

PACS numbers: 71.20.Nr, 73.20.At, 73.22.-f, 73.23.Ad, 73.40.Kp, 85.30.De, 85.35.-p

Фізика нанотранзисторів: напруження на затворі и поверхновий потенціал, подвижний електронний заряд в масивній структурі MOS и в виключительній тонкій SoI

Ю. А. Кругляк

*Одеський державний екологічний університет,
ул. Львівська, 15,
65016 Одеса, Україна*

Фізика процесів в напівпровідниковій підкладці MOSFET визначається вигином зон, залежним від поверхнового потенціалу ψ_s , який, в свою чергу, визначається напруженням на затворі V_G . Отримано достатнє загальне рівняння, що пов'язує V_G з ψ_s . В умовах режиму виснаження отримано простіший зв'язок ψ_s з V_G , який також буде використано. Обговорюється поведінка подвижного електронного заряду $Q \propto \psi_s$ и $Q \propto V_G$: яким чином електронний заряд змінюється з поверхновим потенціалом и з напруженням на затворі в умовах до и після порогового напруження? Правильні результати в допороговій області напружень и в режимі сильної інверсії отримані, не вдаючись до чисельного рішення рівняння Пуассона–Больцмана; разом з тим, чисельне рішення цього рівняння покриває як підпорогову область и область сильної інверсії, так и перехідну область між ними. Розглянуто поведінку $Q \propto \psi_s$ и $Q \propto V_G$ для абсолютно іншої структури MOS — структури з виключительно тонкою кремнієвою підкладкою. Ця структура MOS характерна для нинішньої тенденції мініатюризації транзисторів и носить назву підкладки «чрезвычайно тонкий кремній на ізоляторі» (ETSoI). Тем не менше, основні особливості структури ETSoI подібні властивостям масивної структури MOS. Отримані залежності $Q \propto \psi_s$ и $Q \propto V_G$ для структури ETSoI як нижче, так и вище порога напружень. Отримані результати вказують на те, що 1D-електростатика прийнятна як для масивних структур MOS, так и для структур ETSoI. Однак далі показано, як 2D-електростатика пояснює, чому структура ETSoI з подвійним затвором переважна для дуже коротких нанотранзисторів.

Фізика процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET визначається вигином зон, що залежать від поверхнового потенціалу ψ_s , який, в свою чергу, визначається напруженням на затворі V_G . Отримано достатнє загальне рівняння, що пов'язує V_G з ψ_s . В умовах режиму виснаження отримано простіший зв'язок ψ_s з V_G , який також буде використано. Обговорюється

поведінка рухомого електричного 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 і після порогової напруги? Правильні результати в допорогової області напруг і в режимі сильної інверсії одержано, не вдаючись до чисельного розв'язання рівняння Пуассона–Больцманна; разом з тим чисельний розв'язок цього рівняння покриває як підпорогову область і область сильної інверсії, так і перехідну область між ними. Розглянуто поведінку $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для зовсім іншої структури MOS — структури з виключно тонкою силіційовою підкладинкою. Ця структура MOS є характерною для нинішньої тенденції мініатюризації транзисторів і носить назву підкладинки «надзвичайно тонкий силіцій на ізоляторі» (ETSoI). Тим не менш, основні особливості структури ETSoI подібні властивостями масивної структури MOS. Одержано залежності $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для структури ETSoI як нижче, так і вище порогу напруг. Одержані результати вказують на те, що 1D-електростатика є прийнятною як для масивних структур MOS, так і для структур ETSoI. Однак далі показано, як 2D-електростатика пояснює, чому структура ETSoI з подвійним затвором є ліпшою для дуже коротких нанотранзисторів.

The physics of processes in the semiconductor MOSFET substrate is determined by the bending of zones that depends on the surface potential ψ_s , which by-turn is determined by the gate voltage V_G . A sufficiently general equation connecting V_G with ψ_s is obtained. Under the conditions of the depletion regime, a simpler relationship between ψ_s and V_G is obtained and will be used. The behaviour of the mobile electron charge, $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$, is discussed: how does the electron charge vary with both the surface potential and the gate voltage in the conditions before and after the threshold voltage. The correct results in the pre-threshold region and in the strong inversion mode are obtained without resorting to a numerical solution of the Poisson–Boltzmann equation, but, at the same time, a numerical solution of this equation covers both the subthreshold region and the strong inversion region, and the transition region between them. The behaviours $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$ are considered for the completely different MOS structure—the structure with an extremely thin silicon-on-insulator substrate. This MOS structure is typical for the current trend of miniaturization of transistors and is called an extremely thin SoI structure. Nevertheless, as convinced, the main features of the ETSoI structure are similar to those of the massive MOS structure. 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 the 1D electrostatics is acceptable for both massive MOS structures and ETSoI ones. However, further it will be shown, how the 2D electrostatics explains why the ETSoI structure with a double gate is preferable for very short nanotransistors.

Ключевые слова: наноэлектроника, полевой транзистор, MOSFET, ETSoI, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный источник.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, ETSoI, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік.

Keywords: nanoelectronics, field-effect transistor, MOSFET, ETSoI, transis-

tor metrics, transistor control, virtual source.

(Получено 15 мая 2018 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В продолжение научного обозрения физических принципов моделирования нанотранзисторов [1, 2] рассмотрим, как связаны между собой поверхностный потенциал и напряжение на затворе: $\psi_s \propto V_G$ (рис. 1).

Сначала покажем, как установить эту точную зависимость $\psi_s(V_G)$, а также найдём приближенное решение. Напряжение на затворе, необходимое для перевода полупроводника в режим инверсии, известно как пороговое напряжение V_T . Это то напряжение на затворе, которое необходимо для уравнивания $\psi_s = 2\psi_B$ и которое необходимо для перевода MOSFET в режим «ON». Мы также обсудим ёмкость затвора и её связь с напряжением на затворе, которая часто используется для характеристики структуры MOS. Затем мы подробно рассмотрим подвижный электронный заряд в массивной структуре MOS и в структуре SoI (Silicon-on-Insulator) с исключительной тонкой кремниевой подложкой. Более подробное обсуждение этих вопросов можно найти в [3–6].

2. НАПРЯЖЕНИЕ НА ЗАТВОРЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Для установления зависимости $\psi_s \propto V_G$ вспомним, что напряжение на затворе есть сумма падений напряжения на окисной

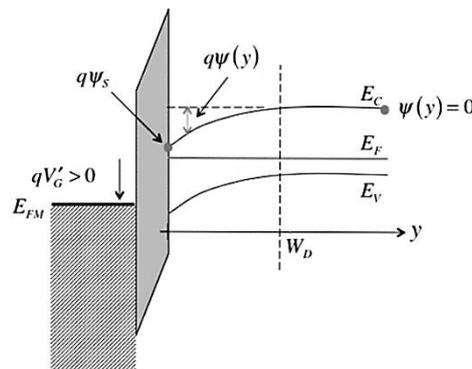


Рис. 1. Зонные диаграммы при положительном напряжении на затворе $V'_G > 0$, которое генерирует положительный поверхностный потенциал в полупроводнике и падение напряжения на оксидной плёнке.¹

плёнке и на полупроводниковой подложке, а именно:

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

Падение напряжения на окисной плёнке есть произведение электрического поля на толщину окисной плёнки,

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

где электрическое поле определяется поверхностным зарядом полупроводника (теорема Гаусса), пренебрегая пока что возможным зарядом на границе раздела SiO_2/Si ,

$$\epsilon_{ox} E_{ox} = -Q_S(\psi_S). \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что

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

где

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} [\text{Ф/м}^2], \quad (5)$$

есть поверхностная электрическая ёмкость конденсатора, каковым по существу является MOSFET (рис. 2).

Наконец, из (1) и (4) находим искомую связь напряжения на затворе с поверхностным потенциалом:

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

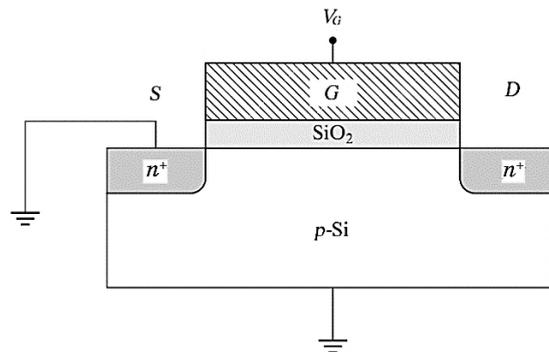


Рис. 2. MOSFET — это конденсатор с p - n -переходами.²

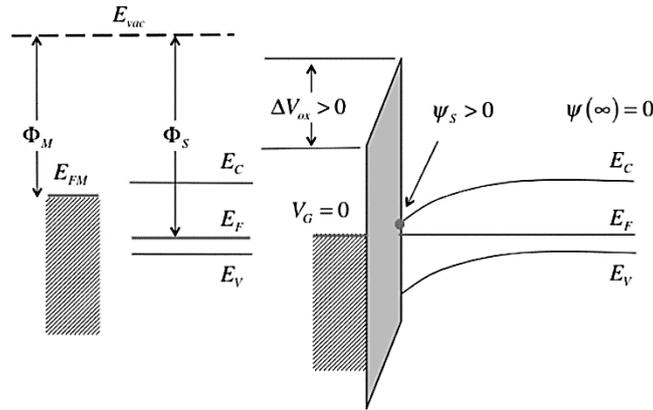


Рис. 3. Влияние разности работ выхода полупроводника Φ_S и металла электрода затвора Φ_M на 1D-структуру MOS. Слева: изолированные друг от друга полупроводник со своим фермиевским уровнем и электрод затвора со своим уровнем Ферми E_{FM} . Справа: результирующая равновесная зонная структура при нулевом напряжении на затворе $V_G = 0$. Встроенный в эту структуру потенциал ΔV_{ox} аналогичен встроенному потенциалу p - n -переходов ((77) в [2]) и, как и в случае p - n -переходов, не может быть непосредственно измерен.³

Уравнение (6) справедливо для идеального электрода затвора в отсутствии заряда на границе раздела SiO_2/Si , так что при $V'_G = 0$ зоны плоские и $\psi_S = Q_S = 0$.

Рассмотрим ситуацию, когда работа выхода электрода затвора Φ_M меньше работы выхода полупроводника Φ_S (рис. 3). Диаграмма равновесной зонной структуры показывает, что имеется встроенный потенциал ΔV_{ox} . При нулевом напряжении на затворе электростатический потенциал затвора есть $-(\Phi_M - \Phi_S)/q$. Очевидно, что если подать на затвор напряжение, эквивалентное разности работ выхода металл/полупроводник $\Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}$, то влияние этой разности будет нивелировано, и зоны будут плоские. Соответственно этому напряжение режима плоских зон не будет при $V_G = 0$, а будет при $V_G = V_{FB}$, где

$$qV_{FB} = \Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}. \tag{7}$$

Рассмотрим ситуацию подробнее и проиллюстрируем её количественно (рис. 4). При выполнении условия плоских зон на границе раздела Si/SiO_2 зоны плоские. Когда зоны плоские, электрическое поле на поверхности полупроводника нулевое. Поэтому электрическое поле в SiO_2 тоже нулевое (в отсутствии пограничного заряда): E_C и E_V в SiO_2 также плоские. Энергии E_C и E_V в SiO_2 отстоят друг от друга на 9 эВ. Это ширина запрещенной зо-

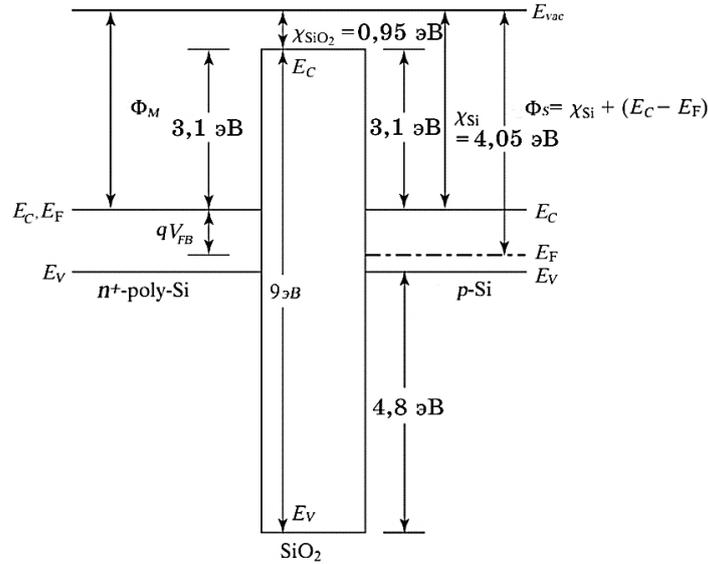


Рис. 4. Диаграмма зонной структуры MOS при выполнении условия плоских зон. Для достижения этого условия к затвору прикладывается напряжение V_{FB} между затвором n^+ -poly-Si и подложкой p -Si. Показаны работы выхода затвора Φ_M и полупроводника $\Phi_S > \Phi_M$ [5].⁴

ны E_g . Разница между E_{vac} и E_c для SiO_2 составляет 0,95 эВ. Это средство к электрону χ_{SiO_2} . У кремния $\chi_{\text{Si}} = 4,05$ эВ. Разница в 3,1 эВ есть высота энергетического барьера на границе раздела Si/SiO₂ для электронов. Барьер для дырок составляет 4,8 эВ. Из-за больших величин этих барьеров электроны и дырки не могут проникнуть через слой диэлектрика. Уровень Ферми E_F в n^+ -poly-Si обычно предполагают совпадающим с E_c . В SiO_2 точное положение фермиевского уровня не существенно: если расположить его где-то посередине запрещенной зоны, то величина $n = N_C e^{(E_c - E_F)/kT}$ будет бессмысленно малым числом, например, таким как 10^{-60} см⁻³. Поэтому понятие положения E_F в SiO_2 бессодержательное.

Напряжение плоских зон определяется разностью работ выхода затвора и подложки:

$$V_{FB} = (\Phi_M - \Phi_S) / q \approx -0,7 \text{ В.}$$

Теперь рассмотрим случай, когда между работами выхода нет разницы, а на границе раздела Si/SiO₂ есть поверхностный заряд Q_F [К/м²]. В этом случае вместо (3) имеем:

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

а уравнение (4) будет таким:

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

Когда $\psi_S = 0$, заряд $Q_S = 0$, и зоны в полупроводнике плоские. Согласно (1), это условие плоских зон реализуется при $V_G = V_{FB} = -\frac{Q_F}{C_{ox}}$.

В общем случае, когда имеет место разница работ выхода и одновременно есть поверхностный заряд, условие плоских зон реализуется при напряжении на затворе

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

и в качестве общего соотношения между напряжением на затворе и поверхностным потенциалом имеем

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

Не исключено, что заряд на границе раздела Si/SiO₂ — не постоянный, а зависит от поверхностного потенциала и характеризуется некоторой функцией распределения по глубине оксидной плёнки [3].

Уравнение (11) это наше искомое соотношение между напряжением на затворе и поверхностным потенциалом в полупроводнике. Решить его в общем случае аналитически и найти $\psi_S \propto V_G$ невозможно. На практике можно задаться потенциалом ψ_S , а затем вычислить напряжение V_G , которое создаёт такой потенциал. Мы уже видели, как можно рассчитать $Q_S(\psi_S)$ в режиме истощения. Позже мы обсудим, как рассчитать эту зависимость в других режимах и рассмотрим её подробнее.

Вычисление зависимости $\psi_S \propto V_G$ весьма трудоёмкое дело [7–9], однако, качественный ход этой зависимости, показанный на рис. 5, понять несложно. Обратимся к зависимости $Q_S \propto \psi_S$ на рис. 19 в [2]. По мере того как ψ_S растёт от нуля и приобретает положительное значение заряд в слое истощения медленно возрастает как $\sqrt{\psi_S}$: заряд в полупроводнике умеренный, так что из (11) следует, что значительная доля напряжения на затворе падает на полупроводнике. Как только поверхностный потенциал превысил $2\psi_B$, становится важным инверсионный заряд; он растёт экспоненци-

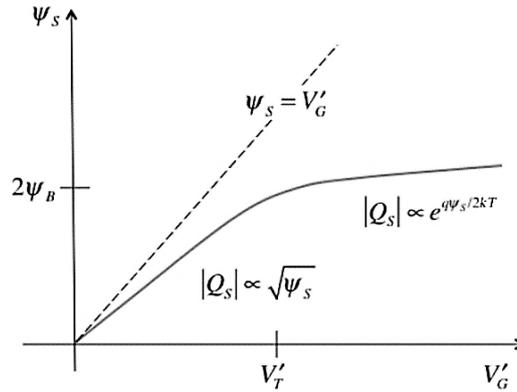


Рис. 5. Ожидаемый ход $Q_s \propto \psi_s$. Ниже порогового напряжения поверхностный потенциал изменяется линейно с V_{GS} согласно $\psi_s = V_{GS}/m$, где $m \approx 1$; однако выше порогового напряжения $\psi_s \approx 2\psi_B$, и поверхностный потенциал растёт с увеличением V_{GS} медленно, поскольку $m \gg 1$.⁵

ально и падение напряжения на диэлектрической прокладке становится ощутимо большим. Значительная часть напряжения на затворе падает на диэлектрической плёнке, так что очень трудно поверхностный потенциал увеличить сверх $2\psi_B$. Когда напряжение на затворе отрицательное, быстро создаётся слой накопления. В этом режиме значительная доля напряжения на затворе падает на диэлектрической прослойке и намного меньшая доля — на полупроводниковой основе.

Пороговое напряжение. Одна из возможностей фиксировать пороговое напряжение V_T состоит в определении такого напряжения на затворе V_{GS} , которое необходимо для изгиба зон так, чтобы ψ_s стало равным $2\psi_B$, что и есть границей, после которой начинает образовываться значительный инверсионный заряд [7].

Из уравнения (11)

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

С началом инверсии поверхностный заряд $Q_s = Q_D + Q$ формируется в основном из заряда истощения Q_D : заряд инверсионного слоя Q все ещё небольшой. Полагая $Q_s(2\psi_B) \approx Q_D(2\psi_B)$, вместо (12) имеем:

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

а после подстановки ((80) из [2]) окончательно имеем:

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

Это уравнение является ключевым для вычисления порогового напряжения, если мы знаем уровень допирования канала и толщину диэлектрического слоя. С увеличением плотности допирования канала пороговое напряжение растёт, а с утончением диэлектрика — падает. Мы предполагаем однородное допирование канала, однако, изучаются и неоднородные профили допирования [10].

Как ранее обсуждалось в связи с уравнением (79) в [2], подача напряжения обратного смещения на исток понижает квазифермиевский уровень электронов и увеличивает поверхностный потенциал при входе в режим инверсии от $2\psi_B$ до $2\psi_B + V_{SB}$, где V_{SB} — это напряжение обратного смещения между истоком S и подложкой B . Соответственно этому напряжение между затвором G и подложкой, необходимое для изгиба зон при входе в режим инверсии увеличивается до

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

Напряжение между истоком и подложкой есть V_{SB} , так что напряжение между затвором и истоком V_{GS} при входе в режим инверсии будет $V_{GS} = V_T$, где

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

Мы видим, что сильно допированный канал не только увеличивает V_T , но и делает пороговое напряжение более чувствительным к напряжению V_{SB} обратного смещения между истоком S и подложкой B . Зависимость порогового напряжения от напряжения между истоком и подложкой известна как эффект подложки.

Пороговое напряжение обычно связывают с наступлением сильной инверсии. Как уже обсуждалось, при сильной инверсии $\psi_S > 2\psi_B$, и $2\psi_B$ в (15) нужно было бы заменить потенциалом, который на несколько kT/q больше $2\psi_B$. Тем не менее, при сложившейся практике в уравнении для V_T используют $\psi_S = 2\psi_B$,

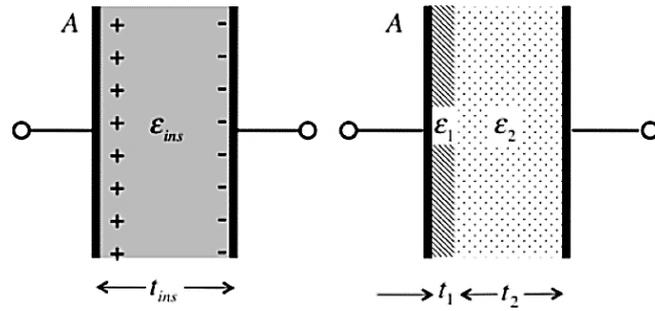


Рис. 6. Слева: обычный конденсатор с одним диэлектриком между двух параллельных обкладок с площадью поперечного сечения A . Справа: конденсатор с двумя различными диэлектриками.⁶

исключая разве что прецизионное моделирование MOSFET [3].

Ёмкость затвора. Стандартная практика характеризовать структуру MOS состоит в измерении небольшого сигнала — переменной ёмкости между электродом затвора и дном подложки в зависимости от напряжения на затворе. Ситуация показана на рис. 6.

Для простого конденсатора с двумя параллельными обкладками (рис. 6, слева) ёмкость на единицу поверхности

$$\frac{C}{A} = \frac{\varepsilon_{ins}}{t_{ins}} [\Phi/\text{м}^2]. \quad (16)$$

При наличии в конденсаторе двух диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью и разной толщины (рис. 6, справа) ёмкость C такого конденсатора связана с ёмкостями его слоёв соотношением

$$\frac{1}{C/A} = \frac{1}{C_1/A} + \frac{1}{C_2/A} = \frac{1}{\varepsilon_1/t_1} + \frac{1}{\varepsilon_2/t_2}. \quad (17)$$

Рассмотрим ёмкость MOS при трёх различных режимах: истощения, инверсии и накопления (рис. 7). В первом случае, в режиме истощения, электрод затвора есть первая «металлическая» обкладка конденсатора, диэлектрический слой затвора — первый диэлектрик, истощённый слой полупроводника — второй диэлектрик, неистощённый p -полупроводник — вторая «металлическая» обкладка конденсатора. Соответственно этому

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

где C_G^{dep} — ёмкость затвора в режиме истощения,

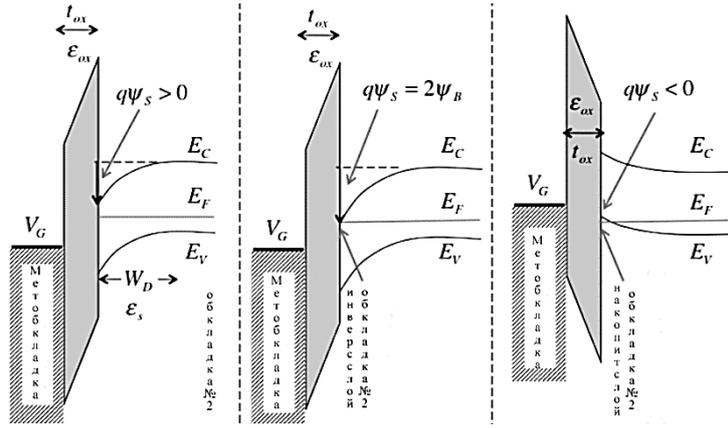


Рис. 7. Диаграммы зонной структуры при трёх различных напряжениях. Режимы: истощения (слева), инверсии (по центру), накопления (справа).⁷

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \tag{19}$$

есть ёмкость диэлектрического оксидного слоя и

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

есть ёмкость слоя истощения в полупроводниковой подложке. Все ёмкости имеют размерность $[\Phi^2/\text{м}^2]$.

Рассмотрим инверсионную ёмкость (рис. 7, по центру). В этом случае первым диэлектриком, как и в случае режима истощения, является диэлектрический слой затвора, однако, второй «металлической» обкладкой служит высокопроводящий инверсионный слой электронов на границе раздела Si/SiO₂. Поэтому ёмкость затвора в режиме инверсии —

$$C_G^{inv} \approx C_{ox} . \tag{21}$$

Рассмотрим, наконец, накопительную ёмкость (рис. 7, справа). В этом случае первым диэлектриком, как и прежде, является диэлектрический слой затвора, а второй «металлической» обкладкой служит высокопроводящий накопительный слой дырок на границе раздела Si/SiO₂. Соответственно этому, ёмкость затвора в режиме накопления —

$$C_G^{acc} \approx C_{ox} . \tag{22}$$

Итак, ёмкость затвора есть последовательное соединение двух конденсаторов, а именно:

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

где $C_S(\psi_S)$ есть ёмкость полупроводника, которая сильно зависит от поверхностного потенциала.

Этим качественным рассуждениям о зависимости ёмкости затвора от напряжения на затворе можно придать количественный вид. Ёмкость затвора определяется как

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

где $Q_G = -Q_S$ есть поверхностный заряд электрода затвора, равный поверхностному заряду полупроводника, как того требует баланс зарядов. Дифференцируя (11), находим

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

что можно переписать в виде

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

где

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

есть ёмкость полупроводника. Обратите внимание, что увеличение поверхностного потенциала увеличивает отрицательный заряд в слоях истощения и инверсии, так что ёмкость полупроводника положительная величина.

Эквивалентная схема ёмкости затвора показана на рис. 8. Для вычисления $C_G \propto V_G$ нужно знать, как $C_S = d(-Q_S)/d\psi_S$ зависит от V_{GS} .

Качественный ответ на этот вопрос представлен на рис. 19 в [2]. В режимах накопления и инверсии ёмкость полупроводника очень высокая, так что суммарная ёмкость близка к ёмкости оксидного слоя. В режиме же истощения ёмкость полупроводника умеренная, так что суммарная ёмкость уменьшается (рис. 9).

Приближенная зависимость напряжения на затворе от поверхностного потенциала. Уравнение (11) связывает напряжение на затворе с поверхностным потенциалом полупроводниковой под-

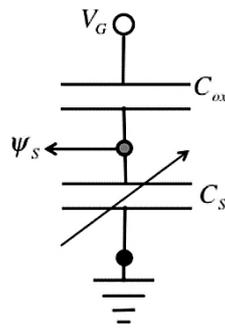


Рис. 8. Эквивалентная схема показывает, что ёмкость затвора есть последовательное соединение ёмкости оксидного слоя C_{ox} и ёмкости полупроводниковой подложки C_S .⁸

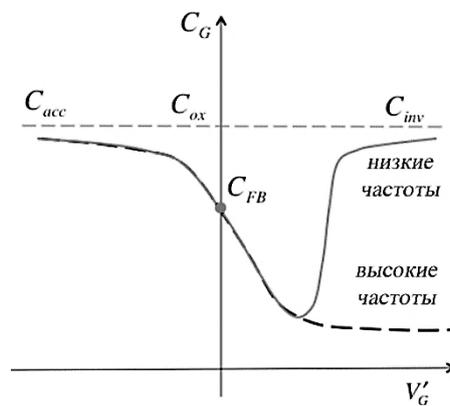


Рис. 9. Качественный ход ёмкости затвора с напряжением на затворе. Сплошная линия соответствует низким частотам, а пунктирная — высоким.⁹

ложки. В общем случае решать уравнение приходится численно, а в режиме истощения ($Q_S \approx Q_D$) его можно решить аналитически. В предположении равенства заряда полупроводника заряду слоя истощения ($Q_S \approx Q_D$) и учитывая (80) из [2] при $2\psi_B = \psi_S$ вместо (11) имеем уравнение

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

квадратичное по $\sqrt{\psi_S}$, решение которого можно найти в [3]. Для многих приложений желательно иметь более простое соотношение $V_G \propto \psi_S$, которое подсказывает нам эквивалентная схема на

рис. 8.

Ёмкость полупроводника зависит от поверхностного потенциала, однако, в режиме истощения ёмкость полупроводника есть ёмкость истощения, которая с учётом (68) из [2] меняется весьма медленно с поверхностным потенциалом ψ_S , а именно:

$$C_S \approx C_D = \frac{\varepsilon_s}{W_D(\psi_S)} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2\varepsilon_s\psi_S/(qN_A)}}. \quad (29)$$

Если аппроксимировать ёмкость истощения её средним значением в режиме истощения, то, вместо рис. 8, имеем просто два постоянных конденсатора, соединённых последовательно, что даёт

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

где

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

известен как коэффициент эффекта подложки в режиме истощения.

Этот коэффициент m говорит нам, какая доля приложенного напряжения на затворе падает на полупроводниковой подложке. Для очень тонких диэлектрических плёнок $C_{ox} \gg C_D$ и коэффициент $m \rightarrow 1$: все приложенное напряжение на затворе падает на полупроводниковой подложке. Так происходит, поскольку лишь незначительное падение напряжения возможно на тонкой оксидной плёнке. Для слабодопированного полупроводника $C_D \ll C_{ox}$ и коэффициент $m \rightarrow 1$: опять все приложенное напряжение на затворе падает на полупроводниковой подложке. Так происходит, поскольку слабое допирование порождает лишь небольшой заряд в полупроводнике, отсюда слабое электрическое поле в диэлектрической плёнке и соответственно незначительное падение напряжения на ней. Для m типичные значения 1,1–1,3, так что наклон графика $\psi_S \propto V_G$ в режиме истощения меньше единицы (рис. 5).

Проиллюстрируем численно некоторые полученные результаты на уже ранее рассмотренном примере кремния [2]. Дополнительно примем $t_{ox} = 1,8$ нм, $\varepsilon_{ox} = 4,0$ затвор n^+ -poly-Si и отсутствие заряда на границе Si/SiO₂.

Ответим на следующие три вопроса.

1) Какова разница работ выхода металла затвора и полупроводника и каково напряжение плоских зон?

Ранее мы уже определили положение уровня Ферми в полупроводнике выше на 0,075 эВ потолка валентной зоны [2]. В случае сильнодопированного затвора n^+ -poly-Si разумно предположить, что $E_F = E_C$ (рис. 4). Разница между уровнями Ферми в металлоподобном затворе n^+ -poly-Si и в полупроводнике p -типа на 0,075 эВ меньше величины запрещённой зоны Si:

$$\Phi_{MS} = -(1,1 - 0,075) = -1,03 \text{ эВ},$$

так что напряжение плоских зон $V_{FB} = \Phi_{MS}/q = -1,03 \text{ В}$.

2) Каково пороговое напряжение?

Ранее в численном примере с кремнием [2] мы нашли, что

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0,48 \text{ В},$$

так что при входе в режим инверсии $\psi_S = 2\psi_B = 0,96 \text{ В}$. В этом режиме заряд полупроводника есть в основном заряд слоя истощения Q_D , который выражается через $2\psi_B$. Ёмкость оксидной плёнки по (19)

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (32)$$

Окончательно из (13) находим пороговое напряжение $V_T = 0,19 \text{ В}$.

3) Чему равен коэффициент эффекта подложки в режиме истощения?

Сначала определим ёмкость слоя истощения. Оценим её по (29) при $\psi_S = \psi_B = 0,48 \text{ В}$:

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2\epsilon_s\psi_S/(qN_A)}} = 8,3 \cdot 10^{-7} \text{ [Ф/см}^2\text{]}.$$

Наконец, по (31) находим $m = 1,4$: напряжение на затворе в режиме истощения падает на кремниевой подложке на 70%.

На рисунке 10 показан типичный стек затвора. Роль электрода затвора играет не металл, а сильно допированный поликристаллический кремний n^+ -poly-Si. Если n^+ -poly-Si достаточно сильно допирован, он ведёт себя как металл.

Как показано на рис. 8, ёмкость затвора определяется последовательным соединением ёмкости оксидного слоя C_{ox} и ёмкости полупроводниковой подложки C_S , так что суммарная ёмкость затвора меньше чем C_{ox} . В режиме истощения суммарная ёмкость существенно меньше, чем C_{ox} , однако, в режиме инверсии ёмкость полупроводника становится очень большой. В идеале мы стремимся к существенному превышению C_S над C_{ox} в режиме

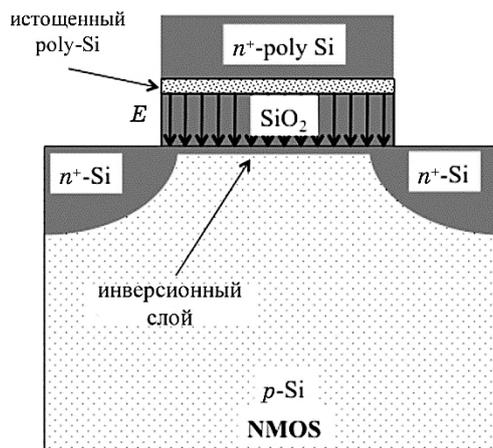


Рис. 10. Типичный стек затвора с участием сильно допированного n^+ -poly-Si. NMOS $\equiv n$ -канальный MOSFET.¹⁰

инверсии с тем, чтобы $C_G \approx C_{ox}$. По мере того как оксидная плёнка все утончалась и утончалась в течение последних нескольких десятилетий, понижение ёмкости затвора в режиме инверсии за счёт ёмкости полупроводника стало играть важную роль. Мы позже ещё обсудим эту ситуацию.

В случае использования в затворе n^+ -poly-Si появляется ещё один фактор, который понижает суммарную ёмкость затвора: это так называемое poly-истощение. Как показано на рис. 10, в режиме инверсии возникает сильное электрическое поле в направлении $+y$ вглубь подложки от положительно заряженного затвора в сторону отрицательного заряда в полупроводнике. Это электрическое поле истощается, а затем инвертирует в полупроводниковой подложке. Но это электрическое поле также немного истощает сильно допированный затвор n^+ -poly-Si. Суммарная ёмкость теперь определяется тремя конденсаторами, соединёнными последовательно, — оксидная ёмкость, ёмкость подложки и ёмкость истощения n^+ -poly-Si:

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

Инженеры-дизайнеры MOSFET описывают эти эффекты в терминах толщины эквивалентной ёмкости (capacitance equivalent thickness—*CET*), которая определяется как толщина SiO_2 , которая обеспечивает измеряемую ёмкость затвора в условиях сильной инверсии, включая эффекты от всех трёх факторов. Величина *CET* определяется как

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

В приведённом выше примере толщину $t_{ox} = 1,8$ нм было бы правильнее обозначить как $CET = 1,8$ нм.

3. ПОДВИЖНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАРЯД: МАССИВНАЯ СТРУКТУРА MOS

Выше обсуждалось поведение заряда в полупроводнике с изгибом зон, определяемым поверхностным потенциалом. Задача состояла в том, чтобы качественно понять зависимость $Q_S(\psi_S)$. Было также показано, как решить уравнение Пуассона в режиме истощения и получить зависимость $Q_D(\psi_S)$. Далее мы сосредоточимся на изучении инверсионного заряда, заряда подвижных электронов $Q_n(\psi_S)$ в n -MOSFET. В p -MOSFET соответствующая величина есть $Q_p(\psi_S)$, заряд подвижных дырок в дырочном инверсионном слое подложки n -типа. Нужно только не забывать, что носителями тока в этой ситуации также являются реальные электроны валентной зоны, а не умозрительные, но удобные при обсуждении «дырки». Как и ранее, подвижный заряд электронов будем обозначать просто Q , опуская нижний индекс n за ненадобностью. Вычисление инверсионного заряда в зависимости от поверхностного потенциала сводится к решению уравнения Пуассона–Больцмана ((59) в [2]) [7–9].

О решении интересующего нас уравнения Пуассона–Больцмана часто говорят как о «полном и точном» решении проблемы MOS, но это не совсем так. Например, это уравнение предполагает справедливую статистику Максвелла–Больцмана, тогда как в режимах сильной инверсии и накопления правильнее было бы использовать статистику Ферми–Дирака. Уравнение Пуассона–Больцмана не учитывает квантовые ограничения, обусловленные потенциальной ямой, образующейся на границе раздела Si/SiO₂ в структуре MOS. Учёт квантовых ограничений является особенно существенным в современных наноразмерных структурах MOS. И, тем не менее, решения уравнений Пуассона–Больцмана не только широко распространены, но и служат вполне приемлемым приближенным подходом при моделировании MOSFET. Далее будут изложены приближенные аналитические решения уравнений Пуассона–Больцмана для массивной структуры MOS в режимах слабой и сильной инверсии. Под термином «массивная структура MOS» подразумевается, что полупроводниковая подложка начинается с $y = 0$ и заканчивается на бесконечности. На практике кремниевую пластину для наших целей можно рассматривать как бесконечно толстую. Мы также найдём приближенные реше-

ния для зависимостей $Q(V_G)$.

Подвижный электронный заряд. По определению подвижный электронный заряд

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

Поскольку электронная плотность зависит экспоненциально от разности между дном зоны проводимости E_C и уровнем Ферми (рис. 9 в [2]), она увеличивается вблизи поверхности, где увеличивается и электростатический потенциал, а зона проводимости E_C изгибается вниз (рис. 10 в [2]).

Рассматривая структуру, аналогичную представленной на рис. 8 в [2] с $V_S = V_D = 0$, имеем

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

Подставив (35) в (34) и выполнив замену переменных, имеем:

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

В общем случае требуется численное моделирование зависимости $\psi(y)$ с последующим взятием интеграла в уравнении (36); однако, поскольку электроны концентрируются очень близко к поверхности раздела Si/SiO₂, правдоподобно предположить, что электрическое поле $E = -d\psi/dy$ приблизительно постоянно в пределах существенной части области интегрирования вблизи поверхности раздела. Пусть среднее значение электрического поля в этом электронном слое есть E_{ave} . Тогда (36) можно переписать в виде

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

а после взятия интеграла получим

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

Выражение в квадратных скобках, согласно (35), есть электронная плотность на поверхности раздела Si/SiO₂ ($y = 0$), а после введения понятия толщины электронного слоя t_{inv} перепишем (38) в окончательном виде:

$$Q(\psi_S) = -q n(0) t_{inv}, \quad n(0) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{q\psi_S/kT}, \quad t_{inv} = \left(\frac{kT/q}{E_{ave}} \right). \quad (39)$$

Согласно (39), поверхностный электронный заряд Q есть концентрация электронов на поверхности раздела, помноженная на заряд электрона и эффективную толщину электронного слоя. Это уравнение применимо и ниже и выше порога напряжения. Начнём с рассмотрения подпорогового случая.

Подвижный заряд ниже порогового напряжения. Уравнение (39) для $Q(\psi_S)$ ниже порогового напряжения работает, когда для определения E_{ave} можно воспользоваться приближением истощения. Поскольку электронный слой тонок сравнительно с толщиной слоя истощения, можно предположить, что $E_{ave} \approx E_S$. Уравнение (39) электронный заряд выражает через поверхностный потенциал ψ_S , однако, в рассматриваемом случае заряд Q удобнее выразить через напряжение на затворе V_G и коэффициент эффекта подложки m , а для этого уравнение (38) для $Q(\psi_S)$ нужно переписать в уравнение для $Q(V_G)$.

Имеем:

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

где W_D есть толщина слоя истощения, а $C_D = \epsilon_s/W_D$ есть ёмкость этого слоя. Далее, согласно (31), ёмкость слоя истощения связана с коэффициентом эффекта подложки $m = 1 + C_D/C_{ox}$, так что $C_D = (m - 1)C_{ox}$, и вместо (40) имеем:

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

Теперь (38) можно переписать иначе, а именно:

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

Согласно (72) из [2], n_i/N_A связано с ψ_B следующим образом:

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

так что вместо (42) имеем:

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

Заменить поверхностный потенциал в (44) на напряжение на затворе позволяет уравнение (30). Окончательно имеем:

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

Это уравнение даёт зависимость небольшого подпорогового мобильного заряда от напряжения на затворе. Ниже порогового напряжения этот небольшой заряд должен расти экспоненциально с увеличением V_G , что не видно на иллюстративном рис. 11 из-за линейности вертикальной шкалы для заряда. Этот рост связан с тем, что по мере того как зоны изгибаются вниз с увеличением напряжения на затворе концентрация электронов растёт экспоненциально. Этот экспоненциальный рост заряда с ростом V_G ниже порогового напряжения является причиной экспоненциально растущего подпорогового тока.

Нужно отметить, что пороговое напряжение в (45) на самом деле зависит от напряжения на затворе [7]. При входе в режим инверсии пороговое напряжение V_T даётся уравнением (12), однако, зоны не полностью прекращают изгибаться когда $\psi_S = 2\psi_B$, они продолжают изгибаться медленно с ростом V_G , что заставляет V_T увеличиться при сильной инверсии [7].

Множитель $(m-1)$ в уравнении (45) также заслуживает внимания. В качественных транзисторах $m \rightarrow 1$, и множитель $(m-1)$ означал бы стремление заряда к нулю, что явно нефизично и обусловлено упрощениями при получении формулы (30). Эта формула используется часто, но справедлива, если $m \approx 1,1$ [7].

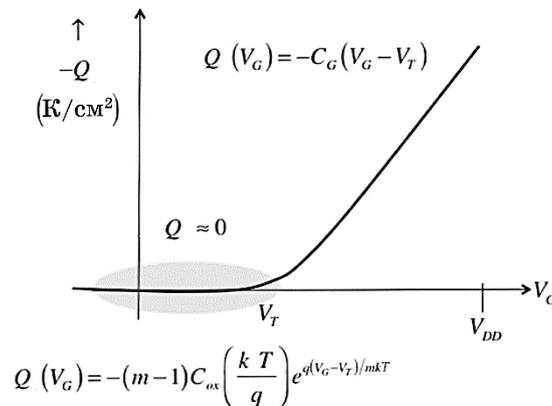


Рис. 11. Ход электронного заряда Q с ростом напряжения на затворе V_G для n -MOSFET. Линейность вертикальной шкалы для заряда не позволяет отразить экспоненциальный рост $Q \propto V_G$ ниже $V_G = V_T$, однако линейная связь $Q \propto V_T$ видна при $V_G > V_T$.¹¹

Подвижный заряд выше порогового напряжения. Уравнение (39) применимо и ниже и выше порога напряжения. Ниже порога напряжения мы использовали для E_S приближение истощения. При сильной инверсии $Q_S \approx Q \gg Q_D$. Вместо уравнения (40) закон Гаусса теперь даёт

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

Электрическое поле меняется быстро в инверсионном слое от значения E_S на поверхности до почти нуля на дне инверсионного слоя. Соответственно этому, предположим, что $E_{ave} \approx E_S/2$. Тогда (39) с учётом (46) переписывается в виде

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

или после подстановки выражения для $n(0)$

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

Это уравнение показывает, что в режиме сильной инверсии электронный заряд ведёт себя как $Q \propto e^{q\psi_S/2kT}$, что ранее уже было отмечено на рис. 19 в [2].

Аналогичные рассуждения приводят к тому, что в режиме накопления дырочный заряд $Q_p \propto e^{-q\psi_S/2kT}$.

Уравнение (48) показывает зависимость электронного заряда от поверхностного потенциала ψ_S , а мы хотим получить зависимость заряда от напряжения на затворе V_G . Зависимость $Q \propto V_G$ можно получить путём решения уравнения (11) численно с использованием (48), что приводит к приблизительно линейной зависимости для $V_G > V_T$, как это показано на рис. 11: $Q \propto (V_G - V_T)$ для $V_G > V_T$.

Чтобы удостовериться, что линейная зависимость $Q \propto V_G$ действительно выполняется выше порогового напряжения, рассмотрим уравнение (11). При входе в режим инверсии большая доля заряда полупроводниковой подложки есть заряд в слое истощения и $\psi_S = 2\psi_B$. Вследствие этого из (11) находим, что

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

обозначив напряжение на затворе при входе в режим инверсии как пороговое напряжение V_T .

Для напряжения на затворе, значительно большего V_T , изгиб зон и заряд истощения изменяются незначительно, однако, формируется большой инверсионный заряд. Из (11) следует, что в

этой ситуации

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

Вычитая (49) из (50), видим, что

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

В практических расчётах оказывается, что $d(-Q)/dV_G$ немного меньше C_{ox} , поскольку ψ_S не точно уравнивается с $2\psi_B$, как это предполагается в уравнении (50). Наклон можно найти из

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

так что выше порогового напряжения инверсионный заряд записываем как

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

где $C_G (< C_{ox}) \approx \text{const}$.

Ранее (см. уравнение (23)) мы видели, что

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

где C_S есть ёмкость полупроводника: ёмкость в режиме истощения или ёмкость инверсионного слоя в режиме инверсии,

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

где последнее значение следует из (48). По-другому, ёмкость полупроводника в режиме инверсии —

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

где толщина инверсионного слоя

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

Итак, в режиме сильной инверсии, когда напряжение на затворе сильно превышает пороговое напряжение, электронный заряд инверсионного слоя даётся выражениями

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

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S^{inv}}, \quad C_S^{inv} = \frac{\epsilon_s}{t_{inv}}, \quad t_{inv} = \frac{2kT\epsilon_s}{-qQ}. \quad (58)$$

Эти результаты свидетельствуют о том, что, когда $C_S \gg C_{ox}$, то $C_G \approx C_{ox}$. Этот вывод доминировал в технологии MOS в течение длительного времени. Однако, по мере всё большего утончения диэлектрического слоя в затворе, допущения, приведшие к этому выводу, все больше нарушались.

Кроме того, эффекты, связанные со статистикой Ферми–Дирака и с квантовыми ограничениями, до сих пор нами пренебрегаемые, как выяснилось, также понижают ёмкость полупроводниковой подложки C_S . В результате оказалось, что C_S существенно понизило ёмкость затвора C_G ниже C_{ox} в современных MOSFET.

Приведём численные примеры по ёмкости инверсионного слоя и его толщине на все том же примере кремния с уже приведёнными выше исходными данными.

Ответим на следующие четыре вопроса.

1) Чему равна ёмкость полупроводниковой подложки при $n_S = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$?

Такая плотность слоя электронов n_S типична для современных MOSFET в режиме «ON». Из (55) находим:

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{2kT/q} = \frac{qn_S}{2kT/q} = 30,8 \cdot 10^{-6} [\Phi/\text{см}^2]. \quad (59)$$

Это очень большая ёмкость по сравнению с ёмкостью оксидного слоя $C_{ox} = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2$, найденной ранее (32), — просто нереально большая.

Как будет показано позже, переход к статистике Ферми–Дирака и учёт квантовых ограничений существенно понизят величину C_S .

2) Чему равна ёмкость затвора?

Из уравнения (54) находим

$$C_G = \frac{C_{ox}C_S}{C_{ox} + C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + C_{ox}/C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + 2,0/30,8} = 0,94C_{ox} = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (60)$$

Как и ожидалось, получили $C_G < C_{ox}$. Когда перейдём к статистике Ферми–Дирака и учтём квантовые ограничения, отношение C_G/C_{ox} станет ещё меньше.

3) Чему равна толщина эквивалентной ёмкости CET ?

Как следует из (33),

$$CET = \frac{\varepsilon_{ox}}{C_G} = \frac{4,0 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14}}{1,9 \cdot 10^{-6}} = 1,86 \text{ нм}, \quad (61)$$

где учтена электрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Толщина эквивалентной ёмкости CET несколько больше действительной толщины оксидной плёнки, заданной равной $t_{ox} = 1,8$ нм. Увеличение CET окажется ещё большим после перехода к статистике Ферми–Дирака и учёта квантовых ограничений. Использование затвора n^+ -poly-Si с poly-истощением (рис. 10) также увеличивает CET .

4) Каков поверхностный потенциал кремниевой подложки при приведённой выше плотности слоя электронов n_s ?

Из формулы (48) с заменой $Q = -qn_s$ имеем:

$$\psi_s = 2 \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{qn_s}{\sqrt{\varepsilon_s kT (n_i^2/N_A)}} \right) = 1,12 \text{ В}. \quad (62)$$

Поверхностный потенциал подложки получился немного больше чем $\psi_s = 2\psi_B = 0,96$ В (см. (80) в [2]) в режиме сильной инверсии, больше приблизительно на $6kT/q$. Этот эффект будет ещё больше при переходе к статистике Ферми–Дирака и учёте квантовых ограничений.

Ещё о поверхностном потенциале и напряжении на затворе. Часто говорят, что изгиб зон в структуре MOS ограничен условием $\psi_s \approx 2\psi_B$. Мы только что видели на конкретном примере, что поверхностный потенциал в режиме сильной инверсии на несколько kT/q больше чем $2\psi_B$. И все же изгиб зон трудно сильно увеличить при превышении $2\psi_B$. Приведём пример того, почему так происходит.

Согласно (48), электронный заряд зависит экспоненциально от поверхностного потенциала в режиме сильной инверсии. Предположим, что напряжение на затворе ведёт к изгибу зон с $n_s = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻². Зададимся вопросом: насколько нужно увеличить изгиб зон, чтобы удвоить плотность инверсионного слоя до $n_s = 1 \cdot 10^{13}$ см⁻²? Из (48) и (62) ответ будет таким:

$$\Delta\psi_s = 2 \frac{kT}{2} \ln 2 = 0,036 \text{ В},$$

то есть очень небольшое увеличение поверхностного потенциала удваивает электронную плотность инверсионного слоя, или иначе, инверсионный заряд.

А насколько увеличится падение напряжения на оксидной плёнке? Ответ таков:

$$\Delta V_{ox} = -\frac{\Delta Q}{C_{ox}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot (5 \cdot 10^{12})}{2 \cdot 10^{-6}} = 0,4 \text{ В},$$

где мы воспользовались значением ёмкости оксидной плёнки из последнего равенства (60). Мы видим, что увеличение падения напряжения на оксидной плёнке более чем в 10 раз превышает увеличение поверхностного потенциала.

Этот пример показывает, что поскольку небольшое изменение поверхностного потенциала ведёт к большому изменению (скачку) электронного заряда в режиме сильной инверсии, в итоге имеет место большой скачок в падении напряжения на оксидной плёнке. В этом примере напряжение на затворе должно возрасти на 0,44 В для того, чтобы поверхностный потенциал увеличился на 0,04 В. Таким образом, выше порогового напряжения существенная доля напряжения на затворе падает на оксидной плёнке и лишь его незначительная часть падает на полупроводниковой подложке. Это объясняет, почему поверхностный потенциал ψ_s меняется медленно с ростом V_G при $V_G > V_T$, как это показано на рис. 5.

Уравнение (30) позволяет иначе посмотреть на эту ситуацию. Мы ранее нашли, что

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

где из (31)

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

причём ниже порогового напряжения $C_s < C_{ox}$ ($C_s = C_D$ ниже V_T) и коэффициент эффекта подложки в режиме истощения m близок к единице, однако, выше V_T ёмкость полупроводниковой подложки становится очень большой и $C_s \gg C_{ox}$ с $m \gg 1$. Используя результаты подсчётов в приведённом выше примере, для коэффициента m получаем оценку в $m \approx 16$, так что двухёмкостной делитель напряжения на рис. 10 экранирует поверхностный потенциал ψ_s от влияния напряжения на затворе V_G .

Итак, показано, что электронный заряд $Q(\psi_s)$ зависит экспоненциально от ψ_s как ниже, так и выше порогового напряжения V_T . Зависимость ниже V_T (44) идёт как $\exp(\psi_s/kT)$, тогда как выше V_T (48) — как $\exp(\psi_s/2kT)$, однако, экспоненциальная зависимость присутствует в обоих режимах.

Ниже порога $Q(V_{GS})$ изменяется экспоненциально с напряжением на затворе V_{GS} (45), поскольку имеет место зависимость $\psi_s(V_{GS})$ (30). Однако, выше порога ситуация другая: выше порога

$Q(V_{GS})$ меняется линейно с V_{GS} (58), поскольку $\psi_s \propto \ln(V_{GS})$.
Суммируя результаты, имеем следующую картину:

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

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

По этим уравнениям с привлечением уравнения (30) из [2]

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

можно вычислить ток стока ниже и выше порогового напряжения. Полезно было бы, конечно, иметь одно уравнение, одинаково хорошо работающее и ниже и выше порога. Соотношение $Q \propto V_G$ можно просчитать численно, вместе с тем, как будет показано позже, доступно эмпирическое выражение, обеспечивающее корректные результаты как ниже, так и выше порогового напряжения.

4. ПОДВИЖНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАРЯД: ИСКЛЮЧИТЕЛЬНО ТОНКИЙ SoI

До сих пор мы обсуждали свойства и особенности массивной структуры MOS. Сейчас перейдём к рассмотрению структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой. Эта структура MOS характерна для нынешней тенденции миниатюризации транзисторов и носит название чрезвычайно тонкой КНИ-подложки (Extremely Thin Silicon-on-Insulator—ETSoI).

Электроны в тонком слое кремния ведут себя как квантовые частицы в потенциальной яме. Из-за ограничения в одном измерении, по толщине подложки вдоль оси y , электроны нужно рассматривать как $2D$ -квазичастицы и для моделирования плотности электронов нужно вводить $2D$ -плотность состояний. Отметим также, что даже и в массивной структуре MOSFET, рассматриваемой до сих пор, на поверхности раздела Si/SiO₂, строго говоря, также нужно учитывать квантовые ограничения. Если бы мы учли эти квантовые ограничения для массивной структуры MOSFET, результаты численного моделирования были бы несколько другими, но качественно картина не изменилась бы.

Далее нас будет интересовать та же задача, что и ранее, — зависимость электронного заряда Q как от поверхностного потенциала ψ_s , так и от напряжения на затворе V_G , но теперь применительно к ETSoI. Будем с самого начала рассматривать электроны как $2D$ -квазичастицы. В конечном итоге мы убедимся, что результаты нашего рассмотрения качественно будут такими же,

как и при классическом анализе массивных MOSFET.

Подвижный электронный заряд. Электронный заряд в ETSOI определяется как

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

где t_{Si} есть толщина кремниевого слоя.

Рассмотрим квантовую яму с несколькими подзонами (рис. 12).

Если бы мы рассматривали электроны как классические частицы, плотность электронов была бы однородной [11]

$$n_0 = N_{3D}^c \mathfrak{Z}_{1/2}(\eta_F) \text{ [м}^{-3}\text{]}, \quad \eta_F = (E_F - E_C) / kT, \quad n_s = n_0 t_{Si} \text{ [м}^{-2}\text{]}, \quad (66)$$

где N_{3D}^c — эффективная плотность состояний, n_0 — объёмная плотность электронов, n_s — поверхностная плотность электронов, $\mathfrak{Z}_j(\eta_F)$ — интеграл Ферми–Дирака порядка j [11].

Квантовые ограничения порождают зоны проводимости, дно каждой из которых характеризуется энергией $E_C + \varepsilon_m^c$ (рис. 12). Аналогичное квантование имеет место в валентной зоне.

Изменяются также волновые функции: для бесконечно глубокой потенциальной ямы $\psi(y) \propto \sin(m\pi y / t_{Si})$. Плотность электронов в каждой валентной подзоне $n(y) \propto \psi^*(y)\psi(y) = \sin^2(m\pi y / t_{Si})$ и определяет пространственное распределение электронов внутри ямы. Полную интегральную электронную плотность (65) находим интегрированием $2D$ -плотности состояний, помноженной на функцию Ферми.

Для подзоны m имеем:

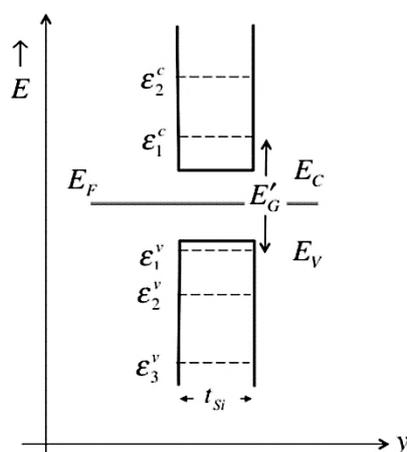


Рис. 12. Зонная диаграмма ETSOI.¹²

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

где

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

Полную поверхностную электронную плотность находят суммированием вкладов от всех подзон.

Далее мы предположим, что только нижняя подзона заселена. Это допущение представляется разумным для очень узкой потенциальной ямы с далеко отстоящими энергиями подзон. Соответственно этому, электронный заряд

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1,c} \ln \left(1 + e^{(E_F - E_c - \epsilon_1^c)/kT} \right). \quad (69)$$

В структуре ETSOI затвор используется для управления поверхностным потенциалом ψ_S в квантовой яме. Структура MOS ETSOI показана на рис. 13.

Предполагаем также, что кремниевая подложка достаточно тонкая и электронная плотность невелика, так что дно потенциальной ямы практически плоское: электростатический потенциал в яме ψ_S не зависит от ширины ямы y . Это позволяет переписать (69) в виде

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1,c} \ln \left(1 + e^{(E_F - E_{c0} + q\psi_S - \epsilon_1^c)/kT} \right), \quad (70)$$

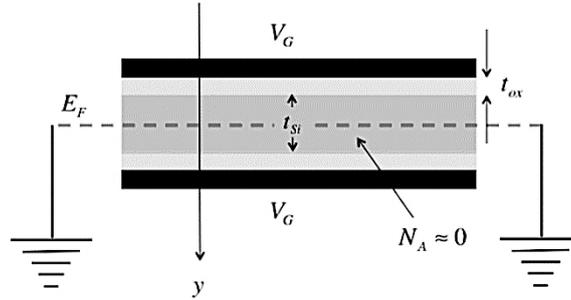


Рис. 13. Структура MOS ETSOI с двойным затвором (Double Gate—DG). Верхний и нижний оксидные слои одинаковы, одно и то же напряжение прилагается к обоим затворам. Тонкая кремниевая подложка заземлена, так что E_F есть равновесный уровень Ферми. Электрическое поле в направлении y симметрично относительно пунктирной линии.¹³

где $E_C = E_{C0} - q\psi_S$, ψ_S контролируется потенциалом от двух затворов, а E_{C0} есть значение E_C при $\psi_S = 0$, что определяется работой выхода затворов. Наконец, примем невырожденную статистику носителей тока, что позволит результаты по ETSOI сравнить непосредственно с результатами по массивной подложке MOS. Итак, окончательное выражение для электронного заряда

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

Перепишем это уравнение для электронов следующим образом:

$$Q(\psi_S) = -qn_{S0} e^{q\psi_S/kT}, \quad (72)$$

где

$$n_{S0} = N_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{C0} - \varepsilon_1^c)/kT}. \quad (73)$$

Аналогично запишем уравнение для дырочного заряда:

$$Q_p(\psi_S) = qp_{S0} e^{-q\psi_S/kT}, \quad (74)$$

где

$$p_{S0} = N_{2D}^{1v} e^{(E_{V0} - \varepsilon_1^v - E_F)/kT}. \quad (75)$$

Первая и основная задача — понять зависимость $Q_S(\psi_S)$ для ETSOI и сравнить результаты с таковыми же для массивной структуры MOS, суммированными на рис. 19 в [2].

Если структура ETSOI не допирована, то заряд в кремниевой подложке определяется лишь электронами и дырками, а именно:

$$Q_S(\psi_S) = q(p_S - n_S) = q(p_{S0} e^{-q\psi_S/kT} - n_{S0} e^{q\psi_S/kT}). \quad (76)$$

Примем за нуль отсчёта потенциала $\psi_S = 0|_{n_{S0}=p_{S0}=n_{Si}}$; тогда

$$\underline{Q_S}|_{\psi_S=0} = 0, \quad (77)$$

и (76) переписывается в таком виде:

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

Если мы рассматриваем n -MOSFET, то поверхностная плотность подвижных электронов

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

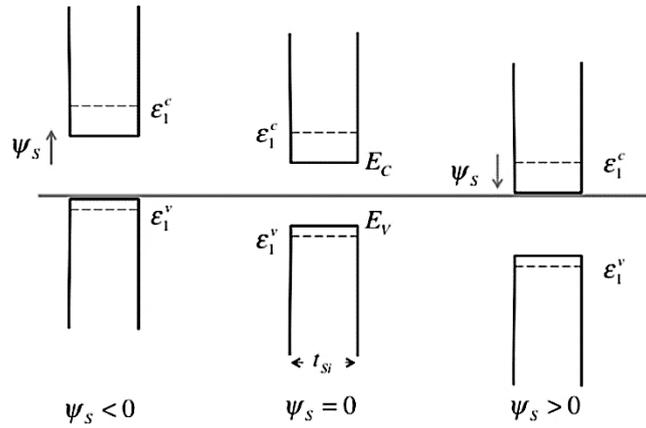


Рис. 14. Иллюстрация того, как отрицательный, нулевой и положительный потенциал ψ_s влияет на зонную диаграмму ETSOI.¹⁴

Рисунок 14 фактически демонстрирует, каким образом напряжение на затворе влияет на зонную структуру ETSOI.

При положительном напряжении на затворе потенциал в полупроводнике растёт (рис. 10 в [2]), зона проводимости понижает свою энергию и опускается ближе к уровню Ферми, концентрация электронов растёт экспоненциально. При отрицательном напряжении на затворе валентная зона движется вверх, и концентрация дырок растёт экспоненциально. Рисунок 15 иллюстрирует итоговую зависимость $Q_s(\psi_s)$ для ETSOI, которую теперь можно сравнить с таковой для массивной структуры MOSFET на рис. 19 из [2].

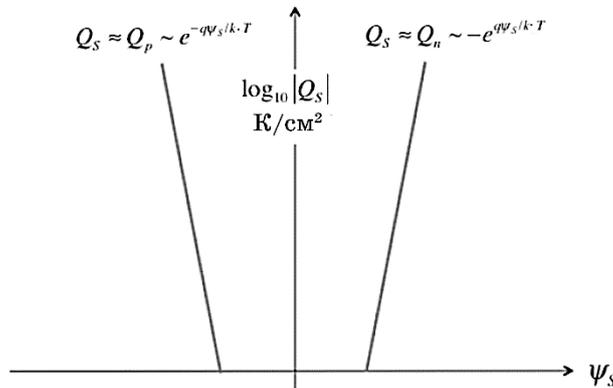


Рис. 15. Иллюстрация зависимости заряда в полупроводнике с изменением потенциала для структуры ETSOI в сравнении с аналогичным графиком для массивной структуры MOSFET на рис. 19 в [2].¹⁵

В случае структуры ETSOI кремниевая подложка не была допирована, так что не должно быть области с зависимостью от $\sqrt{\psi_s}$, характерной для режима истощения. Как только потенциал ψ_s принимает достаточно большое положительное или отрицательное значение, создаётся большая плотность соответственно электронов или дырок. В режимах сильной инверсии или накопления заряд в массивной структуре MOS растёт экспоненциально с поверхностным потенциалом (рис. 19 в [2]). Тот же эффект наблюдается и для структуры ETSOI с тем отличием, что в режимах инверсии или накопления заряд в массивной структуре MOS изменяется как $\exp(q\psi_s/2kT)$, а для структуры ETSOI — как $\exp(q\psi_s/kT)$. Это различие можно увязать с тем обстоятельством, что потенциальная яма в массивной структуре MOS связана, как уже упоминалось, с электрическим полем на границе раздела Si/SiO₂, тогда как тонкий кремниевый слой в структуре ETSOI сам по себе является потенциальной ямой.

Уравнение (78) аналогично уравнению (48) для массивной структуры MOS, а чтобы им пользоваться, нужно оценить плотность n_{Si} . В общем случае n_{s0} (73) есть поверхностная электронная плотность при $\psi_s = 0$. Она зависит от того, где находится уровень Ферми, а на это влияет работа выхода электрода затвора.

Рассмотрим численный пример собственного полупроводника с $\psi_s = 0$, так что $n_{s0} = p_{s0} = n_{Si}$. Для оценки величины n_{Si} возьмём следующие типичные данные для структуры ETSOI:

$$t_{Si} = 5 \text{ нм}, m_l^* = 0,92m_0, m_t^* = 0,19m_0, m_{hh}^* = 0,54m_0, \\ m_0 = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}, E_G = 1,125 \text{ эВ}, T = 300 \text{ К}.$$

В связи с приведёнными исходными данными обратимся к зонной структуре кремния (рис. 16).

На этом рисунке показаны эллипсоиды вращения изоэнергетических поверхностей в зоне проводимости кремния:

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

Наименьшие энергии соответствуют шести различным ориентациям в зоне Бриллюэна вдоль трёх координатных осей (долинное вырождение $g_v = 6$). Вводят две различных эффективных массы: тяжёлая продольная (longitudinal) эффективная масса m_l^* и лёгкая поперечная (transverse) эффективная масса m_t^* . Для Si $m_l^* = 0,92m_0$ и $m_t^* = 0,19m_0$. Например, для эллипсоидов, ориентированных вдоль оси x , $m_{xx}^* = m_l^*$, $m_{yy}^* = m_{zz}^* = m_t^*$.

В соответствии со спектром энергий в прямоугольной потенци-

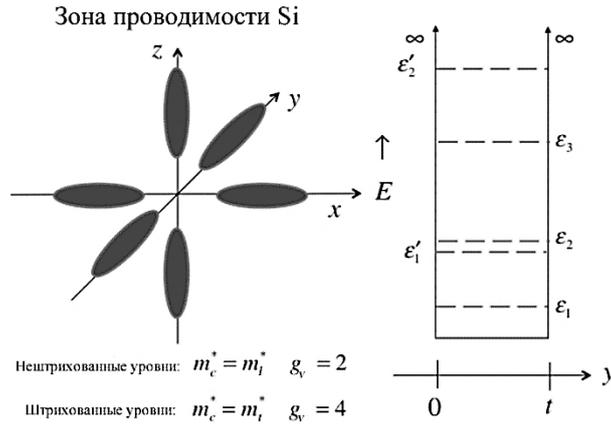


Рис. 16. Эллипсоиды вращения изоэнергетических поверхностей в кремнии направлены в обратном пространстве таким образом, что большая полуось совпадает с направлениями (100). Справа показаны уровни энергии подзон для Si(100). Эффективные массы соответствуют выделенному направлению y .¹⁶

альной яме

$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m^* t^2} \tag{81}$$

энергии подзон определяются значением эффективной массы — той, которая соответствует выделенному направлению, вдоль которого наложено ограничение, то есть вдоль направления y в нашем случае. Как видим из рис. 16 для Si(100) с ограничением вдоль оси n , двум эллипсоидам из шести соответствуют тяжёлые массы m_l^* и четырёх — лёгкие m_t^* . В результате имеем две различные серии подзон — нештрихованные уровни энергии, определяемые массой m_l^* и вырождением $g_v = 2$, и штрихованные, определяемые массой m_t^* и вырождением $g_v = 4$. Наинизшая подзона с $n = 1$ — нештрихованная. В простом примере, рассматриваемом далее, предполагается, что занята только нижняя нештрихованная подзона с массой m_l^* вдоль оси y и массой m_t^* в плоскости xz .

Сначала вычислим некоторые нужные нам величины. Для подзоны проводимости с $n = 1$ эффективная масса $m^* = m_l^*$. Для дырок в первой валентной подзоне $m^* = m_{hh}^*$. Из (81) находим:

$$\epsilon_1^c = 0,016 \text{ эВ}, \quad \epsilon_1^v = 0,028 \text{ эВ}.$$

Квантовые ограничения увеличивают эффективную запрещённую зону, поскольку дну зоны проводимости теперь соответствует

энергия $E_C + \varepsilon_1^c$, а потолка валентной зоны — энергия $E_V - \varepsilon_1^v$. Эффективная запрещённая зона для структуры ETSOI будет

$$E'_G = E_G + \varepsilon_1^c + \varepsilon_1^v = 1,169 \text{ эВ.} \quad (82)$$

Эффективная $2D$ -плотность состояний даётся формулой (68). Для первой подзоны зоны проводимости долинное вырождение равно двум, а эффективная масса в плоскости xz есть m_t^* , так что эффективная масса $m_{D,1}^* = 2m_t^*$ в (68). Для валентной зоны $g_v = 1$ и $m_{D,1}^* = m_{hh}^*$. Окончательно из (68) имеем:

$$N_{2D}^{1c} = 4,11 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad N_{2D}^{1v} = 5,84 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (83)$$

Из (73) и (75) находим поверхностную плотность носителей тока:

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

Перемножая эти плотности, получаем квадрат собственной плотности:

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

который не зависит от положения уровня Ферми и

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

Обращает на себя внимание схожесть полученного выражения со стандартным выражением для внутренней плотности носителей тока в массивном полупроводнике [3]. Подставляя теперь все известные нам численные значения N_{2D}^{1c}, N_{2D}^{1v} и E'_G , получаем очень маленькую плотность собственных носителей

$$n_{Si} = 8,5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}, \quad (85)$$

которая может быть подавлена зарядами на границе раздела Si/SiO₂ или даже случайными допантами в тонкой плёнке кремния.

Подвижный электронный заряд ниже порогового напряжения. Выражение для электронного заряда в зависимости от поверхностного потенциала $Q(\psi_S)$, одинаково пригодное как ниже, так и выше порогового напряжения, было получено для массивной структуры MOS в виде уравнения (39), однако, в этих двух случаях $V_G < V_T$ и $V_G > V_T$ использовались разные выражения для среднего электрического поля. Рассмотрим ситуацию для струк-

туры ETSOI, для которой, согласно (72),

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

где предполагается, что фермиевский уровень располагается таким образом, что $n_{\text{S0}} = n_{\text{Si}}$ при $\psi_S = 0$. Выражение (86) справедливо как ниже, так и выше порогового напряжения.

Далее нам нужно увязать $Q(\psi_S)$ ниже порогового напряжения с напряжением на затворе. Структура DG ETSOI на рис. 13 симметрична относительно пунктирной линии, проходящей через середину тонкой кремниевой подложки. Половина электронного заряда в Si локализуется под верхним затвором, а другая половина — над нижним затвором. Учитывая симметрию структуры DG, достаточно установить связь между напряжением на верхнем затворе с зарядом в верхней половине Si.

Начнём с общего уравнения (1), а именно,

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

По закону Гаусса, электрическое поле на верхней границе раздела Si/SiO₂

$$E_{\text{ox}} = -\frac{Q_s(\psi_S)}{2\epsilon_s} = -\frac{Q(\psi_S)}{2\epsilon_s}. \quad (88)$$

Падение потенциала на верхней оксидной плёнке —

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

Из этих уравнений и из (5) следует, что

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

Ниже порогового напряжения заряд подложки исключительно мал, так что падение напряжения на оксидной плёнке ΔV_{ox} , можно считать, пренебрежимо мало, и можно было сразу вместо (87) записать, что

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

В случае массивной структуры MOS $\psi_S = V'_G / m$ (30), где $m > 1$ (31), однако, в случае DG ETSOI $m \equiv 1$, что означает полный контроль затвора над поверхностным потенциалом и является преимуществом структуры DG ETSOI. Теперь, благодаря (91), общее выражение (86) в режиме $V_G < V_T$ таково:

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

Уравнение (92) определяет электронный заряд структуры DG ETSOI в подпороговом режиме.

В случае массивной структуры MOS окончание режима слабой инверсии связывалось с уравниванием ψ_S и $2\psi_B$. Мы не можем пользоваться подобным критерием в случае ETSOI, поскольку эта структура не допирована. В этом случае можно утверждать, что при понижении первой подзоны зоны проводимости таким образом, что $E_F = E_C + \varepsilon_1^c$, концентрация электронов становится существенной. Уравнение (84) показывает, что при выполнении этого условия $n_S = N_{2D}^{1c}$. В результате потенциал полупроводниковой подложки в структуре ETSOI на входе в режим инверсии можно найти из

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

откуда для потенциала при входе в режим инверсии имеем

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

Из уравнения (91), учитывая рассуждения, которые привели к этому уравнению, при входе в режим инверсии

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

Из (95) и (92) окончательно имеем:

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

где

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

называют квантовой ёмкостью, к обсуждению и использованию которой в качестве ещё одного параметра ETSOI мы вернёмся позже, а D_{2D} есть $2D$ -плотность состояний применительно к структуре ETSOI со сверхтонкой подложкой.

Мы получили важный результат о зависимости электронного заряда ETSOI от напряжения на затворе (96), который полезно сравнить с аналогичной зависимостью (45) для массивной структуры MOS. В обоих случаях заряд в подпороговом режиме увеличивается экспоненциально с V_G . Различие между этими двумя

структурами в том, что для DG ETSOI характерен идеальный подпороговый наклон $m = 1$, тогда как для массивных структур MOS $m \approx 1,1 - 1,3$. Это означает, что при одном и том же увеличении напряжения на затворе электронный заряд в структуре DG ETSOI растёт быстрее, чем в массивной структуре MOS.

Для массивных MOSFET при входе в режим инверсии поверхностный потенциал $\psi_S = 2\psi_B$. Для структуры ETSOI этот критерий определяется уравнением (94). Насколько сравнимы ψ_S^{inv} для структуры ETSOI с $\psi_S^{inv} = 2\psi_B$ для массивной структуры MOS? Подстановка расчётных данных (83) и (85) из предыдущего примера в уравнение (94) приводит к следующему результату:

$$\psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}} = 0,026 \ln \frac{4,11 \cdot 10^{12}}{8,5 \cdot 10^2} = 0,58 \text{ В},$$

то есть можно ожидать, что $q\psi_S^{inv}$ составляет примерно половину от ширины эффективной запрещённой зоны DG ETSOI (82). Поскольку уровень Ферми при $\psi_S = 0$ был почти посередине запрещённой зоны (рис. 14), то $n_{s0} = p_{s0} = n_{Si}$. Поверхностный потенциал при входе в режим инверсии такой, что он понижает $E_{C0} + \varepsilon_1^c$ до E_F , что и служит критерием для входа в этот режим.

В рассмотренном примере требуемый изгиб зон в режиме инверсии составляет примерно половину от ситуации в массивной структуре MOS, поскольку в последней уровень Ферми в p -Si располагается вблизи валентной зоны, так что изгиб зоны проводимости должен покрыть почти всю запрещённую зону для того, чтобы уровень Ферми совместился с зоной проводимости.

Подвижный электронный заряд выше порогового напряжения. Уравнение (86) справедливо как ниже, так и выше порогового напряжения. В рассмотренном выше случае, — $V_G < V_T$, — мы могли предполагать, что падение напряжения на оксидном слое незначительное и таким образом связать электронный заряд в подпороговом режиме с напряжением на затворе согласно (96). Выше порога, — $V_G > V_T$, — падение напряжения на оксидном слое становится значительным, и зависимость $Q \propto V_G$ изменится.

Уравнение (86) даёт зависимость $Q \propto \psi_S$, а уравнение (90) связывает ψ_S с V_G . Численное решение этих двух уравнений показывает, что заряд растёт приблизительно линейно с V_G при $V_G > V_T$, как и в случае массивной структуры MOS. Наклон этой линейной зависимости

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

Дифференцируя (90) по $(-Q)$, находим, что

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

и записываем инверсионный заряд выше порогового напряжения в виде

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

где $C_G \approx \text{const.}$ Для $C_S \gg 2C_{ox}$ $C_G \approx 2C_{ox}$. Коэффициент двойка появляется из-за DG в этой модели ETSOI (рис. 13).

Поскольку ёмкость полупроводникового слоя конечная, C_G немного меньше, чем $2C_{ox}$, как это было и в случае массивной структуры MOS. Воспользовавшись (86), находим ёмкость полупроводникового слоя ETSOI:

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

Сравнивая этот результат с аналогичным (55) для массивной структуры MOS, видим, что ёмкость полупроводникового слоя ETSOI в два раза больше аналогичной величины для массивной структуры MOS.

Оба результата (101) и (55) предполагают невырожденную статистику электронов. А что получится в пределе вырождения? В этом случае $E_F \gg E_{c0} + \varepsilon_1^c$, и уравнение (69) становится таким:

$$Q(\psi_S) = -qn_s = -qN_{2D}^{1c}(E_F - E_{c0} - \varepsilon_1^c + q\psi_S) / kT, \quad (102)$$

а ёмкость полупроводникового слоя ETSOI становится равной

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

где C_Q есть квантовая ёмкость (97).

В более сложных ситуациях, таких как вдали от предела вырождения, при нескольких занятых подзонах, при утолщении полупроводникового слоя, когда учёт изгиба зон становится существенным, ёмкость кремниевого слоя приходится рассчитывать численно. Но в любом случае ёмкость полупроводниковой подложки будет связана с плотностью состояний электронов. Для структур MOS, в которых используются полупроводники с лёгкими эффективными массами (например, III-V-полупроводники), можно ожидать, что ёмкость полупроводникового слоя и общая ёмкость затвора уменьшатся в сравнении с кремниевой подложкой.

Наконец, перепишем уравнение (99) в таком виде:

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

Мы могли бы ожидать, что полная ёмкость затвора для DG ETSOI будет в два раза больше ёмкости затвора для ETSOI с одинарным затвором, однако, она всё же несколько меньше. Чтобы увидеть почему, перепишем (104) следующим образом:

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

Ёмкости в скобках есть последовательное соединение C_{ox} и $C_S/2$. Ёмкость DG ETSOI распределяется между двумя затворами, так что каждый из двух затворов характеризуется ёмкостью, которая несколько меньше ёмкости однозатворного ETSOI [12].

Приведём численные оценки ёмкости инверсионного слоя и толщины эквивалентной ёмкости. К вышеуказанным исходным данным по кремнию добавим $t_{ox} = 1,8$ нм, $\epsilon_{ox} = 4,0$. Ответим на следующие пять вопросов.

1) Какова ёмкость полупроводникового слоя ETSOI при $n_S = 1 \cdot 10^{13}$ см⁻²?

Эта поверхностная плотность электронов типична для режима «ON» современного MOSFET. Из уравнения (101) находим:

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{kT/q} = \frac{qn_S}{kT/q} = 61,6 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2,$$

что в два раза больше ёмкости, найденной для массивной структуры MOSFET (59). По сравнению с $C_{ox} = 2,0 \cdot 10^{-6}$ Ф/см² это — очень большая, неприемлемая ёмкость, величина которой существенно уменьшится, если обратиться к статистике Ферми–Дирака и учесть квантовые ограничения для структуры ETSOI. Оценка C_S в пределе вырождения по формуле (103) даёт:

$$C_S = C_Q = 25,4 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2, \quad (106)$$

что меньше половины величины, полученной выше для невырожденной статистики.

2) Какова ёмкость затвора?

Согласно (104),

$$\begin{aligned} C_G &= \frac{(2C_{ox})C_S}{(2C_{ox}) + C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 2C_{ox}/C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 4,0/25,4} = \\ &= 0,86(2C_{ox}) = 3,44 \cdot 10^{-6} \text{ Ф/см}^2 \end{aligned}$$

где использованы C_{ox} (32) и C_S (106). Как и ожидалось, $C_G < 2C_{ox}$.

3) Какова толщина эквивалентной ёмкости DG ETSOI?

Воспользуемся определением CET по (33) и учётом DG в ETSOI:

$$C_G/2 \equiv \frac{\varepsilon_{ox}}{CET} \Rightarrow CET = \frac{\varepsilon_{ox}}{C_G/2} = \frac{4,0 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-2}}{(3,44/2) \cdot 10^{-6}} = 2,06 \text{ нм}.$$

Обращает на себя внимание, что CET в DG ETSOI несколько больше толщины оксидного слоя 1,8 нм; этот эффект превышения более существенный по сравнению с прежним результатом (61) и обязан он использованию статистики Ферми–Дирака и учёту квантовых ограничений.

4) Каков поверхностный потенциал полупроводникового слоя DG ETSOI при $n_S = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$?

Из (79) имеем:

$$\psi_S = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_S}{n_{Si}} = 0,60 \text{ В}. \quad (107)$$

Ранее вхождение в режим инверсии мы определили происходящим при $\psi_S^{inv} = 0,58$, так что полученное значение ψ_S немного больше. В случае массивной структуры MOS поверхностный потенциал в режиме сильной инверсии был приблизительно на шесть kT/q больше чем $2\psi_B$. В нашем случае поверхностный потенциал при сильной инверсии лишь на один kT/q больше чем ψ_S^{inv} . Это различие отчасти обязано тому обстоятельству, что в случае структуры ETSOI электронный заряд ведёт себя как $Q \propto \exp(q\psi_S/kT)$, а в случае массивной структуры MOS — как $Q \propto \exp(q\psi_S/2kT)$, и в последнем случае требуется больший изгиб зон, чтобы получить больший заряд в инверсионном слое.

5) Каков поверхностный потенциал полупроводникового слоя ETSOI при использовании статистики Ферми–Дирака?

Уравнение (70) связывает n_S и ψ_S в общем случае, а именно:

$$n_S = N_{2D}^{1c} \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_{c0} + q\psi_S - \varepsilon_1^c)/kT}{}} \right).$$

Предположим, что $\psi_S = 0$ при $n_S = n_{Si}$, а полупроводник невырожденный при $n_S = n_{Si}$; тогда

$$n_{Si} = N_{2D}^{1c} e^{\frac{(E_F - E_{c0} - \varepsilon_1^c)/kT}{}}.$$

Подставляя это выражение в предыдущее, получаем:

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

откуда находим, что

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

а после подстановки $n_s = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, n_{Si} (85) и N_{2D}^{1c} (83) окончательно получаем $\psi_s = 0,64 \text{ В}$, что на $0,04 \text{ В}$ больше значения (107), полученного со статистикой Максвелла–Больцмана.

Ход поверхностного потенциала с изменением напряжения на затворе. Рисунок 5 иллюстрирует ход поверхностного потенциала с изменением напряжения на затворе для массивной структуры MOS. Ниже порогового напряжения поверхностный потенциал $\psi_s = V_G/m$, где m немного больше единицы. Выше порогового напряжения ψ_s растёт медленно с увеличением V_G , поскольку m становится очень большим, так что большая часть растущего напряжения приходится на падение напряжения на оксидном слое, а не на полупроводниковой подложке. Можно ожидать аналогичные тенденции и для структуры ETSOI.

На рисунке 17 сравнивается ход $\psi_s \propto V_G$ для структур массивной MOS и ETSOI. В подпороговой области $\psi_s = V_G$ (мелкопунктирная прямая), поскольку $m = 1$ для структуры DG ETSOI. Выше порога ψ_s меняется медленно с V_G по той же причине, что и в случае с массивной структурой MOS. Замедление, однако, более слабое, поскольку в случае DG ETSOI инверсионный электронный заряд увеличивается более быстро с ростом ψ_s .

Итак, показано, что электронный заряд $Q(\psi_s)$ для структуры ETSOI изменяется экспоненциально с потенциалом ψ_s как ниже,

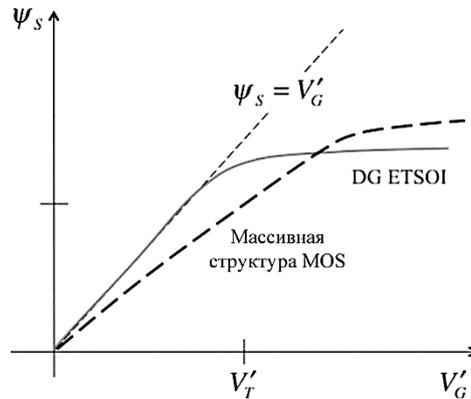


Рис. 17. Зависимость поверхностного потенциала от напряжения на затворе. Сплошная линия относится к структуре ETSOI, а пунктирная — к массивной структуре MOS. Предполагается, что при $\psi_s = 0$ уровень Ферми лежит близко к валентной зоне в обоих случаях.¹⁷

так и выше порога, уравнение (86). Аналогичный результат был получен и для массивной структуры MOS, уравнения (44) и (48).

Ниже порога $Q(V_G)$ меняется экспоненциально с V_G , поскольку $\psi_S = V_G$ (уравнение (96)). Однако выше порога зависимость $Q(V_G)$ — линейная (уравнение (100)). Опять же, результаты аналогичны тем, которые были получены для массивной структуры MOS.

Сопоставим результаты для DG ETSOI:

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

$$Q(V_G) = -C_G (V_G - V_T) \quad (V_G \gg V_T)$$
(108)

с таковыми же (63) для массивной структуры MOS:

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

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

Организация канала проводимости (массивная структура MOS, ETSOI с двойным затвором или с одинарным и т. п.) качественно картину не меняет — заряд меняется экспоненциально с напряжением на затворе ниже порога и линейно — выше порога. В общем случае $Q \propto V_G$ можно посчитать численно, вместе с тем, как будет показано в следующей публикации, доступно эмпирическое выражение, обеспечивающее корректные результаты как ниже, так и выше порогового напряжения.

Подведём итоги. Физика процессов в полупроводниковой подложке MOSFET определяется изгибом зон, зависящим от поверхностного потенциала ψ_S , который в свою очередь определяется напряжением на затворе V_G . Получено достаточное общее уравнение (11), связывающее V_G с ψ_S . В условиях режима истощения получена более простая связь ψ_S с V_G (30), которой будем нередко пользоваться. Затем обсуждается поведение подвижного электронного заряда $Q \propto \psi_S$ и $Q \propto V_G$: каким образом электронный заряд изменяется с поверхностным потенциалом и с напряжением на затворе в условиях до и после порогового напряжения. Правильные результаты в допороговой области напряжений и в режиме сильной инверсии получены, не прибегая к численному решению уравнения Пуассона–Больцмана; вместе с тем численное решение этого уравнения покрывает как подпороговую область и область сильной инверсии, так и переходную область между ними. Рассмотрено поведение $Q \propto \psi_S$ и $Q \propto V_G$ для совершенно другой структуры MOS, структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой. Эта структура MOS характерна

для нынешней тенденции миниатюризации транзисторов и носит название чрезвычайно тонкой КНИ-подложки (Extremely Thin Silicon-on-Insulator—ETSoI). Тем не менее, мы убедились, что основные особенности структуры ETSoI подобны свойствам массивной структуры MOS. Получены зависимости $Q \propto \psi_S$ и $Q \propto V_G$ для структуры ETSoI как ниже, так и выше порога напряжений. Полезны, конечно, и численное решение или эмпирическая зависимость, охватывающие всю область напряжений на затворе, к чему мы ещё вернёмся.

Полученные результаты говорят также о том, что 1D-электростатика приемлема как для массивных структур MOS, так и для структур ETSoI. Однако далее мы покажем, как 2D-электростатика объясняет, почему структура DG ETSoI предпочтительна для очень коротких нанотранзисторов.

В основу настоящего обзора положены лекции Марка Лундстрема «Fundamentals of Nanotransistors» [6], прочитанные им в 2016 г. в рамках инициативы Purdue University/nanohub.org/u.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. Yu. O. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **16**, No. 2: 201 (2018) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **16**, вып. 2: 201 (2018).
2. Yu. O. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **16**, No. 2: 233 (2018) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **16**, вып. 2: 233 (2018).
3. R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals* (New York: Addison-Wesley: 1996).
4. B. Streetman and S. Banerjee, *Solid State Electronic Devices* (New York: Prentice Hall: 2005).
5. Chenming Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits* (London: Pearson India: 2009).
6. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
7. Y. Tsvividis and C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
8. Y. Taur and T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
9. M. Lundstrom and Xingshu Sun, *Notes on the Solution of the Poisson–Boltzmann Equation for MOS Capacitors and MOSFETs* (West Lafayette, Indiana, USA: Purdue University: 2012); www.nanohub.org/resources/5338.
10. M. Lundstrom, *ECE 612 Lecture 14: V_T Engineering* (West Lafayette, Indiana, USA: Purdue University: 2008); www.nanohub.org/resources/5670.
11. Yu. O. Kruglyak, *Nanoehlektronika ‘Snizu–Vverh’* (Odessa: TEhS: 2015) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наноэлектроника «снизу–вверх»* (Одесса: ТЭС: 2015).
12. D. Vasileska, D. K. Schroder, and D. K. Ferry, *IEEE Trans. Electron Dev.*,

44: 584 (1997).

*Odessa State Environmental University,
15, Lvivska, Str.,
65016 Odessa, Ukraine*

¹ Fig. 1. Zone diagrams with a positive gate voltage that generates a positive surface potential in a semiconductor and a voltage drop across the oxide film.

² Fig. 2. MOSFET is a capacitor with p - n -junctions.

³ Fig. 3. The effect of the difference in the work functions of the semiconductor Φ_s and the metal of the gate electrode Φ_M on the 1D-MOS structure. On the left: an isolated semiconductor with its Fermi level and a gate electrode with its Fermi level E_{FM} . Right: the resulting equilibrium zone structure with zero gate voltage $V_G = 0$. The potential built into this structure ΔV_{ox} is analogous to the built-in potential of p - n -junctions ((77) in Ref. [2]) and, as in the case of p - n -junctions, cannot be directly measured.

⁴ Fig. 4. The diagram of the MOS band structure under the condition of flat zones. To achieve this condition, a voltage V_{FB} is applied to the gate between the n^+ -poly-Si gate and the p -Si substrate. There are shown the work functions of the gate Φ_M and of the semiconductor $\Phi_s > \Phi_M$ [5].

⁵ Fig. 5. Expected graphic of $Q_s \propto \psi_s$. Below the threshold voltage, the surface potential varies linearly with V_{GS} according to $\psi_s = V_{GS}/m$ with $m \approx 1$; however, above the threshold voltage, $\psi_s \approx 2\psi_B$, and the surface potential increases with increasing V_{GS} slowly, because $m \gg 1$.

⁶ Fig. 6. Left: a conventional capacitor with one dielectric between two parallel plates with a cross-sectional area A . Right: a capacitor with two different dielectrics.

⁷ Fig. 7. Diagrams of the band structure at three different voltages. Modes: depletion (left), inversion (centre), accumulation (right).

⁸ Fig. 8. The equivalent circuit shows that the gate capacitance is a series connection of the capacitance of the oxide layer C_{ox} and the capacitance of the semiconductor substrate C_s .

⁹ Fig. 9. Qualitative behaviour of the gate capacity with the gate voltage. The solid line corresponds to low frequencies, and the dashed line corresponds to high frequencies.

¹⁰ Fig. 10. A typical gate stack involving heavily doped n^+ -poly-Si. NMOS $\equiv n$ -channel MOSFET.

¹¹ Fig. 11. The behaviour of the electron charge Q with increasing voltage on the gate V_G for n -MOSFET. Linearity of the vertical scale for the charge does not allow reflecting the exponential growth $Q \propto V_G$ below $V_G = V_T$; however, the linear relationship $Q \propto V_T$ is visible at $V_G > V_T$.

¹² Fig. 12. The ETSol band diagram.

¹³ Fig. 13. MOS ETSol structure with double gate (Double Gate—DG). The upper and lower oxide layers are the same, the same voltage is applied to both gates. The thin silicon substrate is grounded; so, E_F is an equilibrium Fermi level. The electric field in the y direction is symmetrical with respect to the dashed line.

¹⁴ Fig. 14. An illustration of how negative, zero and positive potential ψ_s affects the ETSol zone diagram.

¹⁵ Fig. 15. An illustration of the dependence of the charge in a semiconductor with a change in the potential for the ETSol structure in comparison with the analogous plot for the massive MOSFET structure in Fig. 19 from Ref. [2].

¹⁶ Fig. 16. The ellipsoids of the rotation of the equal-energy surfaces in silicon are directed in the reciprocal space in such a way that the major semi-axis coincides with the directions (100). On the right, the energy levels of the subbands for Si(100) are shown. The effective masses correspond to the distinguished direction y .

¹⁷ Fig. 17. Dependence of the surface potential on the gate voltage. The solid line refers to the ETSol structure, and the dotted line refers to the massive MOS structure. It is assumed that when $\psi_s = 0$ the Fermi level lies close to the valence band in both cases.