

Міністерство освіти і науки України
Дніпропетровський національний університет

Кафедра радіоелектроніки

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до виконання лабораторних робіт
з курсу
“Фізика напівпровідникових приладів та мікросхем”

Дніпропетровськ
2002

Наведені рекомендації до виконання лабораторних робіт з курсу “ Фізика напівпровідникових приладів та мікросхем”. Роботи присвячені дослідженню фізичних явищ на поверхні напівпровідників.

Призначені для студентів фізичних спеціальностей університету.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1 ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТА ПОЛЯ

Мета роботи: ознайомитися з методикою виміру ефекту поля на поверхні напівпровідників, визначення початкового вигину зон, густини зарядів на поверхневих станах, часу релаксації швидких і повільних станів.

Приповерхній просторовий заряд

Наявність поверхневих електронних станів призводить до того, що поверхня кристалу може бути заряджена. Наприклад, якщо на поверхні виникають донорні рівні, то вони можуть бути або електронейтральними, або зарядженими позитивно за рахунок переходів електронів в зону провідності. Це означає, що при наявності донорних станів поверхня кристала може бути заряджена позитивно. При наявності акцепторних станів поверхня може мати негативний заряд, оскільки вони можуть бути заповнені електронами. Величина заряду поверхні Q_{SS} визначається концентрацією поверхневих станів N_S і взаємним енергетичним розташуванням рівня Фермі і поверхневого рівня.

Відповідно до принципу електронейтральності заряд Q_{SS} повинний бути нейтралізований. Нейтралізація відбувається через те, що електричне поле, утворене зарядом, викликає перерозподіл рухливих носіїв у приповерхневій області. Носії зі знаком, протилежним знаку заряду поверхні, підтягуються до неї з об'єму, а носії зі знаком, однойменним заряду поверхні, відштовхуються в

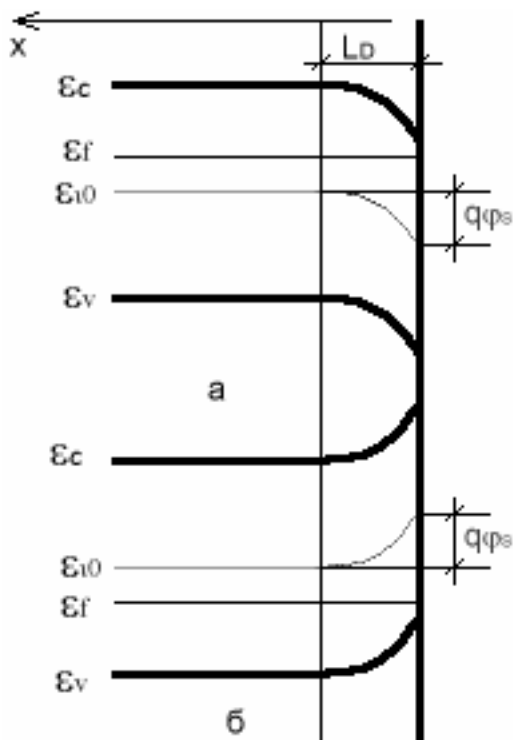


Рис. 1. Позитивний (а) і негативний (б) вигини енергетичних зон на поверхні напівпровідника

глибину об'єму. Очевидно, незалежно від типу провідності матеріалу, енергетичні зони будуть вигнуті вниз, якщо поверхня виявиться зарядженою позитивно. Якщо ж поверхня заряджена негативно, то зони поблизу неї будуть вигнуті нагору (рис. 1). Звичайно вигин зон вимірюється різницею енергій середини забороненої зони (рівнів електростатичних потенціалів) у приповерхневій області й у глибині об'єму. Він вважається позитивним, якщо зони вигнуті вниз, і негативним, якщо вони вигнуті нагору.

Таким чином, поблизу поверхні виникає подвійний електричний шар, що екранує об'єм напівпровідника від дії поля. Цей шар виявляється збідненим носіями заряду, що мають той же знак, що й заряд поверхні, і збагачений носіями протилежного знака. Іншими словами, поблизу поверхні існує область, електричні властивості якої визначаються не концентрацією домішки в об'ємі, а величиною поверхневого заряду.

Однак товщина цієї області визначається об'ємними характеристиками матеріалу. Звичайно її оцінюють дебаєвською довжиною екранування:

$$L_D = (\epsilon_0 \cdot \epsilon kT / (2 \cdot q^2 \cdot n_i))^{1/2}, \quad (1)$$

де n_i – власна концентрація носіїв заряду в об'ємі; k – стала Больцмана; T – температура. Фізичний зміст цієї величини полягає в тому, що в приповерхньому шарі товщиною L_D змінюються поле, потенціал і концентрація носіїв.

Прийняті при аналізі поверхневих явищ позначення пояснюються на рис. 1.

Просторовий заряд, що екранує зовнішнє поле, обмежується відстанню порядку L_D від поверхні, і саме тут відновлюється електронейтральність.

Оскільки L_D визначається концентрацією носіїв заряду в об'ємі матеріалу, то для металів з їхньою великою концентрацією носіїв ($n_0 \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$) довжина екранування дуже мала ($L_D \approx 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ нм}$) – менше межатомної відстані. Тому просторовий заряд практично зосереджений на поверхні. У напівпровідниках концентрація носіїв заряду значно менше, крім того, вона може мінатися в широких межах, тому для них довжина екранування набагато більше, ніж для металів. Наприклад, для кремнію при $n_0 = n_i \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $L_D = 20 \text{ мкм}$, для власного германія $L_D = 1,4 \text{ мкм}$.

Зміна концентрації носіїв у приповерхньому шарі

Вигин зон у приповерхньому шарі приводить до того, що в напрямку, нормальному до поверхні, концентрація рухливих носіїв залежить від координати. Це означає, що поблизу поверхні можуть виникнути області з провідністю, істотно відмінної від провідності об'єму. Оцінимо зміну концентрації носіїв у приповерхньому шарі. Для невідроджених напівпровідників відповідно до розподілу Больцмана

$$n = n_0 \cdot \exp(e\phi/kT); p = p_0 \cdot \exp(-e\phi/kT), \quad (2)$$

де n_0, p_0 – рівноважні концентрації носіїв в об'ємі. Помітимо, що з приведених співвідношень випливає при позитивному вигині зон у приповерхньому шарі збільшується концентрація електронів, а при негативному – концентрація дірок.

Густина об'ємного заряду в приповерхньому шарі може бути знайдена з виразу

$$\rho(x) = -q(n - p + N_A - N_D), \quad (3)$$

якщо припустити, що домішки N_A і N_D цілком іонізовані. Оскільки об'єм матеріалу електронейтральний, то $n_0 - p_0 + N_A - N_D = 0$. Тому (3) з врахуванням (2) можна записати у вигляді

$$\rho(x) = qn_0 \left(1 - \exp \frac{q\phi}{kT} \right) - qp_0 \left[1 - \exp \left(- \frac{q\phi}{kT} \right) \right] \quad (4)$$

Введемо безрозмірні перемінні

$$Y = \frac{q(\psi - \psi_0)}{kT} = \frac{q\phi}{kT}; \lambda = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0} \quad (5)$$

Перша величина являє собою безрозмірний електростатичний потенціал. При цьому для позитивного вигину зон $Y > 0$, для негативного $Y < 0$. Друга величина характеризує об'ємні властивості напівпровідника. Очевидно, $\lambda = 1$ для власного напівпровідника, при дірковій провідності $\lambda > 1$, а при електронній $\lambda < 1$.

Запишемо рівняння Пуассона, що зв'язує потенціал поля і величину об'ємного заряду, що викликає це поле. З врахуванням (5), (4) і (1) воно буде мати вигляд

$$\frac{d^2Y}{dx^2} = L_D^{-2} [\lambda^{-1}(e^Y - 1) - \lambda(e^{-Y} - 1)] \quad (6)$$

Крайові умови для рішення (6) зрозумілі з рис. 2 ($Y = Y_S$ при $x = 0$ і $Y = 0$, $dY/dx = 0$ при $x \rightarrow \infty$). Розв'язок рівняння (6) для абсолютної величини dY/dx

$$dY/dx = L_D^{-1} \cdot F(Y, \lambda), \quad (7)$$

де

$$F(Y, \lambda) = [\lambda(e^{-Y} + Y - 1) + \lambda^{-1}(e^Y - Y - 1)]^{1/2}.$$

Повний заряд у приповерхневої області можна знайти зі співвідношення

$$Q_{SV} = \int_0^{\infty} \rho(x) dx = -\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{q} \int_0^{\infty} \frac{d^2Y}{dx^2} dx = \frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{q} \left(\frac{dY}{dx} \right)_{x=0}.$$

Використовуючи (7), одержуємо

$$Q_{SV} = 2qn_i L_D F(Y_S, \lambda), \quad (8)$$

де $Y_S = q\phi_s / kT$, як це видно з рис. 2.

Одержане співвідношення показує, що величина заряду в приповерхневій області визначається величиною Y_S і ступенем легування напівпровідника λ . Відповідно до цього розрізняють три важливих випадки: збагачення, збіднення й інверсії приповерхневого шару (рис. 2).

При збагаченні знак поверхневого заряду протилежний знаку основних носіїв заряду: $Y_S > 0$ для напівпровідників n -типу, $Y_S < 0$ для напівпровідників p -типу. У першому випадку $Q_{SV} < 0$, у другому $Q_{SV} > 0$. Концентрація основних носіїв у приповерхневому шарі перевищує їх концентрацію в об'ємі (рис. 2, а).

Збіднена область виникає в тому випадку, коли заряд поверхні за знаком збігається зі знаком заряду основних носіїв. У цьому випадку $Y_S < 0$ для напівпровідників n -типу, для напівпровідників p -типу, навпаки, $Y_S > 0$ (рис. 2, б).

Якщо поверхневий заряд, що збігається за знаком із зарядом основних носіїв, досить великий, а викликане їм викривлення зон таке, що рівень електростатичного потенціалу перетинає рівень Фермі, то поблизу поверхні утвориться інверсійний шар (рис. 2, в). При

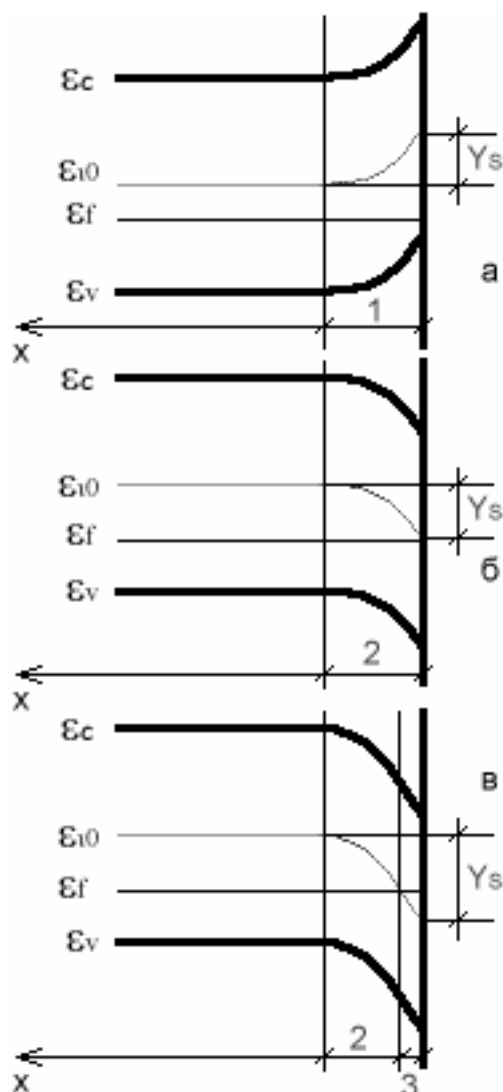


Рис. 2. Збагачення (а), збіднення (б), інверсія (в) приповерхневого шару напівпровідника p -типу

цьому поблизу поверхні концентрація неосновних носіїв перевищує концентрацію основних носіїв, отже, тип провідності в приповерхневому шарі змінюється.

Поверхнева провідність

Зміна концентрації рухливих носіїв заряду в приповерхньому шарі змінює його провідність. Якщо припустити, що рухливість носіїв поблизу поверхні не відрізняється від рухливості в глибині об'єму, то поверхневу провідність можна представити як

$$\sigma_s = q(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) = q \mu_p (\Delta p + b \Delta n), \quad (9)$$

де $b = \mu_n / \mu_p$, а Γ_n і Γ_p – зміна концентрації носіїв поблизу поверхні. Враховуючи (7) маємо

$$\Gamma_n = \int_0^{\infty} [n(x) - n_0] dx = n_0 \int_0^{\infty} (e^Y - 1) dx = n_0 \int_{Y_s}^0 (e^Y - 1) \left(\frac{dY}{dx} \right)^{-1} dY = n_i L_D \cdot \lambda^{-1} \int_{Y_s}^0 \frac{e^x - 1}{F(Y, \lambda)} dY.$$

Аналогічно

$$\Gamma_p = n_i \cdot \lambda \cdot L_D \int_{Y_s}^0 \frac{e^{-Y} - 1}{F(Y, \lambda)} dY.$$

Інтеграли, що входять у приведені вираження, табульовані. Підставляючи вирази для Δn і Δp у (9), одержуємо для поверхневої провідності формулу

$$\sigma_s = q \mu_p n_i L_D \cdot \lambda^{-\frac{1}{2}} g(Y_s, \lambda) \quad (10)$$

де функція $g(Y_s, \lambda) = \lambda^{\frac{1}{2}} \int_{Y_s}^0 [\lambda(e^{-Y} - 1) + b \lambda^{-1}(e^Y - 1)] \cdot [F(Y, \lambda)]^{-1} dY$ табульована для різних значень λ і має назву інтеграла поверхневої провідності..

Поверхнева провідність є досить складною функцією поверхневого вигину енергетичних зон і ступеня легування матеріалу. Якісно оцінити поверхневу провідність можна в такий спосіб. При позитивному вигині зон поверхнева провідність напівпровідника n -типу підвищується внаслідок утворення у поверхні збагаченого шару. При досить великих від'ємних вигинах енергетичних зон через утворення поблизу поверхні інверсійного шару поверхнева провідність напівпровідника n -типу виявляється також дуже значною. Мінімального значення вона досягає, коли є незначний від'ємний вигин енергетичних зон, при якому поверхнева провідність визначається провідністю збідненого шару.

У напівпровіднику p -типу, навпаки, поверхнева провідність буде зростати через утворення збагаченого шару при від'ємних вигинах енергетичних зон і інверсійного шару, що виникає при великих позитивних вигинах зон. Мінімальне значення вона буде мати у випадку незначного позитивного вигину зон, тому що, як і в попередньому випадку, вона буде визначатися провідністю збідненого шару.

Сказане можна пояснити за допомогою рис. 3, до якого необхідно зробити наступні зауваження. По-перше, мінімальне значення провідності досягається при $Y_{Smin} = \ln \lambda^2 / b$.

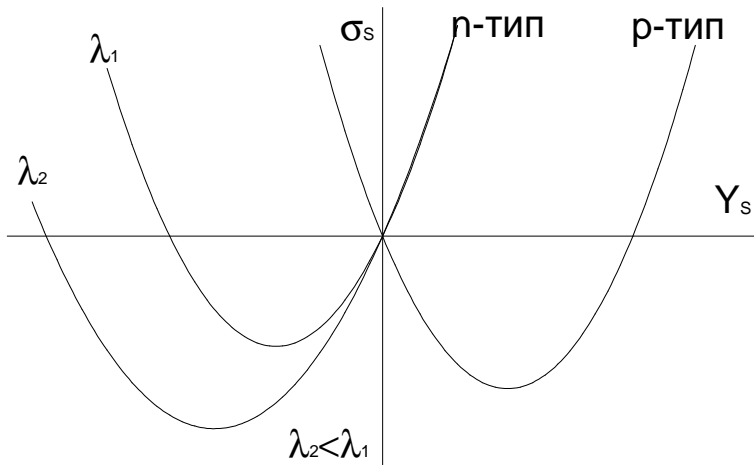


Рис. 3. Залежність провідності приповерхневого шару від вигину зон

пояснюється тим, що рухливість електронів більше рухливості дірок. Нарешті, при дуже сильному вигині зон рівень Фермі на поверхні може виявитися в одній з дозволених зон та у поверхні виникає шар напівпровідника виродженого типу. Поверхнева провідність у цьому випадку буде особливо великою.

Ефект поля

Ефектом поля називають зміну поверхневої провідності під впливом зовнішнього електричного поля, що діє в напрямку, нормальному до поверхні. Цей ефект широко використовується як при дослідженні поверхневих станів, так і для розробки активних напівпровідникових приладів і нових типів інтегральних мікросхем.

Уявимо собі структуру метал – діелектрик – напівпровідник (МДН) (рис. 4, а). Припустимо, що шар діелектрика досить тонкий, однак переміщення зарядів через нього відсутнє, тобто опір його нескінченний. Така структура являє собою плоский конденсатор, на обкладинках якого індукується заряд $Q = C \cdot U$. Однак якщо в металі заряд локалізується безпосередньо на поверхні, то в

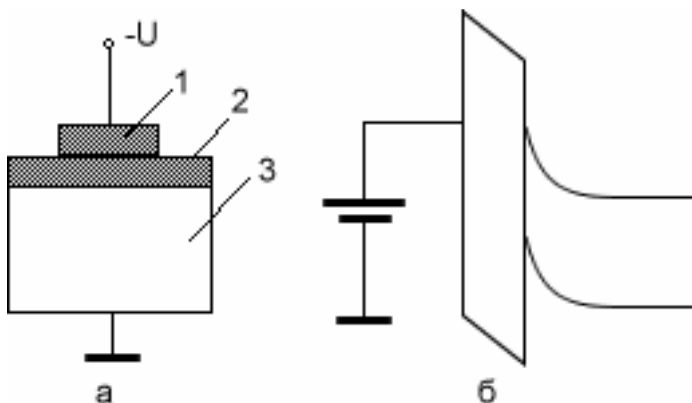


Рис. 4. МДН – структура (а) і її зонна діаграма (б) 1 – метал; 2 – діелектрик; 3 – напівпровідник

Це означає, що положення мінімуму на кривих $\sigma_s(Y_s)$ визначається лише об'ємними властивостями напівпровідника. Зі збільшенням ступеня легування мінімальне значення поверхневої провідності зміщується у бік зростання абсолютного значення Y_s . По-друге, у власних напівпровідниках мінімум поверхневої провідності зміщений у бік від'ємних значень вигинів зон. Це

напівпровіднику він простирається на деяку глибину, викликаючи вигин зон, що призводить до зміни концентрації носіїв заряду в приповерхневому шарі, тобто до зміни провідності і ємності шару. Це означає, що, змінюючи прикладену до обкладинок напругу U , можна модулювати як провідність, так і ємність МДН-структури.

Сполучаючи на одному рисунку мінімуми кривих,

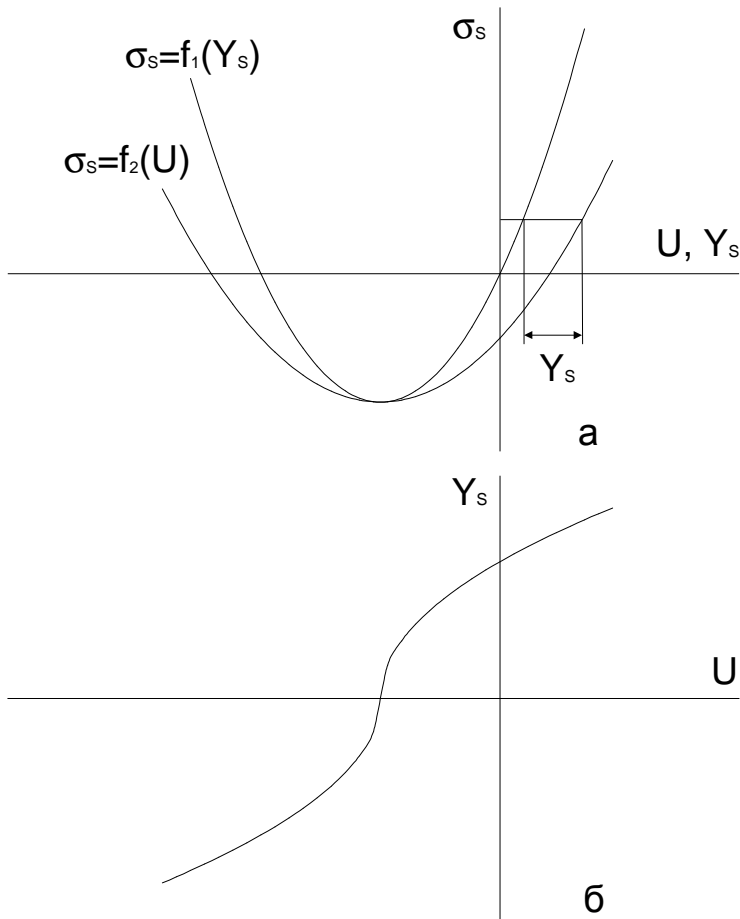


Рис. 5. Залежність провідності приповерхневого шару від вигину енергетичних зон Y_s і прикладеної напруги U (а) і залежність вигину зон Y_s від напруги U (б)

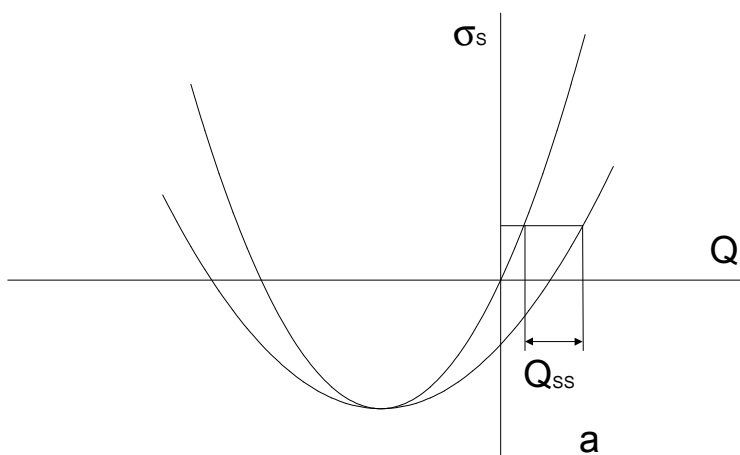


Рис. 6. До визначення заряду, захопленого поверхневими станами

побудованих по співвідношенню (9) $\sigma_s = f_1(Y_s)$ і знятої експериментально залежності $\sigma_s = f_2(U)$ (рис. 5, а), можна кожному значенню U привести у відповідність значення Y_s . Це дозволить побудувати залежність вигину зон від прикладеної до МДН-структури напруги $Y_s = f(U)$ (рис. 5, б). Величина Y_s при $U = 0$ визначить початковий вигин зон.

Знаючи Y_s та використовуючи (8) можна розрахувати величину об'ємного заряду Q_{SV} . Повний же, заряд Q , індукований у напівпровіднику, буде дорівнювати сумі зарядів Q_{SV} і деякого нерухомого заряду Q_{SS} , захопленого поверхневими станами. Очевидно, цей нерухомий заряд не буде сприяти зміні поверхневої провідності, що дозволяє визначити заряди Q_{SV} і Q_{SS} і, отже, густину поверхневих станів.

Таким чином, будують зняті експериментально залежності σ_s від повного заряду Q , індукованого в напівпровіднику при різних значеннях прикладеної напруги. Потім, сполучаючи на цих залежностях мінімуми кривих, будують залежність σ_s від заряду Q_{SV} . Для цього необхідно на кривій $\sigma_s = f_1(Y_s)$, представлений на

рис. 5, а, замінити абсциси U , Y_s відповідними значеннями Q_{SV} , знайденими по (8). Результат побудови показаний на рис. 6. За отриманими графіками неважко визначити різниця $Q_{SS} = Q - Q_{SV}$, тобто заряд, захоплений поверхневими станами, при заданому вигині зон.

Порядок включення макету

1. До виводів I і III приєднати вимірювальний прилад високої напруги (рис. 7)
2. Тумблером K_1 підключити джерело напруги до зразка.
3. Тумблером K_2 підключити ланцюг компенсації.
4. Підключити вимірювач високої напруги до макету.

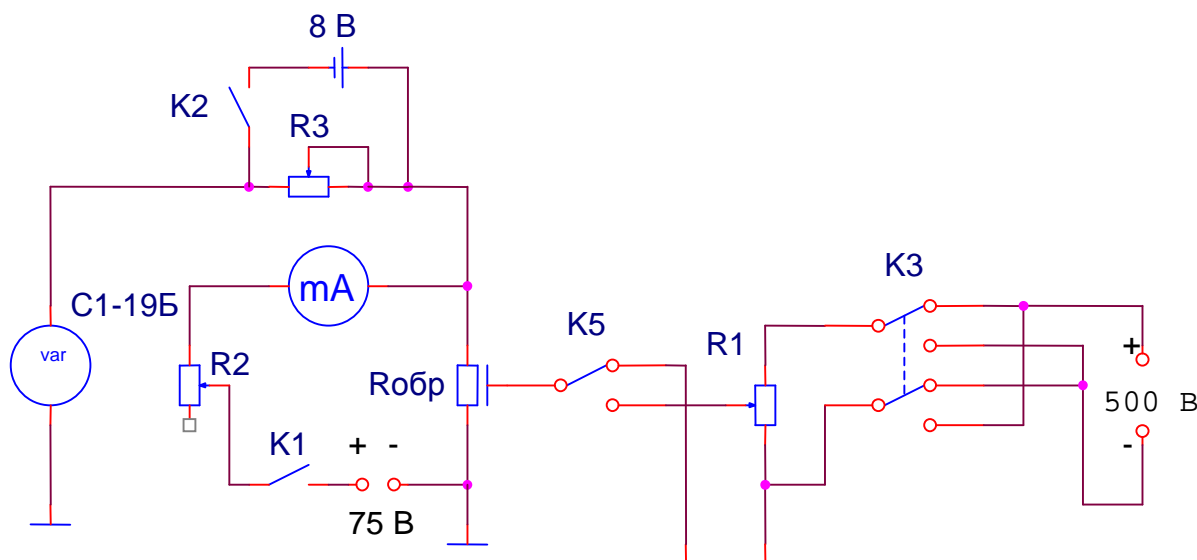


Рис. 7. Блок-схема вимірювальної установки

Порядок виконання роботи

1. Підключити осцилограф С1-19Б до макету.
2. Тумблер K_3 поставити в положення (+).
3. Вимірити струм через зразок I_0 .
4. Потенціометром R_1 виставити напругу 100 В на системі зразок – слюда – польовий електрод.
5. Тумблером K_5 подати напругу на систему зразок - слюда - польовий електрод. У момент включення тумблера K_5 на екрані осцилографа С1-19Б з'являється сигнал розбалансу (осцилограф попередньо балансується).

Помітити крапку максимального відхилення і перевести її у Вольти.

$$\text{Розрахувати } \Delta\sigma(\text{Ом})^{-1} = \frac{l}{b} \cdot \frac{\left(\frac{1}{R_{30}}\right)^2 \Delta U}{I_0 + \frac{\Delta U}{R_{30}}},$$

де l – довжина зразка (2 см); b – ширина зразка (1 см); R_{30} – опір зразка, коли до нього поле не прикладене, визначається за формулою $R_{30} = \frac{75}{I_0}$; I_0 – струм через зразок; ΔU – сигнал відповіді (у вольтах).

6. Тумблер K_3 перевести в положення /-/.
7. Тумблером K_5 подати напругу -100 В на зразок і визначити зміна поверхневої провідності аналогічно описаному вище випадку.

8. Такі ж виміри провести через кожні 100 В.
9. Побудувати графік залежності $\Delta\sigma$ від U .
10. Розрахувати теоретичну залежність $\Delta\sigma$ від вигину зон.
11. Побудувати залежність вигину зон від прикладеного до поверхні напруги і визначити початковий вигин зон.
12. Побудувати зарядну характеристику $Q_{\text{инд}} = C \cdot U$, де C – ємність конденсатора ПЕ - слюда - зразок, $C = 80$ пф. Визначити заряд на швидких поверхневих енергетичних станах (ПЕС) у такий спосіб:
 Q_{SS} – заряд на ПЕС; Q_{SV} – заряд у приповерхній області на глибині екранування $Q_{SS} = Q - Q_{SV}(Y_S)$. У розрахунку цієї залежності необхідно брати значення U і Y_S відповідно до раніше побудованої залежності Y_S від U .
13. Побудувавши залежність Q_{SS} від Y_S визначити ефективну щільність станів у забороненій зоні по наступній формулі: $N_S = \frac{1}{e} \cdot \frac{\Delta Q_{SS}}{\Delta Y_S}$.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2 ВИМІР ШВИДКОСТІ ПОВЕРХНЕВОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ

Мета роботи: вимір швидкості поверхневої рекомбінації, коефіцієнта дифузії і дифузійної довжини неосновних носіїв заряду. Виміри виконуються на двох зразках германія методом світлового променя, що рухається.

Поверхня напівпровідника

Поверхня напівпровідника, що представляє собою границю кристала, є природним порушенням періодичності ідеального кристала. Теоретично доведено, що у випадку обмежених ґрат можливі квантові стани, локалізовані на поверхні кристала, енергії яких лежать у забороненій зоні (рівні Тамма). Число поверхневих станів з участю спина електрона дорівнює подвоєному числу атомів, що знаходяться на поверхні. Електрони, заповнюючи поверхневі стани, утворять на поверхні напівпровідника негативний заряд, який компенсується позитивним об'ємним зарядом. Якщо на поверхні кристала мається один заряд на кожен вузол ґрат, то поверхнева щільність зарядів складе величину порядку 10^{15} см^{-2} , і нейтралізація цього поверхневого заряду в напівпровіднику з об'ємною концентрацією зарядів 10^{19} см^{-3} відбудеться в приповерхньому шарі товщиною 10^{-4} см .

Порушення правильності кристалічних ґрат у виді всіляких мікротріщин і механічних напруг також викликають появу нових енергетичних рівнів, на яких можуть бути зв'язані електрони. Поверхневі стани виникають і внаслідок адсорбції домішок на поверхні кристала. Енергетичні рівні всіх цих поверхневих станів звичайно розташовуються значно вище валентної зони чи нижче зони провідності і можуть виявитися навіть у забороненій зоні.

Крім того, на поверхні напівпровідникового кристала може утворитися, окісна плівка, яка на границі з напівпровідником створює внутрішні поверхневі

стани, а на границі з навколишнім середовищем – зовнішні поверхневі стани (рис. 8).

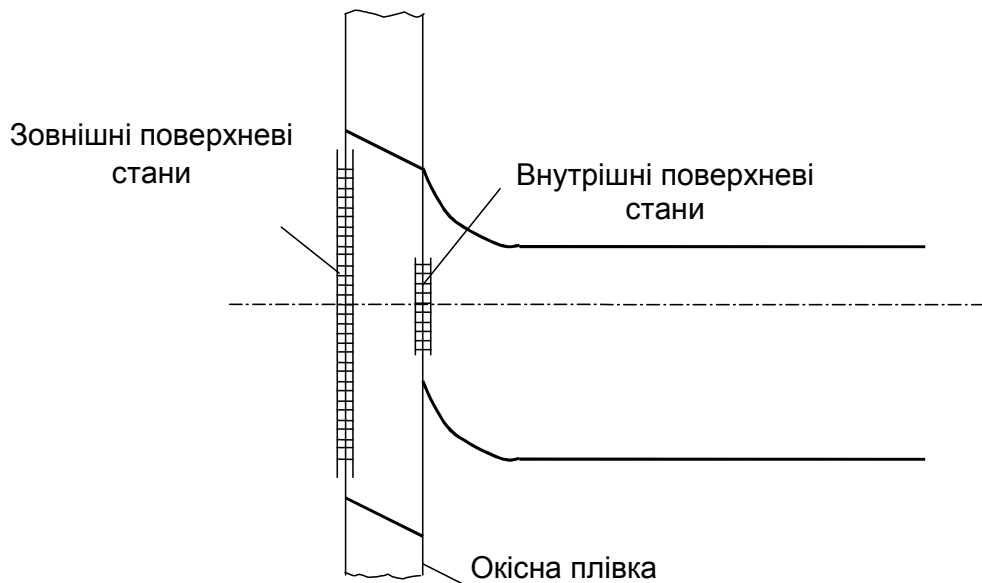


Рис. 8. Енергетична діаграма напівпровідника з окисною плівкою

Таким чином, поверхневі стани можуть бути двох видів: а) власними, обумовленими обривом кристалічних ґрат; б) домішковими, обумовленими наявністю на поверхні домішок оксидного шару адсорбованих газів чи іонів. За часом релаксації поверхневі стани підрозділяють на повільні і швидкі. Це означає, що в першому випадку поверхневі стани знаходяться в хорошому електричному контакті з напівпровідником і всяка зміна в заповненні цих станів відбивається на властивостях напівпровідника за час порядку 10^{-6} с; у другому випадку електричний контакт поганий, як, наприклад, для станів на зовнішній стороні оксидної плівки, так що постійна часу стає набагато більше й іноді вимірюється хвилинами.

Швидкість поверхневої рекомбінації

Поверхневі рівні, розташовані в забороненій зоні напівпровідника, можуть виступати як центри захоплення чи рекомбінації. Поверхнева рекомбінація описується аналогічно рекомбінації через центри захоплення в об'ємній моделі Шоклі-Ріда. Однак внаслідок великої щільності поверхневих станів умови рекомбінації введених носіїв заряду на поверхні відрізняються від умов рекомбінації в об'ємі. Рекомбінація носіїв заряду на поверхні відрізняється від умов рекомбінації в об'ємі. Рекомбінація носіїв заряду на поверхні характеризується величиною швидкості поверхневої рекомбінації, що зв'язує потік надлишкових неосновних носіїв заряду, спрямований до поверхні, з концентрацією надлишкових неосновних носіїв заряду в приповерхневому шарі. Рекомбінація надлишкових носіїв заряду на поверхні напівпровідника приводить до вичерпання приповерхневих областей, навіть коли надлишкові пари генеруються рівномірно по всьому об'єму зразка. Це викликає дифузю надлишкових носіїв заряду із середини зразка до активних поверхонь, що

продовжується поки концентрація надлишкових носіїв заряду в об'ємі відмінна від нуля.

Таким чином, на поверхні напівпровідника n -типу для неосновних нерівноважних дірок має місце умова

$$-D \cdot \text{grad } \Delta p = S \cdot \Delta p \quad (11)$$

де $\Delta p(x, t)$ – концентрація нерівноважних дірок, що залежить від координати x та часу t ; S – швидкість поверхневої рекомбінації, см/с.

Аналогічно, для надлишкових електронів в акцепторному напівпровіднику

$$-D \cdot \text{grad } \Delta n = S \cdot \Delta n. \quad (12)$$

де $\Delta n(x, t)$ – концентрація нерівноважних електронів.

Це співвідношення є граничною умовою при визначенні розподілу надлишкових носіїв з рівняння неперервності.

Величина швидкості поверхневої рекомбінації в значній мірі залежить від якості обробки поверхні кристала. У хімічно оброблених поверхнях германія швидкість поверхневої рекомбінації має мінімальні значення (10 – 100 см/с). Високі значення швидкості поверхневої рекомбінації (до 10^6 см/с) спостерігаються в механічно оброблених поверхнях германія.

Метод світлового променя, що рухається

У цій роботі для виміру швидкості поверхневої рекомбінації, коефіцієнта дифузії і часу життя носіїв заряду використовується метод світлового променя, що рухається.

Знайдемо розподіл нерівноважних носіїв заряду для напівпровідникового зразка, що має форму прямокутної пластини, товщини d яка багато менше двох інших розмірів (рис. 9).

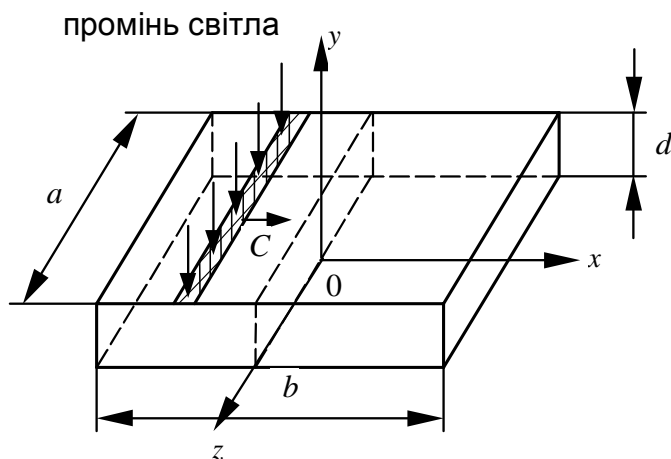


Рис. 9. Модель напівпровідникового зразка

$$d \ll b; d \ll a \quad (13)$$

Нехай нерівноважні носії заряду генеруються на поверхні зразка вузьким променем світла, що переміщується уздовж зразка з постійною швидкістю C праворуч по осі x . Позначимо швидкості поверхневої рекомбінації: на верхній грані зразка (тобто при $y = 0$) через S_1 , на нижній (тобто при $y = d$) через S_2 . Зневажаючи поверхневою рекомбінацією на бічних гранях зразка і з огляду на умову (13), зразок можна вважати

нескінченим у напрямку осей x та y , а нерівноважні концентрації електронів Δn і дірок Δp – функціями тільки двох координат x, y і часу t , тобто $\Delta n(x, y, t)$ $\Delta p(x, y, t)$.

Одночасно з переміщенням світлового променя за зразком генеровані світлом носії заряду будуть дифундувати в сусідні неосвітлені області зразка. За

умови електричної нейтральності $\Delta n(x, y, t) = \Delta p(x, y, t)$ і при відсутності електричного струму через зразок концентрації нерівноважних носіїв заряду будуть задовольняти рівнянню неперервності

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = D \cdot \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} + g \quad (14)$$

та граничним умовам
при $y = d$

$$-D \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = S_1 \Delta p, \quad (15)$$

при $y = 0$

$$D \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = S_2 \Delta p, \quad (16)$$

де $D = \frac{n+p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}}$ – коефіцієнт біполярної дифузії носіїв заряду; D_p – коефіцієнт

дифузії дірок; D_n – коефіцієнт дифузії електронів; $p = p_0 + \Delta p$ – концентрація дірок; $n = n_0 + \Delta n$ – концентрація електронів; n_0, p_0 – концентрація рівноважних електронів і дірок; τ – час життя нерівноважних носіїв заряду; g – швидкість генерації електронів і дірок під дією освітлення.

При малому рівні збудження, коли Δn і Δp малі в порівнянні з p_0 і n_0 , коефіцієнт біполярної дифузії можна вважати незалежним від просторових координат x, y та часу t .

Введемо нову систему координат (ζ, η) , що у момент часу $t = 0$ збігається із системою координат (x, y) і переміщується разом зі світловим променем. У цьому випадку координати ζ і η зв'язані з координатами x та y співвідношеннями

$$\zeta = x - c \cdot t; \eta = y.$$

Тоді для системи координат, що рухається, у стаціонарних умовах і при сталості інтенсивності світлового променя рівняння (14) має вигляд

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \Delta p(\zeta, \eta) + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \Delta p(\zeta, \eta) + \frac{C}{D} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Delta p(\zeta, \eta) - \frac{\Delta p(\zeta, \eta)}{D\tau} + \frac{g(\zeta, \eta)}{D} = 0 \quad (17)$$

де $\Delta p(\zeta, \eta)$ – розподіл нерівноважних носіїв у системі координат, що рухається; $g(\zeta, \eta)$ – швидкість генерації в системі координат, що рухається.

Для неосвітлених областей зразка, де генерація носіїв відсутня, рівняння (17) приймає вид

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial \eta^2} + \frac{C}{D} \frac{\partial \Delta p}{\partial \zeta} - \frac{\Delta p}{D\tau} = 0 \quad (18)$$

Вирішуючи рівняння (18) методом поділу перемінних, тобто вважаючи $\Delta p(\zeta, \eta) = \varphi(\zeta) \cdot \psi(\eta)$ одержимо два рівняння:

$$\frac{1}{\varphi(\zeta)} \frac{\partial^2 \varphi(\zeta)}{\partial \zeta^2} + \frac{C}{D} \frac{1}{\varphi(\zeta)} \frac{\partial \varphi(\zeta)}{\partial \zeta} = \frac{1}{L_\alpha^2}, \quad (19)$$

$$\frac{1}{\psi(\eta)} \frac{\partial^2 \psi(\eta)}{\partial \eta^2} = -\alpha^2 \quad (20)$$

де $\frac{1}{L_\alpha^2}$ і α^2 постійні, зв'язані між собою умовою

$$\frac{1}{D\tau} = \frac{1}{L_\alpha^2} - \alpha^2, \quad (21)$$

Загальне рішення рівняння (19) може бути представлено в вигляді

$$\varphi(\xi) = C_1 e^{-\xi/l_1} + C_2 e^{-\xi/l_2}; \quad (22)$$

причому C_1 і C_2 – довільні постійні, а

$$l_1 = \left\{ \frac{C}{2D} + \left[\left(\frac{C}{2D} \right)^2 + \frac{1}{L_\alpha^2} \right]^{1/2} \right\}^{-1}; \quad (23)$$

$$l_2 = \left\{ \left[\left(\frac{C}{2D} \right)^2 + \frac{1}{L_\alpha^2} \right]^{1/2} - \frac{C}{2D} \right\}^{-1} \quad (24)$$

$$l_1 l_2 = L_\alpha^2 \quad (25)$$

З умови $\Delta p \rightarrow 0$ при $|\zeta| \rightarrow \infty$ випливає, що фізичний сенс має наступне рішення:

при $\zeta > 0$

$$\varphi(\zeta) = C_1 e^{-\zeta/l_1}; \quad (26)$$

при $\zeta < 0$.

$$\varphi(\zeta) = C_2 e^{-\zeta/l_2}; \quad (27)$$

Розглянемо тепер рівняння (20). Цьому рівнянню задовольняє функція

$$\psi(\eta) = C_3 \sin \alpha \eta + C_4 \cos \alpha \eta. \quad (28)$$

У системі координат, що рухається, граничні умови (15) і (16) перетворюються до виду:

при $\eta = b$

$$-D \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = S_1 \psi(\eta); \quad (29)$$

при $\eta = 0$

$$D \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = S_1 \psi(\eta); \quad (30)$$

Підстановка рішення (28) у ці граничні умови дає

$$\left(D\alpha - \frac{S_1 S_2}{D\alpha} \right) \operatorname{tg} \alpha b = S_1 + S_2, \quad (31)$$

Рівняння (31) дає безліч коренів α_n , чому також відповідає безліч значень $L_{\alpha n}$, l_{1n} , та l_{2n} ; причому $l_{11} > l_{12} > l_{13} \dots$ і $l_{21} > l_{22} > l_{23} \dots$. З огляду на цю обставину і позначивши найбільші значення l_{1n} , l_{2n} відповідно l_1 і l_2 , розподіл носіїв у системі координат, що рухається, можна записати в простій формі, що справедлива для значень $\zeta > l_1$ і $\zeta < -l_2$:

при $\zeta > 0$

$$\Delta p(\zeta, \eta) = C_1 C_4 e^{-\zeta/l_1} \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha \eta + \cos \alpha \eta \right); \quad (32)$$

при $\zeta < 0$

$$\Delta p(\zeta, \eta) = C_2 C_4 e^{-\zeta/l_2} \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha \eta + \cos \alpha \eta \right). \quad (33)$$

Переходячи знову до нерухокої системи координат, одержимо для $x - c \cdot t > 0$, тобто для неосвітленої області зразка праворуч світлового променя

$$\Delta p(x, y, t) = C_1 C_4 \exp\left(-\frac{x-ct}{l_1}\right) \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha y + \cos \alpha y \right); \quad (34)$$

для $x - c \cdot t < 0$, тобто для неосвітленої області зразка ліворуч світлового променя,

$$\Delta p(x, y, t) = C_2 C_4 \exp\left(-\frac{x-ct}{l_2}\right) \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha y + \cos \alpha y \right). \quad (35)$$

Нехай у крапці x_0 на зразку установлений вимірювальний зонд, що реєструє концентрацію нерівновагих носіїв у цій крапці, що у залежності від часу t змінюється згідно (34) і (35):

при $x_0 > c \cdot t$

$$\Delta p(x_0, y_0, t) = \left[C_1 C_4 e^{-x_0/l_1} \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha y + \cos \alpha y \right) \right] e^{-ct/l_1} \quad (36)$$

при $x_0 < c \cdot t$

$$\Delta p(x_0, y_0, t) = \left[C_2 C_4 e^{-x_0/l_2} \left(\frac{S_2}{D\alpha} \sin \alpha y + \cos \alpha y \right) \right] e^{-ct/l_2} \quad (37)$$

Як видно з (36) і (37), концентрація нерівноважних носіїв заряду в точці x_0 зразка змінюється в часі по експоненціальному закону, спочатку зростаючи з постійною часу l_1/c , а потім убуваючи з постійною часу l_2/c , при руху світлового променя зліва направо. Якщо величини c , l_1 , і l_2 відомі, то на підставі співвідношень (23)-(25) можна визначити величину L_α та коефіцієнт біполярної дифузії D :

$$L_\alpha = \sqrt{l_1 l_2}; \quad (38)$$

$$D = \frac{c}{\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2}}. \quad (39)$$

Допустимо, що швидкості поверхневої рекомбінації на обох поверхнях зразка однакові, тобто $S_1 = S_2 = S$. Тоді рівняння (31) перетвориться до виду

$$\left(D\alpha - \frac{s^2}{D\alpha} \right) \operatorname{tg} \alpha = 2S \quad (40)$$

і разом з рівнянням (21)

$$\frac{1}{L_\alpha^2} = \frac{1}{L^2} + \alpha^2 \quad (41)$$

утворить систему рівнянь для визначення невідомих величин: $L = \sqrt{D \cdot \tau}$; α і S . Однак визначити три невідомі величини з двох рівнянь не представляється можливим. Це ускладнення можна усунути, якщо вимір величин l_1 і l_2 робити на

двох зразках різної товщини, але з однаковою швидкістю поверхневої рекомбінації. У цьому випадку для двох зразків товщиною d_1 і d_2 одержимо систему рівнянь

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{L_{\alpha_1}^2} &= \frac{1}{L^2} + \alpha_1^2; \\ \frac{1}{L_{\alpha_2}^2} &= \frac{1}{L^2} + \alpha_2^2; \\ \left(D\alpha_1 - \frac{S^2}{D\alpha_1} \right) \operatorname{tg} \alpha_1 d_1 &= 2S; \\ \left(D\alpha_2 - \frac{S^2}{D\alpha_2} \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d_2 &= 2S. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Якщо величина S порівняно мала, як це має місце при обробці германія 30%-вим розчином перекису водню, то рівняння (42) значно спрощуються, тому що при малих S можна вважати

$$\left. \begin{aligned} \frac{S^2}{D\alpha_1} &= \frac{S^2}{D\alpha_2} = 0; \\ \operatorname{tg} \alpha_1 d_1 &= \alpha_1 d_1; \\ \operatorname{tg} \alpha_2 d_2 &= \alpha_2 d_2 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Тоді систему рівнянь (42) можна записати у виді

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{L_{\alpha_1}^2} &= \frac{1}{L^2} + \alpha_1^2; D\alpha_1^2 d_1 = 2S; \\ \frac{1}{L_{\alpha_2}^2} &= \frac{1}{L^2} + \alpha_2^2; D\alpha_2^2 d_2 = 2S. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Вирішуючи цю систему рівнянь, знаходимо значення швидкості поверхневої рекомбінації

$$S = \frac{D}{2} \frac{d_1 d_2}{d_2 - d_1} \left(\frac{1}{L_{\alpha_1}^2} - \frac{1}{L_{\alpha_2}^2} \right). \quad (45)$$

Таким чином, щоб визначити значення швидкості поверхневої рекомбінації, необхідно вимірити для двох зразків постійні спаду l_1 і l_2 у залежності від часу концентрації нерівноважних носіїв у деякій точці зразка, а також вимірити швидкість руху світлового променя c та товщини зразків d_1 і d_2 .

Скориставшись знайденим значенням S , з (41) можна обчислити об'ємну дифузійну довжину L :

$$\alpha_{1,2} = \frac{2S}{Dd_{1,2}}; \frac{1}{L^2} = \frac{1}{L_{\alpha_{1,2}}^2} - \frac{2S}{Dd_{1,2}} \quad (46)$$

та час життя нерівноважних носіїв заряду:

$$\tau = \frac{L^2}{D}. \quad (47)$$

Вимірювальна установка і методика вимірювань

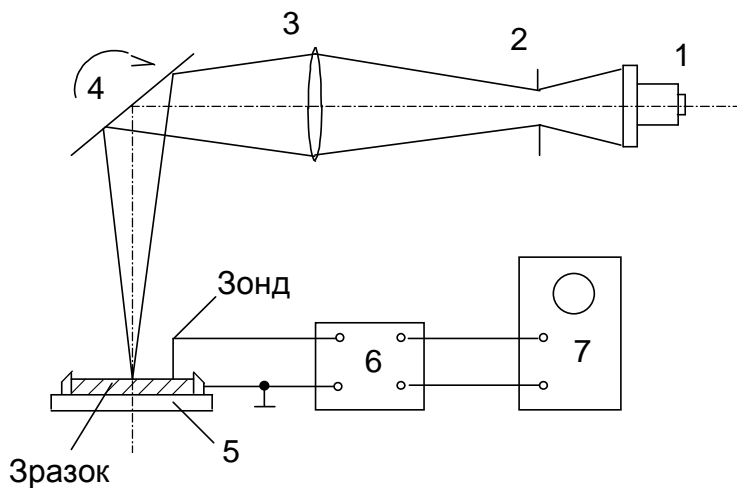


Рис. 10. Блок-схема вимірювальної установки

Вимір швидкості поверхневої рекомбінації виробляється за допомогою установки, блок-схема якої приведена на рис. 10. Вимірювальна установка складається з наступних основних частин: 1 – освітлювальний пристрій; 2 – щілина; 3 – фокусує оптична система; 4 – дзеркало що обертається; 5 – кристалотримач; 6 – підсилювач; 7 – осцилограф.

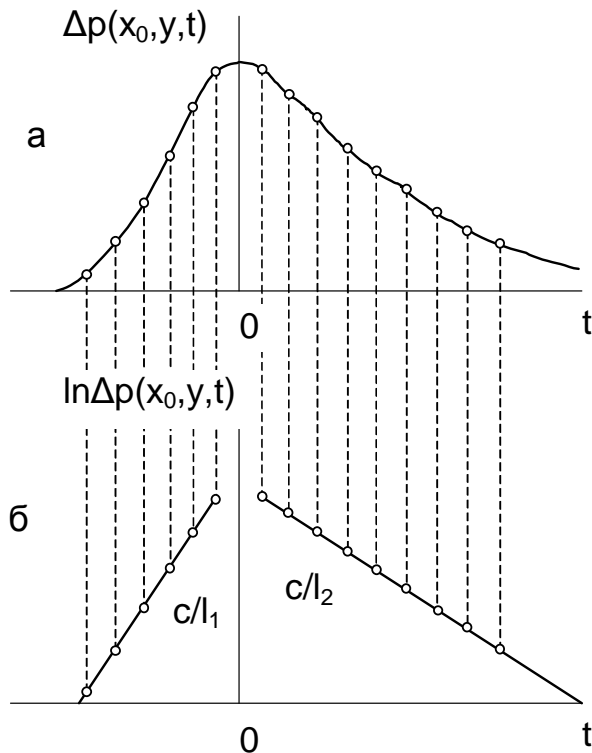


Рис. 11. Осцилограма фотоелектронного сигналу в лінійному (а) та напівлогарифмічному (б) масштабі

Установка працює наступним чином. Зображення щілини (2) проектується оптичною системою (3) через дзеркало (4) на зразок, що знаходиться в кристалотримачі (5). При обертанні дзеркала промінь світла переміщується за зразком, створюючи нерівноважні носії заряду, що викликають сигнал фотоелектронного сигналу, пропорційний концентрації нерівноважних носіїв і спрямований уздовж світлового променя. Сигнал фотоелектронного сигналу знімається зі зразка вольфрамовим вимірювальним зондом і подається через підсилювач (6) на осцилограф (7). У результаті на екрані осцилографа з'являється крива, що представляє собою залежність концентрації нерівноважних носіїв від часу в точці контакту вимірювального зонда, що описується рівняннями (36), (37). Причому постійні часу l_1/c і l_2/c є різними (рис. 11). Несиметрія сигналу

обумовлена тим, що дифузійні швидкості нерівноважних носіїв заряду спрямовані в протилежні сторони від світлового променя й в одному випадку збігаються з напрямком руху самого світлового променя, а в іншому випадку йому протилежні.

Очевидно, якщо осцилограму перерисувати з екрана осцилографа і побудувати в напівлогарифмічному масштабі, то тангенси кутів нахилу

отриманих прямолінійних ділянок будуть дорівнювати c/l_1 і c/l_2 (рис. 11, б), що впливає з (36), (37):

при $x > c \cdot t$

$$\left| \frac{\Delta \ln \Delta p(x_0, y, t,)}{\Delta t} \right| = \frac{c}{l_1}; \quad (48)$$

при $x < c \cdot t$

$$\left| \frac{\Delta \ln \Delta p(x_0, y, t,)}{\Delta t} \right| = \frac{c}{l_2}. \quad (49)$$

Масштаб осцилограми по горизонтальній осі визначається мітками часу, масштаб по вертикальній осі – довільний.

Швидкість руху світлового променя c по зразку легко визначається за допомогою фігур Ліссажу, для чого на горизонтальний вхід осцилографа подається сигнал від генератора звукової частоти, а на вертикальний вхід-сигнал з фотодіода, що висвітлюється тим же світловим променем, що і зразок. По збігу частоти сигналу звукового генератора і фотодіода визначаємо частоту обертання n дзеркала і швидкість руху світлового променя:

$$c = 2\pi\lambda n \quad (50)$$

де λ – відстань між дзеркалом і зразком.

Порядок виконання роботи

1. Зняти з осцилографа сигнал фотоедс для двох зразків з різною товщиною $d_1 = 1$ мм та $d_2 = 2$ мм.
2. Визначити величини c/l_1 і c/l_2 для обох зразків, для чого перешикувати осцилограми в напівлогарифмічному масштабі, як показано на рис. 11, і обчислити кути нахилу прямолінійних ділянок осцилограм відповідно до (48) і (49).
3. Використовуючи фігури Ліссажу, визначити швидкості руху світлової плями за допомогою формули (50), де $\lambda = 5$ см.
4. За формулами (48), (49) і (39) визначити величини l_1 , l_2 та коефіцієнт дифузії D для кожного із зразків. Знайти середнє значення коефіцієнта дифузії.
5. Скориставшись співвідношеннями (38) та (45), визначити величини L_a та швидкість поверхневої рекомбінації S .
6. За співвідношеннями (46) та (47) обчислити об'ємну дифузійну довжину L та час життя нерівновагих носіїв заряду τ .
7. Зі співвідношеннями Ейнштейна визначити рухливість носіїв заряду

$$\mu = \frac{eD}{kT}.$$

ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МДН-ТРАНЗИСТОРІВ

Мета роботи: Вивчення влаштування, принципу дії, основних характеристики та параметрів МДН -транзисторів

Структура і принцип дії МДН-траизисторів

Транзистор з структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) буває двох типів: з вбудованим каналом і з індукованим каналом, рис. 12.

В транзисторах з вбудованим каналом канал провідності створюється технологічним шляхом.

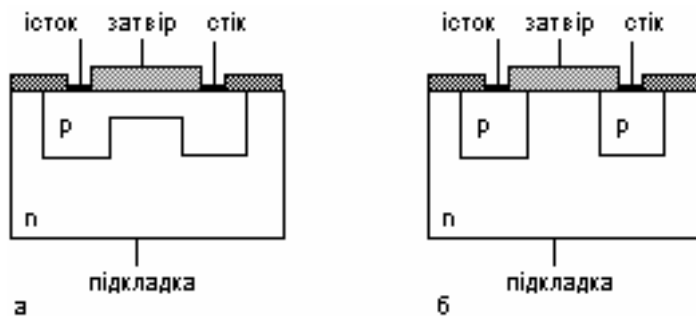


Рис. 12. МДН-транзистор а – будований канал, б – індукований канал.

В транзисторах з індукованим каналом канал провідності виникає при індукуванні інверсійного шару під дією напруження затвора.

МДН-транзистори, в залежності від типу провідності каналу, поділяються на транзистори з p - і n -каналом. Транзистор має такі області:

підкладка n -типу, істок і стік p -типу, створені в підкладці методом дифузії. Відстань поміж істоком і стоком визначає довжину каналу. Над каналом на поверхні напівпровідника створюється тонкий шар діелектрика, на який наноситься металева плівка – затворний електрод. До областей підкладки, істоку та стоку формують омичні контакти.

В основі роботи МДН-транзистора лежить ефект поля – зміна поверхневої провідності напівпровідника під дією електричного поля, вектор напруженості якого перпендикулярний поверхні напівпровідника між істоком і стоком.

Розглянемо роботу МДН-траизистора з індукованим каналом p -типу для випадку позитивного заряду поверхні. Цей заряд нейтралізується негативним зарядом рухливих електронів. Q_n в підзатвірній області напівпровідника. Присутність надмірних електронів у поверхні напівпровідника відповідав

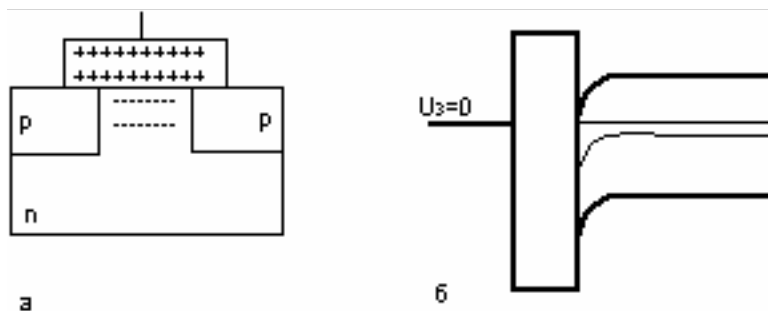


Рис. 13. Структура (а) і енергетична діаграма (б) МДН-транзистора з індукованим каналом в початковому стані.

згинанню енергетичних зон в сторону збагачення основних носіїв ($+Y_S$).

Відповідна структура і енергетична діаграма показана на рис. 13.

Якщо на затвор подавати негативне напруження ($U_g < 0$), то при певній його величині заряд Q_{SS} буде скомпенсований зарядом затвора Q_S . Тоді

надмірний заряд електронів в підзатворній області Q_n пропаде, а поверхня напівпровідника стане нейтральною. Згинання зон зникне (рис. 14).

З подальшим збільшенням негативного напруження на затворі концентрація рухливих електронів у поверхні напівпровідника зменшується, виникає область збіднення основними носіями, заряджена позитивно за рахунок некомпенсованого заряду іонізованого донорного домішку. Виникає невелике негативне згинання зон. Поверхневий шар напівпровідника набуває власну провідність. В цьому випадку рівень Фермі збігається з серединою забороненої зони в точці $x = 0$ (на границі діелектрик-напівпровідник). Подальше збільшення негативного зміщення веде до створення в дозатворній області інверсного шару з дірковою провідністю (рис. 15.)

Цей інверсійний шар мав той же тип провідності, що і область істока та стока, а тому і утворюється поверхневий канал провідності, який відділено від підкладки p - n переходом.

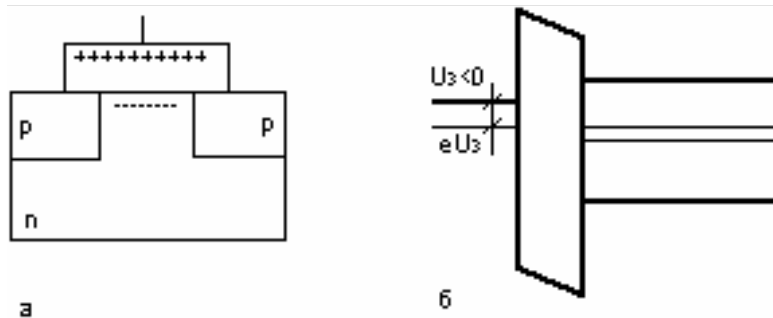


Рис. 14. Структура (а) і енергетична діаграма (б) МДН-транзистора у випадку плоских зон та компенсації заряду поверхневих станів.

Глибина L проникнення об'ємного заряду в підкладку із збільшенням негативного зміщення затвору буде змінюватись незначно. Перехід від збідненого шару до інверсійного відбувається поступово по міри того, як концентрація неосновних носіїв збільшується, а основних зменшується.

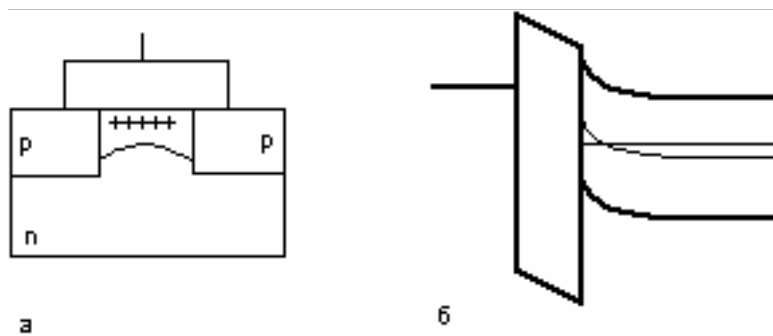


Рис. 15. Структура (а) і енергетична діаграма (б) транзистору у випадку інверсії поверхневої провідності.

Напруження, що відповідає початку провідності в поверхневому каналі, називається пороговим $U_{пор}$.

При зростанні негативного напруження на затворі провідність

інверсійного каналу та його глибина збільшується. Позитивне напруження на підкладці збільшує товщину шару об'ємного заряду та провідність каналу.

Якщо поміж істоком та стоком прикладена напруга U_c , в каналі тече струм I_c , величина якого залежить від U_g . Ця залежність обумовлює вхідну характеристику МДН-транзистору. Її вигляд вказано на рис. 16.

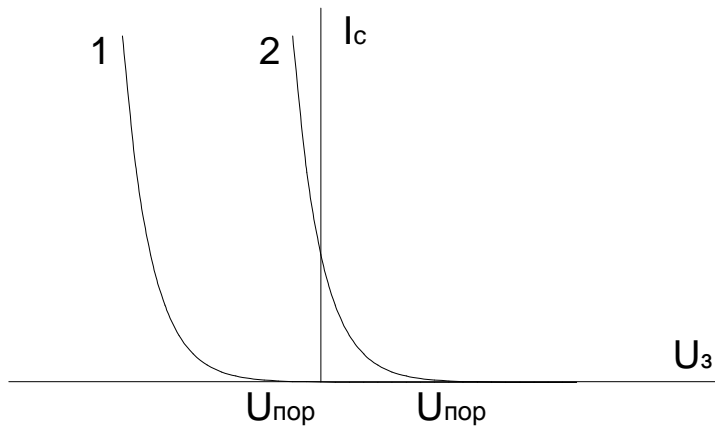


Рис. 16. Стокозатворні характеристики МДН-транзистора з р-каналом: 1 – з індукованим каналом, 2 – з вбудованим каналом.

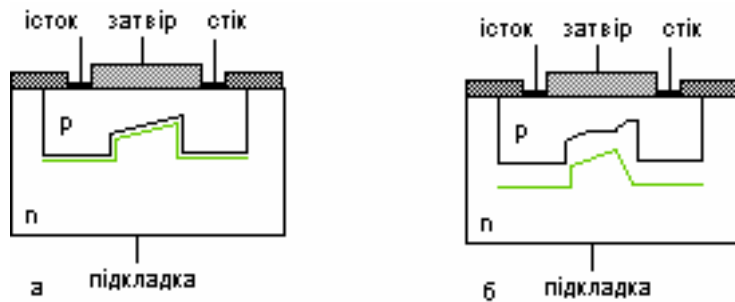


Рис. 17. Вплив напруження стоку на форму поверхневого каналу. Пунктиром позначено границю області просторового заряду.

до збільшення шару об'ємного заряду на p - n переході (рис. 17, б). Зменшення глибини каналу в області стоку веде до виникнення нелінійної залежності $I_c = f(U_c)$. Подальший ріст U_c створює перекидання каналу шаром об'ємного заряду. Починаючи з цього напруження на частині каналу вільного від об'ємного заряду, стабілізується і струм залишається незмінним по величині.

Для аналітичного опису вихідних характеристик МДН-транзистору з каналом p -типу виведено рівняння:

$$I_c = \beta \left[(U_з - U_{пор}) U_c - \frac{1}{2} U_c^2 \right] \quad (51)$$

де $\beta = \frac{C_0 \cdot \mu_p}{l^2}$; C_0 – вхідна ємність затвір-істок, μ_p – рухливість дірок в каналі, l – довжина каналу.

Рівняння (51) описує круту область вихідної характеристики. Для визначення границі поміж крутою та пологою областями використовується наближений метод. При малих величинах U_c основну роль в рівнянні (51) грає перший доданок. Швидкість зростання I_c зменшується і при деякому значенні струм має досягти максимальної величини, після чого згідно рівняння повинно

Розглянемо зміну струму стока I_c із зміною напруження U_c стоку при незмінному зміщенні затвора. Якщо із зміною U_c не змінюється ширина каналу та концентрація основних носіїв в каналі, то залежність I_c від U_c буде описуватись лінійною функцією. Така залежність спостерігається при низьких напруженнях U_c . Однак із збільшенням U_c поступово зменшується концентрація основних носіїв в каналі, починаючи з області протилежної до стоку, рис. 17.

Це веде до сповільнення зростання струму стоку I_c , бо із зростанням U_c в області стоку буде компенсуватися напруження, прикладене до затвора. Це веде до зменшення глибини каналу в цій області.

Крім цього збільшиться різниця потенціалів між каналом і підкладкою, що веде

початися його спад.

На практиці зменшення струму стоку нема, отже, починаючи з цього моменту потрібне інше рівняння характеристики. Знайдемо максимальне значення струму стоку – прирівняємо нулю похідну $\frac{dI_c}{dU_c} = 0$. Розв'язуючи це

рівняння, здобудемо, що $U_c = U_3 - U_{nop}$.

$$I_{c \max} = -\frac{\beta}{2}(U_3 - U_{nop})^2 \quad (52)$$

Рівняння (52) справедливо при: $|U_c| \geq |U_3| - |U_{nop}|$.

Основні параметри МДН-транзистора

1. Порогова напруга – U_{nop}

$$U_{nop} = -\frac{Q_{SS} + Q_{зб}}{C_0} \quad (53)$$

де Q_{SS} – густина заряду поверхневого стану; $Q_{зб}$ – густина заряду збідненої області каналу; C_0 – питома ємність затвор-канал $C_0 = \frac{\epsilon_d \epsilon_0}{d_g}$; ϵ_d – діелектрична

проникність діелектрика; d_g – товщина шару діелектрика над каналом.

Порогова напруга – це напруга на затворі, необхідна для нейтралізації заряду діелектрика та в області просторового каналу.

2. Крутість характеристики – S

Крутість S характеризує залежність вихідного струму від вхідної напруги. Вона визначається як відношення струму до прирощення напруги на затворі.

$$S = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_c} \right|_{u_c=const} \quad \frac{\partial I_c}{\partial U_3} = \frac{\partial \left[-\frac{\beta}{2}(U_3 - U_{nop})^2 \right]}{\partial U_3} = -\beta(U_3 - U_{nop})$$

Для порогової області характеристики

$$S = \beta(U_3 - U_{nop}) \quad (54)$$

Для крутої області характеристики

$$S = \beta \cdot U_c \quad (55)$$

3. Динамічний опір струму r_c

r_c - динамічний опір струму в крутій області характеристики,

$$r_c = \frac{1}{g_c}; \quad g_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_c} = -\beta(U_3 - U_{nop}) + \beta \cdot U_c$$

де g_c - динамічна провідність стоку; при $U_c \rightarrow 0$ $g_c = -\beta(U_3 - U_{nop})$.

Звідси

$$r_c = \frac{1}{\beta(U_3 - U_{nop})} \quad (56)$$

Стабільність роботи МДН-транзисторів

Нестабільність роботи МДН-транзистора обумовлено наступним:

1. Нестабільність величини порогової напруги. Це пов'язано з тим, що в підзатворному діелектрику під дією сильного електричного поля може відбуватися дрейф позитивного заряду. Природа цього обумовлена кисневими вакансіями в шарі діелектрика (як правило, це SiO_2) на границі розділу діелектрик-напівпровідник ($\text{Si} - \text{SiO}_2$); іонами лужних металів та водню в діелектрику.
2. Нестабільністю параметрів МДН-транзистора внаслідок існування струмів витіку між истоком та стоком.

Умовні позначення та цокольовка польових МДН-транзисторів

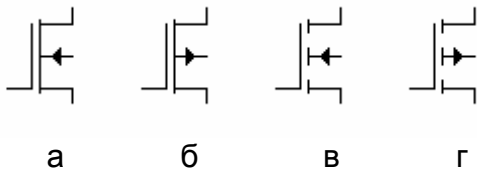


Рис. 18. Умовні позначення польових МДН-транзисторів.

Умовні схемні позначення МДН-транзисторів зображені на рис. 18 (а, б – n та p -каналні транзистори з вбудованим каналом; в, г – n та p -каналні транзистори з індукованим каналом), а їх цокольовка на рис. 19.

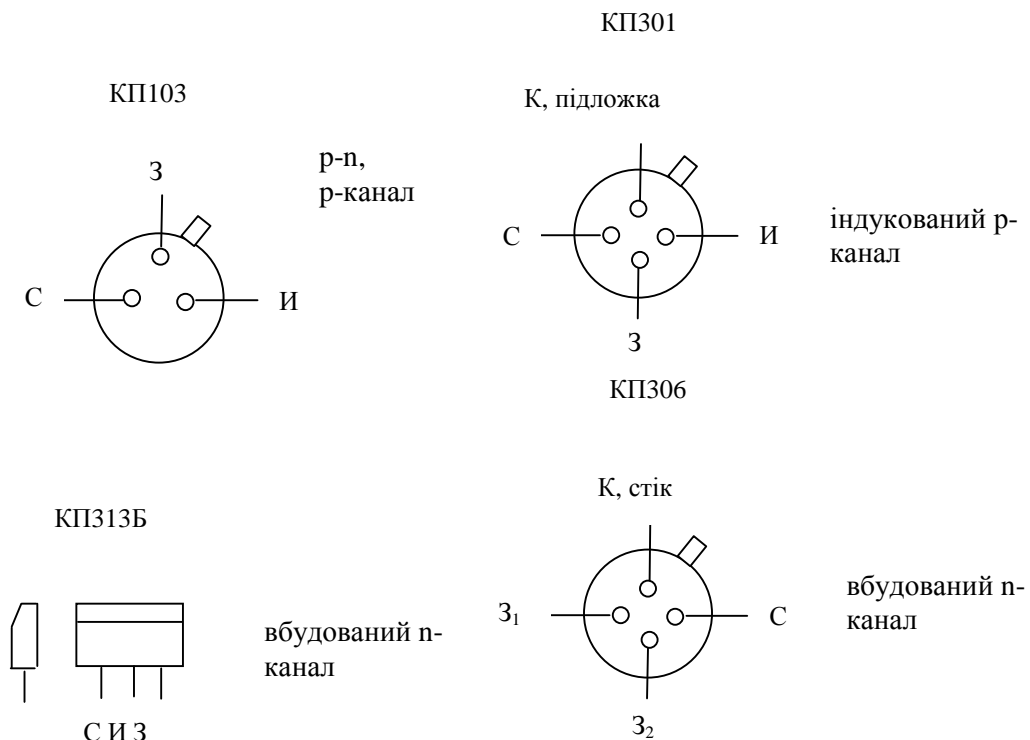


Рис. 19. Цокольовка широкоросповсюджених польових транзисторів

Порядок виконання роботи

Для проведення експерименту необхідно пристрій для вимірювань параметрів МДН-транзисторів підготувати до роботи. Пристрій зображений на рис. 20.

1. Перемикач (4) поставити в положення (9В), до гнізд (6), (11), (12) приєднати

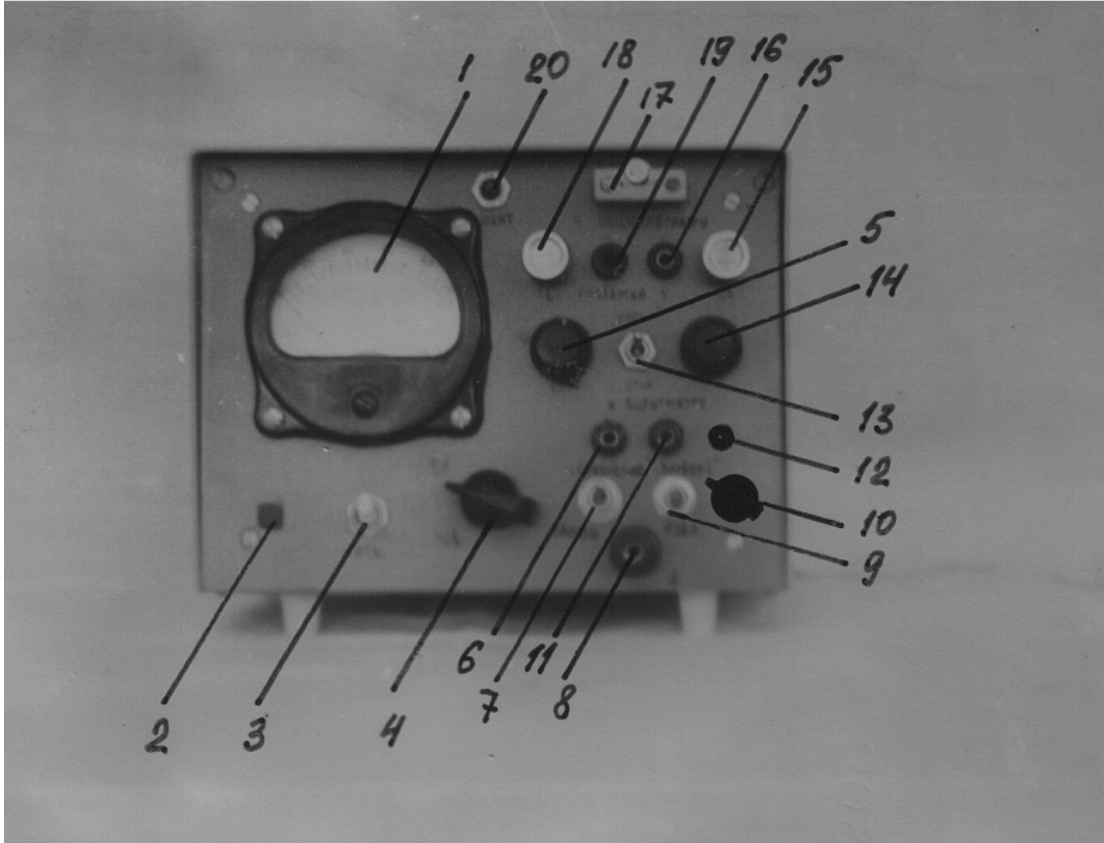


Рис. 20. Пристрій для вимірювання параметрів МДН-транзисторів

універсальні вольтметри.

2. Перемикачі (7) та (9) встановити у положення в залежності від типу транзистора: для транзисторів з ізолюваним затвором і вбудованим каналом перемикач (7) перевести в положення “обеднение”, а перемикач (9) – “подложка”; для транзисторів з ізолюваним затвором і індукованим каналом перемикач (7) перевести в положення “обагачение”, а перемикач (9) – “подложка” для однозатворних транзисторів та “затвор 2” для двохзатворних.
3. Зняти стоко-затворні характеристики МДН-транзистора, для чого регулюючи перемінними резисторами (5) і (14) напругу на затворах спостерігають за зміною струму стоку по приладу (1).
4. Зняти вхідні характеристики МДН-транзистора, для чого регулюючи перемінним резистором (10) напругу, що прикладається до стоку-істока польового транзистора, також спостерігають за зміною струму стоку по приладу (1).
5. Визначити порогову напругу, для чого натиснути кнопку (20) “шунт” і установити по приладу струм 10 мкА ручкою (14). Напруга, що покаже вольтметр вимірюючий U_3 і буде пороговою напругою.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕРХНІ КРЕМНІЮ C-V МЕТОДОМ

Мета роботи: Ознайомлення з C-V методом визначення щільності поверхневих станів напівпровідників та основними методами їх вимірювання.

Питання теорії

Розглянемо причини виникнення поверхневих станів, їх можна поділити на три типи: порушення періодичності кристалічної ґратки внаслідок її розриву на поверхні, який приводить до появи рівнів Тамма; наявність некомпенсованих валентних зв'язків поверхневих атомів (рівні Шоклі) та спотворення потенціалу ґратки поверхні, яке викликане адсорбованими атомами та різного роду поверхневими дефектами. Рівні Шоклі та Тамма характеризують ідеальну поверхню. На реальній поверхні вирішальну роль мають поверхневі рівні, які обумовлені поверхневими дефектами. До їх числа можна віднести точкові дефекти, які являють собою атомні порушення в окремих точках ґратки (наприклад, вакансії атомів у вузлах ґратки або поява міжвузельних атомів), а також лінійні та об'ємні дефекти (дислокації, дірки і т.п.).

З точки зору зонної структури напівпровідника наявність поверхневих дефектів або адсорбованих атомів приводить до утворення в забороненій зоні напівпровідника дозволених рівнів, зосереджених на поверхні. На такі рівні можуть переходити електрони із валентної зони, або ж електрони з поверхневих рівнів зможуть переходити в зону провідності. Тому поверхня напівпровідника буде зарядженою.

Поверхневі стани, обумовлені наявністю вільної поверхні (рівні Тамма та Шоклі), адсорбцією чужих атомів, а також різними дефектами поверхні, знаходяться в надійному контакті з об'ємом напівпровідника. Тому час встановлення рівноваги цих станів з об'ємом напівпровідника є невеликим – приблизно 10^{-7} с та менше. Тому такі поверхневі стани прийнято іменувати швидкими.

Окрім швидких станів існують поверхневі стани, рівновага яких з об'ємом напівпровідника встановлюється значно повільніше: від 10^{-2} с до декількох хвилин і навіть годин. Такі стани одержали назву повільних. Їх існування пов'язане з наявністю на поверхні напівпровідника окисної плівки, в об'ємі якої вони локалізуються. Великий час їх релаксації зв'язаний з тим, що проходження електронів через шар окислу ускладнене.

У відповідності з умовою електронейтральності напівпровідника зарядка його поверхні при заповненні поверхневих станів супроводжується виникненням поблизу поверхні об'ємного заряду, який нейтралізує дію поверхневого заряду.

Нейтралізація відбувається шляхом притягання до поверхні носіїв протилежного знаку та відбивання носіїв з тим же знаком заряду. Тому поверхневий шар напівпровідника буде збагачений носіями із знаком, протилежним знаку заряду поверхні. Товщина шару об'ємного заряду, на протязі якого відбувається нейтралізація поверхневого заряду, залежить від концентрації

вільних носіїв. Як правило, її оцінюють так званою Дебаєвською довжиною екранування:

$$L_D = \left(\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot T}{2 \cdot q^2 \cdot n_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (57)$$

де ε_0 – діелектрична проникливість вакууму; ε – відносна діелектрична проникливість досліджуваного зразка; n_i – концентрація вільних носіїв.

Таким чином, у поверхні напівпровідника існує область, електричні властивості якої визначаються переважно величиною заряду поверхні. У цій області концентрація вільних носіїв струму може суттєво відрізнятись від об'ємної концентрації. Зарядка поверхні напівпровідника викликає зміну потенціалу від поверхні до об'єму, а значить, і вигин енергетичних зон. Якщо поверхня заряджена негативно, енергетичні зони вигинаються вгору, тому що потенціальна енергія електрону від об'єму до поверхні росте. Якщо поверхня заряджена позитивно, відбувається вигин зон вниз.

C-V метод визначення щільності поверхневих станів

Суть C-V методу полягає в вимірюванні ємності МДН структури в залежності від величини електричного поля, яке прикладене до поверхні напівпровідника перпендикулярно.

Для якісного описування C-V характеристик скористуємося моделлю ідеальної МДН структури, в якій відсутні поверхневі стани, а струмом витоку в діелектрик можна нехтувати, відсутні фіксовані об'ємні заряди та повільні стани. Умовимося, що роботи виходу напівпровідника та металу рівні. Частіше за все вживаються МДН структури, в яких як напівпровідник використовується кремній, а діелектриком служить зрощений на ньому шар окислу SiO₂. Контактими є напилені на поверхні напівпровідника та діелектрика плівки металу.

На рис. 21 показана енергетична діаграма МДН структури з напівпровідником n-типу в відсутності зовнішньої напруги. Якщо прикласти до електроду, розташованого на шарі діелектрику позитивний потенціал, то електрони із об'єму притягнуться до поверхні. Тонкий приповерхневий шар збагачується основними носіями, поверхневий потенціал збільшується, і енергетичні зони згинаються вниз (рис. 21, б).

Із зміною величини позитивної напруги товщина цього шару практично не змінюється, а щільність заряду при накопиченні може необмежене зростати. Заряд із зміною поверхневого потенціалу змінюється експоненціально, а тому ємність шару швидко зростає із збільшенням прикладеної до структури напруги. На тому ж рисунку показане розподілення зарядів у МДН структурі.

При невеликому негативному зміщенні електрони відштовхуються від поверхні напівпровідника і виникає шар з бідними основними носіями. Із збільшенням негативного потенціалу зростає область просторового заряду, який за величиною дорівнює заряду на керуючому електроді, розширюється, і ємність збідненого шару напівпровідника повинна зменшуватися. На рис. 21, в показана енергетична діаграма МДН структури для даного випадку.

У розглянутих прикладах основні носії будуть слідувати за напругою зміщення з постійною часу встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги (максвелівський час релаксації) $\sim 10^{-12}$ с. У зв'язку з цим на ділянках збагачення та збіднення ємність поверхневого шару напівпровідника буде однаково змінюватися як для повільної зміни напруги, так і для досить швидкої. Іншими словами вона буде себе вести однаково при вимірюванні на низьких (НЧ) та високих (ВЧ) частотах. При подальшому зміщенні негативного потенціалу енергетичні зони можуть бути зігнуті вгору настільки, що рівень середини забороненої зони перетне рівень Фермі напівпровідника і відбудеться інверсія, тобто концентрація витягнутих полем до поверхні дірок перебільшить концентрацію електронів і тип провідності напівпровідника поблизу поверхні зміниться на протилежний (рис. 21, г). Дірки розташовуються в досить тонкому шарі і, як у випадку збагачення, їх заряд експоненціально росте із збільшенням поверхневого потенціалу.

Через це ємність інверсійного шару також швидко зростає. Це справедливо лише при повільній зміні прикладеної напруги, тому що зміщення неосновних

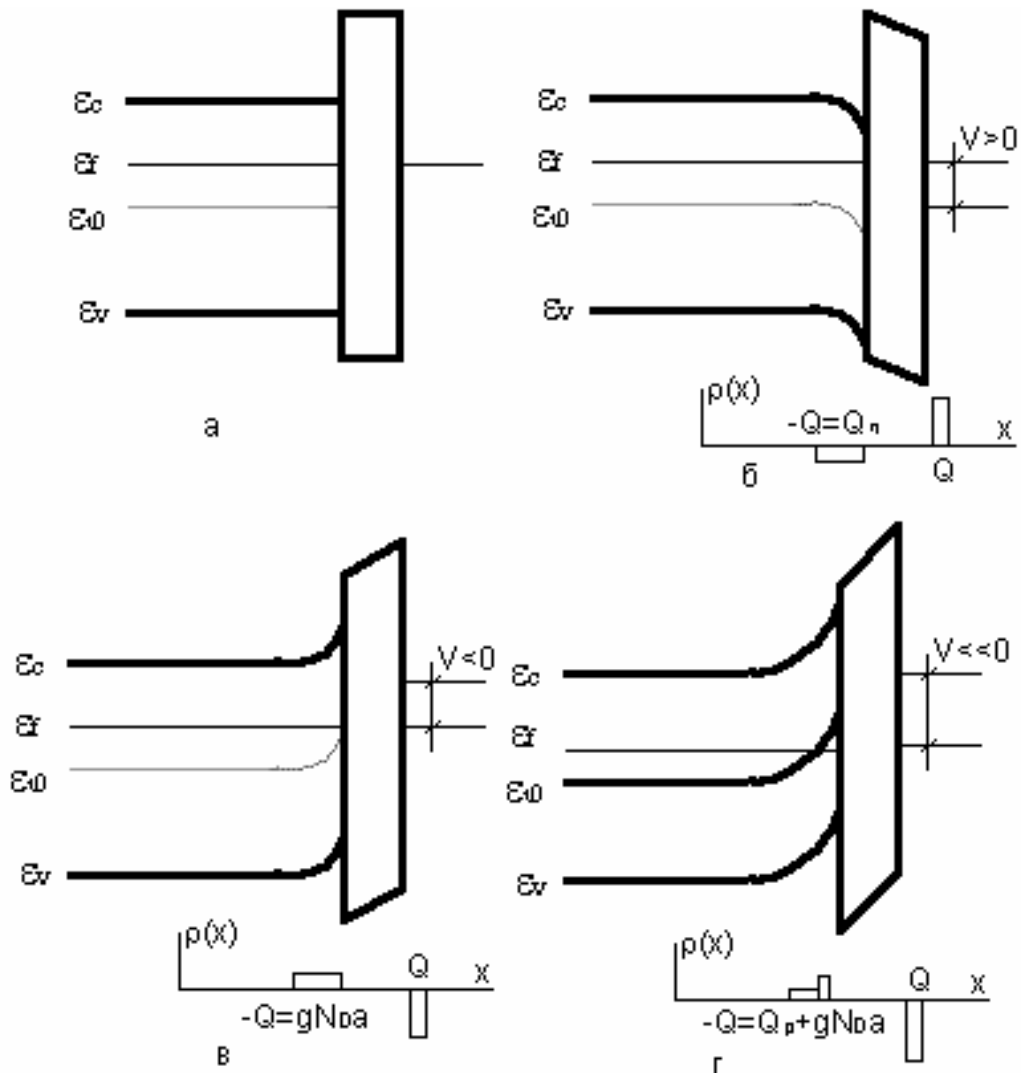


Рис. 21 Енергетичні діаграми та розподіл зарядів для ідеальної МДН структури: а – зовнішня напруга відсутня ($V = 0$); б – режим збагачення ($V > 0$); в – режим збіднення ($V < 0$); г – режим інверсії ($V \ll 0$)

носіїв – відносно повільний процес, і ємність, яка відповідає випадку інверсії для НЧ та ВЧ, різна. ВЧ ємністю, обумовленою зміною концентрації дірок, можна практично нехтувати. Повна ВЧ ємність визначається ємністю збідненого шару, яка після інверсії практично не змінюється.

Ідеальну МДН структуру можна уявити у вигляді двох послідовно з'єднаних ємностей. Одна із них (C_α) постійна і залежить від товщини шару і властивостей діелектрика:

$$C_\alpha = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_\alpha}{\alpha_{SiO_2}}, \quad (58)$$

де ϵ_α – діелектрична проникність окислу; α_{SiO_2} – товщина окисного шару.

Друга C_{Si} являє собою ємність поверхневого шару напівпровідника і змінюється в залежності від прикладеної напруги:

$$C_{Si} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{\alpha} \quad (59)$$

де ϵ_{Si} – діелектрична проникність кремнію; α – товщина шару кремнію, збідненого носіями. Повна ємність структури визначається таким виразом:

$$C = \frac{C_\alpha \cdot C_{Si}}{C_\alpha + C_{Si}}. \quad (60)$$

Відповідно до вищезгаданого при вимірюванні ємності на низьких частотах повна ємність C у режимі збагачення та інверсії буде визначатись послідовно з'єднаними ємністю $C_\alpha = \text{const}$ та швидко зростаючою з підвищенням напруги зміщення ємністю C_{Si} . Причому C_{Si} набагато перевищує величину C_α . І повна ємність $C = C_\alpha$. У проміжному інтервалі напруги (режим збіднення та слабкої інверсії) ємність буде приймати значення між C_{\min} та C_α (рис. 22). В області інверсії як згадувалось вище, ємність C_{Si} незмінна і близька до C_{\min} .

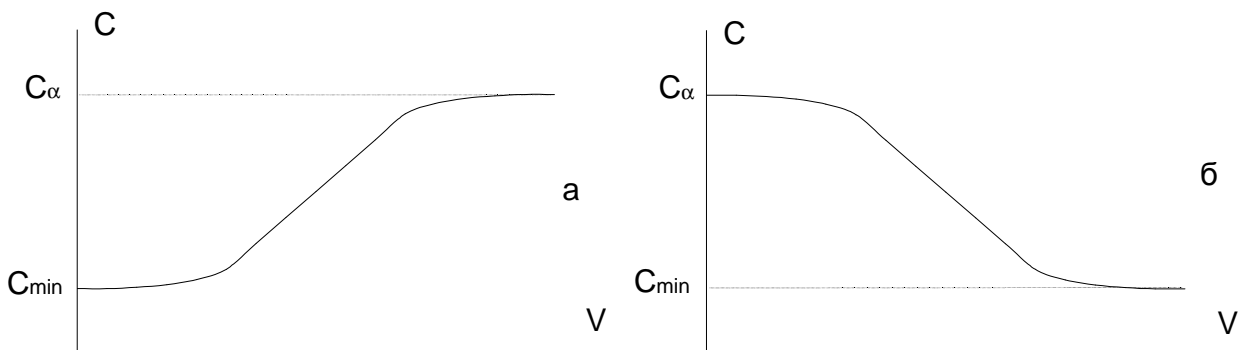


Рис. 22. C - V характеристики МДН структур з напівпровідниками n – (а) та p (б) типів

Еквівалентна схема МДН структури та побудова теоретичної C - V характеристики

Як видно із вищесказаного, змінність МДН структури залежить від величини прикладеної напруги. У зв'язку з цим вводять поняття диференційної питомої ємності МДН конденсатора:

$$C_{\alpha} = \frac{\partial Q}{\partial V}, \quad (61)$$

де Q – густина заряду конденсатора; V – напруга на ньому.

Величина згину енергетичних зон на поверхні Y_S зв'язана з потенціалом поверхні φ_S таким чином:

$$Y_S = \frac{q \cdot \varphi_S}{k \cdot T} \quad (62)$$

Повний заряд ємності C , складається із заряду поверхневого шару напівпровідника Q_S та заряду поверхні, зв'язаного з наявністю поверхневих станів Q_{SS} :

$$Q = Q_S + Q_{SS} = C_d \cdot V_d, \quad (63)$$

де C_d – питома ємність конденсатора з діелектричним прошарком товщиною d ; V_d – напруга на цьому конденсаторі.

Ємність МДН структури являє собою дві послідовно з'єднані ємності C_d та C_{Si} . У свою чергу, C_{Si} складається із ємності, яка визначається об'ємним зарядом C_S та ємністю, обумовленою поверхневими станами C_{SS} :

$$C_{Si} = C_S + C_{SS}. \quad (64)$$

В ідеальній МДН структурі поверхневі стани відсутні ($Q_{SS} = 0$, $C_{SS} = 0$, $C_{Si} = C_S$, $Q=Q_S$), і повна ємність:

$$C = \frac{C_S \cdot C_d}{C_S + C_d}. \quad (65)$$

Ємність C_d постійна і обчислюється за формулою (58) тому для побудови теоретичної C - V характеристики досить знайти залежність $C_S(V)$.

Розглянемо поведінку C_S окремо для n - та p - напівпровідників для випадку, коли вимірювання проводяться на досить високій частоті, де зміна ємності в режимі інверсії практично не проявляється.

Для напівпровідників p -типу (параметр $\lambda = \frac{p_0}{n_i} \gg 1$)

$$C_S = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}}{2 \cdot L_D} \left[\frac{(1 - e^{-Y_S})}{(e^{-Y_S} + Y_S - 1)^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (66)$$

$$Q_S = -\frac{Y_S}{|Y_S|} 2 \cdot n_i \cdot q \cdot L_D \cdot \lambda^{\frac{1}{2}} [e^{-Y_S} + Y_S - 1]^{\frac{1}{2}}, \quad (67)$$

де L_D – Дебаєвська довжина екранування.

Для напівпровідників n -типу ($\lambda = \frac{n_i}{n_0} \gg 1$) в областях збагачення та збіднення

$$C_S = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}}{2 \cdot L_D} \left[\frac{(1 - e^{Y_S})}{(e^{-Y_S} - Y_S - 1)^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (68)$$

$$Q_S = -\frac{Y_S}{|Y_S|} 2 \cdot n_i \cdot q \cdot L_D \cdot \lambda^{\frac{1}{2}} [e^{Y_S} - Y_S - 1]^{\frac{1}{2}}. \quad (69)$$

Формули (66) та (68) справедливі для таких значень Y_S : $Y_S - 1 > e^{Y_S} \cdot \lambda^2$ (для p -напівпровідника), $(-Y_S - 1 > e^{-Y_S} \cdot \lambda^{-2}$ для n -напівпровідника).

Ці формули дають залежність заряду та ємності від потенціалу поверхні напівпровідника. Як правило, під C - V характеристикою розуміють залежність ємності від напруги, прикладеної до МДН-структури, яка зв'язана з $\varphi_S = Y_S \frac{kT}{q}$ таким співвідношенням:

$$V = \varphi_S - \frac{Q_S}{Q_d} \quad (70)$$

C - V характеристика реальної МДН структури

На рис. 22 представлена енергетична діаграма ідеальної МДН структури для випадку, коли метал та напівпровідник мають рівні величини роботи виходу. Тому в відсутності напруги реалізується так званий режим "плоских зон" (відсутній вигин зон поблизу поверхні). У реальних МДН-структурах (з урахуванням поверхневих станів) роботи виходу металу та напівпровідника різні, тому навіть у відсутності зовнішньої напруги завжди спостерігається скривлення рівнів біля поверхні і на ній з'являється деякий заряд, знак якого залежить від знаку різниці робіт виходу.

Електричне поле, яке при цьому виникає складається з полем, утвореним прикладеною напругою, в результаті чого C - V характеристика зсувається по вісі

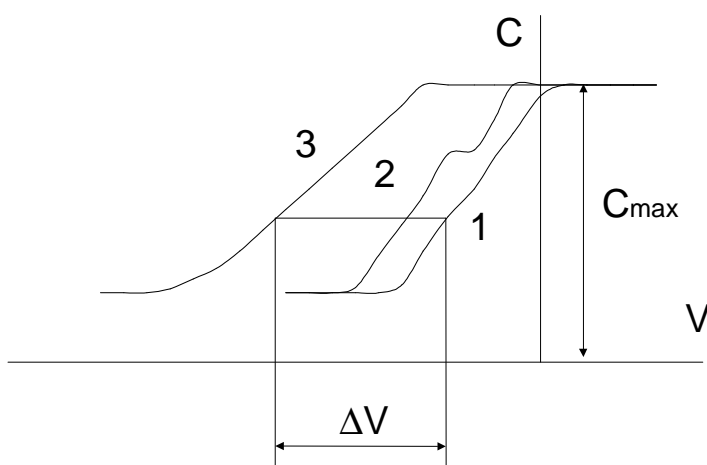


Рис. 23. C - V характеристика: 1 – ідеальна МДН-структура; 2 – з розподіленням по забороненій зоні поверхневими станами; 3 – з моноенергетичними поверхневими станами

напруги без зміни форми. Аналогічний зсув C - V характеристики відбувається і в тому випадку, якщо в об'ємі діелектрика існує фіксований заряд.

У реальних структурах на границі поділу діелектрик-напівпровідник у забороненій зоні завжди мають місце дозволені поверхневі стани. Якщо поверхневі стани безперервно розподілені в забороненій зоні напівпровідника, то масимальний внесок у C_{SS}

дають ті із них, які розташовані близько до рівня Фермі. При відстані від E_f більше, ніж $3kT$, перезарядка практично не відбувається. Змінюючи прикладену до МДН структури напругу, можна досягнути перетину любого рівня з рівнем Фермі і такни чином визначається розподіл густини поверхневих станів N_{SS} по забороненій зоні. Так само, як і для випадку фіксованого в діелектрику заряду, зарядка поверхневих стевів приводить до зсуву $C-V$ характеристики по вісі напруги. Але на відміну, від розглянутих випадків тут характеристика зсувається не паралельно; а в кожній точці на величину, яка залежить від заряду Q_{SS} в цій точці. На рис. 23 представлені ВЧ $C-V$ характеристики для трьох випадків: крива 1 відповідає розрахунковій $C-V$ характеристиці; крива 2 експериментальна $C-V$ характеристики для випадку, коли поверхневі стани розподілені рівномірно в забороненій зоні напівпровідника; крива 3 демонструє, як перетворюється характеристика, коли мають місце лише моноенергетичні поверхневі стани. Як зазначалось вище, при безперервному розподіленні поверхневих рівнів зсув ΔV неоднаковий для різних V . Для випадку 3 на ділянках, де відбуваються перезарядки поверхневих станів, зсув один і той же і крива іде паралельно теоретичній залежності.

Вимірювальна установка

Для дослідження $C-V$ характеристик використовується установка блок схема якої представлена на рис. 24.

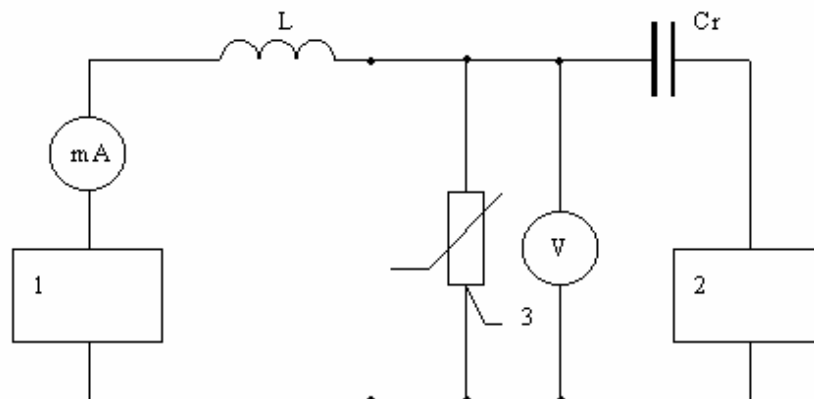


Рис. 24. Блок схема установки для вимірювання $C-V$ характеристик. 1 – джерело постійного електричного поля; 2 – ємнісний міст E7-8; 3 – досліджуваний зразок.

Зразок підключається до джерела постійної напруги через індуктивність L , що разом з вихідним опором джерела постійної напруги утворить фільтр високих частот. Міст змінного струму підключається до зразка через розділовий конденсатор C_r , що не пропускає постійну складову напруги на міст. Контроль напруги на зразку і струму через зразок здійснюється вольтметром і міліамперметром відповідно.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з принципом роботи та умовами експлуатації приладу Е7-8.
2. Зняти C - V характеристики на МДН структурі (дослід повторити 3 рази).
3. Розрахувати та побудувати теоретичні C - V характеристики для МДН структури.
4. Із порівняння теоретичних та експериментальних кривих побудувати залежності $\Delta V = f(\varphi_s)$ і за їх нахилом визначити величину густини поверхневих станів.

5. За нахилом графіка $\Delta V = f(\varphi_s)$, який визначає похідну $\frac{\partial(\Delta V)}{\partial \varphi}$, обчислити величину $N_{SS}(\varphi_s)$ в даній точці φ_s за формулою

$$N_{SS}(\varphi_s) = \frac{C_\alpha}{q^2} \frac{\partial(\Delta V)}{\partial \varphi_s}$$

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до виконання лабораторних робіт
з курсу
“Фізика напівпровідникових приладів та мікросхем”

Укладачі: к.ф.-м.н. І.В. Гомілко І.В., д.ф.-м.н. О.В. Коваленко, д.ф.-м.н.
О.С. Тонкошкур