

---

# ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

---

## PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

---

---

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e  
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171224>

### ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха\**

Одеський державний екологічний університет,  
факультет комп'ютерних наук,  
вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

тел. (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

\* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,

факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,

пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,

пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

*E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com*

### ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха*

**Анотація.** У третій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто фізику процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу  $\psi_s$ , який у свою чергу визначається напругою на затворі  $V_G$ . Ми одержали

достаточно общую формулу, что связывает  $V_G$  с  $\psi_s$ . Мы рассмотрели поведение  $Q \propto \psi_s$  и  $Q \propto V_G$  также для совсем другой структуры MOS, структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), что характерно для современной тенденции миниатюризации транзисторов. Мы убедились, что основные особенности структуры ETSOI подобны свойствам массивной структуры MOS.

**Ключевые слова:** нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный источник

## PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: GATE VOLTAGE AND SURFACE POTENTIAL, MOBILE CHARGE IN BULK MOS AND IN THIN SOI

*Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha*

**Abstract.** In the third one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the physics of processes in the semiconductor substrate MOSFET was discussed. This physics is determined by the bending of the zones, which depends on the surface potential  $\psi_s$ , which in its turn is determined by the gate voltage  $V_G$ . A sufficient general equation connecting  $V_G$  with  $\psi_s$  is obtained. The behavior  $Q \propto \psi_s$  and  $Q \propto V_G$  is also considered for a completely different structure of MOS, a structure with an exceptionally thin silicon on insulator substrate ETSOI, typical for the current trend of miniaturization of transistors. Nevertheless, we demonstrate that the main features of the structure of ETSOI are similar to those of the massive structure of MOS.

**Keywords:** nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, ETSOI, transistor metrics, transistor control, virtual source

## ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: НАПРЯЖЕНИЕ НА ЗАТВОРЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, ПОДВИЖНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАРЯД В МАССИВНОЙ СТРУКТУРЕ MOS И В ТОНКОЙ SOI

*Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха*

**Аннотация.** В третьей из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, мы рассмотрели физику процессов в полупроводниковой подложке MOSFET. Эта физика определяется изгибом зон, зависящим от поверхностного потенциала  $\psi_s$ , который в свою очередь определяется напряжением на затворе  $V_G$ . Получено достаточное общее уравнение, связывающее  $V_G$  с  $\psi_s$ . Рассмотрено поведение  $Q \propto \psi_s$  и  $Q \propto V_G$  для совершенно другой структуры MOS, структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), характерной для нынешней тенденции миниатюризации транзисторов. Мы убедились, что основные особенности структуры ETSOI подобны свойствам массивной структуры MOS.

**Ключевые слова:** нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный источник

## 1. Вступ

Основним пристроєм сучасної електроніки залишається польовий транзистор метал-діелектрик-напівпровідник з ізолюваним затвором MOSFET, а тому розуміння базових принципів його роботи належить до обов'язкових компетенцій кожного сучасного науковця, викладача чи інженера, причетного до цієї сфери. Теорію роботи MOSFET було побудовано ще в 60-ті роки минулого століття (див. напр. [1 – 3]). Відтоді вона зазнала суттєвого розвитку; проте в основному підхід до моделювання транзисторів залишився той самий, що й 50 років тому.

У першій з нової серії наших методичних оглядових статей [4] ми дали загальний опис транзистора MOSFET, що є базовим пристроєм сучасної електроніки. Ми розглянули фізичну структуру MOSFET та його вольт-амперні характеристики двох типів – вихідні й передавальні, описали 10 метричних показників MOSFET, достатніх для аналізу якості нанотранзисторів, обговорили принципи керування польовими транзисторами через прикладання напруги на затвор. Показано, що завжди існує бар'єр на межі поміж стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Нашу наступну статтю [5] було присвячено викладові класичної теорії MOSFET. Ми обговорили тільки найсуттєвіші ідеї звичного підходу, який також отримав назву «згори – вниз». Зокрема, ми обмежилися моделюванням лінійної області та області насичення вольт-амперних характеристик (ВАХ).

У продовження викладу фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, розпочаємо в [4, 5], розгляньмо, як пов'язані поміж собою поверхневий потенціал і напруга на затворі,  $\psi_s \propto V_G$  (рис. 1).

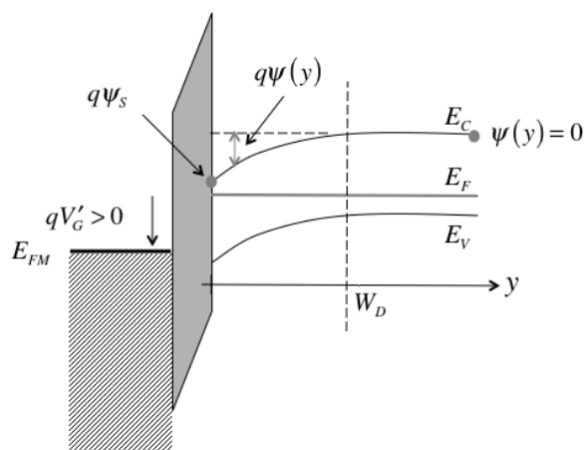


Рис. 1. Зонні діаграми при додатній напрузі на затворі  $V'_G > 0$ , яка генерує додатний поверхневий потенціал у напівпровіднику й падіння напруги на оксидній плівці.

Спершу ми покажемо, як встановити цю точну залежність  $\psi_s(V_G)$ , а також знайдемо наближений розв'язок. Напругу на затворі, необхідну для переведення напівпровідника в режим інверсії, називають пороговою напругою  $V_T$  (див. [4, 5]). Це та напруга на затворі, яка потрібна для досягнення рівності  $\psi_s = 2\psi_B$ , а відтак для переведення MOSFET у режим «ON». Згодом ми обговоримо ємність затвору, яку часто використовують для характеристики структури MOS, та її зв'язок із напругою на затворі. Далі ми докладно розглянемо електронний заряд у масивній структурі MOS та в структурі SOI (кремній на ізоляторі, Silicon-On-Insulator) з дуже тонкою кремнієвою підкладкою. Ще докладніше обговорення цих питань можна знайти в [1, 2, 3, 6].

## 2. Напруга на затворі та поверхневий потенціал

Щоб знайти залежність  $\psi_s \propto V_G$ , пригадаємо, що падіння напруги на затворі є сумою падінь напруги на оксидній плівці та на напівпровідниковій підкладці:

$$V'_G = \Delta V_{ox} + \Delta V_{semi} = \Delta V_{ox} + \psi_s \quad (1)$$

Падіння напруги на оксидній плівці – це добуток електричного поля на товщину цієї плівки,

$$\Delta V_{ox} = E_{ox} t_{ox}, \quad (2)$$

де електричне поле визначається поверхневим зарядом напівпровідника (теорема Гаусса); зарядом, який може бути на межі поділу SiO<sub>2</sub>/Si, ми поки нехтуємо, тому:

$$\varepsilon_{ox} E_{ox} = -Q_s(\psi_s). \quad (3)$$

З (2) та (3) випливає, що

$$\Delta V_{ox} = -\frac{Q_s(\psi_s)}{C_{ox}}, \quad (4)$$

де

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad [\Phi/M^2] \quad (5)$$

це поверхнева електрична ємність конденсатора, яким по суті є MOSFET (рис. 2).

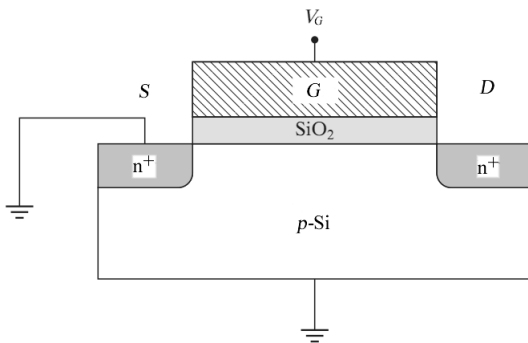


Рис. 2. MOSFET – це конденсатор з p-n-переходами.

Нарешті, з (1) та (4) ми знаходимо пошукуваний зв'язок напруги на затворі з поверхневим потенціалом:

$$V'_G = -\frac{Q_s(\psi_s)}{C_{ox}} + \psi_s. \quad (6)$$

Рівняння (6) справедливе для ідеального електроду затвору за відсутності заряду на межі поділу SiO<sub>2</sub>/Si, так що при V'\_G = 0 зони плоскі й  $\psi_s = Q_s = 0$ .

Розгляньмо ситуацію, коли робота виходу електроду затвора  $\Phi_j$  менша від роботи виходу напівпровідника  $\Phi_s$  (рис. 3). Діаграма рівноважної зонної структури показує, що існує вбудований потенціал  $\Delta V_{ox}$ . При нульовій напрузі на затворі електростатичний потенціал затвору це  $-(\Phi_M - \Phi_S)/q$ . Очевидно, що за прикладання до затвору напруги, яка еквівалентна різниці робіт виходу метал/напівпровідник  $\Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}$ , вплив цієї різниці робіт виходу буде нівельовано й зони будуть плоскі. Тому режиму плоских зон не буде при  $V_G = 0$ , а натомість він матиме місце при  $V_G = V_{FB}$ , де

$$qV_{FB} = \Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}. \quad (7)$$

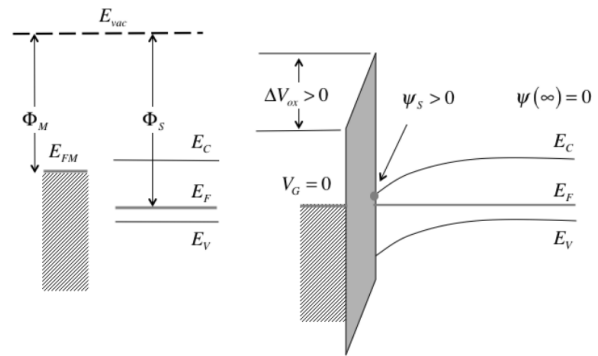


Рис. 3. Вплив різниці робіт виходу напівпровідника  $\Phi_s$  та металу електроду затвору  $\Phi_j$  на 1D структуру MOS. Ліворуч: ізолювані один від одного напівпровідник з рівнем Фермі  $E_F$  і електрод затвору з рівнем Фермі  $E_{FM}$ . Праворуч: результуюча рівноважна зонна структура при нульовій напрузі на затворі  $V_G = 0$ . Вбудований у цю структуру потенціал  $\Delta V_{ox}$  аналогічний до вбудованого потенціалу p-n-переходів (див. вираз (77) роботи [5]), і, як і для p-n-переходів, його не можна виміряти безпосередньо.

Розгляньмо ситуацію докладніше й проілюструємо її кількісно (рис. 4). Коли виконано умову плоских зон, то на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub> зони плоскі. Коли зони плоскі, то й електричне поле на поверхні напівпровідника нульове. Тому електричне поле в SiO<sub>2</sub> теж нульове (за відсутності зв'язаного заряду на

межі поділу):  $E_C$  та  $E_V$  в  $\text{SiO}_2$  також плоскі. Енергії  $E_C$  та  $E_V$  в  $\text{SiO}_2$  відокремлені одна від одної на  $9 \text{ eV}$ . Це ширина забороненої зони  $E_g$ . Різниця між  $E_{vac}$  та  $E_C$  для  $\text{SiO}_2$  складає  $0.95 \text{ eV}$ . Це так звана спорідненість до електрона  $\chi_{\text{SiO}_2}$ . Для кремнію ця спорідненість  $\chi_{\text{Si}} = 4.05 \text{ eV}$ . Різниця в  $3.1 \text{ eV}$  є висота енергетичного бар'єру для електронів на межі поділу  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ . Бар'єр для дірок складає  $4.8 \text{ eV}$ . Через великі значення цих бар'єрів електрони та дірки не можуть проникнути крізь шар діелектрика. Рівень Фермі  $E_F$  в  $n^+$ -poly-Si зазвичай відповідає енергії дна зони провідності  $E_C$ . В  $\text{SiO}_2$  точне розташування рівня Фермі не має істотного значення: якщо розташувати його десь посеред забороненої зони, то величина  $n = N_C e^{(E_C - E_F)/kT}$  буде надзвичайно малою, порядку  $10^{-60} \text{ см}^{-3}$ . Будь-які реальні флуктуації концентрації, зумовлені появою в зоні провідності одного-єдиного електрона, на багато порядків більші від цієї величини. Тому саме питання про розташування  $E_F$  в  $\text{SiO}_2$  не має фізичного сенсу.

Напругу плоских зон визначає різниця робіт виходу затвору та підкладки:

$$V_{FB} = (\Phi_M - \Phi_S)/q \approx -0.7 \text{ В}.$$

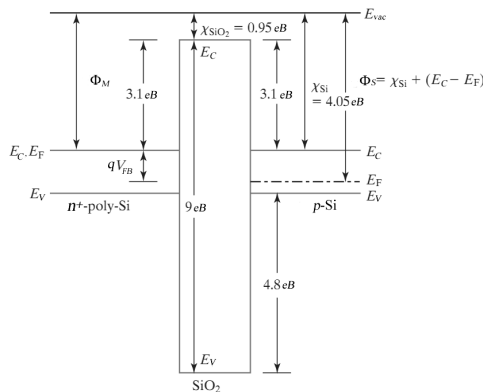


Рис. 4. Діаграма зонної структури MOS за виконання умови плоских зон. Для досягнення цієї умови прикладають напругу  $V_{FB}$  між затвором  $n^+$ -poly-Si та підкладкою p-Si. Показані роботи виходу затвора  $\Phi_M$  і напівпровідника  $\Phi_S > \Phi_M$  [3].

Тепер розглянемо випадок, коли між роботами виходу немає різниці, але на межі поділу  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  є зв'язаний поверхневий заряд

$Q_F, \text{ К/м}^2$ . У цьому випадку замість (3) маємо:

$$\epsilon_{ox} E_{ox} = -Q_S(\psi_S) - Q_F, \quad (8)$$

а рівняння (4) набуде вигляду:

$$\Delta V_{ox} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{C_{ox}} - \frac{Q_F}{C_{ox}}. \quad (9)$$

Коли  $\psi_S = 0$ , заряд  $Q_S = 0$  і зони в напівпровіднику плоскі. Згідно з (1), ця умова плоских зон реалізується при  $V_G = V_{FB} = -\frac{Q_F}{C_{ox}}$ .

В загальному випадку, коли наявна різниця робіт виходу й одночасно присутній поверхневий заряд, умова плоских зон реалізується за напруги на затворі

$$V_{FB} = \frac{\Phi_{MS}}{q} - \frac{Q_F}{C_{ox}}, \quad (10)$$

і тому загальне співвідношення між напругою на затворі й поверхневим потенціалом має вигляд

$$V'_G = V_G - V_{FB} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{C_{ox}} + \psi_S. \quad (11)$$

Можливий випадок, коли заряд на межі поділу  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  не має постійного значення, а залежить від поверхневого потенціалу й характеризується певною функцією розподілу по глибині оксидної плівки [3].

Рівняння (11) – це наше пошукуване співвідношення між напругою на затворі й поверхневим потенціалом у напівпровіднику. Розв'язати його в загальному випадку аналітично й знайти  $\psi_S \propto V_G$  неможливо. На практиці можна взяти певний потенціал  $\psi_S$ , а потім обчислити напругу  $V_G$ , яка створює такий потенціал. Ми вже показали в [4, 5], як можна вирахувати  $Q_S(\psi_S)$  у режимі виснаження. Пізніше ми покажемо, як вирахувати цю залежність в інших режимах.

Розрахунок залежності  $\psi_S \propto V_G$  – річ вельми трудомістка [7 – 9], однак, якісний хід такої залежності, зображений на рис. 5, зрозуміти нескладно. Мірою того, як  $\psi_S$  зростає

від нуля, заряд у шарі виснаження повільно зростає як  $\sqrt{\psi_S}$ : заряд у напівпровіднику не надто великий, тож із (11) випливає, що значна частина напруги, прикладеної до затвору, падає саме на напівпровіднику. Як тільки поверхневий потенціал перевищує  $2\psi_B$ , стає важливим інверсійний заряд; він зростає експоненційно й падіння напруги на діелектричній прокладці робиться істотним. Тепер значна частина напруги, прикладеної до затвору, падає на діелектричній плівці, і дуже важко збільшити поверхневий потенціал понад величину  $2\psi_B$ .

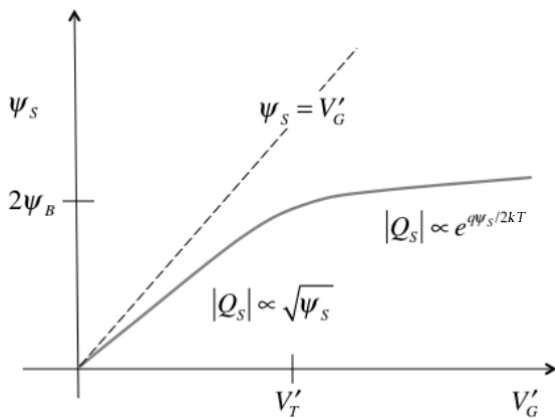


Рис. 5. Очікуваний хід  $Q_S \propto \psi_S$ . Нижче від порогової напруги поверхневий потенціал змінюється лінійно з  $V_{GS}$  як  $\psi_S = V_{GS}/m$ , де  $m \approx 1$ , однак, вище від порогової напруги  $\psi_S \approx 2\psi_B$  і поверхневий потенціал зростає зі збільшенням  $V_{GS}$  повільно, оскільки  $m \gg 1$ .

### Порогова напруга

Одна з можливостей фіксувати порогову напругу  $V_T$  полягає в визначенні такої напруги на затворі  $V_{GS}$ , яка необхідна для вигину зон, за котрого  $\psi_S$  робиться рівним  $2\psi_B$ , що і є межею, після якої починає утворюватися значний інверсійний заряд [7].

З рівняння (11) випливає:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (12)$$

Після початку інверсії поверхневий заряд  $Q_S = Q_D + Q$  формується в основному з заряду виснаження  $Q_D$ : заряд інверсійно го шару  $Q$  все ще невеликий. Покладаючи

$Q_S(2\psi_B) \approx Q_D(2\psi_B)$ , замість (12) одержуємо

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B,$$

а після підстановки виразу для заряду виснаження (81) з [5] остаточно маємо

$$V_T = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B)}}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (13)$$

Цей вираз є ключовим для обчислення порогової напруги, якщо ми знаємо рівень легування каналу й товщину діелектричного шару. Зі збільшенням рівня легування каналу порогова напруга зростає, а зі зменшенням товщини діелектрика – падає. Досі ми вважали, що легування каналу однорідне за товщиною, однак, можна моделювати й випадок неоднорідного профілю легування [10].

Як ми вже відзначали, обговорюючи вираз (79) у попередній нашій статті [5], прикладання напруги оберненого зміщення на витік знижує квазі-фермівський рівень електронів і збільшує поверхневий потенціал при вході в режим інверсії від  $2\psi_B$  до  $2\psi_B + V_{SB}$ , де  $V_{SB}$  – напруга оберненого зміщення між витком  $S$  і підкладкою  $B$ . Тому напруга між затвором  $G$  і підкладкою, яка необхідна для входу в режим інверсії, збільшиться до

$$V_{GB} = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B + V_{SB})}{C_{ox}} + 2\psi_B + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B + V_{SB})}}{C_{ox}} + 2\psi_B + V_{SB}. \quad (14)$$

Напруга між витком і підкладкою це  $V_{SB}$ , тож напруга між затвором і витком  $V_{GS}$  при вході в режим інверсії дорівнюватиме  $V_{GS} = V_T$ , де

$$V_T = V_{GB} - V_{SB} = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B + V_{SB})}{C_{ox}} + 2\psi_B = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B + V_{SB})}}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (15)$$

Ми бачимо, що сильне легування каналу не тільки збільшує  $V_T$ , але й робить порогову

напругу чутливішою до напруги  $V_{SB}$  оберненого зміщення між витокком  $S$  і підкладкою  $B$ . Залежність порогової напруги від напруги між витокком і підкладкою називають ефектом підкладки.

Порогову напругу зазвичай пов'язують із настанням сильної інверсії. Як ми вже наголошували, при сильній інверсії  $\psi_s > 2\psi_B$ , тож  $2\psi_B$  у (15) слід було б замінити на потенціал, який на декілька  $kT/q$  більший від  $2\psi_B$ . Тем не менш, за усталеною практикою в виразі для  $V_T$  використовують  $\psi_s = 2\psi_B$ , окрім випадків прецизійного моделювання MOSFET [3].

*Ємність затвору*

Стандартна практика характеристики структури MOS полягає в вимірюванні невеликого сигналу – змінної ємності між електродом затвору й дном підкладки залежно від напруги на затворі. Ситуацію зображено на рис. 6.

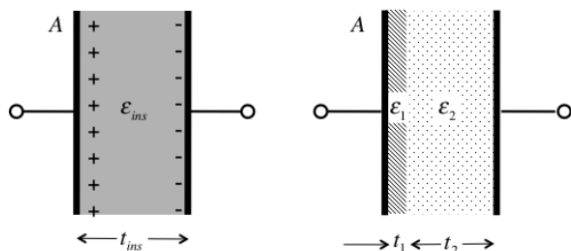


Рис. 6. Ліворуч: звичайний конденсатор з одним діелектриком поміж двох паралельних обкладинок з площею поперечного перерізу  $A$ . Праворуч: конденсатор з двома різними діелектриками.

Для простого конденсатора з двома паралельними обкладинками (рис. 6/ліворуч) ємність на одиницю поверхні дорівнює

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon_{ins}}{t_{ins}} \quad [\Phi/M^2] \quad (16)$$

За наявності в конденсаторі двох діелектриків з різною діелектричною проникністю й різною товщиною (рис. 6/праворуч) ємність  $C$  такого конденсатора пов'язана з ємностями його шарів співвідношенням

$$\frac{1}{C/A} = \frac{1}{C_1/A} + \frac{1}{C_2/A} = \frac{1}{\epsilon_1/t_1} + \frac{1}{\epsilon_2/t_2} \quad (17)$$

Розгляньмо ємність MOS у трьох різних режимах: виснаження, інверсії та накопичення (рис. 7). У першому випадку, в режимі виснаження, електрод затвору це перша «металева» обкладинка конденсатора, діелектричний шар затвору – перший діелектрик, виснажений шар напівпровідника – другий діелектрик, невиснажений  $p$ -напівпровідник – друга «металева» обкладинка конденсатора. Відповідно до цього

$$\frac{1}{C_G^{dep}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D} \quad (18)$$

де  $C_G^{dep}$  – ємність затвору в режимі виснаження,

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad (19)$$

- ємність діелектричного оксидного шару й

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D(\psi_s)} \quad (20)$$

це ємність шару виснаження в напівпровідниковій підкладці. Всі ємності ми запишемо в питомих значеннях на одиницю площі  $[\Phi/M^2]$ .

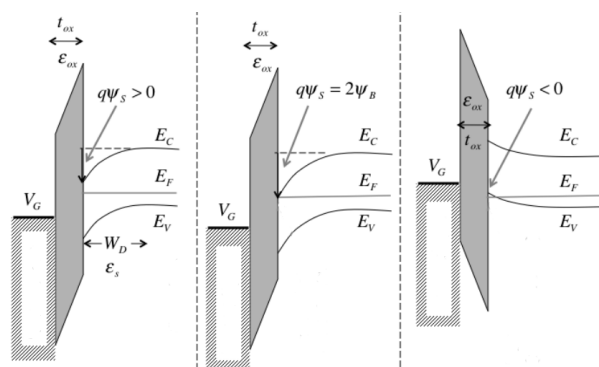


Рис. 7. Діаграми зонної структури при трьох різних режимах: виснаження (ліворуч), інверсії (посередні), накопичення (праворуч).

Тепер розглянемо інверсійну ємність (рис. 7/посередині). У цьому випадку першим діелектриком, як і в випадку режиму виснаження, є діелектричний шар затвору, однак, роль другої «металевої» обкладинки виконує високопровідний інверсійний шар електронів на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub>. Тому ємність затвору в режимі інверсії

$$C_G^{inv} \approx C_{ox} \quad (21)$$

Розглянемо, нарешті, накопичувальну ємність (рис. 7/праворуч). У цьому випадку першим діелектриком, як і раніше, є діелектричний шар затвору, а другою «металевою» обкладинкою є високопровідний накопичувальний шар дірок на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub>. Тому ємність затвору в режимі накопичення знову записується аналогічно до попереднього випадку

$$C_G^{acc} \approx C_{ox} \quad (22)$$

Отже, ємність затвору визначається послідовним з'єднанням двох конденсаторів:

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S(\psi_S)}, \quad (23)$$

де  $C_S(\psi_S)$  - ємність напівпровідника, яка сильно залежить від поверхневого потенціалу.

Цим якісним міркуванням про залежність ємності затвору від напруги на затворі можна надати кількісного вигляду. Ємність затвору визначається як

$$C_G \equiv \frac{dQ_G}{dV_G}, \quad (24)$$

де  $Q_G = -Q_S$  - поверхневий заряд електроду затвору, що дорівнює поверхневому заряду напівпровідника, як того вимагає баланс зарядів. Диференціюючи (11), знаходимо

$$\frac{dQ_G}{d(-Q_S)} = \frac{d\psi_S}{d(-Q_S)} + \frac{1}{C_{ox}}, \quad (25)$$

що можна переписати в вигляді

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (26)$$

де

$$C_S \equiv \frac{d(-Q_S)}{d\psi_S} \quad (27)$$

- це ємність напівпровідника. Слід звернути увагу на те, що збільшення поверхневого потенціалу збільшує негативний заряд у шарах виснаження та інверсії, тому ємність напівпровідника – величина додатна.

Еквівалентну схему ємності затвору зображено на рис. 8. Для встановлення вигляду залежності  $C_G \propto V_G$  потрібно знати, як  $C_S = d(-Q_S) / d\psi_S$  залежить від  $V_{GS}$ .

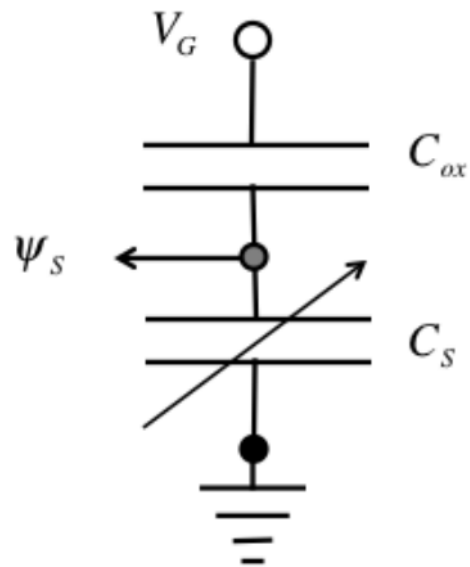


Рис. 8. Еквівалентна схема показує, що ємність затвору є послідовним з'єднанням ємності оксидного шару  $C_{ox}$  і ємності напівпровідникової підкладки  $C_S$ .

Якісно відповідь на це запитання дозволяє дати рис.19 нашої попередньої статті [5]. У режимах накопичення та інверсії ємність напівпровідника дуже висока, тож сумарна ємність близька до ємності оксидного шару. Натомість у режимі виснаження ємність напівпровідника не надто велика, тож сумарна ємність зменшується (рис. 9). Різний хід залежності ємності затвору на високих і низьких частотах ми обговоримо у наших наступних статтях.



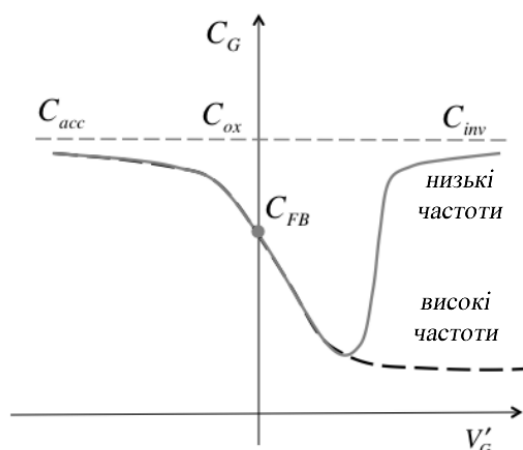


Рис. 9. Якісний хід ємності затвору зі зміною напруги на затворі. Суцільна лінія відповідає низьким частотам, а пунктирна – високим.

*Наближена залежність напруги на затворі від поверхневого потенціалу*

Рівняння (11) пов'язує напругу на затворі з поверхневим потенціалом напівпровідникової підкладки. В загальному випадку розв'язувати це рівняння доводиться чисельно, проте в режимі виснаження ( $Q_s \approx Q_D$ ) можна знайти й аналітичний розв'язок. У припущенні рівності заряду напівпровідника й заряду шару виснаження ( $Q_s = Q_D$ ), враховуючи вираз (79) із нашої статті [5], при  $2\psi_B = \psi_S$  перепишемо (11) як:

$$V_G = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(\psi_S)}}{C_{ox}} + \psi_S \quad (28)$$

Це рівняння (28) квадратичне за  $\sqrt{\psi_S}$ , його розв'язок можна знайти в [1]. Однак для багатьох застосувань бажано мати простіше співвідношення  $V_G \propto \psi_S$ , яке підказує нам еквівалентна схема на рис. 8.

Ємність напівпровідника залежить від поверхневого потенціалу, однак, у режимі виснаження ємність напівпровідника - це ємність виснаження, яка з урахуванням виразу (68) роботи [5] повільно змінюється з поверхневим потенціалом  $\psi_S$  як:

$$C_s \approx C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D(\psi_S)} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2\epsilon_s\psi_S/(qN_A)}} \quad (29)$$

Якщо апроксимувати ємність виснаження її середнім значенням у режимі виснаження, тоді замість рис. 8 маємо просто два конденсатори зі сталою ємністю, з'єднані послідовно, що дає

$$\psi_S = V_G \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_D} \right) = \frac{V_G}{m}, \quad (30)$$

де

$$m = 1 + \frac{C_D}{C_{ox}} \quad (31)$$

називають коефіцієнтом ефекту підкладки в режимі виснаження.

Цей коефіцієнт  $m$  вказує, яка частина напруги, прикладеної до затвору, падає на напівпровідниковій підкладці. Для дуже тонких діелектричних плівок  $C_{ox} \gg C_D$  і коефіцієнт  $m \rightarrow 1$ : майже вся прикладена до затвору напруга падає на напівпровідниковій підкладці, і тільки мала його частина падає на тонкій оксидній плівці. Для слабколегованого напівпровідника  $C_D \ll C_{ox}$  і коефіцієнт  $m \rightarrow 1$ : знову вся прикладена до затвору напруга падає на напівпровідниковій підкладці. Так відбувається, оскільки слабке легування народжує тільки невеликий заряд у напівпровіднику, тому електричне поле в діелектричній плівці невелике і, відповідно, мале й падіння напруги в ній. Для  $m$  типові значення складають 1.1 – 1.3, тож нахил графіка  $\psi_S \propto V_G$  в режимі виснаження менший від одиниці (рис. 5).

Проілюструємо чисельно деякі отримані результати на вже раніше розглянутому прикладі кремнію [5]. Додатково вважатимемо, що  $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$ ,  $\epsilon_{ox} = 4.0$  (це значення відповідає діелектричній проникності  $\text{SiO}_2$ ), матеріалом затвору є  $n^+$ -poly-Si, заряд на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub> відсутній.

Відповімо на три подальші запитання.

1) Яка різниця робіт виходу металу затвору й напівпровідника і яка напруга плоских зон?

Раніше в [5] ми вже визначили розташування рівня Фермі в напівпровіднику на 0,075 eV вище від стелі валентної зони. Для сильнолегованого затвору  $n^+$ -poly-Si розумно буде покласти  $E_F = E_C$  (рис. 4). Різниця між рівнями Фермі в металоподібному затворі  $n^+$ -poly-Si і в напівпровіднику  $p$ -типа на 0,075

$eV$  менша від ширини забороненої зони Si:

$$\Phi_{MS} = -(1.1 - 0.075) = -1.03 \text{ eV},$$

тому значення напруги плоских зон становить  $\hat{V}_{FB} = \Phi_{MS}/q = -1.03 \text{ В}$ .

2) Яка порогова напруга?

Раніше для кремнію [5] ми знайшли, що

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0.48 \text{ В},$$

тому при входженні в режим інверсії  $\psi_S = 2\psi_B = 0.96 \text{ В}$ . В цьому режимі заряд напівпровідника – це переважно заряд шару виснаження  $Q_D$ , який може бути записаний через  $2\psi_B$ . Ємність оксидної плівки згідно з (19) дорівнює

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} = 2.0 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (32)$$

Остаточо з (13) знаходимо порогову напругу  $V_T = 0.19 \text{ В}$ .

3) Чому дорівнює коефіцієнт ефекту підкладки в режимі виснаження?

Спершу визначимо ємність шару виснаження. Оцінимо її за (29) при  $\psi_S = \psi_B = 0.48 \text{ В}$ :

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2\epsilon_s\psi_S/(qN_A)}} = 8.3 \times 10^{-7}. \quad [\text{Ф/см}^2]$$

Нарешті, з (31) знаходимо  $m = 1.4$ : напруга, прикладена до затвора, в режимі виснаження на 70% падає на кремнієвій підкладці.

На рис. 10 зображено типову структуру MOSFET. Роль електрода затвора виконує не метал, а сильно легований полікристалічний кремній  $n^+$ -poly-Si. За достатньо високого легування  $n^+$ -poly-Si поводить себе як метал.

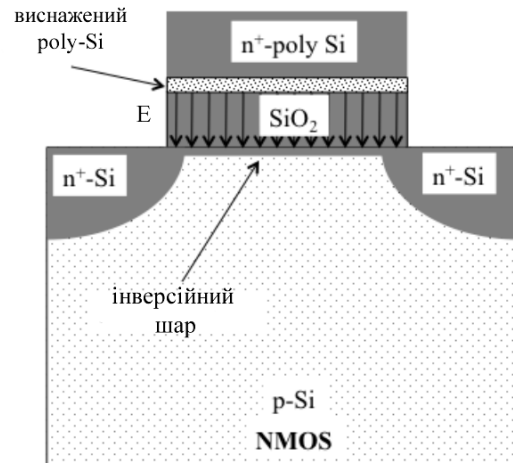


Рис. 10. Типовий NMOS ( $n$ -канальний MOSFET), де затвором є сильно легований  $n^+$ -poly-Si.

Як видно з рис. 8, ємність затвора визначається послідовним з'єднанням ємності оксидного шару  $C_{ox}$  та ємності напівпровідникової підкладки  $C_S$ , тому сумарна ємність затвора менша, аніж  $C_{ox}$ . В режимі виснаження сумарна ємність суттєво менша, аніж  $C_{ox}$ , однак у режимі інверсії ємність напівпровідника робиться дуже великою. В ідеалі в режимі інверсії ми прагнемо до  $C_S$ , суттєво більшої від  $C_{ox}$ , щоб мало місце  $C_G \approx C_{ox}$ . Мірою того, як протягом останніх десятиліть оксидна плівка робилася дедалі тоншою, зниження ємності затвора в режимі інверсії за рахунок ємності напівпровідника почало відігравати важливу роль. Ми обговоримо цю ситуацію пізніше.

У випадку використання в затворі  $n^+$ -poly-Si з'являється ще один фактор, який знижує сумарну ємність затвора: це так зване poly-виснаження. Як зображено на рис. 10, у режимі інверсії виникає сильне електричне поле в напрямку  $+y$  вглиб підкладки від позитивно зарядженого затвора в бік негативного заряду в напівпровіднику. Це електричне поле виснажується, а потім інвертує в напівпровідниковій підкладці. Але це електричне поле також трохи виснажує сильно легований затвор  $n^+$ -poly-Si. Сумарна ємність тепер визначається трьома конденсаторами, з'єднаними послідовно, – оксидною ємністю, ємністю підкладки та ємністю виснаження  $n^+$ -poly-Si:

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{poly}} + \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}.$$

Інженери-дизайнери MOSFET описують такі ефекти в термінах товщини еквівалентної ємності (capacitance equivalent thickness/CET), яку визначають як товщину  $\text{SiO}_2$ , яка забезпечує вимірювану ємність затвору в умовах сильної інверсії, включаючи ефекти від усіх трьох факторів. Товщину CET визначають зі співвідношення

$$C_G \equiv \frac{\epsilon_{ox}}{CET}. \quad (33)$$

В наведеному вище прикладі товщину  $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$  було б правильніше позначити як  $CET = 1.8 \text{ нм}$ .

### 3. Рухливий електронний заряд: масивна структура MOS

Вище ми обговорювали поведінку заряду в напівпровіднику з вигином зон, визначеним поверхневим потенціалом. Завдання полягало в тому, щоб якісно зрозуміти залежність  $Q_S(\psi_S)$ . Ми також показали, як розв'язати рівняння Пуассона в режимі виснаження й одержати залежність  $Q_D(\psi_S)$ . Далі ми зосередимося на вивченні інверсійного заряду, тобто заряду рухливих електронів  $Q_n(\psi_S)$  у  $n$ -MOSFET. В  $p$ -MOSFET відповідною величиною є  $Q_p(\psi_S)$ , заряд рухливих дірок у дірковому інверсійному шарі підкладки  $n$ -типу. Слід тільки не забувати, що реальними носіями струму в цій ситуації так само є електрони (що цього разу рухаються в валентній зоні), а не зручні для математичного опису абстракції «дірок». Як і раніше, рухливий заряд електронів позначатимемо просто  $Q$ , опускаючи нижній індекс  $n$  за непотрібністю. Обчислення залежності інверсійного заряду від поверхневого потенціалу зводиться до розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана (вираз (59) роботи [5], див. також [7 – 9]).

Розв'язок рівняння Пуассона – Больцмана часто розглядають як «повне й точне» розв'язання проблеми MOS, але це не зовсім так. Це рівняння записано в припущен-

ні справедливості статистики Максвелла – Больцмана, на той час як у режимах сильної інверсії та накопичення правильніше було б використовувати статистику Фермі – Дірака. Рівняння також не враховує квантові обмеження, обумовлені потенціальною ямою, що утворюється на межі поділу  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  в структурі MOS. Врахування квантових обмежень особливо істотне в сучасних нанорозмірних структурах MOS. Однак розв'язки рівняння Пуассона – Больцмана здебільшого є цілком прийнятним наближенням при моделюванні MOSFET. Далі ми розглянемо наближені аналітичні розв'язки рівняння Пуассона – Больцмана для масивної структури MOS у режимах слабкої та сильної інверсії. Під терміном «масивна структура MOS» ми розуміємо те, що напівпровідникова підкладка починається з  $y = 0$  і є нескінченно товстою. Таке наближення, як ми покажемо, можна застосовувати до реальних систем. Ми також знайдемо наближені розв'язки для залежностей  $Q(V_G)$ .

#### Рухливий електронний заряд

За визначенням, рухливий електронний заряд дорівнює

$$Q = -q \int_0^{\infty} n_0(y) dy = -qn_s. \quad [K/m^2]. \quad (34)$$

Оскільки концентрація електронів залежить експоненційно від енергетичної різниці між дном зони провідності  $E_C$  і рівнем Фермі (див. рис. 9 з нашої попередньої статті [5]), вона збільшується поблизу поверхні, де збільшується й електростатичний потенціал, а зона провідності  $E_C$  вигинається вниз (рис. 10 з роботи [5]). Розглядаючи структуру, аналогічну зображеній на рис. 8/[5] з  $V_S = V_D = 0$ , маємо

$$n_0(y) = \left( \frac{n_i^2}{N_A} \right) e^{q\psi(y)/kT}. \quad (35)$$

Підставивши (35) до (34) й виконавши заміну змінних, маємо

$$Q = -q \left( \frac{n_i^2}{N_A} \right) \int_0^\infty e^{q\psi(y)/kT} dy = -q \left( \frac{n_i^2}{N_A} \right) \int_{\psi_S}^0 e^{q\psi(y)/kT} \frac{dy}{d\psi} d\psi. \quad (36)$$

В загальному випадку потрібне чисельне моделювання залежності  $\psi(y)$  з подальшим взяттям інтегралу в виразі (36), однак, оскільки електрони зосереджені дуже близько до межі поділу Si/SiO<sub>2</sub>, правдоподібно було б припустити, що електричне поле  $E = -d\psi/dy$  приблизно стале в істотній частині області інтегрування поблизу поверхні поділу. Нехай середнє значення електричного поля в цьому електронному шарі є  $E_{ave}$ . Тоді (36) можна переписати в вигляді

$$Q = -q \left( \frac{n_i^2}{N_A} \right) \frac{1}{E_{ave}} \int_{\psi_S}^0 e^{q\psi(y)/kT} d\psi, \quad (37)$$

а після взяття інтегралу отримуємо

$$Q(\psi_S) = -q \left[ \left( \frac{n_i^2}{N_A} \right) e^{q\psi_S/kT} \right] \left( \frac{kT/q}{E_{ave}} \right). \quad (38)$$

Вираз у квадратних дужках, відповідно до (35), є електронною густиною на поверхні поділу Si/SiO<sub>2</sub> ( $y = 0$ ). Запровадивши поняття товщини електронного шару  $t_{inv}$ , перепишемо (38) в остаточному вигляді

$$Q(\psi_S) = -q n(0) t_{inv},$$

$$n(0) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{q\psi_S/kT}, \quad (39)$$

$$t_{inv} = \left( \frac{kT/q}{E_{ave}} \right).$$

Згідно з (39), поверхневий електронний заряд  $Q$  - це концентрація електронів на поверхні поділу, помножена на заряд електрона й ефективну товщину електронного шару. Цей вираз можна застосовувати і нижче, і вище від порогової напруги. Почнімо з розгляду підпорогового випадку.

*Рухливий заряд при напругах, нижчих від порогової*

Вираз (39) для  $Q(\psi_S)$  при напругах, нижчих від порогової, застосовний, коли для ви-

значення  $E_{ave}$  можна скористатися з наближення виснаження. Оскільки електронний шар тонкий порівняно з товщиною шару виснаження, можна вважати, що  $E_{ave} \approx E_S$ . Вираз (39) запише електронний заряд через поверхневий потенціал  $\psi_S$ , однак, для такого випадку  $Q$  зручніше записати через напругу на затворі  $V_G$  та коефіцієнт ефекту підкладки  $m$ . Для цього вираз (38) для  $Q(\psi_S)$  потрібно перетворити на вираз для  $Q(V_G)$ .

Ми врахуємо те, що

$$E_{ave} \approx E_S = \frac{qN_A W_D}{\epsilon_s} = \frac{qN_A}{C_D}, \quad (40)$$

де  $W_D$  - товщина шару виснаження, а  $C_D = \epsilon_s/W_D$  - ємність цього шару. Далі, згідно з (31), ємність шару виснаження пов'язана з коефіцієнтом ефекту підкладки  $m = 1 + C_D/C_{ox}$ , так що  $C_D = (m-1)C_{ox}$ , і замість (40) ми одержуємо

$$E_S = \frac{qN_A}{(m-1)C_{ox}}. \quad (41)$$

Тепер (38) можна переписати як:

$$Q(\psi_S) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 e^{q\psi_S/kT}. \quad (42)$$

Згідно з виразом (72) роботи [5],  $n_i/N_A$

пов'язане з  $\psi_B$  як:

$$\left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 = e^{-q2\psi_B/kT}, \quad (43)$$

тож замість (42) ми одержуємо:

$$Q(\psi_S) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(\psi_S - 2\psi_B)/kT}. \quad (44)$$

Замінити у (44) поверхневий потенціал на напругу на затворі можна з допомогою (30). Остаточно одержуємо:

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT}. \quad (45)$$

Цей вираз описує залежність невеликого підпорогового мобільного заряду від напруги на затворі. Нижче від порогової напруги цей невеликий заряд повинен зростати експоненційно зі збільшенням  $V_G$ , але на рис. 11 цього не видно через лінійність вертикальної шкали для заряду. Це зростання пов'язане з тем, що зі збільшенням напруги на затворі зони вигинаються вниз і концентрація електронів зростає за експонентою. Цей експоненційне зростання заряду зі збільшенням  $V_G$  нижче від порогової напруги є причиною експоненційного зростання підпорогового струму.

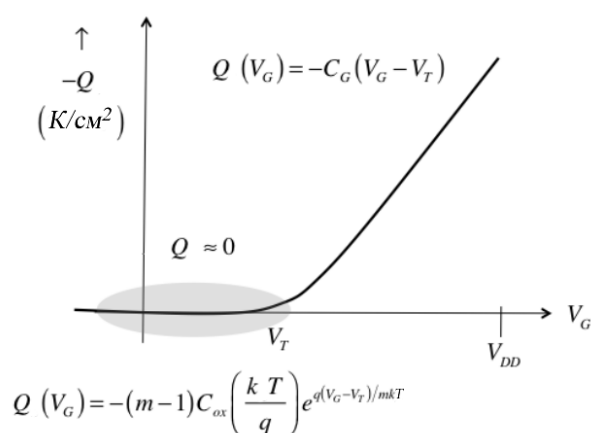


Рис. 11. Хід електронного заряду  $Q$  зі збільшенням напруги на затворі  $V_G$  для  $n$ -MOSFET. Лінійність вертикальної шкали для заряду не дозволяє відобразити експоненційне зростання  $Q \propto V_G$  нижче від  $V_G = V_T$ , однак, лінійний зв'язок  $Q \propto V_T$  видний при  $V_G > V_T$ .

Слід відзначити, що порогова напруга в (45) насправді залежить від напруги на затворі [7]. При вході в режим інверсії порогова напруга  $V_T$  визначається рівнянням (12), однак, зони при  $\psi_S = 2\psi_B$  не припиняють вигинатися цілком, вони й далі повільно вигинаються зі збільшенням  $V_G$ , і тому  $V_T$  збільшується при сильній інверсії [7].

Множник  $(m-1)$  у виразі (45) так само заслуговує на увагу. В якісних транзисторах  $m \rightarrow 1$  і множник  $(m-1)$  означав би прямування заряду до нуля, що очевидно нефізично й зумовлено спрощеннями при одержанні формули (30). Цю формулу використовують часто, але вона справедлива, якщо  $m \sim 1.1$  [7].

### Рухливий заряд вище від порогової напруги

Вирази (39) можна застосовувати для напруг і нижчих, і вищих від порогової. Нижче від порогової напруги ми використали для  $E_S$  наближення виснаження. При сильній інверсії  $Q_S \approx Q \gg Q_D$ . Замість виразу (40) формула Гаусса тепер дає

$$E_S = -\frac{Q}{\epsilon_s}. \quad (46)$$

Електричне поле змінюється в інверсійному шарі швидко від значення  $E_S$  на поверхні до майже нуля на дні інверсійного шару. Тому припустимо, що  $E_{ave} \approx E_S/2$ . Тоді (39) з урахуванням (46) перепишемо в вигляді

$$Q = -\sqrt{2\epsilon_s kT n(0)}, \quad (47)$$

або, після підстановки виразу для  $n(0)$

$$Q(\psi_S) = -\sqrt{2\epsilon_s kT (n_i^2/N_A)} e^{q\psi_S/2kT}. \quad (48)$$

Цей вираз показує, що в режимі сильної інверсії електронний заряд поводить себе як  $Q \propto e^{q\psi_S/2kT}$ , що можна бачити на рис. 19 нашої попередньої статті [5]. Аналогічно можна встановити, що в режимі накопичення дірковий заряд  $Q_p \propto e^{-q\psi_S/2kT}$ .

Вираз (48) показує залежність електронного заряду від поверхневого потенціалу  $\psi_S$ , а ми хочемо одержати залежність заряду від напруги на затворі  $V_G$ . Залежність  $Q \propto V_G$  можна одержати, розв'язуючи рівняння (11) чисельно з використанням (48), що дає майже лінійну залежність для  $V_G > V_T$ , як це зображено на рис. 11:  $Q \propto (V_G - V_T)$  для  $V_G > V_T$ .

Щоб пересвідчитися, що лінійна залежність  $Q \propto V_G$  справді має місце для напруг, вищих від порогової, розглянемо рівняння (11). При вході в режим інверсії більша частина заряду напівпровідникової підкладки - це заряд у шарі виснаження, і  $\psi_S = 2\psi_B$ . Враховуючи це, з (11) одержуємо:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (49)$$

Тут напругу на затворі при вході в режим інверсії позначено як порогову напругу  $V_T$ . Для напруги на затворі, значно більшої від

$V_T$ , вигин зон і заряд виснаження змінюються неістотно, але формується великий інверсійний заряд. З (11) випливає, що за такої ситуації

$$V_G \approx V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B) + Q}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (50)$$

Віднімаючи (49) від (50), бачимо, що

$$Q \approx -C_{ox}(V_G - V_T). \quad (51)$$

В практичних розрахунках виявляється, що  $d(-Q)/dV_G$  трохи менше від  $C_{ox}$ , оскільки  $\psi_S$  не дорівнює точно  $2\psi_B$ , як це припускається в (50). Нахил залежності можна знайти з

$$\frac{d(-Q)}{dV_G} \approx \frac{d(-Q_S)}{dV_G} = \frac{d(Q_M)}{dV_G} = C_G, \quad (52)$$

тому вище від порогової напруги інверсійний заряд записуємо як

$$Q(V_G) \approx -C_G(V_G - V_T), \quad (53)$$

де  $C_G (< C_{ox}) \approx \text{Const}$ . Раніше (див. (23)), ми бачили, що

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (54)$$

де  $C_S$  - ємність напівпровідника: ємність у режимі виснаження або ємність інверсійного шару в режимі інверсії,

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_S} = \frac{-Q}{2kT/q}, \quad (55)$$

де останнє значення впливає з (48). По-інакшому ємність напівпровідника в режимі інверсії можна записати як

$$C_S^{inv} = \frac{\epsilon_s}{t_{inv}}, \quad (56)$$

де товщина інверсійного шару

$$t_{inv} = \frac{2kT\epsilon_s}{-qQ}. \quad (57)$$

Отже, в режимі сильної інверсії, коли напруга на затворі сильно перевищує порогову напругу, електронний заряд інверсійного шару визначається виразами

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T), \quad (V_G > V_T)$$

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S^{inv}},$$

$$C_S^{inv} = \frac{\epsilon_s}{t_{inv}}, \quad (58)$$

$$t_{inv} = \frac{2kT\epsilon_s}{-qQ}.$$

Ці результати свідчать про те, що, коли  $C_S \gg C_{ox}$ , то  $C_G \approx C_{ox}$ . Цей висновок домінував у технології MOS протягом довгого часу. Однак, мірою того, як діелектричний шар затвору робився дедалі тонший, припущення, які привели до такого висновку, порушувалися дедалі більше. Окрім того, ефекти, пов'язані зі статистикою Фермі – Дірака і з квантовими обмеженнями, якими ми досі нехтували, як виявилось, також знижують ємність напівпровідникової підкладки  $C_S$ . В результаті виявилось, що в сучасних MOSFET  $C_S$  істотно знизилася ємність затвору  $C_G$  нижче від значення  $C_{ox}$ .

Наведемо числові приклади ємності інверсійного шару та його товщини для кремнію з уже наведеними вище вихідними даними.

Відповімо на такі чотири запитання.

1) Чому дорівнює ємність напівпровідникової підкладки при  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  ?

Така 2D концентрація електронів  $n_s$  типова для сучасних MOSFET у режимі «ON». З (55) одержуємо

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{2kT/q} = \frac{qn_s}{2kT/q} = 30.8 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (59)$$

Це дуже велика ємність порівняно з ємністю оксидного шару  $C_{ox} = 2.0 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2$ , яку ми знайшли раніше (32); таке значення є фізично нереальним. Пізніше ми покажемо, що перехід до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень суттєво знизять величину  $C_S$ .

2) Чому дорівнює ємність затвору?

З виразу (54) знаходимо

$$C_G = \frac{C_{ox}C_S}{C_{ox} + C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + C_{ox}/C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + 2.0/30.8} = 0.94C_{ox} = 1.9 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (60)$$

Ми очікувано одержали  $C_G < C_{ox}$ . Після переходу до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень відношення  $C_G / C_{ox}$  стане ще меншим.

3) Чому дорівнює товщина еквівалентної ємності  $CET$  ?

Як впливає з (33),

$$CET = \frac{\epsilon_{ox}}{C_G} = \frac{4.0 \times 8.854 \times 10^{-14}}{1.9 \times 10^{-6}} = 1.86 \text{ нм}, \quad (61)$$

де враховано універсальну електричну сталу  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ Ф/м}$ . Товщина еквівалентної ємності  $CET$  дещо більша від справжньої товщини оксидної плівки, яку ми вважали рівною  $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$ . Збільшення  $CET$  виявиться ще істотнішим після переходу до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень. Використання затвору  $n^+$ -poly-Si з poly-виснаженням (рис. 10) також збільшує  $CET$ .

4) Який поверхневий потенціал кремнієвої підкладки за наведеної вище концентрації електронів  $n_s$  ?

З формули (48) заміною  $Q = -qn_s$  одержуємо

$$\psi_s = 2 \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{qn_s}{\sqrt{\epsilon_s kT} (n_i^2 / N_A)} \right) = 1.12 \text{ В}. \quad (62)$$

Поверхневий потенціал підкладки виявився дещо більшим від  $\psi_s = 2\psi_B = 0.96 \text{ В}$  (див. вираз (80) нашої попередньої статті [5]) у режимі сильної інверсії, більшим приблизно на  $6kT/q$ . Цей ефект буде ще більшим при переході до статистики Фермі – Дірака й урахуванні квантових обмежень.

*Ще про поверхневий потенціал і напругу на затворі*

Часто говорять, що вигин зон у структурі MOS обмежений умовою  $\psi_s \approx 2\psi_B$ . Ми щойно на конкретному прикладі побачили, що поверхневий потенціал у режимі сильної інверсії на декілька  $kT/q$  більший, ніж  $2\psi_B$ . Та все ж вигин зон важко сильно збільшити при перевищенні  $2\psi_B$ . Пояснимо, чому так відбувається.

Згідно з (48), електронний заряд залежить експоненційно від поверхневого потенціалу

в режимі сильної інверсії. Припустимо, що напруга на затворі призводить до вигину зон, якому відповідає концентрація електронів  $n_s = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Поставмо питання: наскільки потрібно збільшити вигин зон, щоб подвоїти концентрацію електронів в інверсійному шарі до  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  ? З формул (48) і (62) одержимо відповідь:

$$\Delta\psi_s = 2 \frac{kT}{2} \ln 2 = 0.036 \text{ В},$$

тобто дуже незначне збільшення поверхневого потенціалу подвоює електронну концентрацію в інверсійному шарі, і пов'язаний з нею інверсійний заряд. А наскільки при цьому зросте падіння напруги на оксидній плівці? Відповідь така:

$$\Delta V_{ox} = -\frac{\Delta Q}{C_{ox}} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times (5 \times 10^{12})}{2 \times 10^{-6}} = 0.4 \text{ В},$$

де ми скористалися зі значення ємності оксидної плівки з останньої з формул у (60). Отже, збільшення падіння напруги на оксидній плівці у понад 10 разів перевищує збільшення поверхневого потенціалу.

Цей приклад показує, що невелика зміна поверхневого потенціалу веде до великої зміни електронного заряду в режимі сильної інверсії, і, як наслідок, має місце великий стрибок у падінні напруги на оксидній плівці. У цьому прикладі напруга на затворі повинна зрости на  $0.44 \text{ В}$  для того, щоб поверхневий потенціал збільшився на  $0.04 \text{ В}$ . Таким чином, вище від порогової напруги істотна частина напруги, прикладеної до затвору, падає на оксидній плівці, і тільки незначна її частина падає на напівпровідниковій підкладці. Це пояснює, чому поверхневий потенціал  $\psi_s$  змінюється повільно зі збільшенням  $V_G$  при  $V_G > V_T$ , як це зображено на рис. 5.

Формула (30) дозволяє подивитися на цю ситуацію інакше. Ми раніше показали, що

$$\psi_s = \frac{V_G}{m},$$

де з (31)

$$m = 1 + \frac{C_s}{C_{ox}},$$

причому нижче від порогової напруги має

місце співвідношення  $C_S < C_{ox}$  (пам'ятаємо, що  $C_S = C_D$  нижче від  $V_T$ ) і коефіцієнт ефекту підкладки в режимі виснаження  $m$  близький до одиниці. Однак, для напруг, вищих від  $V_T$ , ємність напівпровідникової підкладки стає дуже великою,  $C_S \gg C_{ox}$ , і  $m \gg 1$ . Використовуючи результати розрахунків у наведеному вище прикладі, для коефіцієнта  $m$  одержуємо оцінку  $m \approx 16$ ; у цьому випадку двоємнісний поділювач напруги на рис. 10 екранує поверхневий потенціал  $\psi_S$  від впливу напруги на затворі  $V_G$ .

Отже, ми показали, що електронний заряд  $Q(\psi_S)$  залежить експоненційно від  $\psi_S$  як нижче, так і вище порогової напруги  $V_T$ . Залежність нижче  $V_T$  (44) має вигляд  $\exp(\psi_S/kT)$ , а вище від  $V_T$  (48) –  $\exp(\psi_S/2kT)$ , однак, експоненційна залежність присутня за обох режимів.

Нижче від порогу  $Q(V_{GS})$  змінюється експоненційно з напругою на затворі  $V_{GS}$  (45), бо має місце залежність  $\psi_S(V_{GS})$ , описувана (30). Однак, вище від порогу ситуація інша: тут  $Q(V_{GS})$  змінюється лінійно з  $V_{GS}$  (58), оскільки  $\psi_S \propto \ln(V_{GS})$ .

Зводячи ці результати разом, одержуємо таку підсумкову картину:

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G-V_T)/mkT}, \quad (V_G \ll V_T) \quad (63)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T). \quad (V_G \gg V_T)$$

За цими виразами, залучаючи формулу (30) роботи [5]

$$I_{DS}/W = |Q(x=0)| \langle v(x=0) \rangle, \quad (64)$$

можна обчислити струм стоку нижче й вище від порогової напруги. Бажано було б, звісно, записати єдиний вираз, який добре описував би ситуацію в усьому діапазоні напруг на затворі. Таку залежність  $Q \propto V_G$  можна розрахувати чисельно. Разом із тим, як ми покажемо пізніше, існує емпіричний вираз, який забезпечує коректні результати як нижче, так і вище від порогової напруги.

#### 4. Рухливий електронний заряд у тонкій ETSOI

Досі ми обговорювали властивості масивної структури MOS. Зараз перейдемо до розгляду структури з тонкою кремнієвою підкладкою. Ця структура MOS відповідає сьогоденній тенденції мініатюризації транзисторів і має назву надзвичайно тонкої структури КНІ (кремній на ізоляторі, Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI).

Електрони в тонкому шарі кремнію поведуть себе як квантові частинки в потенціальній ямі. Через обмеженість області руху по товщині підкладки вздовж осі  $y$ , електрони слід розглядати як 2D квазі-частинки й для моделювання їхньої концентрації вводити 2D густину станів. Відзначмо, що навіть і в масивній структурі MOSFET, яку ми розглядали досі, на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub>, строго кажучи, також слід враховувати квантові обмеження. Якби ми врахували ці квантові обмеження для масивної структури MOSFET, результати чисельного моделювання були б дещо інші, але якісно картина не змінилася б.

Далі нас цікавитиме та ж задача, що й раніше, – залежність електронного заряду  $Q$  як від поверхневого потенціалу  $\psi_S$ , так і від напруги на затворі  $V_G$ , але тепер у застосуванні до ETSOI. Від початку ми розглядатимемо електрони як 2D квазі-частинки. В кінцевому підсумку ми пересвідчимось, що результати нашого розгляду якісно будуть такі ж самі, як і для класичного аналізу масивних MOSFET.

##### Рухливий електронний заряд

Електронний заряд в ETSOI визначається як

$$Q = -q \int_0^{t_{Si}} n(y) dy = -qn_s, \quad [K/m^2] \quad (65)$$

де  $t_{Si}$  - товщина кремнієвого шару. Розгляньмо квантову яму з декількома квантовими рівнями (підзонами, рис. 12).

Якби ми розглядали електрони як класичні частинки, густина електронів була б однорідна [11]



$$\begin{aligned} n_0 &= N_{3D}^c \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F), \quad [M^{-3}] \\ \eta_F &= (E_F - E_C)/kT, \\ n_S &= n_0 t_{Si}, \quad [M^{-2}] \end{aligned} \quad (66)$$

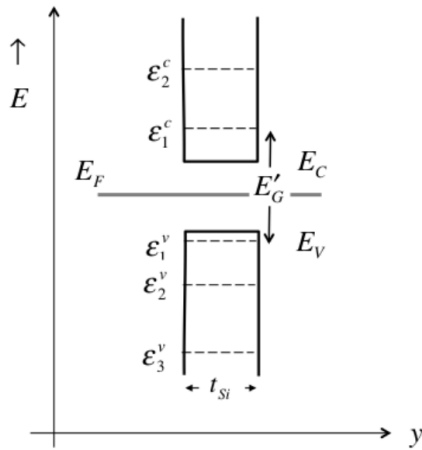


Рис. 12. Зонна діаграма ETSOI.

де  $N_{3D}^c$  – ефективна густина станів,  $n_0$  – об’ємна і  $n_S$  – поверхнева концентрації електронів,  $\mathfrak{F}_j(\eta_F)$  – інтеграл Фермі – Дірака порядку  $j$  [11, 13].

Квантові обмеження спричиняють квантування енергії за одним із напрямків руху і, як наслідок, появу підзон зони провідності, дно кожної з яких має енергію  $E_C + \varepsilon_m^c$  (рис. 12). Аналогічне квантування має місце в валентній зоні. Змінюються також хвильові функції: для  $m$ -ї підзони в нескінченно глибокій потенціальній ямі  $\psi(y) \propto \sin(m\pi y/t_{Si})$ . Концентрація електронів у кожній валентній підзоні  $n(y)$  пропорційна  $\psi^*(y)\psi(y) = \sin^2(m\pi y/t_{Si})$ ; ця залежність визначає просторовий розподіл електронів всередині ями. Повну інтегральну концентрацію електронів (65) знаходимо, інтегруючи 2D густина станів, помножену на функцію Фермі. Для підзони  $m$  одержуємо

$$n_S^m = \int_0^{t_{Si}} n(y) dy = \int_0^\infty D_{2D}(E) f_0(E) dE = N_{2D}^{m,c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_C - \varepsilon_m^c)/kT}\right), \quad (67)$$

де

$$N_{2D}^{m,c} \equiv g_v^m \frac{m_{D,m}^* kT}{\pi \hbar^2}. \quad (68)$$

Повну 2D концентрацію електронів знаходимо підсумовуванням вкладів від усіх підзон.

Далі ми припускатиемо, що тільки нижня підзона заселена електронами. Це припущення виглядає вмотивованим для достатньо вузької потенціальної ями, в якій енергії підзон рознесені далеко одна від одної. Відповідно до цього, електронний заряд

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_C - \varepsilon_1^c)/kT}\right). \quad (69)$$

В структурі ETSOI затвор використовують для керування поверхневим потенціалом  $\psi_S$  у квантовій ямі. Структуру MOS ETSOI зображено на рис. 13.

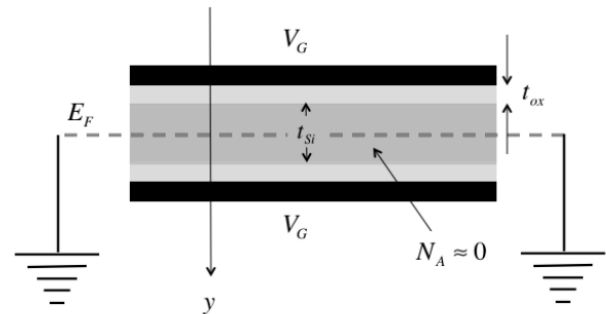


Рис. 13. Структура MOS ETSOI з подвійним затвором (Double Gate/DG). Верхній та нижній оксидні шари однакові, одна й та сама напруга прикладається до обох затворів. Тонка кремнієва підкладка заземлена, тому  $E_F$  є рівноважний рівень Фермі. Електричне поле вздовж осі у симетричне щодо пунктирної лінії.

Ми також припускаємо, що кремнієва підкладка достатньо тонка й концентрація електронів мала, й тому дно потенціальної ями практично плоске: електростатичний потенціал у ямі  $\psi_S$  не залежить від ширини ями у. Це дозволяє переписати (69) в вигляді

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_{C0} + q\psi_S - \varepsilon_1^c)/kT}\right), \quad (70)$$

де  $E_C = E_{C0} - q\psi_S$ ,  $\psi_S$  контролюється потенціалом від двох затворів, а  $E_{C0}$  - значення  $E_C$  при  $\psi_S = 0$ , що визначається роботою виходу затворів. Нарешті, вважатимемо, що носії струму не вироджені й описуються статистикою Максвелла-Больцмана; це дозволить порівняти результати щодо ETSOI з результата-

ми для масивної підкладки MOS. Отже, вираз для електронного заряду набуде вигляду

$$Q(\psi_s) = -qn_s = -qN_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{C0} + q\psi_s - \varepsilon_1^c)/kT} \quad (71)$$

Перепишемо цей вираз таким чином:

$$Q(\psi_s) = -qn_{s0} e^{q\psi_s/kT}, \quad (72)$$

де

$$n_{s0} = N_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{C0} - \varepsilon_1^c)/kT} \quad (73)$$

Аналогічно запишемо вираз для діркового заряду

$$Q_p(\psi_s) = qp_{s0} e^{-q\psi_s/kT}, \quad (74)$$

де

$$p_{s0} = N_{2D}^{1v} e^{(E_{V0} - \varepsilon_1^v - E_F)/kT} \quad (75)$$

Спробуємо описати залежність  $Q_s(\psi_s)$  для ETSOI й порівняти результати з такими ж для масивної структури MOS, зображеними на рис. 19 роботи [5].

Якщо структура ETSOI не легована, то заряд у кремнієвій підкладці визначається тільки рухливими електронами й дірками, а саме:

$$Q_s(\psi_s) = q(p_s - n_s) = q(p_{s0} e^{-q\psi_s/kT} - n_{s0} e^{q\psi_s/kT}) \quad (76)$$

Візьмемо за нуль відліку потенціалу  $\psi_s = 0 \Big|_{n_{s0}=p_{s0}=n_{Si}}$ , тоді

$$\underline{Q_s} \Big|_{\psi_s=0} = 0, \quad (77)$$

й (76) переписеться так:

$$Q_s(\psi_s) = qn_{Si} (e^{-q\psi_s/kT} - e^{q\psi_s/kT}). \quad (78)$$

Якщо ми розглядаємо  $n$ -MOSFET, то поверхнева концентрація рухливих електронів дорівнює:

$$n_s(\psi_s) = n_{Si} e^{q\psi_s/kT}. \quad [M^{-2}] \quad (79)$$

Рисунок 14 фактично демонструє, яким чином напруга на затворі впливає на зонну

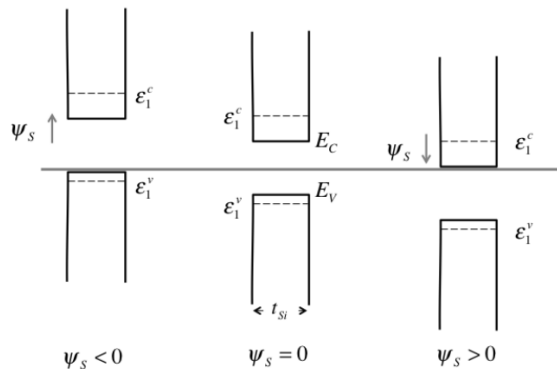


Рис. 14. Вплив негативного, нульового й позитивного потенціалу  $\psi_s$  на зонну діаграму ETSOI.

При позитивній напрузі на затворі потенціал у напівпровіднику зростає (рис. 10 роботи [5]), зона провідності знижує свою енергію і опускається ближче до рівня Фермі, концентрація електронів зростає експоненціально. За негативної напруги на затворі валентна зона рухається вгору і концентрація дірок зростає експоненційно. Рис. 15 зображає підсумкову залежність  $Q_s(\psi_s)$  для ETSOI, яку тепер можна порівняти з аналогічною залежністю для масивної структури MOSFET на рис. 19 з роботи [5].

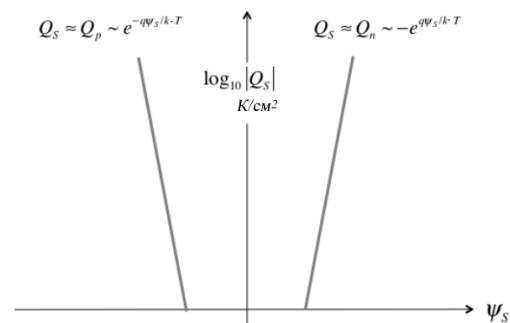


Рис. 15. Залежність заряду в напівпровіднику від зміни потенціалу для структури ETSOI (аналогічний графік для масивної структури MOSFET зображено на рис. 19 роботи [5]).

У випадку структури ETSOI кремнієва підкладка не легована, тому тут не повинно бути області з залежністю  $\sqrt{\psi_s}$ , характерною для режиму виснаження. Щойно потенціал  $\psi_s$  набуває достатньо великого позитивного чи негативного значення, з'являється велика кількість вільних приповерхневих електронів або дірок. В режимах сильної інверсії або накопичення заряду у масивній структурі MOS зростає експоненційно з поверхневим потенціалом (рис. 19 з роботи [5]). Такий самий ефект має місце й для структури ETSOI за тією відмінністю, що в режимах інверсії чи накопичення заряду у масивній структурі MOS змінюється як  $\exp(q\psi_s/2kT)$ , а в структурі ETSOI – як  $\exp(q\psi_s/kT)$ . Ця відмінність пояснюється тим, що потенціальна яма в масивній структурі MOS пов'язана, як ми вже згадували, з електричним полем на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub>, тоді як тонкий кремнієвий шар у

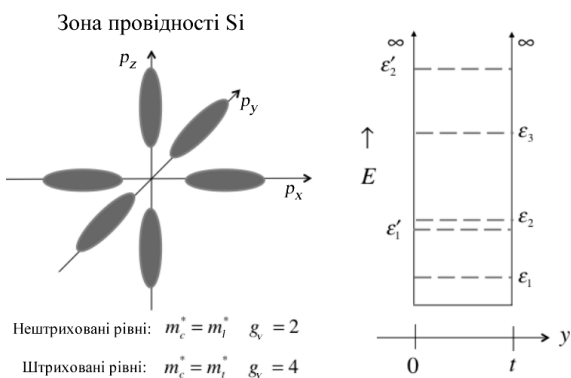
структурі ETSOI сам є потенціальною ямою.

Вираз (78) аналогічний виразу (48) для масивної структури MOS, а щоб його використовувати, потрібно оцінити концентрацію  $n_{Si}$ . В загальному випадку  $n_{S0}$  (73) є поверхнева електронна концентрація при  $\psi_s = 0$ . Вона залежить від того, де розташований рівень Фермі, а на це впливає робота виходу електроду затвора.

Розгляньмо чисельний приклад власного (не легованого) напівпровідника з  $\psi_s = 0$ , для якого  $n_{S0} = p_{S0} = n_{Si}$ . Для оцінки величини  $n_{Si}$  візьмемо такі типи для структури ETSOI параметри:

$$\begin{aligned} t_{Si} &= 5 \text{ нм}, \\ m_l^* &= 0.92m_0, \quad m_t^* = 0.19m_0, \quad m_{hh}^* = 0.54m_0, \quad m_0 = 9.109 \times 10^{-31} \text{ кг}, \\ E_G &= 1.125 \text{ eВ}, \\ T &= 300 \text{ К}. \end{aligned}$$

Як відомо [13], ізоенергетичні поверхні зони провідності в кремнії в імпульсному просторі  $p_x, p_y, p_z$  мають вигляд шести еквівалентних еліпсоїдів обертання (див. рис. 16).



**Рис. 16.** Еліпсоїди обертання ізоенергетичних поверхонь у кремнії в імпульсному просторі орієнтовано так, що великі півосі збігаються з напрямками (100), (010), (001). Праворуч зображено рівні енергій підзон для Si (100). Ефективні маси відповідають виокремленому напрямку у.

Переходячи від імпульсів до квазіхвильових векторів за формулою  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ , запишемо зонний спектр в околі кожного з шести мінімумів зони провідності як

$$E = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{xx}^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{yy}^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{zz}^2}. \quad (80)$$

Нуль енергії при цьому відповідає шести

різними орієнтаціям у зоні Бріллюена вздовж трьох координатних осей (долинне виродження  $g_v = 6$ ). Еліпсоїд обертання описується двома різними ефективними масами: важкою поздовжньою (longitudinal) масою  $m_l^*$  і легкою поперечною (transverse) масою  $m_t^*$ . Для Si  $m_l^* = 0.92m_0$  і  $m_t^* = 0.19m_0$ , де  $m_0$  – маса вільного електрона. Очевидно, що для еліпсоїдів, орієнтованих уздовж  $k_x$ ,  $m_{xx}^* = m_l^*$ ,  $m_{yy}^* = m_{zz}^* = m_t^*$ .

У нескінченно глибокій потенціальній ямі шириною  $t$  спектр енергій для руху вздовж напрямку, для якого накладено квантове обмеження, робиться квантований:

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m^* t^2}. \quad (81)$$

При цьому й ефективна маса  $m^*$  повинна відповідати цьому виокремленому напрямку, – у нашому випадку вздовж осі  $y$ . Як бачимо з рис. 16, для Si (100) з обмеженням уздовж осі  $y$  двом еліпсоїдам з шести відповідають важкі маси  $m_l^*$  і чотирьом – легкі  $m_t^*$ . В результаті маємо дві різні серії підзон – нештриховані рівні енергії, що визначаються масою  $m_l^*$  і виродженням  $g_v = 2$ , і штриховані, що визначаються масою  $m_t^*$  і виродженням  $g_v = 4$ . Найнижча підзона з  $n = 1$  нештрихована. В простому прикладі, який ми розглядаємо, вважатимемо, що заселена тільки найнижча нештрихована підзона з масою  $m_l^*$  вздовж осі  $y$  й масою  $m_t^*$  в площині  $xz$ .

Отже, для підзони з  $n = 1$  ефективна маса  $m^* = m_l^*$ . Натомість для дірок у першій валентній підзоні  $m^* = m_{hh}^*$  (на відміну від зони провідності, валентна зона в кремнії майже ізотропна, вона має єдиний максимум, розташований у центрі зони Бріллюена, і в першому наближенні її можна характеризувати єдиною ефективною масою «важких» дірок [13]). З (81) одержуємо

$$\varepsilon_1^c = 0.016 \text{ eВ}, \quad \varepsilon_1^v = 0.028 \text{ eВ}.$$

Квантові обмеження збільшують ефективну заборонену зону, бо дну зони провідності тепер відповідатиме енергія  $E_C + \varepsilon_1^c$ , а стелі валентної зони – енергія  $E_V - \varepsilon_1^v$ . Ефективна

заборонена зона для структури ETSOI становитиме

$$E'_G = E_G + \varepsilon_1^c + \varepsilon_1^v = 1.169 \text{ eV}. \quad (82)$$

Ефективна 2D густина станів визначається формулою (68). Для першої підзони зони провідності долинне виродження дорівнює двом, а ефективна маса в площині  $xz$  є  $m_t^*$ , тому в (68) можемо покласти  $m_{D,1}^* = 2m_t^*$ . Для валентної зони  $g_v = 1$  і  $m_{D,1}^* = m_{hh}^*$ . Остаточню з (68) одержимо:

$$N_{2D}^{1,c} = 4.11 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad N_{2D}^{1,v} = 5.84 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (83)$$

З (73) та (75) знаходимо поверхневу концентрацію носіїв струму:

$$n_S = N_{2D}^{1,c} e^{(E_F - E_C - \varepsilon_1^c)/kT}, \quad p_S = N_{2D}^{1,v} e^{(E_V - E_F - \varepsilon_1^v)/kT}. \quad (84)$$

Перемножуючи їх, одержуємо квадрат власної концентрації

$$n_S p_S = N_{2D}^{1,c} N_{2D}^{1,v} e^{-E'_G/kT} = n_{Si}^2,$$

що не залежить від розташування рівня Фермі, а лише від ефективної ширини забороненої зони:

$$n_{Si} = \sqrt{n_S p_S} = \sqrt{N_{2D}^{1,c} N_{2D}^{1,v}} e^{-E'_G/2kT}. \quad [M^{-2}].$$

Звернімо увагу, що аналогічне співвідношення має місце й для об'ємної концентрації в масивному напівпровіднику [13]. Підставляючи тепер усі числові значення  $N_{2D}^{1,c}$ ,  $N_{2D}^{1,v}$  і  $E'_G$ , одержимо дуже невелику поверхневу концентрацію власних носіїв

$$n_{Si} = 8.5 \times 10^2 \text{ см}^{-2}, \quad (85)$$

яка може бути меншою від концентрації зарядів на межі поділу Si/SiO<sub>2</sub> чи навіть від концентрації випадкових домішок-допантів у тонкій плівці кремнію.

*Рухливий електронний заряд нижче від порогової напруги*

Вираз (39) для електронного заряду як функції поверхневого потенціалу  $Q(\psi_S)$ , при-

датний для напруг як нижчих, так і вищих від порогової, було раніше одержано нами для масивної структури MOS; однак при цьому для  $V_G < V_T$  і  $V_G > V_T$  ми використовували різні вирази для середнього електричного поля. Розгляньмо ситуацію для структури ETSOI, для якої, згідно з (72),

$$Q(\psi_S) = -qn_{Si} e^{q\psi_S/kT}, \quad (86)$$

де ми вважали, що рівень Фермі розташовано так, що  $n_{S0} = n_{Si}$  при  $\psi_S = 0$ . Вираз (86) справедливий для напруг як нижчих, так і вищих від порогової.

Далі нам потрібно зв'язати  $Q(\psi_S)$  нижче від порогової напруги з напругою на затворі. Структура DG ETSOI на рис. 13 симетрична щодо пунктирної лінії, яка проходить через середину тонкої кремнієвої підкладки. Половина електронного заряду в SOI локалізується під верхнім затвором, а друга половина – над нижнім затвором. Враховуючи симетрію структури DG, достатньо встановити зв'язок між напругою на верхньому затворі та зарядом у верхній половині SOI. Почнімо з загальної формули (1):

$$V'_G = \Delta V_{ox} + \psi_S. \quad (87)$$

Згідно з формулою Гаусса, електричне поле на верхній межі поділу Si/SiO<sub>2</sub> дорівнюватиме

$$E_{ox} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{2\varepsilon_s} = -\frac{Q(\psi_S)}{2\varepsilon_s}. \quad (88)$$

Падіння потенціалу на верхній оксидній плівці становитиме

$$\Delta V_{ox} = E_{ox} t_{ox}. \quad (89)$$

З цих виразів та з (5) випливає, що

$$V'_G = -\frac{Q(\psi_S)}{2C_{ox}} + \psi_S. \quad (90)$$

Нижче від порогової напруги заряд підкладки дуже малий, тому падінням напруги на оксидній плівці  $\Delta V_{ox}$ , можна знехтувати, і замість (87) можна відразу записати, що

$$V'_G = \psi_S. \quad (91)$$

У випадку масивної структури MOS  $\psi_S = V'_G / m$  (30), де  $m > 1$  (31), однак у випадку DG ETSOI  $m \equiv 1$ , що означає повний контроль затвору над поверхневим потенціалом і є перевагою структури DG ETSOI. Тепер, завдяки (91), загальний вираз (86) у режимі  $V_G < V_T$  такий:

$$Q(\psi_S) = -qn_{Si}e^{qV_G/kT}. \quad (92)$$

Формула (92) визначає електронний заряд структури DG ETSOI в підпороговому режимі. В випадку масивної структури MOS завершення режиму слабкої інверсії пов'язують із тим, що  $\psi_S$  робиться рівним  $2\psi_B$ . Ми не можемо скористатися з такого критерію в випадку ETSOI, бо ця структура не легована. В цьому випадку можемо стверджувати, що при зниженні енергії першої підзони зони провідності до значення, коли  $E_F = E_C + \varepsilon_1^c$ , концентрація електронів робиться істотною. Формула (84) показує, що за виконання такої умови  $n_S = N_{2D}^{1c}$ . Тому потенціал напівпровідникової підкладки в структурі ETSOI на вході в режим інверсії можна знайти з

$$n_S(\psi_S) = n_{Si}e^{q\psi_S/kT} = N_{2D}^c, \quad (93)$$

звідки для потенціалу при вході в режим інверсії маємо

$$\psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}}. \quad (94)$$

Враховуючи рівність (91), а також умови, що призвели до такої рівності, при вході в режим інверсії маємо:

$$V'_T = \psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}}. \quad (95)$$

З (95) та (92) остаточно одержуємо:

$$Q(V_G) = -C_Q \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/kT}, \quad (96)$$

де

$$C_Q = q^2 D_{2D} \quad (97)$$

називають квантовою ємністю, до обговорення використання якої як ще одного параметра ETSOI ми повернемося пізніше, а  $D_{2D}$  – це 2D густина станів у структурі ETSOI з надтонкою підкладкою.

Ми одержали важливий результат щодо залежності електронного заряду ETSOI від напруги на затворі (96), який корисно порівняти з аналогічною залежністю (45) для масивної структури MOS. В обох випадках заряд у підпороговому режимі збільшується експоненційно з  $V_G$ . Відмінність між цими двома структурами полягає в тому, що для DG ETSOI характерний ідеальний підпороговий нахил  $m = 1$ , тоді як для масивних структур MOS  $m \approx 1.1 - 1.3$ . Це означає, що при одному й тому ж збільшенні напруги на затворі електронний заряд у структурі DG ETSOI зростає швидше, ніж у масивної структури MOS.

Для масивних MOSFET при вході в режим інверсії поверхневий потенціал  $\psi_S = 2\psi_B$ . Для структури ETSOI цей критерій визначається формулою (94). Як співвідноситься  $\psi_S^{inv}$  для структури ETSOI з  $\psi_S^{inv} = 2\psi_B$  для масивної структури MOS? Підстановка розрахункових даних (83) і (85) з попереднього прикладу в вираз (94) призводить до подальшого результату:

$$\psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}} = 0.026 \cdot \ln \frac{4.11 \times 10^{12}}{8.5 \times 10^2} = 0.58 \text{ В},$$

згідно з яким можна очікувати, що  $q\psi_S^{inv}$  складає приблизно половину від ширини ефективно забороненої зони DG ETSOI (82). Оскільки рівень Фермі при  $\psi_S = 0$  лежить майже посередині забороненої зони (рис. 14), то  $n_{S0} = p_{S0} = n_{Si}$ . Поверхневий потенціал при входженні в режим інверсії такий, що він знижує  $E_{C0} + \varepsilon_1^c$  до  $E_F$ , що і слугує критерієм для входу в режим інверсії.

В розглянутому прикладі потрібний вигин зон у режимі інверсії складає приблизно половину від такого в масивній структурі MOS, бо там рівень Фермі в *p*-Si розташований поблизу валентної зони, і тому вигин зони провідності повинен покрити майже всю заборонену зону для того, щоб рівень Фермі сумістився з зоною провідності.

*Рухливий електронний заряд вище від порогової напруги*

Вираз (86) справедливий для напруг як нижчих, так і вищих від порогової. В розглянутому вище випадку,  $V_G < V_T$ , ми могли припускати, що падіння напруги на оксидному шарі мале, і таким чином пов'язати електронний заряд у підпороговому режимі з напругою на затворі формулою (96). Вище від порогову,  $V_G > V_T$ , падіння напруги на оксидному шарі робиться значним, і вигляд залежності  $Q \propto V_G$  змінюється.

Вираз (86) дає залежність  $Q \propto \psi_s$ , а формула (90) пов'язує  $\psi_s$  з  $V_G$ . Чисельне розв'язання цих двох рівнянь показує, що заряд зростає приблизно лінійно з  $V_G$  при  $V_G > V_T$ , як і в випадку масивної структури MOS. Нахил цієї лінійної залежності

$$C_G = \frac{dQ_M}{dV_G} = \frac{d(-Q_S)}{dV_G} = \frac{d(-Q)}{dV_G}. \quad (98)$$

Диференціюючи (90) за  $(-Q)$ , знаходимо, що

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{2C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (99)$$

і запишемо інверсійний заряд вище від порогової напруги в вигляді

$$Q(V_G) = -C_G(V_{GS} - V_T), \quad (100)$$

де  $C_G \approx \text{Const}$ . Для  $C_S \gg 2C_{ox}$ ,  $C_G \approx 2C_{ox}$ . Коефіцієнт двійка з'являється через DG у моделі ETSOI (рис. 13).

Оскільки ємність напівпровідникового шару скінченна,  $C_G$  трохи менша від  $2C_{ox}$ , як це було і в випадку масивної структури MOS. Використавши (86), знаходимо ємність напівпровідникового шару ETSOI

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_s} = \frac{-Q}{kT/q}. \quad (101)$$

Порівнюючи цей результат з аналогічним (55) для масивної структури MOS, бачимо, що ємність напівпровідникового шару ETSOI вдвічі вища від аналогічної величини для масивної структури MOS.

Обидва результати (101) і (55) одержано в припущенні невинродженої статистики електронів. А що буде в випадку винродження? Тоді  $E_F \gg E_{C0} + \varepsilon_1^c$  і вираз (69) набуває вигляду

$$Q(\psi_s) = -qn_s = -qN_{2D}^{1c} (E_F - E_{C0} - \varepsilon_1^c + q\psi_s) / kT, \quad (102)$$

тому ємність напівпровідникового шару ETSOI дорівнює

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_s} = \frac{q^2 N_{2D}^{1c}}{kT} = q^2 \frac{m_D^*}{\pi \hbar^2} = q^2 D_{2D} = C_Q, \quad (103)$$

де  $C_Q$  – квантова ємність (97).

У складніших ситуаціях, як-от далеко від межі винродження, при декількох заселених підзонах, при потовщенні напівпровідникового шару, коли врахування вигину зон робиться істотним, ємність кремнієвого шару необхідно розраховувати чисельно. Однак, у будь-якому випадку ємність напівпровідникової підкладки буде пов'язана з густиною станів електронів. Для структур MOS, у яких використано напівпровідники з малими ефективними масами електронів (у напівпровідникових сполуках елементів III і V груп, GaAs, InSb тощо, ця маса становить  $0,1m_0$  і менше), можна очікувати, що ємність напівпровідникового шару й загальна ємність затвору зменшаться порівняно з MOS на базі кремнію.

Нарешті, перепишемо (99) у вигляді

$$C_G = \frac{(2C_{ox})C_S}{(2C_{ox}) + C_S}. \quad (104)$$

Ми могли б очікувати, що повна ємність затвору для DG ETSOI буде вдвічі вищою від ємності затвору для ETSOI з одиночним затвором. Однак, реально вона виявляється дещо меншою. Щоб зрозуміти причину, перепишемо (104) так:

$$C_G = 2 \times \left[ \frac{C_{ox} (C_S/2)}{C_{ox} + (C_S/2)} \right]. \quad (105)$$

Ємності в дужках відповідають послідовному з'єднанню  $C_{ox}$  і  $C_S/2$ . Ємність DG ETSOI розподіляється між двома затворами, тож кожен із двох затворів характеризується ємністю, яка дещо менша від ємності однозатворного ETSOI [12].

Наведемо чисельні оцінки ємності інверсійного шару й товщини еквівалентної ємності. До вихідних даних щодо кремнію додамо також  $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$ ,  $\varepsilon_{ox} = 4.0$ . Дамо відповіді на п'ять запитань:

1) Яка ємність напівпровідникового шару ETSOI при  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ?

Така поверхнева концентрація електронів типова для режиму «ON» сучасного MOSFET. З виразу (101) знаходимо

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{kT/q} = \frac{qn_s}{kT/q} = 61.6 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2,$$

що вдвічі вище від ємності, знайденої для масивної структури MOSFET (59). Порівняно з  $C_{ox} = 2.0 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2$  це дуже велика, нефізично велика ємність. Її величина суттєво зменшиться, якщо перейти до статистики Фермі – Дірака і врахувати квантові обмеження для структури ETSOI. Оцінка  $C_S$  в граничному випадку виродження за формулою (103) дає

$$C_S = C_Q = 25.4 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2, \quad (106)$$

що менше від половини величини, одержаної вище для невиродженої статистики.

2) Яка ємність затвору?

Згідно з (104),

$$C_G = \frac{(2C_{ox})C_S}{(2C_{ox}) + C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 2C_{ox}/C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 4.0/25.4} = 0.86(2C_{ox}) = 3.44 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2,$$

де ми використали  $C_{ox}$  (32) і  $C_S$  (106). Як і очікували,  $C_G < 2C_{ox}$ .

3) Яка товщина еквівалентної ємності DG ETSOI?

Використаємо визначення  $CET$  (33) і врахуємо наявність подвійного затвору DG в ETSOI:

$$C_G/2 \equiv \frac{\varepsilon_{ox}}{CET} \Rightarrow CET = \frac{\varepsilon_{ox}}{C_G/2} = \frac{4.0 \times 8.854 \times 10^{-12} \times 10^{-2}}{(3.44/2) \times 10^{-6}} = 2.06 \text{ нм}.$$

Звертає на себе увагу те, що  $CET$  в DG ETSOI дещо більше від товщини оксидного шару  $1.8 \text{ нм}$  і цей ефект перевищення істотніший порівняно з попереднім результатом (61). Це зумовлено використанням статистики Фермі – Дірака і врахуванням квантових обмежень.

4) Який поверхневий потенціал напівпровідникового шару DG ETSOI при  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ?

З (79) маємо

$$\psi_s = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_s}{n_{Si}} = 0.60 \text{ В}. \quad (107)$$

Нагадаємо, що раніше ми визначили: входження в режим інверсії відбувається при  $\psi_s^{inv} = 0.58$ , тому одержане значення  $\psi_s$  лише не набагато вище. В випадку масивної структури MOS поверхневий потенціал у режимі сильної інверсії був приблизно на шість  $kT/q$  більший від  $2\psi_B$ . У нашому випадку поверхневий потенціал при сильній інверсії лише на один  $kT/q$  більший, аніж  $\psi_s^{inv}$ . Ця відмінність почасти пояснюється тим, що в структурі ETSOI електронний заряд поводить себе як  $Q \propto \exp(q\psi_s/kT)$ , а в масивній структурі MOS – як  $Q \propto \exp(q\psi_s/2kT)$ , тож в останньому випадку потрібний більший вигин зон, щоб одержати більший заряд в інверсійному шарі.

5) Який поверхневий потенціал напівпровідникового шару ETSOI при використанні статистики Фермі – Дірака?

Формула (70) пов'язує  $n_s$  і  $\psi_s$  в загальному випадку, а саме:

$$n_s = N_{2D}^{1c} \ln \left( 1 + e^{(E_F - E_{c0} + q\psi_s - \varepsilon_i^c)/kT} \right).$$

Припустимо, що  $\psi_s = 0$  при  $n_s = n_{Si}$  і напівпровідник невироджений при  $n_s = n_{Si}$ , тоді

$$n_{Si} = N_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{c0} - \varepsilon_i^c)/kT}$$

Підставляючи цей вираз у попередній, одержуємо

$$n_s = N_{2D}^{1c} \ln \left( 1 + \frac{n_{Si}}{N_{2D}^{1c}} e^{+q\psi_s/kT} \right),$$

звідки знаходимо, що

$$\psi_s = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{N_{2D}^{1c}}{n_{Si}} \left( e^{n_s/N_{2D}^{1c}} - 1 \right) \right],$$

а після підстановки  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ,  $n_{Si}$  (85) і  $N_{2D}^{1c}$  (83) остаточно одержуємо  $\psi_s = 0.64 \text{ В}$ , що на  $0.04 \text{ В}$  більше від значення (107), одержаного за статистикою Максвелла – Больцмана.

*Хід поверхневого потенціалу зі зміною напруги на затворі*

Рис. 5 ілюструє хід поверхневого потенціалу зі зміною напруги на затворі для масивної структури MOS. Нижче від порогової напруги поверхневий потенціал  $\psi_s = V_G/m$ , де  $m$  дещо більше від одиниці. Вище від порогової напруги  $\psi_s$  зростає повільно зі збільшенням  $V_G$ , бо  $m$  стає дуже великим, тому більша частина зростання напруги припадає на падіння напруги на оксидному шарі, а не на напівпровідниковій підкладці. Можна очікувати аналогічних тенденцій і для структури ETSOI.

На рис. 17 порівняно хід  $\psi_s \propto V_G$  для структур масивної MOS и ETSOI.

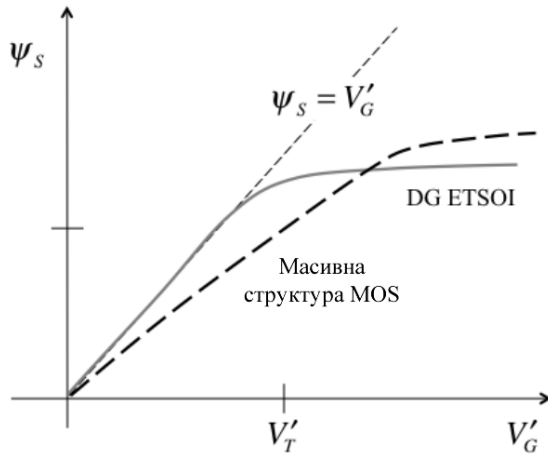


Рис. 17. Залежність поверхневого потенціалу від напруги на затворі. Суцільна лінія описує структуру ETSOI, а пунктирна – масивну структуру MOS. Вважаємо, що при  $\psi_s = 0$  рівень Фермі лежить близько до валентної зони в обох випадках.

В підпороговій області  $\psi_s = V_G$  (пряма дрібним пунктиром), бо  $m = 1$  для структури DG ETSOI. Вище від порогу  $\psi_s$  повільно змінюється з  $V_G$  з тієї ж причини, що й для масивної структури MOS. Сповільнення, однак, тут слабше, бо в випадку DG ETSOI інверсійний електронний заряд збільшується зі зростанням  $\psi_s$  швидше.

Отже, ми показали, що електронний заряд  $Q(\psi_s)$  для структури ETSOI змінюється експоненційно з потенціалом  $\psi_s$  як нижче, так

і вище від порогу, див. (86). Аналогічний результат одержано і для масивної структури MOS, вирази (44) и (48).

Нижче від порогу  $Q(V_G)$  змінюється експоненційно з  $V_G$ , оскільки  $\psi_s = V_G$ , див. (96). Однак, вище від порогу залежність  $Q(V_G)$  лінійна, див. (100). Знов-таки, результати аналогічні до тих, що їх було одержано для масивної структури MOS.

Порівняємо результати для DG ETSOI

$$Q(V_G) = -C_Q \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/kT}, \quad (V_G \ll V_T) \quad (108)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T) \quad (V_G \gg V_T)$$

з результатами (63) для масивної структури MOS

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT}, \quad (V_G \ll V_T)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T). \quad (V_G \gg V_T)$$

Як бачимо, організація каналу провідності (масивна структура MOS, ETSOI з подвійним затвором чи з одинарним, тощо) якісно картини не змінює – заряд змінюється експоненційно з напругою на затворі нижче від порогу і лінійно – вище від порогу. В загальному випадку  $Q \propto V_G$  можна розрахувати чисельно. Разом з тим, як ми покажемо надалі, можна записати емпіричний вираз, що забезпечуватиме коректні результати як нижче, так і вище від порогової напруги.

Підіб'ємо підсумки. Фізика процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу  $\psi_s$ , який у свою чергу визначається напругою на затворі  $V_G$ . Ми одержали достатньо загальну формулу (11), що пов'язує  $V_G$  з  $\psi_s$ . В умовах режиму виснаження одержано простіший зв'язок  $\psi_s$  із  $V_G$  (30), який ми часто використовуваватимемо й надалі. Потім ми обговорили поведінку рухливого електронного заряду  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$ : яким чином електронний заряд змінюється з поверхневим потенціалом і з напругою на затворі в умовах до й після порогової напруги. Правильні результати для допорогової області



напруг і в режимі сильної інверсії ми одержали, не вдаючись до чисельного розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана. Водночас чисельний розв'язок цього рівняння покриває як підпорогову область та область сильної інверсії, так і перехідну область між ними. Ми розглянули поведінку  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$  для цілком іншої структури MOS, структури з виключно тонкою кремнієвою підкладкою (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), що характерна для теперішньої тенденції мініатюризації транзисторів. Ми пересвідчилися, що основні особливості структури ETSOI подібні до властивостей масивної структури MOS. Одержано залежності  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$  для структури ETSOI як нижче, так і вище від порогу напружений. До залежностей, що охоплюють усю область напруг на затворі, ми повернемося в наших подальших статтях. Одержані результати свідчать, що 1D електростатика прийнятна як для масивних структур MOS, так і для структур ETSOI. Однак, далі ми покажемо, як 2D електростатика пояснює, чому структура DG ETSOI має переваги для дуже коротких нанотранзисторів.

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [6], прочитаних он-лайн в 2016 році проф. Марком Лундстромом (Mark Lundstrom), в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u]. В ній також використано напрацювання авторських курсів «Фізика конденсованого середовища» і «Фізика поверхні», який інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для студентів факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Т.Шевченка.

#### Список використаної літератури

- [1]. R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals* (New York: Addison-Wesley: 1996).
- [2]. B. Streetman, S. Banerjee, *Solid State Electronic Devices* (New York: Prentice Hall: 2005).
- [3]. Chenming Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits* (London, UK: Pearson India: 2009).
- [4]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha., *Sensor Electronics Microsys. Tech.* **15**, № 4: 18 – 40 (2018).
- [5]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha., *Sensor Electronics Microsys. Tech.* **16**, № 1: 24 – 49 (2019).
- [6]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [7]. Y. Tsididis, C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
- [8]. Y. Taur, T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
- [9]. M. Lundstrom, Xingshu Sun, *Notes on the Solution of the Poisson – Boltzmann Equation for MOS Capacitors and MOSFETs* (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5338.
- [10]. M. Lundstrom, *ECE 612 Lecture 14:  $V_T$  Engineering* (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5670.
- [11]. Yu. A. Kruglyak, *Nanoelektronika «snizu – vverh»*, (Odessa: TES: 2015) (in Russian).
- [12]. D. Vasileska, D. K. Schroder, D. K. Ferry, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **44**: 584 – 587 (1997).
- [13]. Yu. V. Popyk. *Fizyka napivprovidnykiv* (Uzhhorod: TOV «IVA»: 2014) (in Ukrainian).

Стаття надійшла до редакції 25.03.2019 р.

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e  
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171224>

## PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: GATE VOLTAGE AND SURFACE POTENTIAL, MOBILE CHARGE IN BULK MOS AND IN THIN SOI

*Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha\**

Odesa State Environmental University,  
Faculty of Computer Sciences  
15 Lvivska Str, Odesa, Ukraine

phone (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

\* Taras Shevchenko Kyiv National University

Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Sciences,  
4g Hlushkov Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 526 0532

V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine,  
41 Nauky Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 525 6033,

*E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com*

### Summary

In the third one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the physics of processes in the semiconductor substrate MOSFET was discussed. This physics is determined by the bending of the zones, which depends on the surface potential  $\psi_s$ , which in its turn is determined by the gate voltage  $V_G$ . A sufficient general equation connecting  $V_G$  with  $\psi_s$  is obtained. Under the conditions of the depletion regime, a simpler dependence of  $\psi_s$  on  $V_G$  is obtained. The behavior of the mobile electron charge  $Q \propto \psi_s$  and  $Q \propto V_G$  is discussed: how does the electronic charge vary with the surface potential and with the gate voltage in the conditions before and after the threshold voltage. The correct results in the prethreshold range and in the strong inversion mode are obtained without resorting to a numerical solution of the Poisson – Boltzmann equation, but at the same time the numerical solution of this equation covers both the subthreshold region and the strong inversion region, and the transition region between them. The behavior  $Q \propto \psi_s$  and  $Q \propto V_G$  is also considered for a completely different structure of MOS, a structure with an exceptionally thin silicon on insulator substrate ETSOI, typical for the current trend of miniaturization of transistors. Nevertheless, we demonstrate that the main features of the structure of ETSOI are similar to those of the massive structure of MOS. Dependences  $Q \propto \psi_s$  and  $Q \propto V_G$  have also been obtained for the ETSOI structure both below and above the threshold. The results obtained suggest that 1D electrostatics is acceptable for both massive MOS structures and ETSOI structures. In the next articles we will show how 2D electrostatics explains why the ETSOI structure with a double gate is preferable for very short nanotransistors.

**Keywords:** nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, ETSOI, transistor metrics, transistor control, virtual source.

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171224>

## ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха*

Одеський державний екологічний університет,

факультет комп'ютерних наук,

вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

тел. (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

\* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,

факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,

пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,

пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

*E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com*

### Реферат

У третій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто фізику процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу  $\psi_s$ , який у свою чергу визначається напругою на затворі  $V_G$ . Ми одержали достатньо загальну формулу (11), що пов'язує  $V_G$  з  $\psi_s$ . В умовах режиму виснаження одержано простіший зв'язок  $\psi_s$  із  $V_G$  (30), який ми часто використовуваватимемо й надалі. Потім ми обговорили поведінку рухливого електронного заряду  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$ : яким чином електронний заряд змінюється з поверхневим потенціалом і з напругою на затворі в умовах до й після порогової напруги. Правильні результати для допорогової області напруг і в режимі сильної інверсії ми одержали, не вдаючись до чисельного розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана. Водночас чисельний розв'язок цього рівняння покриває як підпорогову область та область сильної інверсії, так і перехідну область між ними. Ми розглянули поведінку  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$  для цілком іншої структури MOS, структури з виключно тонкою кремнієвою підкладкою (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), що характерна для теперішньої тенденції мініатюризації транзисторів. Ми пересвідчилися, що основні особливості структури ETSOI подібні до властивостей масивної структури MOS. Одержано залежності  $Q \propto \psi_s$  і  $Q \propto V_G$  для структури ETSOI як нижче, так і вище від порогу напружений. До залежностей, що охоплюють усю область напруг на затворі, ми повернемося в наших подальших статтях. Одержані результати свідчать, що 1D електростатика прийнятна як для масивних структур MOS, так і для структур ETSOI. У подальших статтях ми покажемо, як 2D електростатика пояснює, чому структура DG ETSOI має переваги для дуже коротких нанотранзисторів.

**Ключові слова:** наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік