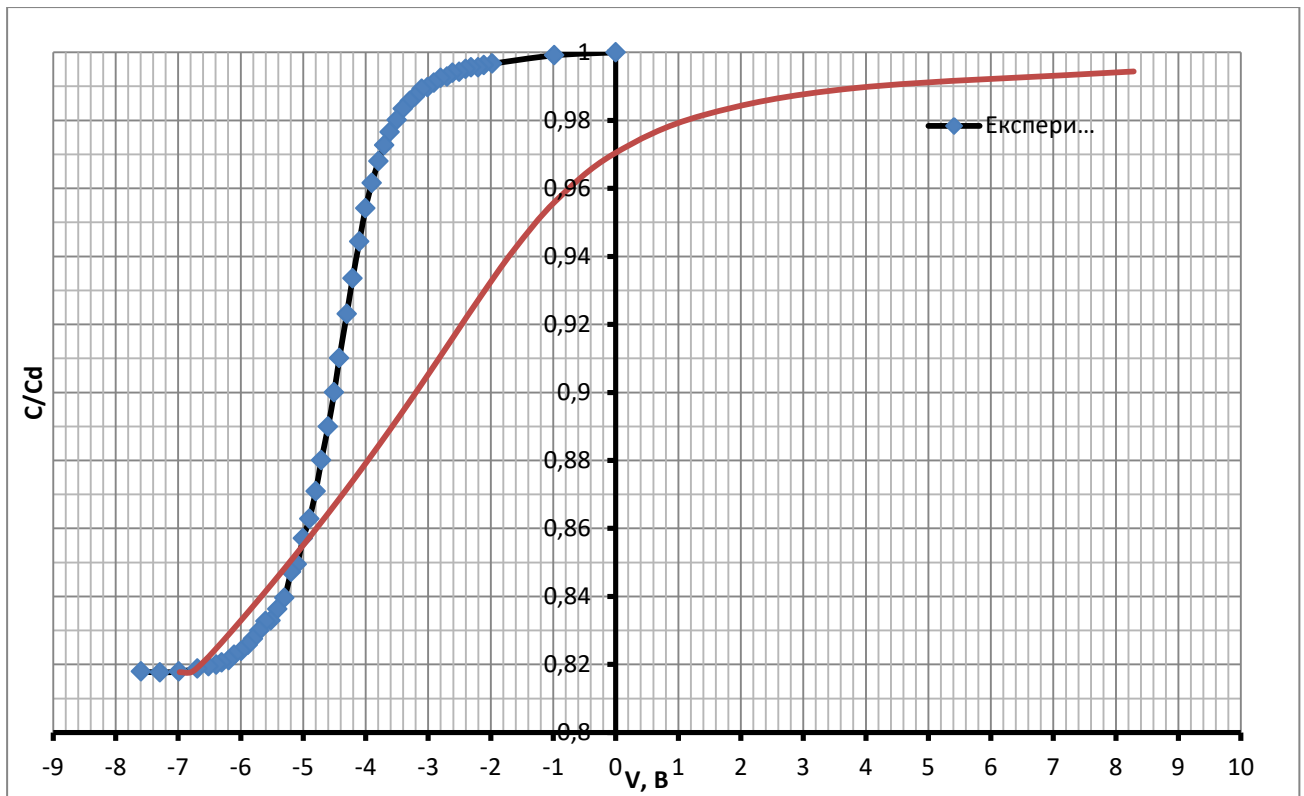


Рисунок 3.2.2 Теоретична і експериментальна ВФХ

Так як в ідеальній теоретичній характеристиці не враховується різниця робіт виходу між металом і напівпровідником, то загальну різницю напруг отримаємо за виразом:

$$\Delta V = V_{\text{теор}} - V_{\text{експ}} - \Delta\varphi_{ms}. \quad (3.2.7)$$

Таким чином розподіл густину поверхневих станів можемо отримати з наступного рівняння:

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{1}{qS} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s}. \quad (3.2.8)$$

Отримаємо графік залежності зсуву напруги на затворі від поверхневого потенціалу :

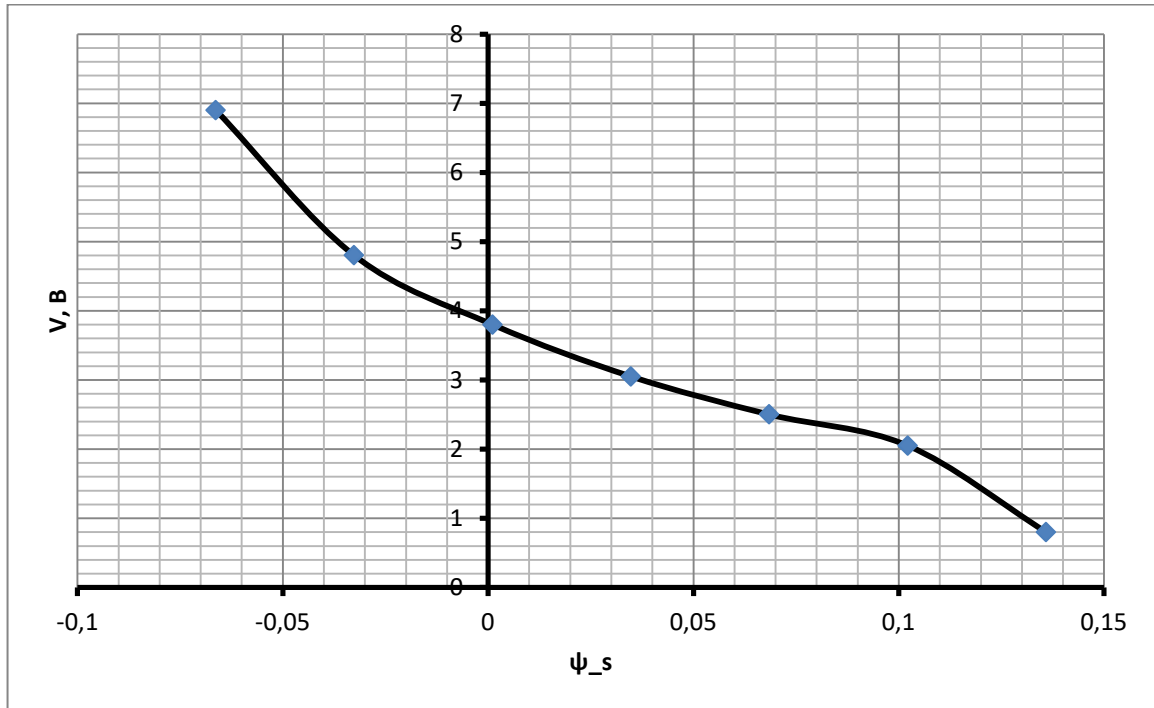


Рисунок 3.2.3 Залежність зсуву напруги на затворі від поверхневого потенціалу

Визначивши густину поверхневих станів отримаємо наступні дані :

ΔV	ψ_s	N_{ss}	Q_{ss}
6,9	-0,0663	1,71E+12	-7,71E-10
4,8	-0,0326	1,23E+12	-5,36E-10
3,8	0,0011	9,95E+11	-4,25E-10
3,05	0,0348	8,21E+11	-3,41E-10
2,5	0,0685	6,94E+11	-2,79E-10
2,05	0,1022	5,90E+11	-2,29E-10
0,8	0,1359	3,01E+11	-8,94E-11

4. МЕТОДИКА ЗНАХОДЖЕННЯ ЄМНОСТІ ПЛОСКИХ ЗОН І НАПРУГИ ПЛОСКИХ ЗОН БЕЗ ТЕОРЕТИЧНИХ КРИВИХ

4.1 Модель МДН-структури як трьох конденсаторної системи

На рис.(4.1.1.) приведена зонна діаграма ідеальної МДН-структури в режимі інверсії. На структурі (4.1.1.) приведено розподіл зарядів за структурою відповідного даного режиму[11].

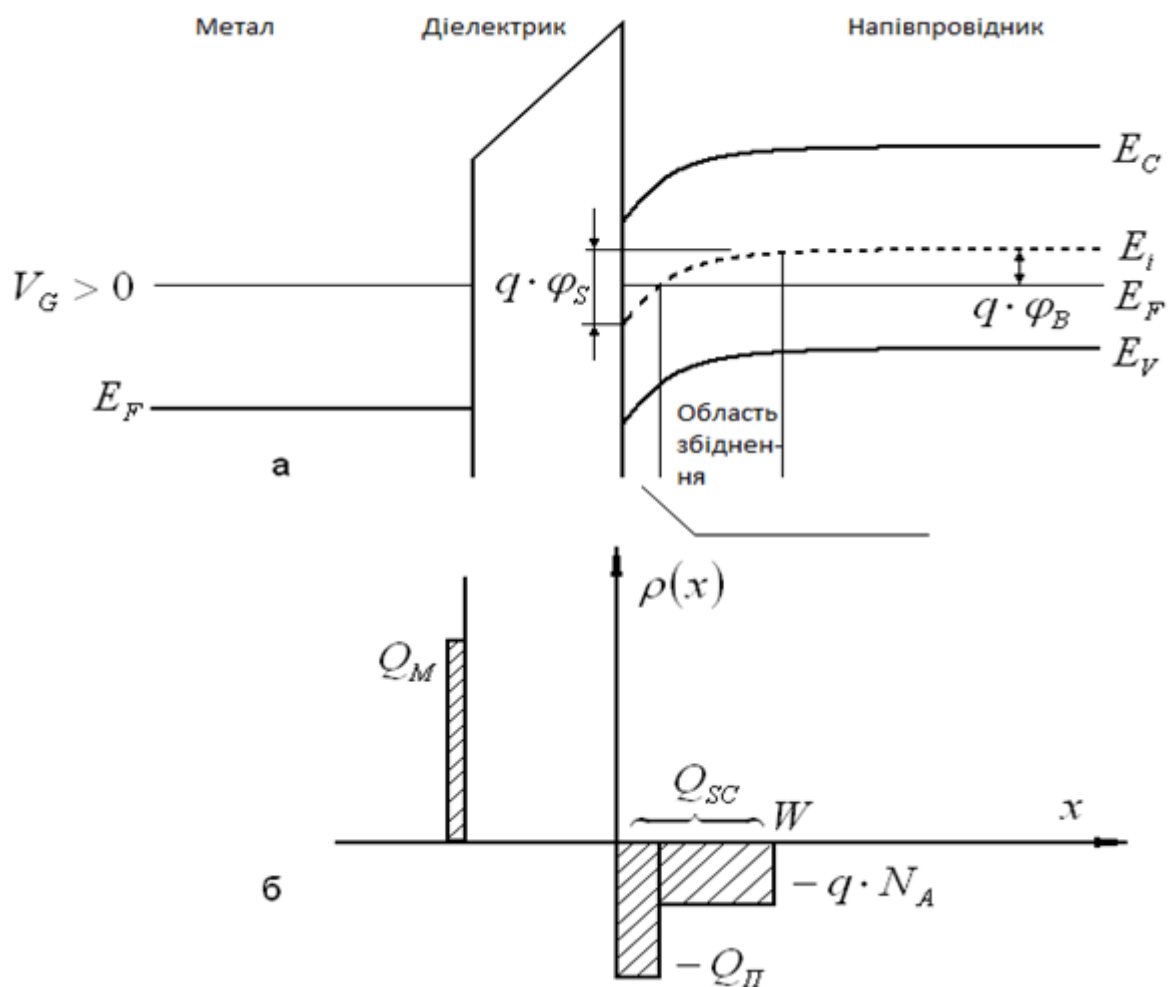


Рисунок.4.1.1 Зонна діаграма ідеальної МДН-структури (а) і розподіл заряду в умовах інверсії

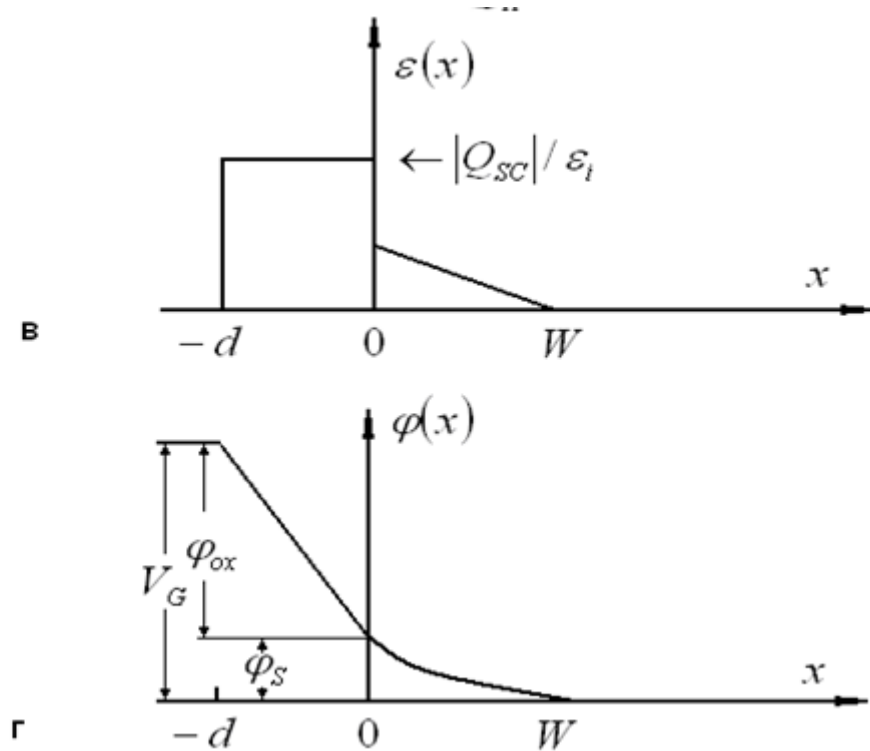


Рисунок.4.1.2 Розподіл електричного поля (в) і потенціалу (г)

Зрозуміло, що для забезпечення електронейтральності структури зарядів на металевому електроді повинен бути рівний сумі електричного заряду в інверсійному шарі і заряду іонізованих акцепторів в області збіднення напівпровідника[11].

$$Q_M = Q_n + qN_A W = -Q_{sc}. \quad (4.1.1)$$

Всі заряди відносяться до границі поділу, W - товщина збідненого шару, Q_{sc} – повна поверхнева густина заряду в напівпровіднику.

Можемо отримати наступне рівняння

$$\frac{dV_g}{dQ_M} = \frac{d\phi_{ox}}{dQ_{sc}} + \frac{d\psi_s}{dQ_{sc}}. \quad (4.1.2)$$

З цього маємо:

$$\frac{1}{C(\psi_s)} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}(\psi_s)}. \quad (4.1.3)$$

З даного виразу, повну ємність ідеальної МДН-структури, можна представити як ємність двох послідовних ємностей (рис.4.1.3).

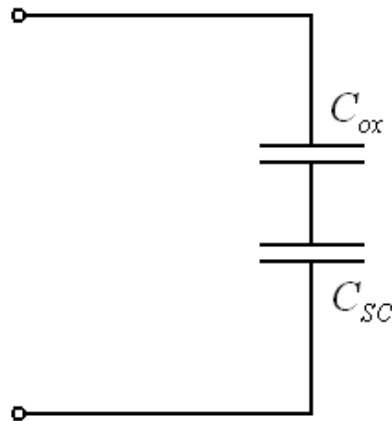


Рисунок. 4.1.3 Еквівалентна схема ідеальної МДН-структури

«Теоретичною» ВФХ називають таку ВФХ, на яку не впливають умови виміру. Іншими словами заряд у будь-якій частині системи не залежить від характеру напруг, а визначається тільки значенням напруги в даному моменті часу. Практично, тільки процес зміни виявляє істотний вплив на ВФХ (навіть у тому випадку, коли розглядається «ідеальна» МДН-структура). Можна виділити три режиму умовного виміру (рис. 4.1.4.) [11]:

1. Якщо заряд в інверсному шарі встигає слідувати за частотою, тоді основний внесок вносить ємність інверсного шару. Виміряна в таких випадках ВФХ носить назву низькочастотної ВФХ і відповідає теоретичної.

2. Якщо не встигає слідувати за частотою, то інверсійний шар не вноситиме вклад. Напруга буде модулювати лише заряд в збідненої області, максимальна ширина якої не залежить від напруги на затворі. Ємність МДН-структури буде постійна і мінімальна (крива 2, рис.4.1.4.). Відповідно ВФХ носить назву високочастотної ВФХ. Мінімальна ємність є для даного напівпровідника

функцією рівня легування, що дозволяє, виходячи з ВЧ характеристики, визначати рівень легування напівпровідника.

3. Якщо інверсійний шар не встигає утворитися за час дії імпульсів напруги зсуву (наприклад, при подачі його у вигляді прямокутних імпульсів), то в основному буде падати на збідненої області напівпровідника, яка розширюється при зростанні. Це призводить до монотонного спаду і ємності МДН-структури (крива 3, рис.4.1.4.). Ця ВФХ носить назву нерівноважної ВФХ.

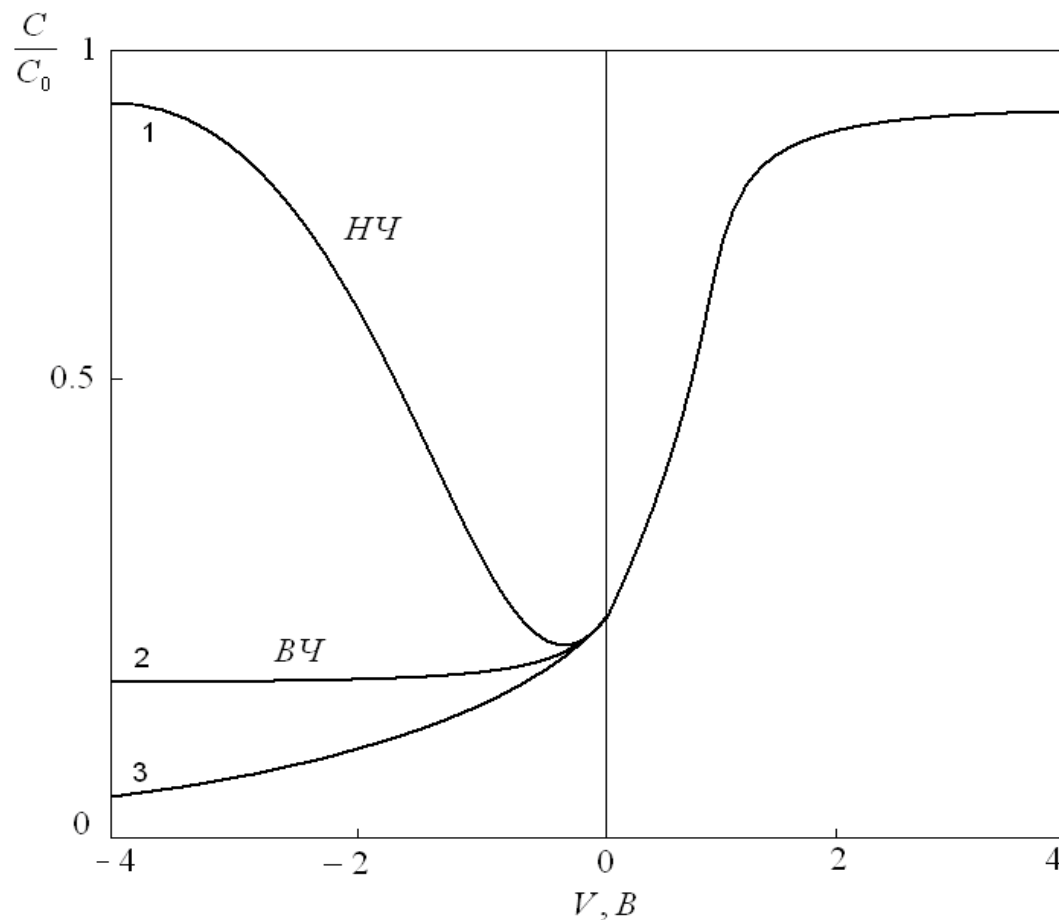


Рисунок 4.1.4 ВФХ МДН-структури в залежності від умови вимірювань, 1- низькочастотна ВФХ, 2- високочастотна, 3 – нерівноважна

В реальній структурі різниця робіт виходу метал-напівпровідник відмінна від нуля і обумовлює зрушення вольт-фарадні характеристики МДН-структури в бік позитивних напруг при $\psi_{ms} > 0$ або в сторону негативних напруг при $\psi_{ms} < 0$ на величину ψ_{ms} .

Багато дослідників вважають, що кордон розділу слід розглядати як якийсь перехідний шар зі змінним хімічним складом. На кордоні монокристалічного кремнію знаходиться моноатомний шар нестехіометричного SiO_x , що представляє із себе не повністю окислений кремній. Потім слідує проміжний шар з великими внутрішніми механічними напруженнями. В першу чергу це пояснюється різницею (майже на порядок) коефіцієнтів розширення кремнію та діоксиду кремнію, так як плівка оксиду вирощується при підвищеній температурі. Охолодження структури $SiO_2 - Si$ призводить до виникнення механічних напружень, отже, викликають деформацію структури (плівка SiO_2 стиснута, а поверхнева частина пластини Si розтягнута). Причиною виникнення механічних напружень в структурі $SiO_2 - Si$ і може бути також і відмінність у будові матеріалів напівпровідника і діелектрика. Потім цей шар переходить в звичайний ненапружений стехіометричний аморфний SiO_2 . Відмінність характеристик реальних МДН-структур від відповідних залежностей ідеальних МДН-конденсаторів також обумовлено існуванням зарядів в оксиді. В даний час прийнята наступна класифікація цих зарядів і пасток (рис.4.1.5.) [11]:

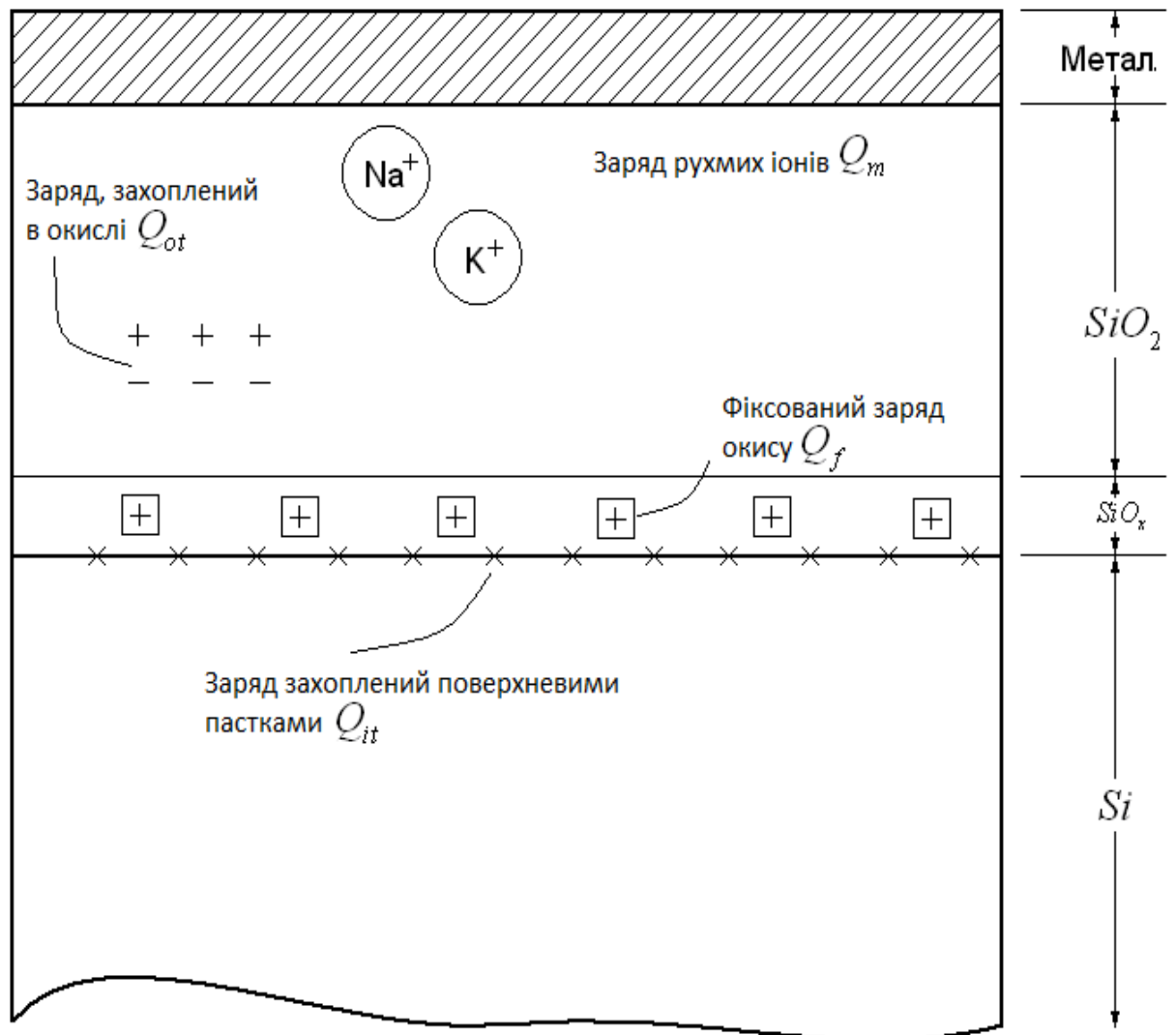


Рисунок 4.1.5 Класифікація зарядів що присутні в окисненому кремнію

1) Заряд рухливих іонів в системі кремній двоокис кремнію зазвичай пов'язують з іонами лужних металів, які можуть дрейфувати під дією електричного поля в оксиді при температурах вище 100 °С, а в деяких випадках і при більш низьких температурах. Дослідження показали, що їх концентрація підвищена поблизу між фазових меж розділу і величина цієї концентрації істотно більше тієї, яка виявляється по їх електричній активності, тобто за впливом на зміну поверхневого заряду в МДН-структурах. Велика частина атомів знаходиться в нейтральному і нерухомому стані, входячи в комплекс типу. При підвищених температурах під дією електричного поля атоми лужних металів можуть вийти зі складу цих комплексів і переміщатися в двоокису кремнію у вигляді іонів. Швидкість їх дрейфу зменшується з ростом іонного радіуса металу і

вона максимальна для літію і натрію. Основною причиною іонної нестабільності МДН-структур є іони натрію, що викликано його великий поширеністю в матеріалах технологічного обладнання[3].

Зсув C-V-характеристик відбувається в напрямку, відповідному міграції іонів в оксиді. Згідно із законом Гауса зрушення напруга плоских зон, обумовлений зарядом рухомих іонів, становить:

$$\Delta V_m = \frac{Q_m}{C_{ox}} = \frac{1}{C_{ox}} \left(\frac{1}{d} \int_0^d x(\rho_m(x) - \rho_{m0}(x)) dx \right). \quad (4.1.4)$$

де Q_m – ефективний заряд рухомих іонів, $\rho_m(x)$ – об'ємна густина заряду рухомих іонів.

Основним способом виключення іонного дрейфу в окислі є застосування комплексоутворюючих агентів типу фосфору. Шар фосфоросилікатного скла поверх двоокису кремнію гетерує іони натрію і діє як бар'єр, що перешкоджає переміщенню іонів натрію до кордону $SiO_2 - Si$. Енергія активації іонів може бути підвищена добавкою хлору або хлоросодержащих з'єднань при окисленні кремнію в атмосфері сухого кисню[3].

2) Фіксований поверхневий заряд Q_f - заряд, характерний для системи кремній - термічний двоокис кремнію. Має такі властивості:

- величина залишається незмінною в широкому діапазоні змін поверхневого потенціалу;
- локалізована в шарі розділу $SiO_2 - Si$;
- величина слабо залежить від товщини шару оксиду, типу провідності і концентрації легуючої домішки;
- в більшості випадків позитивний, а величина залежить від орієнтації підкладки і технологічних режимів окислення і відпалу структур.
- при однакових умовах окислення фіксований заряд мінімальний при орієнтації підкладки (100).

Передбачається, що фіксований заряд обумовлений або надмірним кремнієм, або надмірною (непов'язаним, які втратили один електрон) киснем в приповерхневому шарі SiO₂.

На рис.4.1.6. приведена ідеальна ВЧ вольт-фарадні характеристика і зсунуті вздовж осі напруг вольт-фарадні залежності в результаті присутності позитивного, або негативного фіксованого заряду на межі поділу. У більшості випадків цей заряд позитивний, а його величина залежить від орієнтації підкладки, технологічних режимів окислення і відпалу структур.

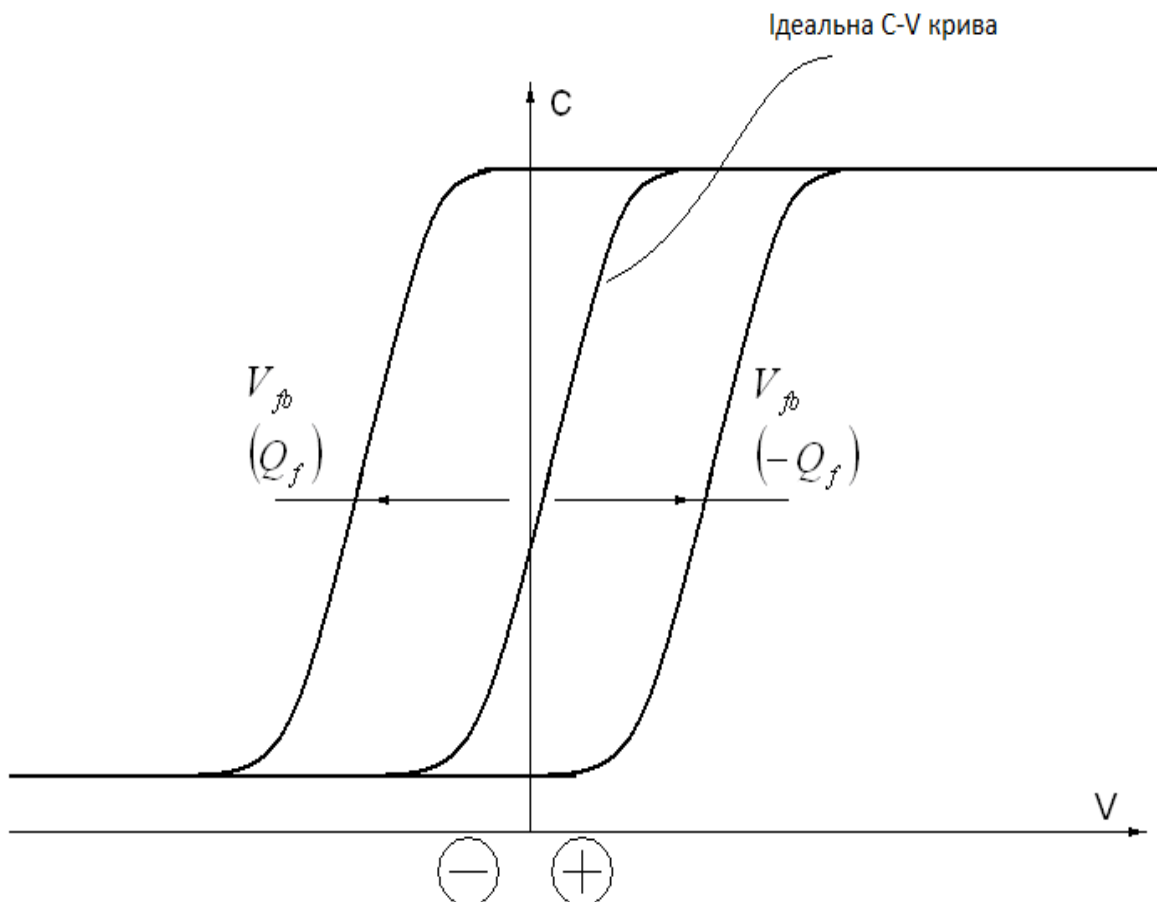


Рисунок 4.1.6 Зсув ВФХ вздовж осі, обумовлений наявністю фіксованого заряду

Положення цих кривих характеризує так званий зсув напруги плоских зон, певний по відношенню до C-V-характеристики ідеальної МДН-структури.

Незалежно від типу підкладки позитивний заряд зрушує C-V-характеристику в сторону негативних напруг зсуву, а негативний заряд - в сторону позитивних зсувів. Абсолютна величина зсуву:

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_{ox}}. \quad (4.1.5)$$

3) Заряд поверхневих станів, локалізованих на межі поділу діелектрик-напівпровідник Q_{SS} .

Заряд поверхневих станів змінюється зі зміною поверхневого потенціалу напівпровідника. Він включає різні типи поверхневих станів, які проявляються як дискретні енергетичні рівні безперервно розподілені по забороненій зоні. Зазвичай ці стани називаються швидкими, тому що вони беруть свою назву з того факту, що пастки вільних носіїв, локалізовані в окислі знаходяться в прямому електричному зв'язку з кремнієм і швидко відповідають на зміну поверхневого потенціалу. Якщо ж поверхневі стани розташовані на відстані 10 нм і більш від між фазної межі розділу, то час їх перезарядки становитиме Мілі секунди і більше. Такі поверхневі стани називаються повільними ПС[3].

Поверхневі стани вважаються донорними, якщо, віддаючи, електрон, вони стають нейтральними або позитивно зарядженими. Акцепторними називаються поверхневі стани, які стають нейтральними або негативно зарядженими, захоплюючи електрон[3].

При змінах прикладеної до МДН-структури напруги положення енергетичних рівнів поверхневих пасток змінюється, слідуючи за зміщення країв дозволених зон напівпровідника на кордоні розділу, в той час як положення рівня Фермі залишається незмінним. В результаті відбувається зміна зарядового стану цих пасток (в першому наближенні можна вважати, що воно відбувається, коли енергетичний рівень пастки перетинає рівень Фермі) [3].

Індукований напругою зміщення заряд розподіляється між шаром просторового заряду і поверхневими станами:

$$-Q_m = Q_{sc} + Q_{ss}. \quad (4.1.6)$$

Тоді формула для повної ємності реальної МДН-структури буде мати наступний вигляд:

$$\frac{1}{C(\psi_s)} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}(\psi_s) + C_{ss}(\psi_s)}. \quad (4.1.3)$$

Тоді отримаємо наступну еквівалентну схему МДН-структури:

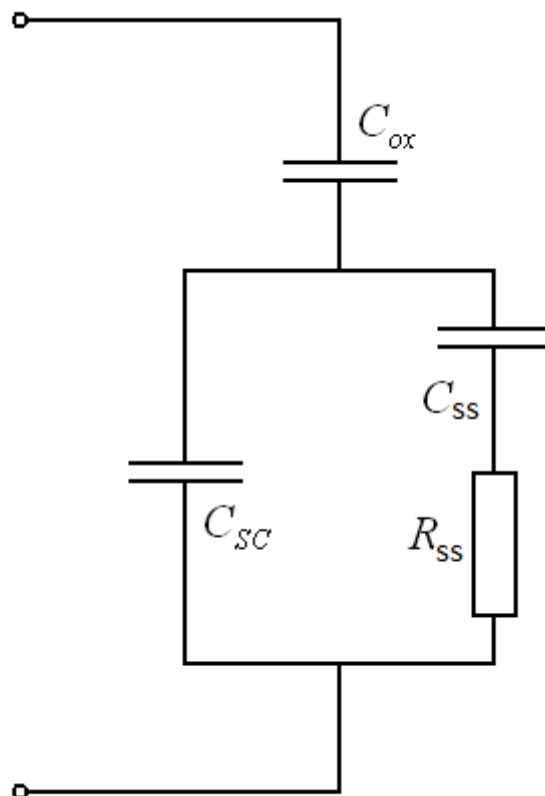


Рисунок 4.1.7 Еквівалентна схема реальної МДН-структури

Наявність досить великого заряду, захопленого поверхневими станами, веде до зсуву C - V -кривої вздовж осі напруг і змінює її нахил.

Найбільш важливий вплив на щільність поверхневих станів надають умови, при яких відбувається процес окислення. Термічно вирощений окис кремнію має кращі властивості, ніж оксиди, отримані іншими методами. Величина щільності поверхневих станів виявляється однозначно пов'язаною з орієнтацією окислюваних пластин кремнію. При однакових умовах окислення вона мінімальна при орієнтації кремнію (100) і максимальна для орієнтації (111). Для зменшення щільності поверхневих станів зразок може бути відпалено в атмосфері водню, або в атмосфері інертних газів[3].

4) Заряд, захоплений в оксиді. Цей заряд виникає, наприклад, при рентгенівському опроміненні структур або інжекції гарячих електронів в діелектрик. Відповідні пастки більш-менш рівномірно розподілені по товщині оксиду.

Пастки зазвичай нейтральні, але можуть заряджатися, захоплюючи електрони і дірки, за умови протікання струму через діелектрик. Радіаційно-індуковані пастки можуть генеруватися як в процесі експлуатації приладу, так і в технологічному циклі під впливом різних операцій, таких як іонне легування, катодного розпилення діелектриків і металів. В умовах вимірювання ВФХ немає зарядового обміну з напівпровідником.

4.2 Особливості ВФХ МДН-структури

На підставі співвідношень для напруги

$$V_G = V_{FB} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} \psi_s. \quad (4.2.1)$$

і ємності (4.1.3) з урахуванням

$$C_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d}{d} \quad (4.2.2)$$

$$C_{ss} = qN_{ss} \quad (4.2.3)$$

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{\left[1 - e^{-\beta\psi_s} + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\psi_s} - 1) \right]}{F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)} \quad (4.2.4)$$

В області збагачення (напруга менше 0,4 В) ємність ОПЗ напівпровідника значно перевищує ємність діелектрика, що призводить до того, що ємність МДН-структури прагне стати рівною ємності діелектрика (насичується). В області збідніння і слабкої інверсії (напруга 0,5 - 1,2 В) ємність ОПЗ стає набагато менше ємності діелектрика і ємність МДН-структури визначається ємністю ОПЗ напівпровідника.

Аналізуючи вплив заряду Q_f на ВФХ МДН-структури, слід підкреслити, що цей заряд призводить лише до зміщення характеристики уздовж осі напруги і не спотворює форми ВФХ.

На відміну від заряду Q_f , зміна заряду Q_{ss} призводить до зміни форми ВФХ, а саме, до розширення області збідніння і слабкої інверсії (напруга 0,5 - 1,2 В) і до збільшення ємності в цій області.

Для врахування впливу заряду Q_{ss} на форму ВФХ МДН-структури необхідно проаналізувати залежність повної ємності МДН-структури від напруги на затворі.

Для цього необхідно в (4.1.3) підставити вирази (4.2.2, 4.2.3, 4.2.4) з урахуванням того, що повна напруга на МДН-структурі визначається виразом (4.2.1). У загальному випадку цей вираз є складним, громіздким і вимагає спрощення.

Як відомо, ємність діелектрика C_D не залежить від напруги на затворі і може бути легко визначена з експериментальних ВФХ (ємність в області збагачення). Тому слід проводити аналіз не ВФХ МДН-структури $C(V_G)$, а ВФХ

тільки лише паралельно з'єднаних ємності ОПЗ напівпровідника C_{sc} і ємності, обумовленої зарядом на кордоні напівпровідник-діелектрик C_{ss} :

$$C_s = \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_D} \right)^{-1} = C_{sc} + C_{ss} \quad (4.2.5)$$

Оскільки заряд Q_{ss} має найбільший вплив в області збіднення і слабкої інверсії (див. рис. 4.2.3), то можна обмежитися розглядом лише цієї галузі. При цих умовах ємність ОПЗ має наступну залежність від поверхневого потенціалу:

$$C_{sc}^{FB+} = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_A}{2(\psi_s - k_B T/q)}} \quad (4.2.6)$$

а напруга на МДН-структурі лінійно залежить від поверхневого потенціалу

$$V_G - V_{FB} = n\psi_s, \quad (4.2.7)$$

де $n = (C_D + C_{ss} + C_B^*)/C_d$ – константа, в якій C_B^* - ємність ОПЗ від напруги на МДН-структурі:

$$C_{sc}^{FB+} = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_A}{2((V_G - V_{FB})n^{-1} - k_B T/q)}} \quad (4.2.8)$$

Очевидно, що в координатах $(C_{sc}^{FB+})(V)$ ця залежність має мати лінійний характер. Більш того, екстраполяція цієї прямої на вісь напруг дає можливість визначити напруга плоских зон МДН-структури:

$$V_{FB} = V_G - \frac{kT}{q} n. \quad (4.2.9)$$

Очевидно, що напруга плоских зон визначається з точністю до $nk_B T/q$, при чому $n > 1$. В практично важливих випадках $n = 1 + (C_B^* + C_{SS})/C_D \leq 3$, тому похибка визначення напруги плоских зон не перевищує $-3k_B T/q$. Більш того, якщо відомі матеріальні параметри структури або умови проведення експерименту, параметр n може бути розрахований більш точно.

4.3 Експериментальне визначення поверхневих станів МДН-структури

Як було описано вище за допомогою екстраполяція кривої (4.2.8) на вісь напруг визначимо напругу плоских зон МДН-структури. Отримавши значення даної напруги зможемо визначити поверхневі стани МДН структури. Використаємо раніше знайдені експериментальні ВФХ МДН-структури.

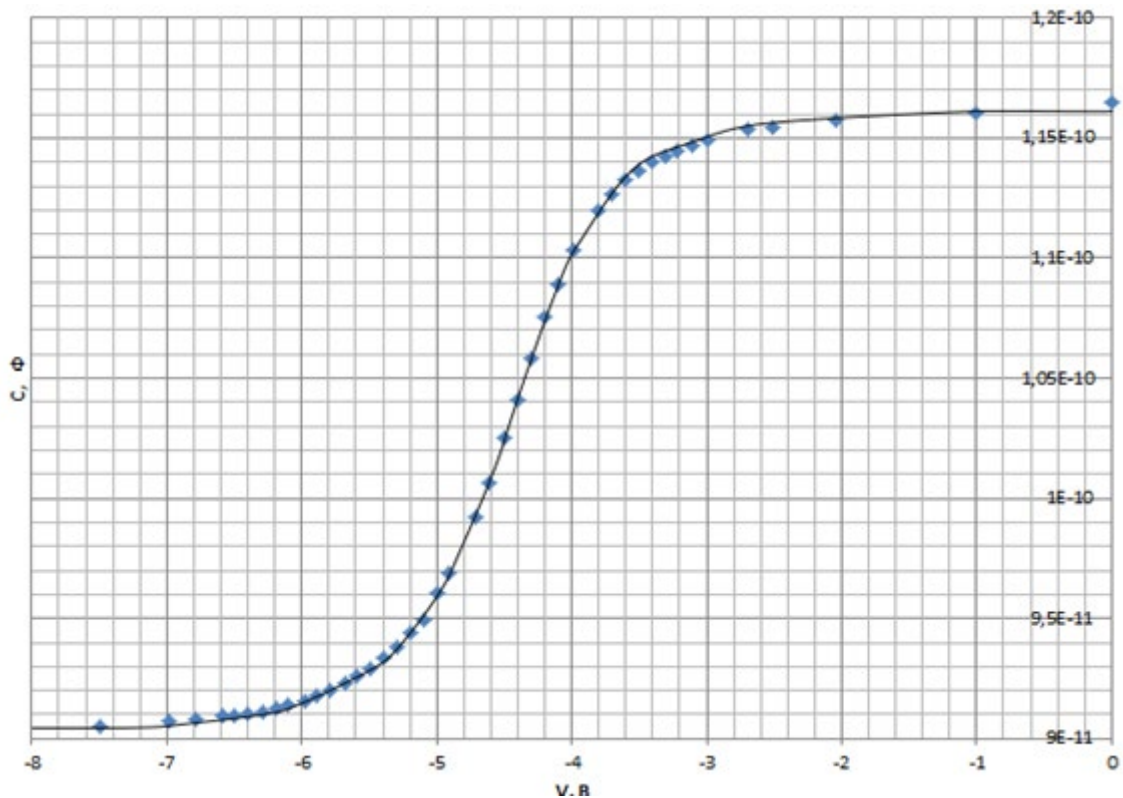


Рисунок 4.3.1 Експериментальна ВФХ МДН-структури

Для того щоб знайти напругу плоских зон побудуємо обернений квадрат до характеристики ємності ОПЗ. Таким чином отримаємо наступний графік:

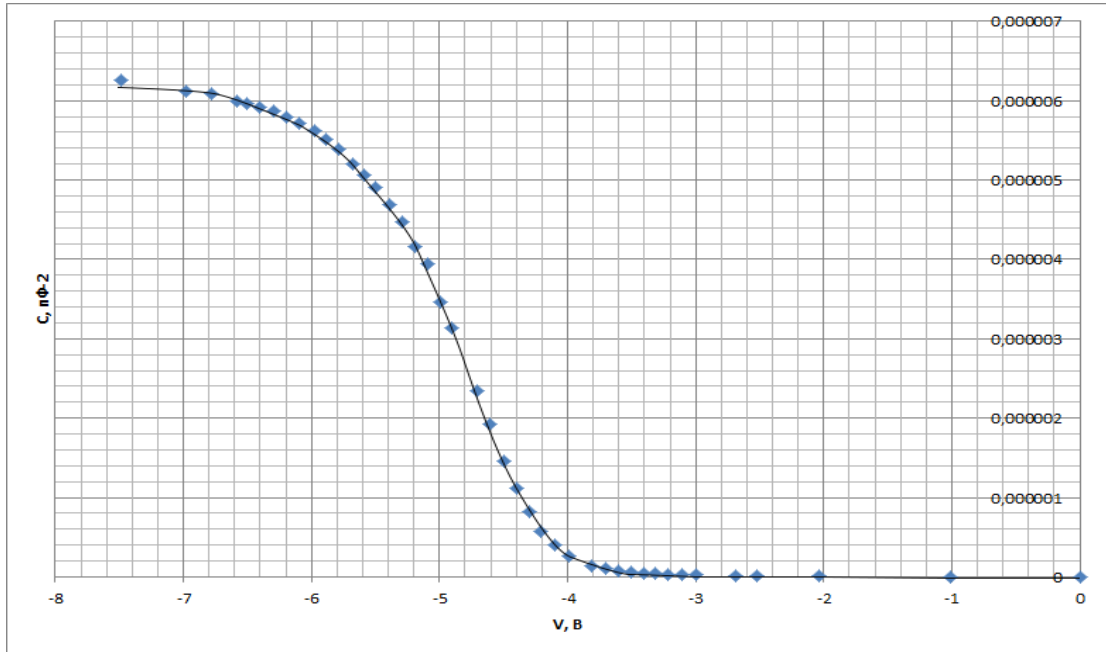


Рисунок 4.3.2 Залежність оберненого квадрата ємності ОПЗ від напруги

Тоді провівши дотичну маємо:

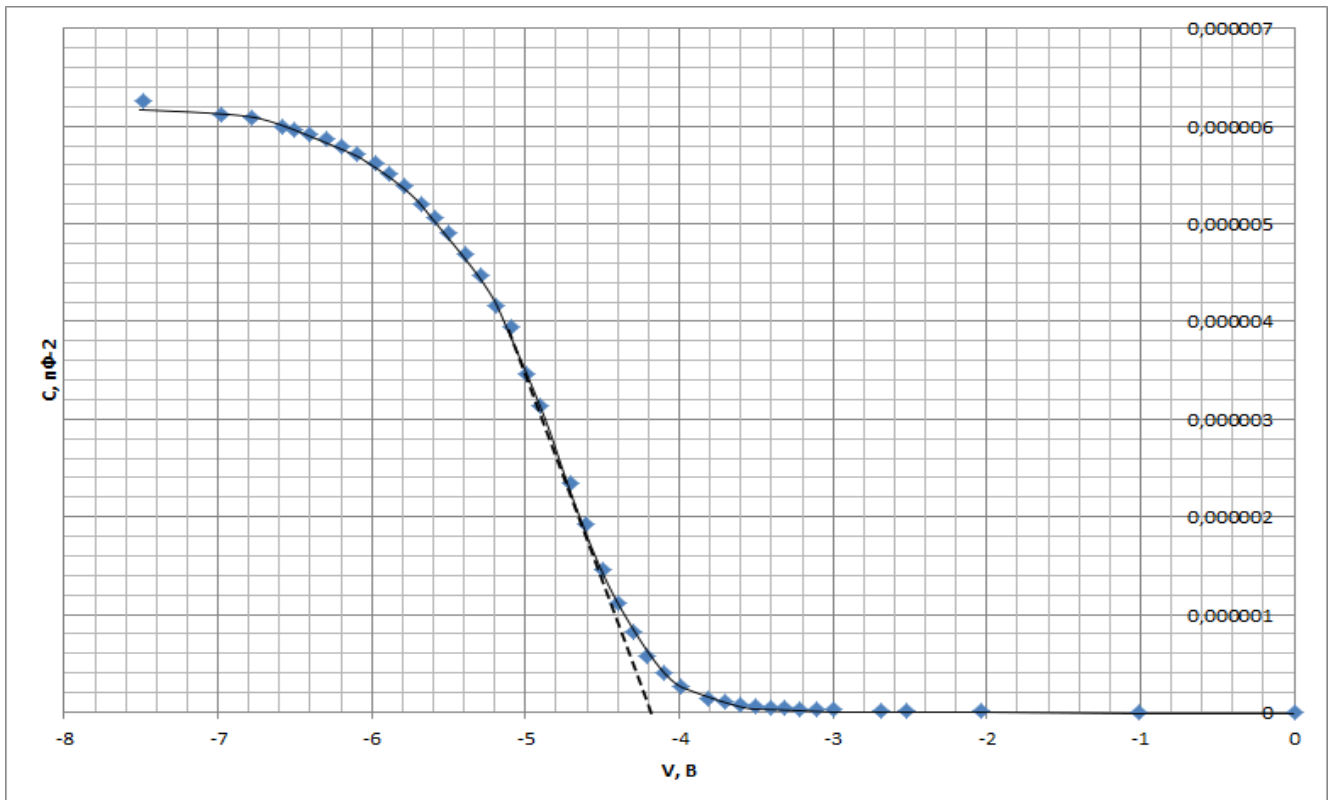


Рисунок 4.3.3 Знаходження напруги плоских зон

Таким чином отримаємо напругу плоских зон :

$$V_{FB} = -4,2 \text{ В.} \quad (4.3.1)$$

Так як класичний метод Термана не враховує внесок фіксованого заряду в напівпровіднику, то отримані дані в 3 розділі є не зовсім коректними. Як було сказано вище, вбудований заряд в діелектрику не призводить до зміни вигляду ВФХ МДН-структури, а тільки до її зміщення вздовж осі. Заряд поверхневих станів навпаки призводить до змінення форми кривої. Таким чином можна сказати, що заряд поверхневих станів буде характеризувати вигин експериментальної характеристики відносно теоретичної. Для того щоб знайти дану залежність змістимо експериментальну характеристику на величину вбудованого заряду. Отримаємо наступні криві:

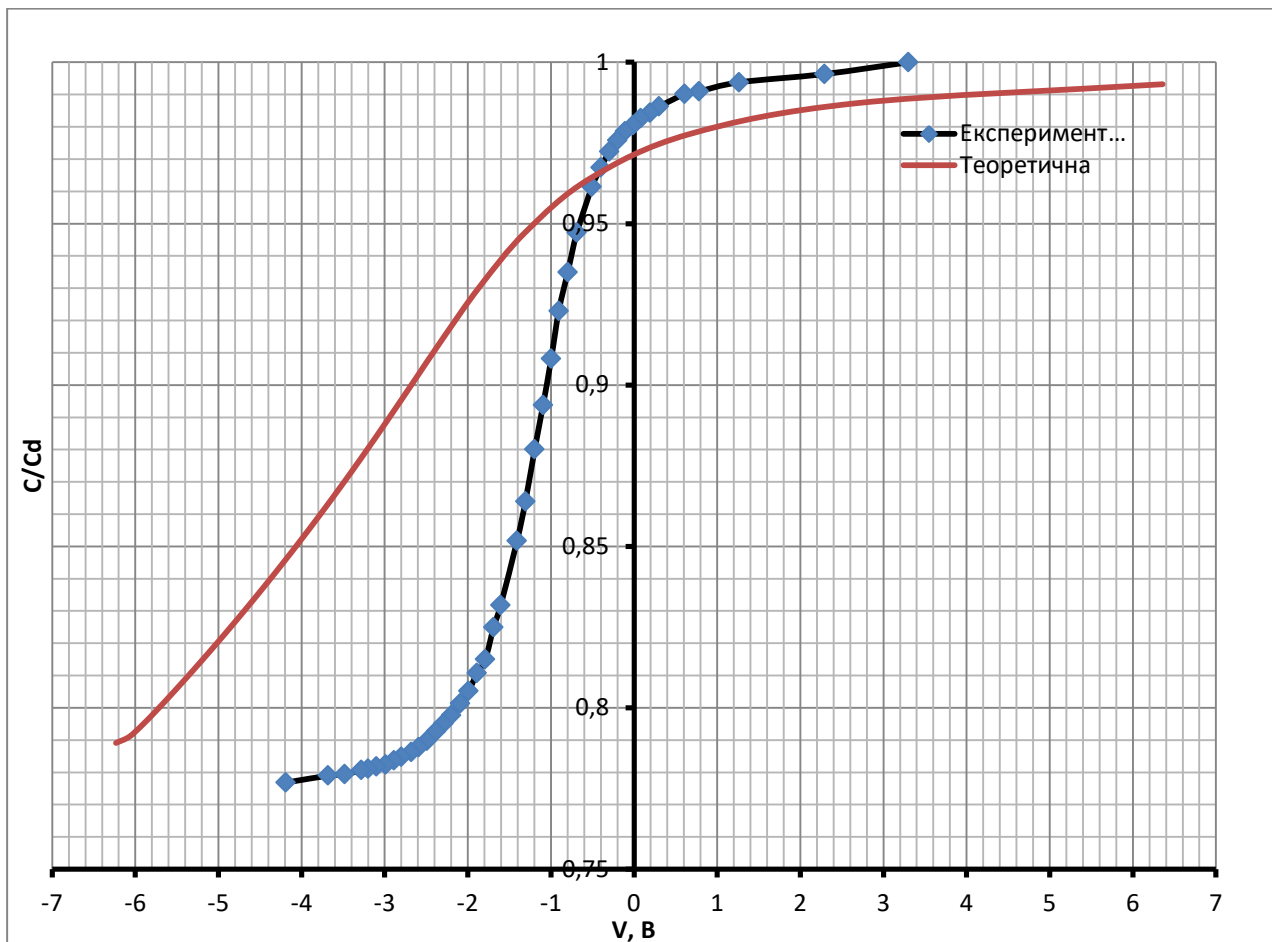


Рисунок 4.3.4 Теоретична і зміщена експериментальна ВФХ

Таким чином проаналізувавши різницю напруг на затворі для заданих поверхневих потенціалів отримаємо наступну характеристику:

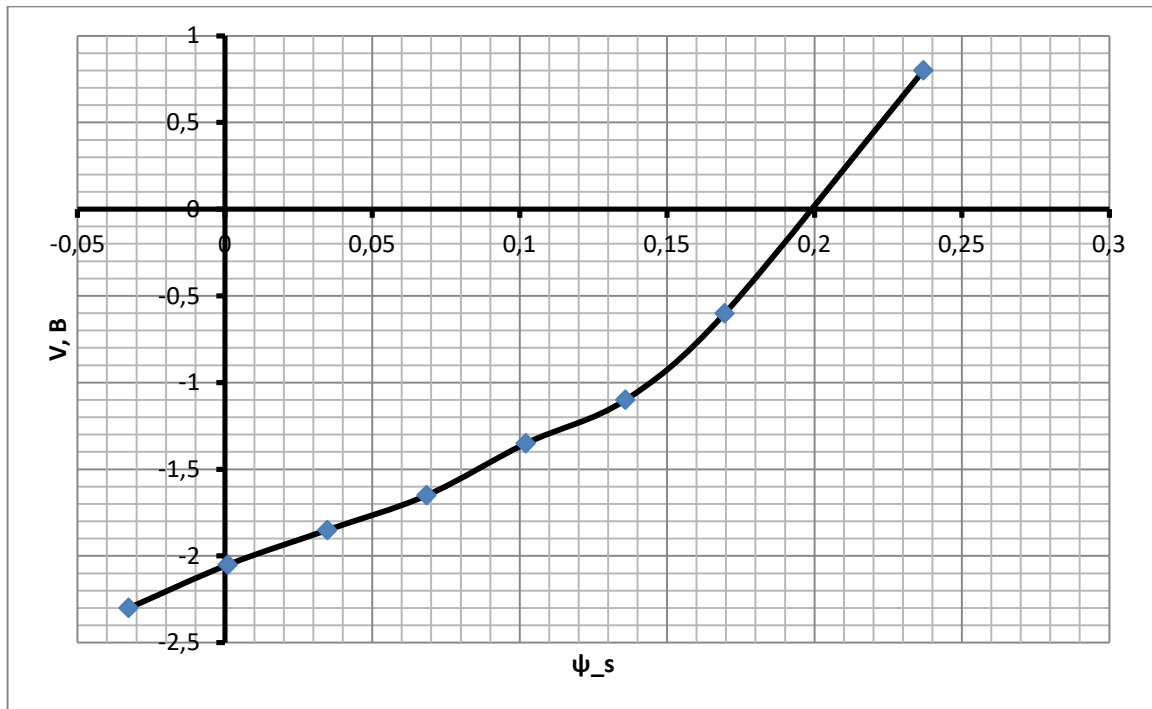


Рисунок 4.3.4 Залежність різниці напруг на затворі між експериментальною і теоретичною кривою з урахуванням вбудованого заряду

А також розрахуємо заряд і щільність поверхневих станів і отримаємо:

ΔV	ψ_s	N_{ss}	Q_{ss}
-2,3	-0,0326	5,55E+11	-2,57E-10
-2,05	0,0011	4,94E+11	-2,29E-10
-1,85	0,0348	4,46E+11	-2,07E-10
-1,65	0,0685	3,98E+11	-1,84E-10
-1,35	0,1022	3,26E+11	-1,51E-10
-1,1	0,1359	2,65E+11	-1,23E-10
-0,6	0,1696	1,45E+11	-6,71E-11

ВИСНОВКИ

В результаті проведеної дипломної роботи було проаналізовано фізичні і параметри процеси структури метал-діелектрик-напівпровідник. Було розглянуто протікання зарядів всередині процесі. Досліджено залежності ємності ідеальної і реальної МДН-структури від поверхневого потенціалу і прикладеної напруги.

Був розглянутий диференційний метод розрахунку поверхневих станів в МДН-структурі. Виявлені його переваги і недоліки. Розглянута методика та процес знаходження щільності поверхневих станів даним методом.

Проведені експериментальні виміри вольт-фарадної характеристики МДН-структури то дослідження їх методом Термана. В процесі було побудована теоретичні ВФХ за знайденими параметрами структури та порівняння їх з вимірними експериментальними кривими. Результати отримані в процесі даного дослідження відповідають дійсності. Даний метод не враховує зміщення кривої вольт-фарадної кривої на величину вбудованого в діелектрик заряду, а тому його використання в сучасних реаліях є застарілим.

Був проведений аналіз впливу зарядів в МДН-структурі на ВФХ. Виявлено новий метод знаходження напруги плоских зон МДН-структури. Даний метод базується тільки на вимірних експериментальних кривих, а тому теоретичні характеристики МДН-структури і навколишнього середовища менше впливають на похибку вихідних даних. В результаті було проведено зміщення експериментальної кривої на величину вбудованого заряду і проведено вимірювання кривизни характеристики відносно теоретичної, що є характеристикою щільності поверхневих станів.

Таким чином в результаті дипломної роботи було розроблено вдосконалення диференційного методу знаходження щільності поверхневих станів, і експериментально проведено доцільність його використання. А також розроблено новий метод для знаходження напруги плоских зон МДН-структури без використання теоретичних характеристик системи і умов вимірювання вольт-фарадної характеристики.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ:

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов : В 2-х книгах. Кн. 1. Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд.- М.: Мир, 1984.- 456 с., ил.
2. Narain D. Arora. MOSFET Models for VLSI Circuit Simulation: Theory and Practice./ Springer Science & Business Media, 2012 – 605 p.
3. Chih-Tang Sah Fundamentals of Solid-state Electronics/ World Scientific, 1991 – 1010 p.
4. Carlos Galup-Montoro, Mrcio Cherem Schneider./ World Scientific, 2007 – 418 p.
5. Давыдов В. Н., Троян П. Е., Зайцев Н. Г. Программа расчета параметров МДП-структуры по методу Термана // Известия ТПУ. 2006. №8. URL:
6. Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник. Литвченко В.Г., Горбань А.П., К., «Наук. Думка» , 1978. 16 с.
7. Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. – М: Энергоатомиздат, 1988. – 256 с.
8. З. Гуртов В.А. Твердотельная электроника. 2-е изд. — М.: Техносфера, 2007. — 408 с
9. Бормонтов Е.Н. Электрофизические методы исследования МДП-структур. ч.1 Воронеж: Изд-во ВГУ, 2002. - 27 с.
10. Груздов В.В., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. Контроль новых технологий в твердотельной СВЧ электронике. Москва : ТЕХНОСФЕРА, 2016.- 328 с.
11. Горшков А.П., Тихов С.В. ФИЗИКА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: Учебное пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. – 101 с.
12. Красников Г.Я. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. Ч.1, М., Техносфера, 2002, с. 9-128.
13. Sze S.M., Ng K.K., Physics of Semiconductor Devices, Wiley, 2007, p. 197-227.
14. Taur Y., Ning T.H., Fundamentals of Modern VLSI Device, 2009, p. 72-106.
15. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.- 488 с.