

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

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

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198921>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

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. Тараса 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: maksim.strikha@gmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У шостій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. У балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіювання електронів не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де

закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Показано також, як пов'язані поміж собою балістична модель і модель віртуального витіку.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: BALLISTIC INJECTION RATE AND UNIFICATION OF BALLISTIC MODEL WITH THE VIRTUAL SOURCE MODEL

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

Abstract. In the sixth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the dependence of the electron velocity on the drain voltage in ballistic MOSFETs, as well as its dependence on the gate voltage and on the inversion charge, are considered. In the ballistic MOSFET the electron velocity is saturated with the increase in the drain voltage in the absence of electron scattering, not at the drain end of the conduction channel, as in massive transistors, where the electric field is the largest and the scattering intense, but where the source ends and the conduction channel begins, i.e, at the top of the barrier where the electric field is zero.

The ballistic injection rate is also discussed. It is this speed that is the upper limit of the injection rate in real MOSFETs. It is shown how the ballistic model and the virtual source model are interrelated.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, LDL model, transistor metrics, transistor control, virtual source

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ВПРЫСКИВАНИЯ И ОБЪЕДИНЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С МОДЕЛЬЮ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА

Ю. О. Кругляк, *М. В. Стриха*

Аннотация. В шестой из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, рассматривается зависимость скорости электронов от напряжения на стоке в баллистических MOSFET, а также ее зависимость от напряжения на затворе и от инверсионного заряда. В баллистических MOSFET скорость насыщается с ростом напряжения на стоке в отсутствие рассеяния электронов не в стоковом конце канала проводимости, как в массивных транзисторах, где электрическое поле наибольшее и рассеяние интенсивное, а там, где заканчивается исток и начинается канал проводимости, т. е. на вершине барьера, где электрическое поле нулевое.

Обсуждается баллистическая скорость впрыскивания. Именно эта скорость есть верхний предел скорости впрыскивания в реальных MOSFET. Показано как увязаны между собой

баллистическая модель и модель виртуального истока.

Ключевые слова: наноэлектроника, полевой транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный исток

1. Вступ

Основним пристроєм сучасної електроніки залишається польовий транзистор метал-діелектрик-напівпровідник з ізольованим 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]). 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 [1] 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. Було показано, що завжди існує бар'єр на межі поміж стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Нашу наступну статтю [2] 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, розпочато в [1, 2], у статті [3] розглянуто фізику процесів у напівпровідниковому каналі MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , який у свою чергу визначається напругою на затворі V_G . Ми одержали достатньо загальну формулу, що пов'язує V_G з ψ_s , також 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.

На продовження огляду фізичних принципів моделювання нанотранзисторів [1 – 3] у статті [4] ми розглянули 2D електростатику MOS й зумовлені нею ефекти, а далі сформулювали вже класичну модель віртуального витоку без явного врахування можливості балістичного транспорту. Ми показали, що врахування електростатики погіршує характеристики транспорту електронів у польових транзисторах, збільшуючи підпороговий розкид і викликаючи ефект зниження бар'єру, зумовлений стоком (DIBL), який у свою чергу збільшує вихідну провідність і зменшує граничну напругу в короткоканальних транзисторах. Мірою того, як транзистори робляться дедалі мініатюрнішими, основний виклик, який постає перед схемотехніками, полягає в контролі над короткоканальними ефектами. Зазвичай для цього потрібне чисельне моделювання.

У статті [5] ми розглянули узагальнену модель електронного транспорту Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ) стосовно до 2D каналів провідності польових транзисторів MOSFET. У цій статті, продовжуючи виклад фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, ми запровадимо поняття про балістичну швидкість впорскування і розглянемо її особливості, що надалі дозволить об'єднати балістичну модель MOSFET з моделлю віртуального витоку.

2. Балістична швидкість впорскування

Струм стоку MOSFET є добутком заряду на швидкість носіїв заряду в найвищій точці бар'єру:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \left| \frac{v_x(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right|. \quad (1)$$

Шляхом порівняння (1) з виразом для балістичного струму витоку (формула (69) статті [5]) ми одержали середню швидкість електронів на вершині бар'єру (формула (77) статті [5]):

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle_{x=0} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle \left[\frac{1 - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{I}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} \right], \quad (2)$$

$$\langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*} \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})}}.$$

Вираз (2) описує 2D електрони у каналі провідності плоского MOSFET, натомість для 1D електронів у каналі провідності NW MOSFET слід використовувати формулу (75) роботи [5].

Середня швидкість на вершині бар'єру $\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle_{x=0}$, яку інакше називають швидкістю впорскування, залежить як від напруги на затворі, так і від напруги на стоку. Важливо зрозуміти причину насичення швидкості за високої напруги на стоку в балістичних MOSFET і те, як слід обчислювати граничне значення цієї швидкості. Як показують модельні розрахунки балістичних MOSFET (див. рис. 9 із роботи [5]), одержані вольт-амперні характеристики свідчать про насичення швидкості – струм насичення змінюється приблизно лінійно з величиною $V_{GS} - V_T$. Однак цілком зрозуміло, що причиною такого насичення в балістичних MOSFET не може бути розсіяння, що обмежує швидкість значенням v_{sat} , як ми це докладно обговорювали раніше в [2]. Надалі ми пересвідчимося, що швидкість у балістичних MOSFET справді насичується, однак, через причини, цілком відмінні від тих, які насичують швидкість у масивних напівпровідниках під дією сильного електричного поля.

Залежність швидкості від напруги на стоку

Спростимо загальний вираз (2), перейшовши до невиродженої статистики Максвелла – Больцмана:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = v_T \left[\frac{1 - e^{qV_{DS}/kT}}{1 + e^{qV_{DS}/kT}} \right], \quad (3)$$

$$v_T = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}.$$

Залежність $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0}$ від V_{DS} графічно зображено на рис. 1 разом із ходом зонної енергії при низьких і високих значеннях напруги на стоку. При низьких напругах швидкість пропорційна V_{DS} , а при високих напругах швидкість насичується до значення v_T .

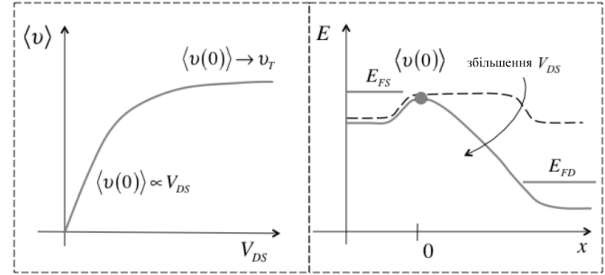


Рис. 1. Ліворуч: залежність середньої швидкості (3) $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} \equiv \langle v(0) \rangle$ від V_{DS} . Праворуч: зміна зонної енергії при низьких і високих значеннях V_{DS}

З рис. 1 може здатися, що швидкість у балістичному MOSFET поводить себе так само, як і в масивному транзисторі: спершу за низької напруги на стоку вона пропорційна до V_{DS} , а потім за високої напруги зазнає насичення. Наголосімо, однак, що йдеться про швидкість на самісінській вершині бар'єру $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0}$: швидкість у балістичному MOSFET насичується в каналі провідності поблизу витоку S , на вершині бар'єру, де електричне поле нульове, а не поблизу стоку D , в області відтину каналу провідності [1], де електричне поле дуже велике.

Щоб зрозуміти пропорційність швидкості напрузі V_{DS} за її малих значень, розкладемо експоненти в (3) при малих значеннях їхніх показників у ряд і одержимо:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \frac{v_T}{2kT/q} V_{DS}. \quad (4)$$

Помножимо й поділимо одержаний вираз на довжину каналу провідності:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \frac{v_T L}{2kT/q} \frac{V_{DS}}{L}. \quad (5)$$

У першому співмножнику пізнаємо балістичну рухливість μ_B (формула (54) з роботи [5]), а другий співмножник - це електричне

поле в каналі провідності $E_x = V_{DS} / L$:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \mu_B E_x. \quad (6)$$

Таким чином, у балістичних MOSFET при малих напругах на стоку швидкість записується так само, як і для масивних провідників через μE_x , але тільки з заміною звичайної рухливості μ на балістичну рухливість μ_B .

Насичення швидкості в балістичних MOSFET

Згідно із (3), середня швидкість на вершині бар'єру насичується при високих значеннях напруги на стоку. Зрозуміти, як саме це відбувається, допоможе розподіл швидкостей у площині v_x каналу провідності, - тобто в площині, що йде вглиб підкладки вздовж каналу провідності. Спочатку пригадаємо, як розподілено швидкості в невідродженому масивному напівпровіднику в стані рівноваги. В цьому випадку функція Фермі спрощується до

$$f_0(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \rightarrow e^{(E_F-E)/kT}. \quad (7)$$

Для електронів у зоні провідності з параболічним спектром

$$E = E_C + m^* v^2 / 2, \quad (8)$$

невідроджена функція розподілу запишеться як

$$f_0(v) = e^{(E_F-E_C)/kT} \times e^{-m^* v^2 / 2kT}. \quad (9)$$

Рух електронів у нашому випадку відбувається в площині v_x з

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2, \quad (10)$$

тож невідроджена функція розподілу є відомою функцією Максвелла-Больцмана:

$$f_0(v_x, v_y) = e^{(E_F-E_C)/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}. \quad (11)$$

Вираз (11), що дає розподіл швидкостей у невідродженому напівпровіднику в стані рів-

новаги, графічно зображено на рис. 2. Як і слід було очікувати, всі швидкості в додатному напрямку осей скомпенсовано швидкостями в протилежному напрямку, тож середня швидкість у стані рівноваги дорівнює нулеві.

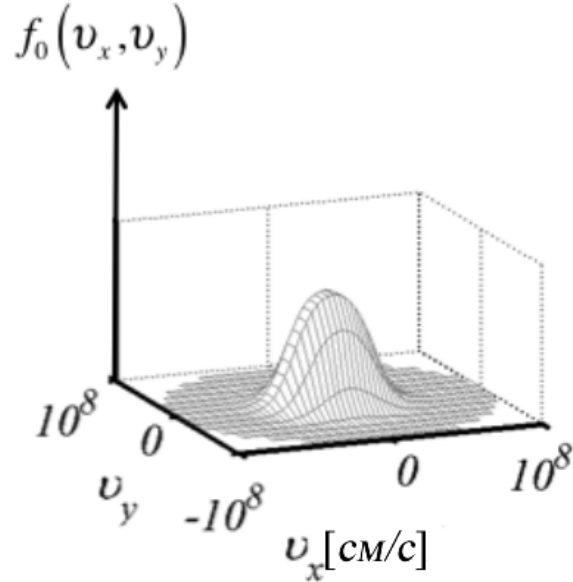


Рис. 2. Максвеллів розподіл швидкостей електронів у невідродженому напівпровіднику в стані рівноваги [6]

Можна очікувати, що в балістичних MOSFET при високих напругах на стоку, далеких від стану рівноваги, розподіл швидкостей буде сильно відрізнятися від розподілу в стані рівноваги. На рис. 3 зображено результати чисельного розв'язання транспортного рівняння Больцмана для 10-ти нм балістичного MOSFET.

Напруга на затворі велика, тож бар'єр поблизу витоку низький. Обговоримо зображену на рис.3 праворуч зміну розподілу швидкостей на вершині бар'єру при зміні напруг на стоку від $V_{DS} = 0$ до $V_{DS} = V_{DD} = 0.6B$.

В балістичних MOSFET розподіл швидкостей на вершині бар'єру враховує дві компоненти – додатні швидкості електронів, інжекттованих витоком, і від'ємні швидкості електронів, інжекттованих стоком:

$$\begin{aligned} f^+(v_x > 0, v_y) &= e^{(E_{FS}-E_C(0))/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}, \\ f^-(v_x < 0, v_y) &= e^{(E_{FD}-E_C(0))/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}, \end{aligned} \quad (12)$$

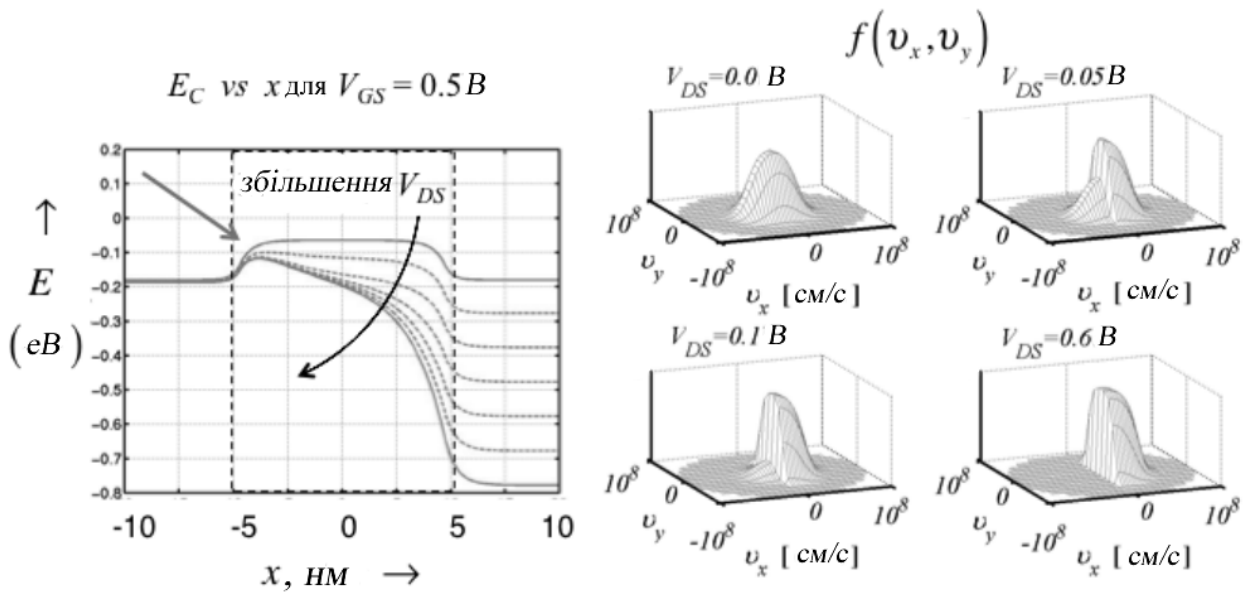


Рис. 3. Результати чисельного моделювання балістичного MOSFET з довжиною каналу провідності 10 нм. Ліворуч: хід $E_C(x) \propto x$ за високої напруги на затворі й $V_{DS} = 0.0(0.1)0.6V$. Праворуч: розподіл (v_x, v_y) на вершині бар'єру при різних значеннях V_{DS} [6]

де E_{FS} - електрохімічний потенціал витоку, $E_{FD} = E_{FS} - qV_{DS}$ - електрохімічний потенціал стоку. Зі збільшенням напруги на стоку V_{DS} величина $f^-(v_x, v_y)$ зменшується.

На рис. 3 праворуч розподіл швидкостей зображено при чотирьох різних напругах на стоку – від нульової до $V_{DD} = 0.6V$. Спершу розглянемо ситуацію при $V_{DS} = 0$ (рис. 2). У цьому випадку розподіл швидкостей рівноважний і $\langle v(0) \rangle|_{x=0} = 0$. Оскільки $V_{DS} = 0$, то струм нульовий і MOSFET перебуває в стані рівноваги, тож природно очікувати, що матиме місце рівноважний розподіл швидкостей, як на рис. 2. Однак, зазвичай рівновага встановлюється внаслідок електрон-фононного розсіяння, а в каналі балістичного MOSFET розсіяння немає. За таких умов механізм встановлення рівноваги інший. На вершині бар'єру всі електрони з $v_x > 0$ інжектовані витоком, де рівновагу підтримує сильна електрон-фононна взаємодія. На цій таки вершині всі електрони з $v_x < 0$ інжектовані стоком, рівновагу на якому так само підтримує сильна електрон-фононна взаємодія. Оскільки при $V_{DS} = 0$ електрохімічні потенціали витоку та стоку однакові ($E_{FD} = E_{FS}$), то додатна та від'ємна компонен-

ти потоків електронів на вершині бар'єру однакові, результатом чого є рівноважний Максвеллів розподіл швидкостей електронів у точці, яка відповідає вершині бар'єру (рис. 2).

Розглянемо далі невелике підвищення напруги на стоку до $V_{DS} = 0.05V$ (рис. 3, праворуч). У цьому випадку величина компоненти з від'ємними швидкостями у (12) менша, а величина компоненти з додатними швидкостями лишається незмінна, тому сумарна швидкість у напрямку $v_x > 0$ додатна. Ми раніше вже бачили, що за таких малих V_{DS} середня швидкість впорскування зростає лінійно з напругою на стоці. При $V_{DS} = 0.1V$ від'ємна компонента швидкості ще менша, тож сумарна швидкість у напрямку $v_x > 0$ робиться ще більша. Нарешті, при $V_{DS} = 0.6V$ від'ємна компонента швидкості стає майже нульова, бо електрохімічний потенціал на стоку знижується настільки, що ймовірність заселення вершини бар'єру електронами, інжектованими зі стоку, робиться нехтовно малою. Натомість додатна компонента швидкостей електронів у напрямку $v_x > 0$ досягає максимально можливого значення. Подальше збільшення напруги на стоку не збільшить додатної компоненти: швидкість досягла насичення.

Графічні результати на рис. 3 демонструють поведінку швидкості на вершині бар'єру, що відповідає виразу (3), але є одна деталь, яка заслуговує обговорення. Уважний розгляд додатної половинки максвеллівського розподілу при $V_{DS} = 0.6V$ виявляє, що вона більша й вища від аналогічної рівноважної додатної половинки при $V_{DS} = 0$. Цілком очевидно (рис. 3), що половина максвеллівського розподілу, яка відповідає $v_x > 0$, збільшується зі зростанням V_{DS} , хоча електрохімічний потенціал витоку E_{FS} не змінився. Причину можна зрозуміти з лівої частини рис. 3: збільшення V_{DS} знижує вершину бар'єру $E_C(0)$. До такого результату приводить електростатика у високоякісних MOS. У таких транзисторах електронний заряд на вершині бар'єру має залежати від напруги на затворі й суттєво не змінюватися зі збільшенням напруги на стоку (малий ефект зниження бар'єру, зумовлений стоком, *DIBL*). Мірою того, як від'ємна компонента швидкості електронів зменшується зі збільшенням V_{DS} , дедалі більше електронів з додатною швидкістю потрібно інjectувати з витоку, щоб збалансувати електронний заряд. Оскільки електрохімічний потенціал витоку не змінюється, вираз (12) свідчить, що $E_C(0)$ повинне зменшитися для того, щоб збільшити електронний заряд за рахунок витоку.

Нарешті, відзначмо, що результуючий профіль розподілу швидкостей електронів при $V_{DS} > 0$ (рис. 3) суттєво різниться від рівноважного профілю, проте кожна з половинок розподілу швидкостей нагадує рівноважний профіль. Тільки розсіяння могло б повернути результуючий профіль до рівноважного вигляду, але в балістичних MOSFET розсіяння немає. Балістичний канал провідності в цілому дуже далекий від рівноваги, але кожна з половинок розподілу швидкостей перебуває в рівновазі з одним із двох контактів.

Балістична швидкість впорскування

Балістична швидкість впорскування $v_{inj}^{ball} = \langle\langle v_x^+ \rangle\rangle$ є важливим параметром нанотранзистора; вона відіграє роль v_{sat} у традиційній моделі насичення швидкості. Як ми докладно розглядали вище, $\langle\langle v_x^+ \rangle\rangle$ - це середня

швидкість електронів, впорснутих витоком у напрямку $v_x > 0$ максвеллівського (чи фермі-діраківського) розподілу швидкостей у точці вершини бар'єру за високої напруги на стоку. Це - усереднена за кутами швидкість у напрямку $v_x > 0$ при визначеній енергії E , потім усереднена ще за енергією (2). Отримана вона непрямым шляхом з виразу для струму, записаного через добуток заряду на швидкість, а прямим шляхом її отримано раніше як вираз (27) із роботи [5]. Графік залежності балістичної швидкості впорскування від поверхневої концентрації електронів у кремнії наведено на рис. 4.

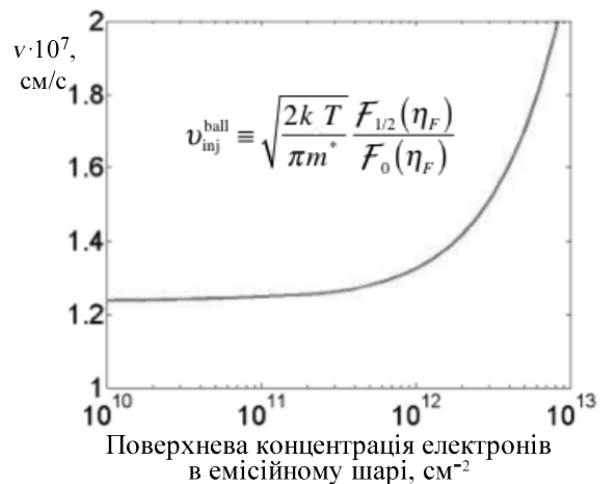


Рис. 4. Балістична швидкість впорскування v_{inj}^{ball} у залежності від поверхневої концентрації 2D електронів при $T = 300 K$ у DG SOI MOSFET. Вважалося, що зайнята тільки нижня підзона провідності, де ефективна маса $m^* = 0.19 m_0$ і долинне виродження $g_v = 2$ [7]

При високій напрузі на стоку концентрація електронів в інверсійному шарі на вершині бар'єру, згідно з виразом (40) роботи [5], дорівнює:

$$n_s|_{x=0} = \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{F}_0(\eta_F) = g_v \frac{m^* kT}{2\pi\hbar^2} \mathfrak{F}_0(\eta_F). \quad (13)$$

Для певного значення концентрації розв'яжемо рівняння (13) щодо значення безрозмірного параметру η_F , яке далі використаємо для обчислення v_{inj}^{ball} згідно з (2). При $T = 300 K$ 2D густина станів для Si (100) має значення

$$N_{2D} = 2.05 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (14) \quad \text{тож остаточно}$$

Якщо $n_s < N_{2D}$, носії струму в напівпровіднику не вироджені, а якщо $n_s > N_{2D}$, для них слід застосовувати статистику Фермі – Дірака.

Як видно з рис. 4, при $n_s \ll 10^{12} \text{ см}^{-2}$ носії струму в напівпровіднику не вироджені: інтеграли Фермі – Дірака в (2) зводяться до експонент, тож

$$\langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_{inj}^{ball} \rightarrow v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = 1.2 \times 10^7 \text{ см/с}. \quad (15)$$

При $n_s > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ напівпровідник робиться виродженим і v_{inj}^{ball} зростає. Так відбувається тому, що стани поблизу дна зони провідності зайняті, енергія рівня Фермі зростає й струм зумовлений станами, яким відповідає більша швидкість. Збільшення швидкості інжекції (рис. 4) пояснює, чому вихідні характеристики балістичних MOSFET на рис. 9 роботи [5] демонструють більші струми для випадку статистики Фермі – Дірака. Залежність швидкості впорскування від напруги на затворі слабка, тому обидві статистики (Максвелла – Больцмана і Фермі – Дірака) на рис. 9 роботи [5] демонструють насичення струму, що зростає майже лінійно з V_{DS} . Таким чином, в обох випадках ми можемо зробити висновок про те, що йдеться про MOSFET з насиченням швидкості. Як ми пересвідчимось пізніше, розсіяння в реальних транзисторах зменшує швидкість інжекції, тому балістична швидкість впорскування є верхньою межею для MOSFET.

Знайдемо балістичну швидкість впорскування в випадку сильного виродження. При $T = 0 \text{ K}$ $f_0(E) = 1$ для $E < E_F$ і $f_0(E) = 0$ при $E > E_F$. Згідно з виразом (25) роботи [5] маємо:

$$v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = \frac{2 \int_{E_C}^{\infty} \sqrt{2(E - E_C) / m^*} f_0(E) dE}{\pi \int_{E_C}^{\infty} f_0(E) dE} = \frac{2 \text{ NUM}}{\pi \text{ DEN}}.$$

Для чисельника і знаменника запишемо:

$$\text{NUM} = \sqrt{\frac{2}{m^*}} \int_{E_C}^{E_F} \sqrt{E - E_C} dE = \sqrt{\frac{2}{m^*}} \left(\frac{2}{3} (E_F - E_C)^{3/2} \right), \quad \text{DEN} = E_F - E_C,$$

$$v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = \frac{4}{3\pi} \sqrt{\frac{2}{m^*}} (E_F - E_C)^{1/2}.$$

Одержаний результат зручно записати через фермівську швидкість за співвідношенням

$$\frac{1}{2} m^* v_F^2 = E_F - E_C,$$

звідки фермівська швидкість

$$v_F = \sqrt{\frac{2(E_F - E_C)}{m^*}}. \quad (16)$$

Тож остаточно балістична швидкість впорскування через фермівську швидкість запишеться як:

$$v_{inj}^{ball} = \frac{4}{3\pi} v_F. \quad (17)$$

Як можна було очікувати, балістична швидкість впорскування менша від фермівської швидкості, бо вона є наслідком усереднення за всіма швидкостями електронів під рівнем Фермі.

На завершення оцінимо балістичну швидкість впорскування реального MOSFET. Візьмемо *n*-Si MOSFET при $T = 300 \text{ K}$ в стані I_{ON} з концентрацією носіїв в інверсійному шарі $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Нехай в Si (100) зайнята тільки нижня підзона провідності. Яка балістична швидкість впорскування?

Якщо напівпровідник не вироджений (що мало ймовірно за такого великого значення n_s), ми одержимо вже відомий результат (15). В нашому випадку коректний вираз для балістичної швидкості впорскування дається формулою (2). Однак, необхідно знати η_F , яке можна одержати з (13), звідки

$$\eta_F = \log(e^{n_s / (N_{2D}/2)} - 1) = 9.76.$$

Підставляючи одержане значення в (2), знаходимо

$$v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{S}_0(\eta_{FS})} = 1.2 \times 10^7 \times \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(9.76)}{\mathfrak{S}_0(9.76)} = 1.2 \times 10^7 \times \frac{23.2}{9.8} = 2.4 \times 10^7 \text{ см/с},$$

що вдвічі перевищує результат для невиродженої статистики.

Як показують ці оцінки й рис. 4, перехід до виродженої статистики електронів суттєво підвищує балістичну швидкість впорскування. Для типових Si MOSFET, однак, реальні балістичні швидкості впорскування менші через те, що можуть бути заселені декілька підзон провідності й деяким з них можуть відповідати більші значення ефективних мас, а також через квантові обмеження, які збільшують ефективні маси через непараболічність високих підзон провідності. Отже, якщо потрібні високоточні кількісні результати, слід звернути увагу на зонну структуру.

При оцінюванні балістичної швидкості впорскування в Si (100) ефективну масу ми вважали рівною $0.19 m_0$, а долине виродження брали рівним $g_v = 2$. У зоні провідності кремнію є шість еквівалентних долин, а їхні еліпсоїдальні поверхні сталої енергії описуються ефективними масами $m_l^* = 0.91 m_0$ і $m_t^* = 0.19 m_0$. Квантові обмеження знімають виродження. Дві нижні підзони вироджені з $g_v = 2$ і $m^* = 0.19 m_0$. При оцінюванні балістичної швидкості впорскування ми припустили, що заселена тільки нижня нештрихована підзона на рис. 16 зі статті [3], для якої ефективна маса $m^* = m_t^*$ в напрямку локалізації, а ефективна маса в площині xu дорівнює $m^* = m_l^*$. Якщо заселені вищі підзони, потрібно врахувати відповідні ефективні маси вздовж осей x та y . Сумарна поверхнева концентрація електронів враховує вклади від усіх заселених підзон і балістична швидкість впорскування – це швидкість, усереднена за всіма заселеними підзонами.

3. Об'єднання балістичної моделі з моделлю віртуального витоку

Наша мета – об'єднати балістичну модель MOSFET (69) роботи [5] та модель віртуального витоку (36) роботи [2].

Почнімо як завжди з загального виразу для струму в вигляді добутку електронного заряду на швидкість електронів:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \times \left| v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0}. \quad (18)$$

Для обчислення заряду використаємо напівемпіричний вираз (46) роботи [4]:

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -m C_G^{inv} \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(1 + e^{q(V_{GS} - V_T)/mkT} \right), \quad (19)$$

$$V_T = V_{T0} - \delta V_{DS}.$$

Далі слід визначитися з обрахунком середньої швидкості на вершині бар'єру, яку обчислюють по-різному в балістичній моделі і в моделі віртуального витоку.

Резюме балістичної моделі

Струм у цій моделі визначає вираз (18). Заряд, обумовлений електростатикою MOS, визначає вираз (19). Для обчислення швидкості слід спершу визначити розташування рівня Фермі для випадку статистики Максвелла – Больцмана. Енергія рівня Фермі визначається з виразу для інверсного заряду (68) роботи [5]:

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -q \frac{N_{2D}}{2} [\mathfrak{F}_0(\eta_{FS}) + \mathfrak{F}_0(\eta_{FD})], \quad (20)$$

де

$$\eta_{FS} = (E_{FS} - E_C(0))/kT, \quad \eta_{FD} = \eta_{FS} - qV_{DS}/kT. \quad (21)$$

Далі визначаємо балістичну швидкість впорскування (2)

$$v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{F}_0(\eta_{FS})}, \quad (22)$$

а потім середню швидкість при заданих значеннях напруг на стоку й на затворі (за формулою (77) роботи [5]):

$$\left\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right\rangle_{x=0} = v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{F}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{F}_0(\eta_{FS})} \right]. \quad (23)$$

Остаточно одержуємо струм стоку в потрібній точці (V_{GS}, V_{DS}) вихідної характеристики з (18). На практиці важливо врахувати термінальні опори. Саме за таким алгоритмом було розраховано характеристики на рис. 9 роботи [5].

Резюме моделі віртуального витоку.

Обчислення струмів у цій моделі так само починається з виразів (18) та (19), але потім швидкість розраховують інакше, через функцію насичення струму стоку F_{SAT} згідно з виразом (33) роботи [2], а саме:

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat}, \quad (24)$$

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta]^{1/\beta}}, \quad (25)$$

де

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat} L}{\mu}. \quad (26)$$

Отже, струм стоку в моделі віртуального витоку в потрібній точці (V_{GS}, V_{DS}) вихідної характеристики обчислюється за формулою (18), з використанням виразу для заряду (19), і для швидкості (24) – (26). Ще потрібно врахувати термінальні опори.

Моделі віртуального витоку - це напівемпірична модель, яка дозволяє гарантовано вписатися в експериментальні дані. Використовуючи цю модель, ми краще відчуваємо фізику процесів у MOSFET, бо параметри цієї моделі $C_G^{inv}, V_T, m, \mu, v_{sat}, L$ мають цілком конкретний фізичний зміст. Що ж до параметру β в (25), то він змінюється в дуже вузьких межах для певного класу транзисторів. Щоб вписатися в експериментальні характеристики нанотранзисторів, такі параметри для мікротранзисторів, як μ і v_{sat} , потрібно адаптувати так:

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow \mu_{app}, \\ v_{sat} &\rightarrow v_{inj}, \end{aligned} \quad (27)$$

що ми обговоримо далі й переконаємося, що формальна рухливість μ_{app} і швидкість впорскування v_{inj} теж мають цілком конкретний фізичний зміст.

Об'єднана модель

На рис. 5 зображено результати розрахунку характеристик балістичних MOSFET у припущенні статистики Максвелла – Больцмана. Параметри MOSFET взято з [8], включаючи

термінальні опори. Модель віртуального витоку була вписана в ці розрахункові характеристики MOSFET.

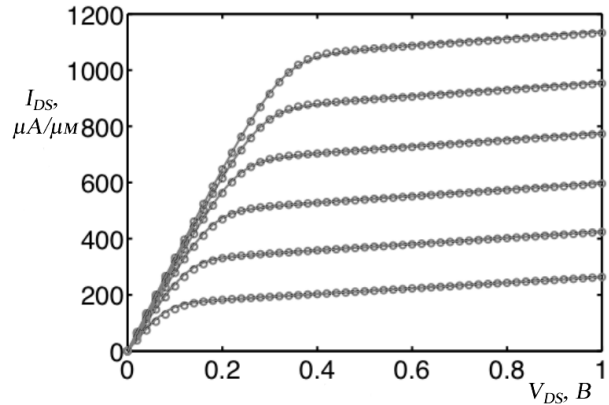


Рис. 5. Суцільними лініями зображено балістичні характеристики MOSFET згідно з виразом (78) роботи [5]. Реальні параметри ETSOI MOSFET, включаючи термінальні опори $R_{SD} = R_{SD} + R_{SD} = 260 \Omega \cdot \mu\text{м}$, взято з [8]. Ми вважаємо, що $I_{OFF} = 100 \text{ нА} / \mu\text{м}$, що дає значення $V_T = 0.44 \text{ В}$. Напруга на затворі $V_{GS} = 0.5(0.1)1.0 \text{ В}$. Результати моделі віртуального витоку (кола) вписано в розрахункові балістичні характеристики [9]

Припасування параметрів моделі віртуального витоку VS до розрахункових характеристик дає значення $\mu_{app} = 654 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ і $v_{inj} = 1.24 \times 10^7 \text{ см}/\text{с}$. Параметр припасування в (25) β виявився рівним 2.9; характерні його значення лежать у межах 1.6 – 2.0 для реальних MOSFET, які працюють нижче від балістичного порогу. Параметр β не має чіткого фізичного змісту, він є просто параметром припасування в функції насичення струму стоку F_{SAT} згідно з (25) з метою описати перехід від лінійної області вихідної характеристики до її області насичення. Натомість параметри μ_{app} та v_{inj} мають цілком ясний фізичний зміст. Щоб у цьому пересвідчитися, потрібно модель віртуального витоку співвіднести з транспортною моделлю ЛДЛ. Спочатку порівняємо струми в лінійній частині обох моделей, потім перейдемо до області насичення і, нарешті, одержимо цілісні характеристики.

Лінійна область: балістична модель і модель віртуального витоку

Лінійна область струму в балістичній моделі визначається виразом (61) роботи [5]:

$$I_{DLIN}^{ball} = \left[W \frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{2\pi\hbar} \right) \mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F) \right] V_{DS}, \quad (28)$$

$$\eta_F = \frac{E_{FS} - E_C(0)}{kT}, \quad (29)$$

де $E_C(0)$ – дно зони провідності на вершині бар'єру.

Для невеликих напруг на стоку

$$\begin{aligned} F_{SAT} &\rightarrow V_{DS} / V_{DSAT}, \\ v_x(V_{GS}, V_{DS}) \Big|_{x=0} &\rightarrow \mu V_{DS} / L. \end{aligned}$$

З (18) лінійний струм в моделі VS

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu V_{DS}, \quad (30)$$

що збігається з результатом, який впливає з традиційної теорії MOSFET. Щоб привести в відповідність струм у моделі віртуального витоку VS (30) зі струмом у балістичній моделі (28), потрібно замість традиційної рухливості μ ввести в (28) формальну рухливість μ_{app} і тим самим прирівняти ці обидва вирази.

Тільки на перший погляд здається, що обидва вирази для струму (28) і (30) різняться. Так, наприклад, ми очікуємо, що квазі-рівноважний струм повинен залежати від заряду інверсного шару $Q(V_{GS})$, як того вимагає електростатика MOS. Це очевидно для традиційного виразу (30), але не відразу ясно з виразу Ландауера для балістичного струму (28). Звернімо увагу на те, що величина електронного заряду Q визначає розташування електрохімічного потенціалу η_F (29), а η_F фігурує в (28), тож неявна залежність струму від Q у (28) є; потрібно тільки записати її в явному вигляді.

В лінійній області струму залежність між інверсійним зарядом та електрохімічним потенціалом визначається виразом:

$$Q = -qn_s = -qN_{2D}\mathfrak{S}_0(\eta_F) = -q \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2} \right) \mathfrak{S}_0(\eta_F). \quad (31)$$

Це той самий вираз, що й (68) із роботи [5] з $\eta_{FS} \approx \eta_{FD} = \eta_F$, а N_{2D} це $2D$ ефективна густина станів (38) з роботи [5]. Тепер ми можемо записати балістичний струм I_{DLIN} як

$$I_{DLIN}^{ball} = Q \left[\frac{G_{ch}}{Q} \right] V_{DS} = Q \left[\frac{W \frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{2\pi\hbar} \right) \mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F)}{q \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2} \right) \mathfrak{S}_0(\eta_F)} \right] V_{DS}, \quad (32)$$

що можна переписати таким чином:

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS})| \left[\frac{v_{inj}^{ball}}{2(kT/q)} \frac{\mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{S}_{+1/2}(\eta_F)} \right] V_{DS}, \quad (33)$$

де v_{inj}^{ball} визначається виразом (22). Формула (33) ідентична (28), але залежність від заряду показано в ній у явному вигляді.

Вираз (33) все ще відрізняється ззовні від звичного виразу (30). Поділимо й помножимо його на L . Тоді

$$I_{DLIN}^{ball} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \left[\frac{v_{inj}^{ball} L}{2(kT/q)} \frac{\mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{S}_{+1/2}(\eta_F)} \right] V_{DS}. \quad (34)$$

Вимірність виразу в квадратних дужках - це вимірність рухливості $[m^2/B \cdot c]$. Це і є узагальнення рухливості за Шуром (54) з роботи [5] на статистику Фермі – Дірака:

$$\mu_B \equiv \frac{v_{inj}^{ball} L}{2kT/q} \frac{\mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{S}_{+1/2}(\eta_F)}. \quad (35)$$

Нарешті, лінійний струм у балістичному випадку

$$I_{DLIN}^{ball} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu_B V_{DS}, \quad (36)$$

що цілком збігається зі звичайним виразом для квазі-рівноважного струму (30) з заміною лише традиційної рухливості на балістичну рухливість.

Отже, балістичний струм у лінійній області вихідної характеристики (28) можна записати традиційним чином як у моделі віртуального витоку (30), якщо замінити звичайну рухли-

вість μ , обмежену розсіянням, на балістичну рухливість μ_B (35), як у виразі (36). Її фізичний зміст ми вже докладно обговорювали раніше.

Область насичення: балістична модель і модель віртуального витоку

Ми вже отримали раніше вираз для струму насичення в балістичному випадку (формула (64) статті [5]):

$$I_{DSAT}^{ball} = W \frac{2q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) kT \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F). \quad (37)$$

Він дуже відрізняється від традиційного виразу для струму насичення (формула (32) роботи [2]), а саме:

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{sat}. \quad (38)$$

Ці обидва вирази переходять один в один, якщо під v_{sat} розуміти v_{inj} . Справді, ми можемо очікувати, що струм I_{ON} має бути пропорційним до заряду Q , що дає нам право переписати (37) в вигляді:

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q| \left[\frac{\frac{2q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) kT \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F)}{Q} \right]. \quad (39)$$

Залишається величину заряду в квадратних дужках виразити через η_F , як ми вже робили в (31), і переконалися, що вираз у квадратних дужках є ні що інше як $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$ (22). Тут є, однак, важлива обставина, пов'язана з тим, що зараз ідеться про великі напруги на стоку. В цьому випадку, як ми вже обговорювали в зв'язку з рис. 3, тільки половина станів на вершині бар'єру заселена. Тому замість (31) для заряду ми повинні записати

$$Q = -q \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{F}_0(\eta_F) = -q \left(g_v \frac{m^* kT}{2\pi \hbar^2} \right) \mathfrak{F}_0(\eta_F). \quad (40)$$

Це спричинено тим, що електрони з додатними швидкостями, інжектвані витоком, далі заселяють відповідні стани на вершині

бар'єру, натомість аналогічні стани на вершині бар'єру, що відповідають електронам з від'ємними швидкостями, інжектвані стоком, залишаються порожніми, бо рівень Фермі стоку значно нижчий, аніж витоку, тож імовірність того, що електрони зі стоку матимуть енергію, достатню для того, щоб досягнути вершини бар'єру, мізерно мала. Підставляючи заряд з (40) замість заряду в квадратних дужках виразу (39), остаточно одержуємо:

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q| \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = W |Q| v_{inj}^{ball}, \quad (41)$$

де $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$ - балістична швидкість впорскування (22). Вираз (41) ідентичний виразу (37). В ньому просто залежність від заряду виписана в явному вигляді.

Таким чином, ми показали, що балістичний струм в області насичення (37) може бути записаний традиційним чином (38), якщо швидкість насичення v_{sat} , обмежену розсіянням, замінити на швидкість впорскування v_{inj} , роль якої відіграє балістична швидкість впорскування $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$, як у (41), яка є середньою тепловою швидкістю, з якою витік впорскує електрони в канал провідності. Фізичку насичення швидкості в балістичних MOSFET ми обговорювали раніше.

При накладанні моделі віртуального витоку на розрахункові балістичні характеристики на рис. 5 параметри моделі μ_{app} та v_{inj} ми обрали так, щоб отримати найкращу відповідність. Обчислимо обидва параметри згідно з (35) та (22), використавши дані для Si (100) з $m^* = 0.19m_0$ та статистику Максвелла – Больцмана. Ми одержали значення

$$v_{inj}^{ball} = V_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = 1.2 \times 10^7 \text{ см/с},$$

$$\mu_B = \frac{v_{inj}^{ball} L}{2kT/q} = 692 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с},$$

які достатньо близькі до параметрів припасування $v_{inj} = 1.24 \times 10^7 \text{ см/с}$ і $\mu_{app} = 654 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Порівняння з експериментальними результатами

Щоб перевірити, наскільки добре баліс-

тична модель MOSFET описує реальні транзистори, згідно з цією моделлю розрахували дві подальші ситуації: 30 нм ETSOI *n*-FET з [8] (рис. 6) та 30 нм III-V FET/HEMT з [10] (рис. 7). На кожному з цих рисунків наведено вихідну характеристику, розраховану за балістичною моделлю в припущенні статистики Максвелла – Больцмана, та експериментальні дані, в які «вписано» результати розрахунків за моделлю віртуального витоку.

Узгодження експериментальних даних з розрахованими за моделлю віртуального витоку дозволило знайти три важливі параметри обох транзисторів: 1) незалежні від напруги на затворі термінальні опори; 2) формальну рухливість; 3) швидкість впорскування. Їх зібрано нижче в табл. 1. Там же наведено теплові швидкості v_T , обчислені в припущенні статистики Максвелла – Больцмана з $m^* = 0.22m_0$ для Si і $m^* = 0.016m_0$ для III-V HEMT, експериментальні обмежені дифузією рухливості μ та балістичні рухливості μ_B , розраховані згідно з (35) в припущенні статистики Максвелла – Больцмана.

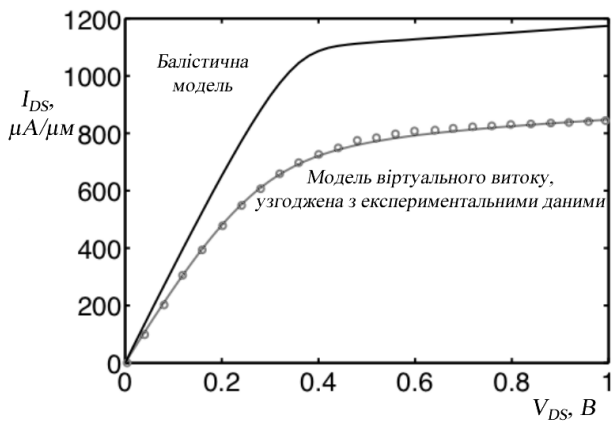


Рис. 6. Згори: моделювання вихідної характеристики балістичного ETSOI Si MOSFET: параметри, включаючи термінальні опори, взято з [8]; напруга на затворі $V_{GS} = 0.5B$; хоч це й *n*-MOSFET, порогова напруга від’ємна, тож є помітний струм при $V_{GS} = 0B$. Знизу: суцільною лінією зображена експериментальна характеристика 30 нм ETSOI *n*-FET [8] і припасовані до неї результати розрахунку (кола) за моделлю VS [9]

Таблиця 1

Порівняння параметрів Si ETSOI MOSFET і III-V HEMT

Параметр	ETSOI Si FET	III-V HEMT	[вимірність]
R_{SD}^*	260	434	$\Omega \cdot \mu m$
μ_{app}	220	1800	$cm^2/V \cdot c$
v_{inj}	0.82×10^7	3.85×10^7	cm/c
v_T	1.14×10^7	4.24×10^7	cm/c
μ	350	12500	$cm^2/V \cdot c$
μ_B	658	2446	$cm^2/V \cdot c$

$$*R_{SD} = R_S + R_D$$

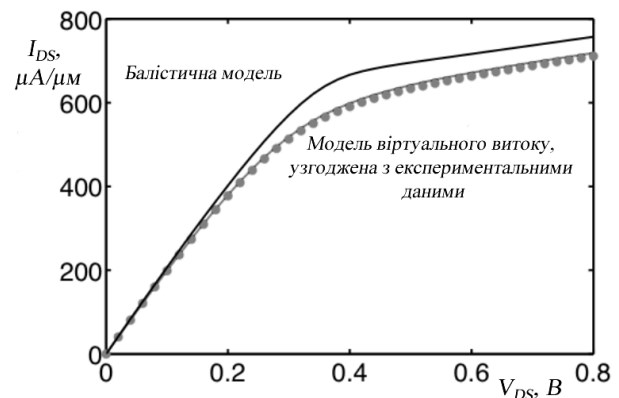


Рис. 7. Згори: моделювання вихідної характеристики балістичного III-V HEMT: параметри, включаючи термінальні опори, взято з [10]; напруга на затворі $V_{GS} = 0.5B$; хоч це й *n*-HEMT, порогова напруга від’ємна, тому є помітний струм при $V_{GS} = 0B$. Знизу: суцільною лінією зображена експериментальна характеристика 30 нм ETSOI *n*-FET [10] і припасовані до неї результати розрахунку (кола) за моделлю VS [9]

Формальна рухливість μ_{app} слугувала параметром припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів. Бачимо, що в обох випадках, ETSOI Si MOSFET та III-V FET, μ_{app} менша і від звичайної рухливості μ , обмеженої розсіянням, і балістичної рухливості μ_B . Пізніше ми пересвідчимось, що μ_{app} не просто параметр припасування, а

насправді добре визначений фізичний параметр навіть за наявності розсіяння.

Відношення виміряного значення I_{ON}^{meas} до обчисленого балістичного значення I_{ON}^{ball} може показувати, наскільки близько до балістичної межі працює реальний транзистор. З графіків на рисунках 6 та 7 знаходимо, що для ETSOI Si FET

$$B = \frac{I_{ON}^{meas}}{I_{ON}^{ball}} = 0.73,$$

а для III-V HEMT

$$B = \frac{I_{ON}^{meas}}{I_{ON}^{ball}} = 0.96.$$

Ці результати свідчать, що Si MOSFET працюють близько до балістичної межі, а для III-V HEMT характерний цілком балістичний режим. Звернімо також увагу на те, що формальна рухливість μ_{app} , знайдена з припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів, порівняно близька до традиційної рухливості μ для Si FET, але $\mu_{app} \ll \mu$ для III-V FET. Це також вказує на те, що Si FET працює нижче від балістичної межі, а III-V FET – фактично на балістичній межі. Відзначмо також, що швидкості впорскування v_{inj} , знайдені з припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів, менші від балістичних швидкостей впорскування v_T і в тих і в других транзисторах.

Ще одна заувага стосується використання статистики Максвелла – Больцмана в проведеному аналізі даних. Вище від порогу коректніше використовувати статистику Фермі – Дірака і враховувати непараболічність та множинність підзон. Ретельніший аналіз передбачає урахування усіх цих факторів, однак спрощений опис із використанням статистики Максвелла – Больцмана як правило дозволяє цілком задовільно описати експериментальні дані.

Отже, ми пересвідчилися, що результати моделі віртуального витоку як в лінійній області вихідних характеристик, так і в області насичення цілком корелюють з аналогічними результатами в балістичній моделі. Ми тепер розуміємо, чому традиційну рухливість у ко-

ротких каналах з балістичним транспортом слід замінити на балістичну рухливість. Ми також показали, що швидкість насичення в традиційній моделі відповідає балістичній швидкості в балістичній моделі. Рисунки 5 – 7 показують, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними, а профіль балістичних характеристик $I_{DS} \propto V_{DS}$ помітно різниться від експериментальних характеристик: перехід від лінійної області до області насичення відбувається в меншому діапазоні напруг на стоку. Видається, що профіль переходу від лінійності до насичення пов'язаний з залежністю напруги на стоку від розсіяння. Щоб з'ясувати це, потрібно буде заглибитися в теорію розсіяння електронів у польових транзисторах. Глибше розуміння явищ розсіяння допоможе нам пояснити, чому швидкість впорскування менша за балістичну швидкість впорскування і зрозуміти, як інтерпретувати формальну рухливість за наявності розсіяння.

Підіб'ємо підсумки. Ми описали залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. На перший погляд видається дивним, що в балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіяння електронів, однак, фізика цього явища зараз цілком зрозуміла. В балістичних MOSFET швидкість електронів насичується не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми також обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Якщо $n_s \ll N_{2D}/2$, то балістична швидкість впорскування стала, однак, для $n_s \gtrsim N_{2D}/2$ ця швидкість зростає зі збільшенням поверхневої концентрації електронів. Ми здійснили оціночні розрахунки балістичної швидкості впорскування, які можуть стати відправною точкою для ретельніших розрахунків.

Показано, як пов'язані поміж собою баліс-

тична модель і модель віртуального витоку. Простою заміною традиційної рухливості, обмеженої розсіюванням, у моделі віртуального витоку на балістичну рухливість одержуємо правильний хід балістичного лінійного струму. Заміною швидкості насичення v_{sat} в масивному каналі провідності на балістичну швидкість впорскування v_{inj}^{ball} одержуємо правильне значення балістичного струму I_{ON} . Також показано, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними. Це пов'язано з ефектами розсіювання електронів, розуміння природи якого винятково важливе для моделювання нанотранзисторів.

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [9], 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 авторського курсу «Фізика конденсованого середовища», який інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для магістрів факультету радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Список використаної літератури

- [1]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **15**, No 4, 18 – 40 (2018).
- [2]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 1, 24 – 49 (2019).
- [3]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 2, 5 – 31 (2019).
- [4]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 3, 19 – 41 (2019).
- [5]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 4, 5 – 26 (2019).
- [6]. J.-H. Rhew, Zhibin Ren, M. Lundstrom, *Solid-State Electron.*, **46**, 1899 – 1906 (2002).
- [7]. M. Lundstrom, Zhibin Ren, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **49**: 133 – 141 (2002).
- [8]. A. Majumdar, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **61**: 351 – 358 (2014).
- [9]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [10]. D. H. Kim, J. A. del Alamo, D. A. Antoniadis, B. Brar, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 861 – 864 (2009).

Стаття надійшла до редакції 27.01.2020 р.

Вже після того, як цю статтю було надіслано до редакції і прийнято до друку, пішов з життя визначний учений у галузі квантової фізики й квантової хімії, доктор фізико-математичних наук, професор, академік Академії наук вищої школи України Юрій Олексійович Кругляк. Популяризація нового методу викладання нанофізики за схемою «знизу вгору» стала для нього впродовж останніх років справою життя. Основи цієї схеми було викладено в трьох серіях оглядово-методичних статей, які з'являлися в журналі «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» починаючи з кінця 2012 року. На жаль, останні три статті третьої серії друку співавторові доведеться готувати вже без Юрія Олексійовича, за залишеними ним чернетками.

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198921>

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: BALLISTIC INJECTION RATE AND UNIFICATION OF BALLISTIC MODEL WITH THE VIRTUAL SOURCE MODEL

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@gmail.com

Summary

In the sixth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the dependence of the electron velocity on the drain voltage in ballistic MOSFETs, as well as its dependence on the gate voltage and on the inversion charge, are considered. At first glance, it seems unusual that in the ballistic MOSFET the speed is saturated with the increase in the drain voltage in the absence of electron scattering, however, the physics of this phenomenon is now quite understandable. In ballistic MOSFET, the electron velocity is saturated not at the drain end of the conduction channel, as in massive transistors, where the electric field is the largest and the scattering intense, but where the source ends and the conduction channel begins, i.e, at the top of the barrier where the electric field is zero.

The saturation of the velocity, also known as the ballistic injection rate, is also discussed. It is this speed that is the upper limit of the injection rate in real MOSFETs. If $n_s \ll N_{2D}/2$, then the ballistic injection rate is constant, however, for $n_s \gtrsim N_{2D}/2$ this speed increases with increasing surface density of electrons. Simple calculations of the ballistic injection rate have been made, which can serve as a starting point for more thorough calculations.

It is shown how the ballistic model and the virtual source model are interrelated. By simply replacing the traditional mobility, which is limited by scattering, in the virtual source model by ballistic mobility, we obtain the correct course of the ballistic linear current. By replacing the saturation velocity v_{sat} in the massive conduction channel by the ballistic injection rate v_{inj}^{ball} , we obtain the correct value of the ballistic current I_{ON} . It is also shown that the ballistic model predicts larger currents than the experimental data. This is due to the effects of electron scattering, understanding of which is extremely important for modeling nanotransistors.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, LDL model, transistor metrics, transistor control, virtual source

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

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. Тараса 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: maksim.strikha@gmail.com

Реферат

У шостій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, ми розглянули залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. На перший погляд видається дивним, що в балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіювання електронів, однак, фізика цього явища зараз цілком зрозуміла. В балістичних MOSFET швидкість електронів насичується не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми також обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Якщо $n_s \ll N_{2D}/2$, то балістична швидкість впорскування стала, однак, для $n_s > \sim N_{2D}/2$ ця швидкість зростає зі збільшенням поверхневої концентрації електронів. Ми здійснили оціночні розрахунки балістичної швидкості впорскування, які можуть стати відправною точкою для ретельніших розрахунків.

Показано, як пов'язані поміж собою балістична модель і модель віртуального витоку. Простою заміною традиційної рухливості, обмеженої розсіюванням, у моделі віртуального витоку на балістичну рухливість одержуємо правильний хід балістичного лінійного струму.

Заміною швидкості насичення v_{sat} в масивному каналі провідності на балістичну швидкість впорскування v_{inj}^{ball} одержуємо правильне значення балістичного струму I_{ON} . Також показано, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними. Це пов'язано з ефектами розсіювання електронів, розуміння природи якого винятково важливе для моделювання нанотранзисторів.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, модель ЛДІ, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік