

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Одеський національний університет імені
І. І. Мечникова

**СЕНСОРНА
ЕЛЕКТРОНІКА
І МІКРОСИСТЕМНІ
ТЕХНОЛОГІЇ
2019 — Т. 16, № 1**

Науково-технічний журнал

Заснований 13.11.2003 року.
Виходить 4 рази на рік

УДК 681.586

Засновник Одеський національний
університет імені І. І. Мечникова

За підтримки Українського фізичного
товариства

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ
№ 8131

Журнал входить до переліку фахових видань
ВАК України з фізико-математичних,
технічних та біологічних наук

Журнал реферується РЖ «Джерело»
і ВІНІТІ (Росія), включено в міжнародні бази
Index Copernicus, РІНЦ, наукова електрон-
на бібліотека Cross Ref. Elibrary, Directory of
Research Journal Indexing, General Impact Factor

Видається за рішенням Вченої ради
Одеського національного університету
імені І. І. Мечникова
Протокол № 6 від 26 лютого 2019.

Адреса редакції:
вул. Дворянська, 2, МННФТЦ (НДЛІ-3),
Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова, Одеса, 65082, Україна.
Тел./Факс: +38(048)723-34-61

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF
UKRAINE
Odessa I. I. Mechnikov National University

**SENSOR
ELECTRONICS
AND MICROSYSTEM
TECHNOLOGIES
2019 — VOL. 16, № 1**

Scientific and Technical Journal

It is based 13.11.2003 року.
The Journal issue four times a year

UDC 681.586

Founded by Odessa I. I. Mechnikov
National University

At support of the Ukrainian Physical Society

Certificate of State Registration КВ № 8131

The Journal is a part of list of the issues
recommended by SAK of Ukraine on physical
and mathematical, engineering and biological
sciences

The Journal is reviewed by RJ «Djerele»
and RJ ICSTI (Russia), is included in the
International Base Index Copernicus, RSCI,
Cross Ref. Elibrary, Directory of Research
Journal Indexing, General Impact Factor

Publishes on the resolution of Odessa
I. I. Mechnikov National University
Scientific Council. *Transaction № 6,*
26.02.2019.

Editorial address:
2, Dvoryanskaya Str., ISEPTC (RL-3),
Odessa I. I. Mechnikov National University,
Odessa, 65082, Ukraine.
Ph./Fax: +38(048)723-34-61

Редакційна колегія

Головний редактор – **В. А. Сминтина**
Заступник головного редактора – **Я. І. Леніх**
А. П. Балабан (Одеса, Україна)
відповідальний секретар

О. Є. Беляєв (Київ, Україна)
І. В. Блонський (Київ, Україна)
В. Г. Вербицький (Київ, Україна)
Б. М. Галкін (Одеса, Україна)
Ю. В. Гуляєв (Москва, Росія)
Ю. О. Гунченко (Одеса, Україна)
А. Д'Аміко (Рим, Італія)
Н. Джаффрезік Рене (Ліон, Франція)
С. В. Дзяевич (Київ, Україна)
Г. В. Єльська (Київ, Україна)
В. О. Іваниця (Одеса, Україна)
О. М. Калашніков (Ноттінгем, Велика Британія)
І. А. Кравченко (Одеса, Україна)
Є. Д. Крушкін (Іллічівськ, Україна)
Вілко Лантто (Оулу, Фінляндія)
В. Г. Литовченко (Київ, Україна)
С. В. Ленков (Київ, Україна)
Є. В. Малахов (Одеса, Україна)
І. Г. Неівестний (Новосибірськ, Росія)
О. О. Птащенко (Одеса, Україна)
Д. Д. Ряботягов (Одеса, Україна)
С. М. Рябченко (Київ, Україна)
О. П. Солдаткін (Київ, Україна)
М. Ф. Стародуб (Київ, Україна)
Й. М. Стахіра (Львів, Україна)
М. В. Стріха (Київ, Україна)
О. В. Третяк (Київ, Україна)
А. Чаудхрі (Чандігар, Індія)

Editorial Board

Editor-in-Chief – **V. A. Smyntyna**
Vice Editor-in-Chief – **Ya. I. Lepikh**
A. P. Balaban (Odessa, Ukraine)
responsible editor

A. E. Belyaev (Kiev, Ukraine)
I. V. Blonskii (Kiev, Ukraine)
V. G. Verbitsky (Kiev, Ukraine)
B. M. Galkin (Odessa, Ukraine)
Yu. A. Gulyaev (Moscow, Russia)
Yu. O. Gunchenko (Odessa, Ukraine)
A. D'Amiko (Rome, Italy)
N. Jaffrezik Renault (Lyon, France)
S. V. Dzyadevych (Kiev, Ukraine)
G. V. Elskaya (Kiev, Ukraine)
V. O. Ivanytsia (Odessa, Ukraine)
O. M. Kalashnikov (Nottingham, United Kingdom)
I. A. Kravchenko (Odessa, Ukraine)
E. D. Krushkin (Illyichevsk, Ukraine)
Vilho Lantto (Oulu, Finland)
V. G. Litovchenko (Kiev, Ukraine)
S. V. Lenkov (Kiev, Ukraine)
E. V. Malakhov (Odessa, Ukraine)
I. G. Neizvestny (Novosibirsk, Russia)
A. A. Ptashchenko (Odessa, Ukraine)
D. D. Ryabotyagov (Odessa, Ukraine)
S. M. Ryabchenko (Kiev, Ukraine)
A. P. Soldatkin (Kiev, Ukraine)
N. F. Starodub (Kiev, Ukraine)
J. M. Stakhira (Lviv, Ukraine)
M. V. Strikha (Kiev, Ukraine)
A. V. Tretyak (Kiev, Ukraine)
A. Chaundhri (Chandigarh, India)

Науковий редактор випуску
та відповідальний за випуск – **Я. І. Леніх**

ЗМІСТ**CONTENTS**

Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors

V. M. Loktev

NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE: HISTORY OF BECOMING, SUCCESS, PROBLEMS AND PERSPECTIVES 5

В. М. Локтев

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ: ІСТОРІЯ СТАНОВЛЕННЯ, УСПІХУ, ПРОБЛЕМ І ПЕРСПЕКТИВ

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: MOSFET THEORY IN TRADITIONAL APPROACH, ZERO LEVEL VIRTUAL SOURCE MODEL, AND DEPLETION APPROXIMATION 24

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТЕОРІЯ MOSFET В ТРАДИЦІЙНОМУ ВИКЛАДІ, ОСНОВИ МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ Й НАБЛИЖЕННЯ ВИСНАЖЕННЯ

Проектування і математичне моделювання сенсорів
Sensors design and mathematical modeling

R. M. Balabai, Yu. O. Prikhozha, O. H. Tadeusz

DETECTION OF NA ATOMIC CONCENTRATION BY LAYERED CHALCOGENIDES OF TIN: AB INITIO CALCULATION 50

R. M. Balabai, Yu. O. Prikhozha, O. H. Tadeusz

ДЕТЕКТУВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ АТОМІВ Na ШАРУВАТИМИ ХАЛЬКОГЕНІДАМИ ОЛОВА: РОЗРАХУНКИ ІЗ ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

Сенсори фізичних величин
Physical sensors

E. Ya. Glushko, A. N. Stepanyuk

INDICATION OF PRESSURE OVER TIME INSIDE THE FLUID FLOW USING A PNEUMATIC PHOTONIC CRYSTAL 59

Є. Я. Глушко, О. М. Степанюк

ІНДИКАЦІЯ ТИСКУ ЗА ЧАСОМ ВСЕРЕДИНИ ПОТОКУ РІДИНИ СЕНСОРОМ НА ОСНОВІ ПНЕВМАТИЧНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛУ

Матеріали для сенсорів
Sensor materials

S. V. Luniov, A. I. Zimych, V. T. Maslyuk, I. G. Megela

THE IMPACT OF ELECTRONIC IRRADIATION ON THE MAGNETIC SENSITIVITY OF n-Si <P> SINGLE CRYSTALS 68

С. В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела

ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МАГНІТНУ ЧУТЛИВІСТЬ
 МОНОКРИСТАЛІВ n-Si <P>

V. Yerokhov, Yu. Khoverko, S. Nichkalo

OPTIMIZATION OF POROUS SILICON CHARACTERISTICS FOR SOLAR BATTERIES 78

В. Ю. Єрохов, Ю. М. Ховерко, С. І. Нічкало

ОПТИМІЗАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ ДЛЯ
ВИКОРИСТАННЯ В СОНЯЧНИХ
БАТАРЕЯХ

Інформація для авторів.

Вимоги до оформлення

статей у журнал 88

Information for contributors. The

requirements on papers preparation..... 91

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

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

УДК 53, 52

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159484>

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ: ІСТОРІЯ СТАНОВЛЕННЯ, УСПХУ, ПРОБЛЕМ І ПЕРСПЕКТИВ

В. М. Локтєв

Національна академія наук України. Відділення фізики і астрономії.
e-mail: vfa@nas.gov.ua

Від редакції

Ця стаття підготовлена академіком-секретарем Відділення фізики і астрономії НАН України академіком Локтєвим Вадимом Михайловичем на замовлення редакції нашого журналу. Стаття підготовлена за матеріалами його доповіді, зробленої на урочистих зборах ВФА НАН України з нагоди 100-річного Ювілею Національної академії наук України у грудні 2018 року і містить системний огляд історичних фактів, в тому числі маловідомих, що стосується як організаційних аспектів, так і важливих наукових досягнень Академії за 100-річний її період діяльності. Стаття має, на наш погляд, не тільки наукове інформаційне але і повчальне значення і буде, на нашу думку, цікавою для читачів нашого журналу і тих, хто цікавиться і вивчає історію науки.

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ: ІСТОРІЯ СТАНОВЛЕННЯ, УСПХУ, ПРОБЛЕМ І ПЕРСПЕКТИВ

В. М. Локтєв

Анотація. Стаття присвячена огляду і аналізу становлення 100-літньої діяльності Національної академії наук України, яка була заснована 27 листопада 2018 року. Слід зазначити, що у різні часи Академія де-що мінjala свою назву, але сутність і значимість її не мінjалась. Нинішню назву Національна академія наук України отримала з набуттям Україною незалежності 13 грудня 1991 року. Весь історичний шлях НАН України з усіма проблемами і успіхами розвитку показано у безпосередньому зв'язку з історичними подіями, що відбувалися в різні періоди історії України – в часи державності, її втрати, воєн і революцій.

Ключові слова: Національна академія наук України, історія

NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE: HISTORY OF BECOMING, SUCCESS, PROBLEMS AND PERSPECTIVES

V. M. Loktev

Abstract. The article is devoted to the review and analysis of the becoming and the 100-year activity of the National Academy of Sciences of Ukraine, which was established on November 27, 2018. It should be noted that at different times the Academy changed its name somewhere, but its essence and significance did not change. The current name has been received by the National Academy of Sciences of Ukraine with the obtaining of independence by Ukraine on December 13, 1991. The whole historical path of the National Academy of Sciences of Ukraine with all development problems and successes is shown in the direct connection with historical events that took place in different periods of Ukrainian history - in the times of statehood, its losses, wars and revolutions.

Keywords: National Academy of Sciences of Ukraine, history

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ: ИСТОРИЯ СТАНОВЛЕНИЯ, УСПЕХА, ПРОБЛЕМ И ПЕРСПЕКТИВ

V. M. Loktev

Аннотация. Статья посвящена обзору и анализу становления 100-летней деятельности Национальной академии наук Украины, которая была основана 27 ноября 2018 года. Следует отметить, что в разные времена Академия несколько изменяла свое название, но сущность и значимость ее не менялась. Нынешнее название Национальная академия наук Украины получила с обретением Украиной независимости 13 декабря 1991 года. Весь исторический путь НАН Украины со всеми проблемами и успехами развития показан в непосредственной связи с историческими событиями, которые происходили в разные периоды истории Украины – во времена государственности, ее потери, войн и революций.

Ключевые слова: Национальная академия наук Украины, история

Вступ

Почну зі слів, які сьогодні не раз промовлялись: Національній академії наук 100 років і практично кожний з них заслуговує на окрему розповідь, що, зрозуміло, неможливо. Тому у відповідності до такого знаменного Ювілею я спробую простежити, в основному, перший період створення академії, а наступні роки – тільки побіжно.

Коли торкаєшся історичних подій, які супроводжували створення самої академії, то легко побачити, що вони були настільки складні і непередбачувані, а отже якогось єдиного, простого і достовірного їх висвітлення знайти неможливо, тому, не будучи, звісно, істориком і користуючись кількома виданнями різних років “Історії Академії наук України”,

“Енциклопедією сучасної України” та Вікіпедією, а також деякими доступними архівними документами, я вибрав фактаж, який мені здався найбільш цікавим. Справа в тім, що 1918-1921 роки, коли академія лише намацувала свої шляхи розвитку, вона проходила тяжкі випробування через нестабільність влади, а у 20-30-х роках відчула страшні кадрові репресії та свідомі фальсифікації через боротьбу з «буржуазними націоналістами» та вилучення з історичних подій гетьмансько-петлюрівського періоду. На багато років була змінена навіть дата заснування академії, оскільки радянський режим не міг змиритися з її нерадянським походженням, а з історії надовго “зникли” десятки славетних імен і серед них, нагадаю, така неперевершена світова зірка, як Лев Васильович Шубніков.

Білі плями у житті академії почали ліквідуватися лише наприкінці 80-х років – періоду демократизації і гласності, а весь процес набуття Україною незалежності, хоча для пошуків і встановлення істини досі відкриті, як це не прикро, не усі можливі спецховища.

Особливо складно знаходити подробиці, тобто документальні свідчення, про існування академії у 1918-1921 роках, позаяк нема достатньої кількості архівних матеріалів – часто вони цілеспрямовано знищувались черговою владою, яка приходила на зміну попередній, а інколи деякі вчинки і дії фігурантів подій спиралися лише на домовленості, тому надійних документальних свідчень просто нема, хіба щось можна знайти у щоденниках або спогадах, проте далеко не усі дійові особи їх залишили. Можна лише без великого перебільшення відверто заявити, що академія народжувалася у муках і багато чого за своє вже не коротке життя пережила.

Основна частина

Якщо хоч трохи зануритись в нашу історію, то виявляється, що ідея про певну координацію роботи тих, хто професійно займався розумовою діяльністю, виникла набагато раніше, ніж вона втілилася у будь-які організаційні норми. Ця ідея не була, звісно, новою, бо було добре відомо, що у Європі та й у Російській імперії такі люди, зокрема вчені, знаходили собі місце під дахом академій наук, бо університети у ті часи погрузли, головним чином, у теологічних проблемах і справжні наукові дослідження в них по суті не здійснювались. В академіях, навпаки, на передній край виносилося саме вивчення законів навколишнього світу і їх – академій – на рубежі ХУІІІ-ХІХ віків було вже чимало.

Організувати щось на кшталт академії, тим більше національної, а тоді це, насамперед, означало україномовної, в Україні було фактично заборонено. По-перше, в царській Росії не було окремої адміністративної одиниці під назвою Україна, хоча українці заселяли великі території і по правому, і по лівому берегах

Дніпра, а також східні та південні губернії; по-друге, їхня мова, принаймні друкована, і взагалі будь-який український рух після відомого Емського указу 1876 року, були під суворорою заборорою. Тому не викликає подиву, що перші паростки на шляху до створення окремої української академії визрівали поза межами Російської імперії, в Галичині, що входила до Австрійсько-Угорської імперії, де також жили етнічні українці, які могли розмовляти на рідній мові, а тому умови для їхньої наукової діяльності були кращими.

Оскільки надії на своє самовизначення, а також легалізацію усього українського плекало багато діячів культури – письменників і гуманітаріїв, певне їхнє об'єднання розпочалося у середовищі історико-мовознавчої інтелігенції. Саме вона у грудні 1873 року створила у Львові Літературне товариство імені Шевченка, що у 1892 перетворилося на Наукове товариство імені Шевченка (НТШ), яке у 1897 році на році очолив відомий літературознавець, історик і громадський діяч Михайло Сергійович Грушевський.



Рис. 1 – Фото Михайла Сергійовича Грушевського (1866-1934).

На це товариство він глянув трохи ширше, зрозумівши, що на його основі може вирости академія, тому до нього треба долучити усіх україномовних інтелектуалів. За його участі

наукова за оголошеною назвою, але в цілому гуманітарно-спрямована громадська організація перетворилася на системно дослідницьку. Як це не дивно, воно існує дотепер і, більше того, члени нашої академії взагалі і нашого відділення зокрема є серед теперішнього його керівництва. Не буде зайвим сказати, що членами НТШ були такі світила, як А. Айнштайн, Д. Гільберт, М. Планк та багато інших.

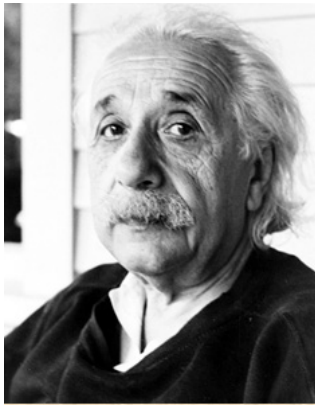


Рис. 2 – Фото А. Айнштейна, Д. Гільберта, М. Планка.

Цікаво також, що з моменту свого створення НТШ за прикладом існуючих на той час академій було чітко структуроване, включаючи три секції – історично-філософську, філологічну і математично-природознавчо-медичну.

Попри таку формальну різноманітність, треба зауважити, що від моменту заснування діяльність НТШ як, значною мірою, національно-культурологічної інституції відбувалася під неусипним наглядом поліції, що, звичайно, не сприяло його роботі, особливо у сфері поширення української думки та української культури. Щоб мати хоч якусь державну підтримку, товариство робило також спроби створення Української магілянсько-мазепинської академії наук і навіть розробило її статут, але далі розмов справа не пішла, бо необхідного законодавчого акту добитися не вдалося.

Що ж далі? Далі можна виділити ще один до академічний організаційний період, який спровокували революційні події у Росії початку ХХ століття, насамперед 1905-1907 років, коли в ній активізувалося загально-громадське національне життя, і той же М. С. Грушевський вже у Києві, тобто фактично на теренах Російської імперії, весною 1907 року створив Українське наукове товариство (УНТ), поляризоване передовсім на гуманітарні напрями. Воно також мало структуру, що практично зразу складалася з чотирьох секцій – історичної, філологічної, медичної і природничої.

З моменту створення його головою, не залишаючи керівництва НТШ, був М. С. Грушевський. Члени УНТ були або переважно громадськими діячами, або разом з тими чи іншими дослідженнями вели в університетах викладацьку роботу. Роль УНТ полягала у сприянні їхньому безпосередньому спілкуванню, координації роботи або підготовці різних петицій до уряду. Хочемо ми це визнати або ні, подібна робота, тією чи іншою мірою, теж заклала фундамент для створення україно-спрямованої академії наук, але якось не складалося. Попри, здавалося б, і прості і безпечні для імперії задачі – розвиток науки

і культури, діючий Столипінський циркуляр 1910 року забороняв навіть УНТ як організацію націоналістичного характеру. Зокрема, неможливо було щось друкувати українською, не кажучи вже викладати. В результаті, УНТ припинило видання своїх Записок у Києві, хоча наукові праці, як це не дивно, виявилось можливим друкувати у Москві.

Широко відомо, що дуже скоро після лютневої революції, 16 березня 1917 року, у Києві почалося формування Української Центральної Ради (УЦР) – нового представницького органу майбутньої незалежної України, яка обрала М.С.Грушевського своїм головою, а вже 29 березня 1917 року на Загальних зборах УНТ під його головуванням вкотре було порушене питання про створення Української академії наук (УАН) і знову поставлена задача розробки її статуту. Більше того, була утворена Комісія з 12 осіб, яка через цілу низку причин, викликаних політичною нестабільністю, так і не змогла зібратися, аби розпочати свою роботу. В принципі, це природно, бо можна лише уявити, яким буремним і неспокійним був той час, коли усе вимірювалося не роками чи місяцями, а часто днями, що приносили у життя пересічних українців нові потрясіння і неочікувані зміни.

Справді, слідом за жовтневим переворотом у Санкт-Петербурзі, 7 листопада 1917 року у Києві було оголошено про заснування Української народної республіки (УНР) як національно-автономного утворення у складі федеративної Росії. При цьому серед членів уряду УНР були й ініціатори створення УАН, а їхній лідер – голова УНТ М.С.Грушевський – залишався головою УЦР. Звичайно, що робота з реалізації проекту УАН на певний час відійшла на другий план. Тим більше, що УНР проіснувала лише кілька місяців, оскільки 29 квітня 1918 року за підтримки Німеччини відбувся державний переворот, результатом чого був прихід до влади Павла Скоропадського, який, проголосивши себе Гетьманом, очолив Українську Державу – так званий гетьманат, де усі діячі УНР були вимушені перебувати на нелегальному становищі.



Рис. 3 – Фото Павла Петровича Скоропадського (1873-1945).

Важко сказати, як так сталося, що у політичній турбулентності того часу ідея створення академії з доволі розрізнених представників наукової громадськості не тільки не завмерла, а відродилася з новою силою і фактично ініціативно була створена ще одна Комісія по заснуванню УАН, яку очолив видатний вчений академік Російської академії Володимир Іванович Вернадський, який на

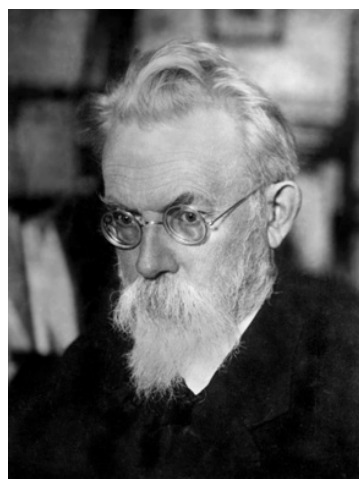


Рис. 4 – Фото Володимира Івановича Вернадського (1863-1945).

той час був попечителем київської учбової округи і тому відносно часто відвідував Україну. А чому не М. С. Грушевський, який на

віть у підпіллі збирав товаришів для обговорення питання заснування Академії на базі УНТ? Та тому, що він був у жорсткій опозиції до гетьманату взагалі і Гетьмана зокрема, вважаючи і його, і очолюваний ним режим незаконними самозванцями.

Комісія, про яку йдеться, була сформована на пропозицію історика Миколи Прокоповича Василенка – на той час, що



Рис. 5 – Фото Миколи Прокоповича Василенка (1866-1935).

досить важливо, міністра освіти і мистецтва Української Держави, тобто члену уряду, який узгодив з Гетьманом ідею про започаткування УАН і якого, якщо бути справедливим, необхідно віднести до однієї з ключових фігур у цьому питанні. На жаль, документів практично нема і окремі деталі тих далеких подій та зміст деяких перемовин можна знайти лише у щоденниках В. І. Вернадського, звідки можна дізнатися, що у 12 травня 1918 року він був запрошений до Міністерства народної освіти, де йому і було запропоновано увійти до Комісії з підготовки законопроекту про заснування УАН. Більше того, саме М. П. Василенко запропонував йому очолити не тільки Комісію, а й майбутню академію, від чого останній в принципі не відмовився. Пропозиція його зацікавила, бо після візиту до міністерства, В. І. Вернадський у щоденнику, зокрема, занотував: «Все больше вдумываюсь в создание большого научного цен-

тра в Киеве... Даже если не удастся провести – надо проводить. ... Не надо знать результат, а надо знать, что хочешь получить.»

З цих слів видно, що, на перший погляд, все виглядало, як майже авантюра, і ніхто толком не знав, чим вона може закінчитися. До певної міри, примарною гарантією успіху були слова М. П. Василенка, що як перша особа і освічена людина Гетьман добре уявляє, які державотворчі заклади мають уособлювати незалежну країну, тому гаряче підтримує думку щодо організації УАН, хоча свідомий того, що створення академії є коштовним для будь-якої держави задумом.

Безперечно, наш обов'язок віддати належне Павлу Скоропадському – дуже суперечливій і неординарній людині, оскільки, в першу чергу, від його позиції залежало бути чи не бути академії. Ми маємо визнати, що він проявив глибоке розуміння її необхідності, постійно цікавився, як просуваються справи, неодноразово допомагав у розв'язанні фінансових проблем, обіцяючи, що утримання академії візьме на себе Українська Держава. Навряд чи хто зможе заперечити, що академія наук – мабуть, єдине творіння останнього Гетьмана України, що стало не тільки історичним фактом, а й з того часу визначало її цивілізаційний поступ при всіх владах.

З самого початку В. І. Вернадський активно включився у роботу, зустрічався з різними людьми, узгоджував їхні погляди, які часом виявлялися неоднаковими, а нерідко й протилежними. Серед його співрозмовників були майбутні академіки історик Дмитро Іванович Багалій, літературознавець Володимир Степанович Іконников, історик Орест Іванович Левицький. Погодившись нести тягар організатора, він планував залучити до формування УАН багато людей, причому не тільки з Києва, а й з інших міст і регіонів України – Харкова, Одеси, Катеринослава, Криму, а головне – хотів запросити до Комісії М. С. Грушевського, хоча той і перебував в опалі. Таке бажання було, зокрема, викликане і тим, що як свідчить міністр закордонних справ гетьманського уряду Дмитро Іванович Дорошенко, кола, що опікувалися справами формування

УАН, її першим президентом не хотіли бачити нікого іншого, окрім М. С. Грушевського, якого вважали єдино достойним цієї високої місії. Додам, що заради успішності кінцевої мети проти такого призначення не виступали ані сам Гетьман, ані В. І. Вернадський, але М. С. Грушевський без коливань категорично відхилив пропозицію, бо жодної посади з рук П. Скоропадського діставати не бажав.

У щоденнику В. І. Вернадського є така подробиця: під час їхньої зустрічі М. С. Грушевський не лише відмовився від участі у Комісії, а й закликав самого В. І. Вернадського жодним чином не співробітничати з гетьманом. Натомість, така точка зору сприйнята не була, і В. І. Вернадський продовжив свою цілеспрямовану організаційну роботу без М. С. Грушевського.

Цікаво звернути увагу, що розмова цих двох крупних вчених і унікальних індивідумів виявила певні розбіжності у їхніх поглядах щодо базисних принципів і напрямів роботи майбутньої академії. Крім того, у даному випадку проявилася роль особистості в історії.

Скажімо, В. І. Вернадський як природник з світовим кругозором уявляв академію у вигляді, насамперед, повноцінної наукової структури європейського типу, яка, спираючись на державну підтримку, займається переважно природничими і соціально-гуманітарними дослідженнями і в якій питання самосвідомості українців як титульної нації або мовно-етнічні та культурологічні проблеми, якщо не другорядні, то, принаймні, не є головними, хоча не заперечував важливості української освіти і необхідності визнання українців як окремого народу, що взагалі-то суперечило офіційній точці зору тимчасового уряду. При цьому, якщо відслідковувати його записи, то він не дуже охоче підтримував розмови і щодо можливого проголошеного УЦР відокремлення України від Росії, а також курсу на швидку українізацію. Та й в організації УАН він спочатку бачив створення регіонального відділення РАН, проте ближче познайомившись з наявними науковими силами в Україні, перейшов на позицію існування

УАН як незалежної і самодостатньої наукової одиниці.

Історик і справжній патріот М. С. Грушевський, навпаки, виходячи з конкретної ситуації, а також багатого на трагічні події життя українського народу, хотів вибудувати таку інституцію, яка питання українізації свого народу і своєї країни розглядає як найголовніші, оскільки багатовікове їхнє перебування у складі імперії, що несамотовито викоринювала усе українське, багато у чому призвело до втрати Україною своєї власної ідентичності. Тому, вважав він, а разом з ним і значна частина провідних членів УНТ, академія має існувати на засадах недержавної громадської організації і бути в авангарді відновлення самобутності та національної гордості української нації. Іншою мовою, гуманітарні напрями, тобто історія України, її мистецтво, мова, література, народне життя, етнографія тощо повинні в діяльності академії домінувати. Крім того, серед природників як представників наук, що мають інтернаціональний характер, він майже не бачив “ширих українців”, що для нього було принциповим. Не була також йому до вподоби і висловлена В. І. Вернадським готовність у разі необхідності запрошувати до майбутньої академії російських вчених, якщо мова йде про підсилення або започаткування напрямів, на яких Україна не мала готових кадрів.

Мушу зізнатися, що багато років я сам як продукт суто радянського виховання був переконаним ортодоксом, який не поділяв таких поглядів, і всіляко був на боці В. І. Вернадського. Тепер же до мене дійшло, як глибоко розумів ці проблеми М. С. Грушевський, оскільки і рівно через століття, проблема українізації України є чи не нагальнішою серед усіх інших, хоча, припускаю, з такою оцінкою погодяться далеко не усі. Я б тільки скористався думками В. І. Вернадського щодо Європи і дозволив би собі сформулювати це трохи інакше: найголовнішою сьогодні мені видається проблема українізації України при збереженні її європеїзації, або, якщо хочете, проблема європеїзації України при посиленні її українізації. Коли б нам вдалося знайти пра-

вильний баланс між цими двома сторонами її цивілізаційного просування вперед, воно, впевнений, значно прискорилося б. І роль академічної спільноти у його пошуку, будучи визначальною, не може бути перебільшена. Це звісно, не означає, що я відстоюю позиції розвитку академії як переважно гуманітарного центру. Ні, я лише хочу підкреслити, що проблема свідомого, підкреслюю – свідомого, українського патріотизму – і проблема чимала – безумовно, продовжує існувати в нашій країні. М. С. Грушевський, на відміну від багатьох з нас, не тільки це розумів, а й відчував.

громадянської національної ідентичності рівноцінна відсутності свободи – головній, що добре відомо, умові успішного розвитку самої науки, яка сприяти відповідним процесам може, але не спроможна їх замінити.

Повертаючись до створення академії, зазначу, що незважаючи на певну різницю у політичних уподобаннях її членів, Комісія на чолі з В. І. Вернадським сумлінно працювала. До неї увійшли: згаданий вище Д. І. Багалій (Харків), біолог Микола Феофанович Кащенко (Київ), філософ Богдан Олександрович Кістяківський (Київ), фізик Йосип Йосипович

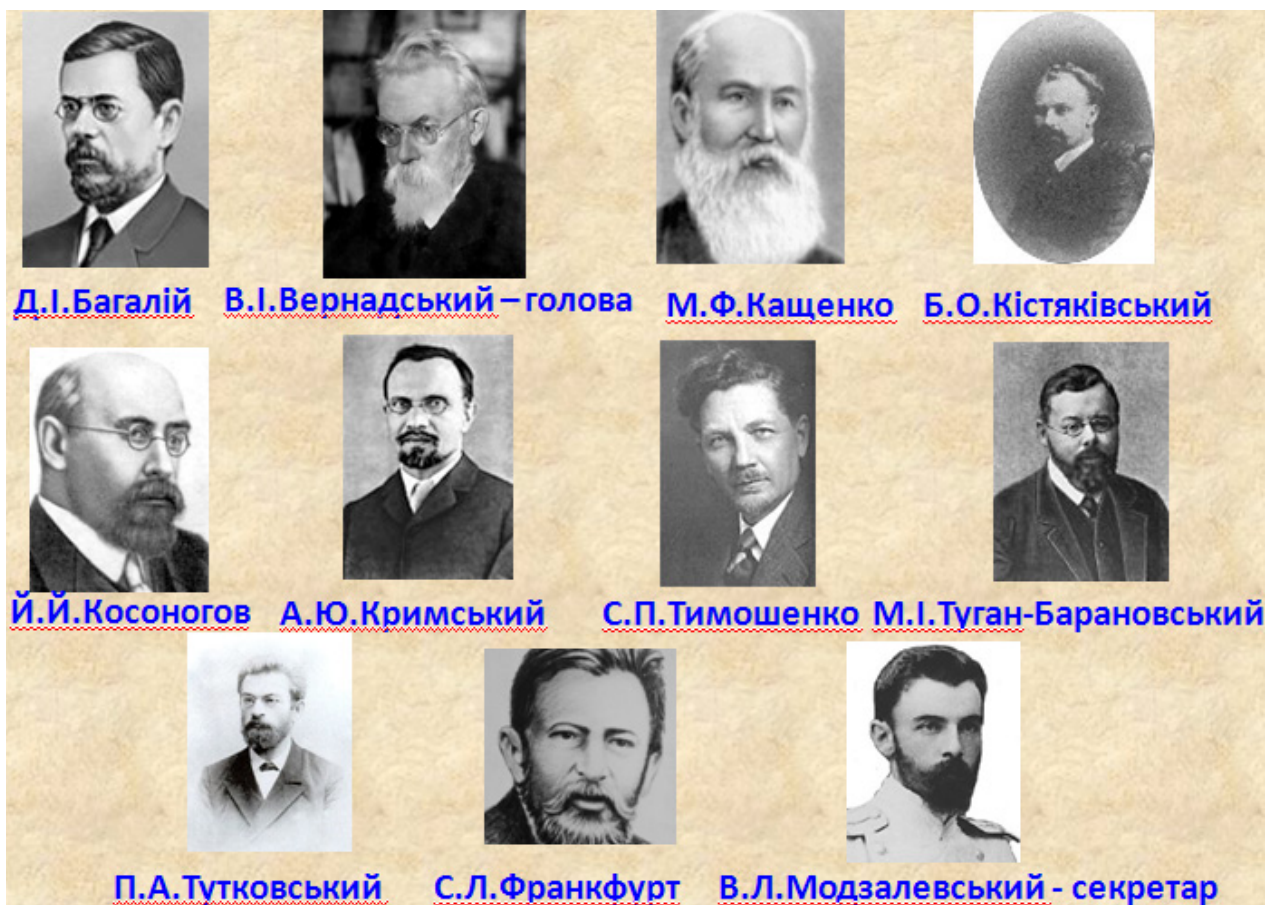


Рис. 6 – Фото членів Комісії.

Хоча навряд чи він припускав, що ця проблема настільки живуча. Як на мене, це можна пояснити тим, що формування ідентичності не підмінять ані економіка, ані наука чи боротьба з корупцією або будь-якою ідеологією. Водночас, відсутність справжньої

Косоногов (Київ), славіст Агатангел Юхимович Кримський (Київ), механік Степан Прокопович Тимошенко (Київ), економіст, міністр в уряді УНР Михайло Іванович Туган-Барановський (Київ), геолог Павло Аполлонович Тутковський (Київ), який представляв УНТ,

агробіолог, теж міністр Соломон Львович Франкфурт, а також деякі інші, менш відомі широкому загалу, особи, переважно з Київського університету; секретарем Комісії був обраний історик Вадим Львович Модзалевський (Чернігів). А хто ж, крім М. С. Грушевського, відмовився? Їх теж було досить: згаданий вище В. С. Іконников, історик Володимир Миколайович Перетц, фольклорист Микола Федорович Сумцов, хоча відмова не завадила їм у подальшому стати академіками, а також доволі велика кількість представників львівського осередку НТШ.

Проте це не позначилось на роботі Комісії, яка засідала у будинку Міністерства народної освіти УНР на Бібіковському бульварі, 14 (тепер бульвар Шевченка, 14) і у липні-вересні 1918 року провела 23 засідання, чому сприяв відносний політичний спокій. На них уточнювалася та поглиблювалася концепція розбудови академії, запропонована В. І. Вернадським під час його виступу на першому засіданні Комісії. У наступних гарячих обговореннях охоплювалося велике коло питань – від заснування профільних інститутів і кафедр з їхніми штатами до придбання земельних ділянок і друкарень. Все це свідчить про справжню серйозність намірів організаторів створити дійсно корисну державі і працюючу на неї розгалужену науково-дослідницьку структуру міжнародного рівня. Як писав В. І. Вернадський «Государственное значение академии создается её влиянием на подъем производственных сил страны и человека в Украине». Він же запропонував поділ академії на чотири відділи – історико-філологічний, фізико-математичний, економічно-юридичний і прикладного природознавства. Свою роботу Комісія завершила 17 вересня.

Проекти основних документів, які мали бути поданими на затвердження Урядом, містили: «Законопроект про утворення УАН у м. Києві», «Проект Статуту УАН», «Проект штатів УАН», «Проект витрат УАН на період 1 жовтня 1918 р. – 1 січня 1919 р.». Першочерговими установами пропонувалося створення інститутів геофізики, фізики, прикладної механіки з лабораторією будівельних

матеріалів, Ботанічного і Акліматизаційного садів, а також бібліотеки.

Закон про створення самої УАН мав прийматися 19 жовтня на засіданні уряду. Але воно не відбулося через його відставку днем раніше! Тим не менш, новий уряд – і це той щасливий виняток, який демонструє гарну спадковість, – зберіг пропонування раніше пункт у своєму Порядку денному, а новий міністр освіти, до речі фізик за освітою, що став громадським діячем і урядовцем, Петро Януарійович Стебницький довів справу, розпочату його попередником

М. П. Василенком, до кінця, і 14 листопада 1918 року Павло Скоропадський своїм підписом скріпив ухвалений урядом «Закон про заснування УАН у м. Києві», а після дебатів щодо призначення чи обрання зупинився на першому варіанті та невідомо, за якими критеріями у списку з приблизно 30 претендентами залишив тільки 12 імен – по 4 на кожний відділ, що за Наказом по Міністерству народної освіти стали призначеними академіками УАН. Таке сталося лише раз, і подібні призначення УАН більше ніколи не використовувала. І хоча відповідний перелік неодноразово оприлюднювався, нагадаю прізвиська тих, хто до нього потрапив першими:

Багалій Д. І. (історично-філологічні науки);
 Вернадський В. І. (фізико-математичні науки) – член УНТ;
 Кащенко М. Ф. (фізико-математичні науки);
 Косинський В. А. (соціальні науки);
 Кримський А. Ю. (історично-філологічні науки) – член УНТ;
 Левицький О. І. (соціальні науки) – член УНТ;
 Петров М. І. (історично-філологічні науки) – член УНТ;
 Смаль-Стоцький С. Й. (історично-філологічні науки) – член УНТ;
 Тарановський Ф. В. (соціальні науки);
 Тимошенко С. П. (фізико-математичні науки) – член УНТ;
 Туган-Барановський М. І. (соціальні науки) – член УНТ;
 Тутковський П. А. (фізико-математичні науки).
 За Законом про УАН вона складалася з

трьох відділів: I – історико-філологічного, II – фізико-математичного і III – соціальних наук, що, до певної міри, схоже на сучасні секції. Статутом УАН проголошувалася найвищою українською науковою установою, яка, крім загальних наукових завдань, ставить на меті вивчення минулого і сучасного України, української землі та її народу. Усі видання академії мали друкуватися українською або за бажанням автора однією з іноземних мов, до яких були віднесені англійська, італійська, німецька, французька і латинь. Як бачимо, усе звучить так, буцімто написане прямо сьогодні і з чим важко не погодитись.

Те, що Академія наук стала реальністю, можна вважати великим чудом, якщо придивитись, у яких, дуже м'яко кажучи, несприятливих історичних умовах – фактично неперервному хаосі – це відбувалося. Спробую нагадати, як кажуть, телеграфно: Українська держава тріщала по швах, і восени 1918 року Гетьман відчував великий супротив своєму правлінню як ззовні країни, так і всередині. Якщо мати на увазі перше, то внаслідок поразки у Першій світовій війні його припинила, а простіше – не могла, підтримувати Німеччина, позаяк переможці – країни Антанти, де фактично у Східній Європі заправляла Росія, не визнавали незалежності України та були на боці Білого руху. У питанні протидії існуванню незалежної України усі вони були єдиними. Якщо ж друге, то створений як супротив гетьманату Український національний союз провів 13 листопада з'їзд, на якому сформував Директорію – вищий орган державної влади у ще не відтвореній УНР і оголосив повстання проти Гетьмана. У день підписання Наказу про створення УАН він видав Грамоту «До усіх українських громадян», якою повідомлялося, що Україна федералізується з найбільшовистською Росією, та затвердив новий склад Уряду. Тим самим П. Скоропадський робив спроби утримати владу, хоча у цей же день, тобто 14 листопада, у Києві почав роботу інший антигетьманський орган – Український революційний комітет, що також узяв курс на міське повстання, яке, як тепер вважається, було значною мірою ініційоване

саме Грамотою про зближення Української Держави з Росією. В результаті, рівно через місяць, 14 грудня, Гетьман відрікся від влади, а війська Директорії зайняли практично усю територію України.

Ще більше дивує, як фактично існуюча лише на папері академія у цьому вирі подій не розгубилася і, скориставшись тим, що 22 листопада одна з центральних газет того часу, «Державний вісник», сповістила про підписаний Закон, завдяки чому він набрав чинності, 24 листопада у присутності публіки провела своє урочисте відкриття, а три дні потому, 27 листопада, тобто ще за влади Гетьмана, що швидко слабнула, оголосила і зібрала у Києві перші установчі Спільні збори, які проходили у будинку на вул. Ярославів Вал, 36, де знаходилось УНТ, і в яких взяло участь 8 з 12 призначених її дійсних членів. Вони, у свою чергу, таємним голосуванням одноголосно обрали В. І. Вернадського – Президентом-головою, Д. І. Багалія – віце-президентом, а А. Ю. Кримського – Неодмінним секретарем УАН, про що у той же день уряду, який, до речі, встиг виділити академії певні кошти, доповів академік О. І. Левицький.

Саме тому, як мені здається, 27 листопада, коли остаточно і успішно завершилися необхідні процедурні заходи, має всі підстави визнаватися днем справжнього народження УАН як державно-визнаної та організованої за оговореними у спеціальному документі – Статуті – правилами структури.

Тоді ж, у листопаді, головою II відділу був обраний М. Ф. Кащенко, який у своєму виступі, зазначивши, що «спроба закласти такий відділ робиться вперше і структура УАН тим самим відрізняється від європейської...», через фінансові труднощі запропонував обмежитись трьома природничими інститутами – геодезичним, фізичним і прикладної механіки. І вже через два дні, 30 листопада, останній з на чолі С. П. Тимошенко розпочав свою діяльність, якій днями теж виповнилося 100 років.

Відновлення УНР актуалізувало проблему налагодження стосунків з її керівництвом, тому 16 грудня, через день після повалення

гетьманату, В. І. Вернадський зібрав Спільні збори УАН, на яких була сформована делегація для зустрічі з головою Директорії, відомим українським письменником Володимиром Кириловичем Вінниченком. Вона відбулася 28 грудня, на якій той запевнив, що незважаючи на «гетьманське» походження, уряд збереже і підтримає УАН, хоча попросив підвищити в ній статус української мови, пообіцявши також задовольнити прохання щодо надання приміщень.

Але не все було так безхмарно, оскільки затверджена розписом Гетьмана академія не сприймалася частиною провідних українських інтелектуалів з УНТ, очолюваного М. С. Грушевським, який вже 2 січня 1919 року зібрав збори, де закликав не визнавати створену УАН і приступити до її розбудови заново. Можна дивуватись, але його авторитет голови тут не спрацював, і УНТ цей заклик не підтримало, погодившись лише на певні зміни у Статуті (наприклад, вимогу до усіх новообраних академіків присягати на вірність УНР при обов'язковому їхньому володінні українською мовою, а також ведення на ній усього діловодства). Була проголосована і пропозиція щодо дообрання складу, бо призначені Гетьманом члени УАН не викликали довіри. У цей же день проект Статуту з правками УНТ був переданий до Директорії, яка вже наступного дня, тобто 3 січня, його схвалила, а УАН впродовж поточного року поповнилась чотирнадцятьма новими членами.

Втім, на цьому перипетії 1919 року не скінчилися, бо влада продовжувала змінюватися, як у калейдоскопі, за чим встигнути було неможливо, тому академія обрала для себе, може не дуже політично гнучкий, проте, мабуть, єдино прийнятний на той час шлях свого самозбереження – визнання і толерантне співіснування з будь-яким режимом у державі.

Напевно, тому, коли у січні 1919 року дні УНР були вже полічені і Директорія вимагала евакуації академії, вона, попри ймовірну небезпеку, не погодилась, а її Спільне зібрання від 25 січня одностайно прийняло Ухвалу, що головна наукова організація країни має залишатись у

Києві, щоб неперервно вести свою, необхідну для народу, культурно-освітню роботу. Цей настрій достатньо виразно висловив один з членів Комісії В. І. Вернадського, що був обраний до лав академії у 1922 році, Й. Й. Косоногов: «Перед Україною стоїть невідкладне завдання культурного, економічного і промислового розвитку, і ніякі витрати й матеріальні жертви, які ведуть до розв'язання цього завдання, не можуть уважатися великими, бо народ, діставши знання, поверне витрачене на нього з надлишком.»

На початку лютого 1919 року владу у Києві захопили більшовики, і на черговому Спільному засіданні УАН від 12 лютого, який радянська історіографія багато років видавала за день начебто істинного заснування УАН, А. Ю. Кримський повідомив, що 10 лютого він разом з В. І. Вернадським були на прийомі у Наркома освіти, випускника хімічного факультету Київського університету, В. П. Затонського і той запевнив, що УАН збереже статус вищої наукової установи, отримає належне фінансування і допомогу у практичному здійсненні науково-дослідних робіт. Першим актом нової влади був Наказ від 11 лютого про передання у власність УАН будинку дівочого пансіону графині Явдохи Василівни Левашової – дружини київського генерал-губернатора першої половини ХІХ століття, який чудово зберігся і де з того часу знаходиться резиденція президента академії, а наразі працює її Президія. Проте фактична передача відбулася лише восени за короткої денікінської навали. До речі, саме тоді на фронтоні цього будинку вперше з'явилася, хоча білогвардійці її зірвали, вівіска «Українська академія наук». Між іншим, проблема своєчасного виконання прийнятих владою рішень супроводжувала і виділені кошти, бо відповідні документи підписувались вчасно, але УАН місяцями не могла отримати готівку у банках.

Сподіваюсь, мене зрозуміють, якщо я ще раз відхилиюсь від, образно кажучи, однобокого викладу історії академії і знову зверну увагу на ті жахливі обставини, у яких відбувалося її становлення. Я сказав, що більшовики взяли Київ на початку 1919 року. Але

це лише півправди, бо так бачиться історія, якщо її викладати на основі сучасних поглядів. Вона, як легко впевнитись, спирається на події, що мали місце, головним чином, у західній і центральній частинах самостійної України.

Проте одночасно і майже незалежно жила своїм життям, теж насиченим непередбачуваністю, південно-східна частина України, де йшли процеси, що вибудовували альтернативну, або дуальну до першої, історію, тільки яку і вивчали у радянській школі. Ця історія будувалася і акцентувалася на зовсім інших подіях, що також мали місце: наприклад, що 25 грудня 1917 року у Харкові під проводом більшовиків відбувся I Всеукраїнський з'їзд Рад, який досить широко представляв різні верстви, головним чином неможливого, населення і який призначив свій український уряд, визначивши це місто столицею, що, до речі, проіснувало у її статусі до 1934 року.

Звичайно, між різними українськими урядами виникло протистояння, а коли говорити прямо, то, здається, не буде перебільшенням стверджувати, що наприкінці 17-го року фактично розпочалася україно-більшовицька війна, яка з перемінним успіхом тривала кілька років. За більшовиками, і це правда, були мільйони пересічних людей, які гучними марксистськими гаслами тисяч агітаторів від повсюдно маючої свої осередки РСДРП(б) про щасливе комуністичне майбутнє робочих і селян на чолі з об'єднаним світовим пролетаріатом були втягнуті у криваву громадянську війну. У цих закликах не було нічого національного – лише інтернаціональне, що тепер зветься глобалістичним, але вони були привабливими і підбадьорливими обіцянками щодо всепереможної класової справедливості, яку твердо гарантує диктатура пролетаріату. Зрозуміло, що більшовики теж не сприймали незалежної від матінки-Росії України, хоча вели свою хитру «федеративну» гру. І про академію вони, звісно, не згадували, бо існувала потужна імперська Російська академія наук, якої для майбутньої цілісної країни, напевно, було досить.

Спроб оголосити Радянську владу по всій території України було, як ми знаємо з істо-

рії, три, і остання від 10 березня 1919 року виявилася такою, яка назвала Українську Соціалістичну Радянську Республіку (УСРР) зі столицею у Харкові єдиною, що представляє Україну. А підписавши договори з Російською і Закавказькою Федераціями, а також Білоруською Республікою, вона придбала ознаки окремої держави, у якій керівною силою визнавалася КП(б) України, що тоді налічувала біля 4500 з менше, ніж 2%, українців.

На відміну від УСРР, УНР взагалі та Директорія зокрема відстоювали тільки національні цінності, що хоча і спиралися на загальнолюдські, дбали не про світову революцію, а про корінне українське відродження, і теж мали безліч прибічників, але у ті доле-носні роки, на жаль, програли.

Скоріше за все, називати це поразкою не годиться – так склалися строкаті історичні та політичні обставини, коли доля України вже не вперше вирішувалася за її спиною. Тим не менш, і УНР, і Українська Держава стали яскравими фактами української історії, в яких українці недвозначно заявили як про свої волелюбні мрії, так і свої історичні наміри. На цей же період припало і створення УАН, яку, що, безумовно, не є тривіальним, так чи інакше визнавали усі супутні влади, включаючи радянську, і яка перші контакти з останньою встановила вже взимку 1919 року, про що було сказано раніше.

Повертаючись до історії, зауважу, що незважаючи на оголошення про владу по всій Україні, у серпні більшовики Київ не втримали і він перейшов під прапори добровольчої білої армії, яка мала на меті повернення однієї і неподільної імперії. Тієї ж осені будь-яка державна підтримка академії була повністю припинена, і вона ледь виживала, завдяки допомозі українських громадських просвітницьких установ, які робили невеликі внески на рахунки УАН. У цей період В. І. Вернадський двічі їздив до Ростова-на-Дону, де на пряму звертався до генерала А. І. Денікіна з проханням допомогти збереженню академії та передбачити для неї хоча б скромний бюджет, але триваюча громадянська війна не дозволяла виконувати жодні домовленості або

обіцянки. Тому життя УАН, що перебувала у стані глибокої фінансової кризи та у значно скороченому за чисельністю складі, було парализоване, Спільні зібрання не скликалися, а отже теж припинили свою роботу.

Натомість, війна не затихала, і у перших числах грудня 1919 року білогвардійці були вибиті з Києва загонами червоної армії. А вже 19 грудня Спільні збори УАН засвідчили повагу до радянської влади, хоча вона, протримавшись у Києві десь півроку, якось проявити себе стосовно академії у ці місяці не встигла, оскільки влітку 1920 року місто знову опинилося під владою УНР, підтриманою військами Польщі. Звісно, такі часті політичні зміни позбавляли академію будь-яких можливостей проводити свою послідовну дослідницьку і освітню роботу. Про це яскраво свідчить наступний факт: Звіт про діяльність УАН у 1920 році складений не був, бо ні про що було звітувати.

Доба митарств академії продовжувалася до приблизно 1922 року і, не в останню чергу, була викликана тим, що В. І. Вернадський таких аполітичних хитань академії, не поділяв і у грудні 1919 року до Києва з Ростова-на-Дону не повернувся, вирішивши переїхати до Криму, де він почав викладати у Таврійському університеті – нині його імені, а згадані грудневі збори внаслідок тривалої відсутності президента поклали його обов'язки на О. І. Левицького, який виконував їх до липня 1921 року, коли В. І. Вернадський офіційно попросив відставку. Тоді ж президентом обрали М. П. Василенка, але радянська влада, що взимку знову відновилася в Україні, людину, яка працювала в уряді УНР, схвалити, звісно, не схотіла, і 27 березня 1922 року на цю посаду обрали О. І. Левицького. Проте президентська кампанія на цьому не скінчилася, бо у травні він пішов з життя, і лише 12 червня того ж року президентом, який пропрацював на цій посаді шість років був, нарешті, обраний В. І. Липський, ботанік за фахом. А от Неодмінним секретарем весь цей час, аж до 1928 року, залишався А. Ю. Кримський, на чийх плечах лежала уся поточна оргробота, з якою він чудово справлявся.

За всіма ознаками радянська влада ставилася до УАН доволі прихильно, розглядаючи її як державну структуру, через яку можна контролювати усі наукові сили країни, і визначивши Наркомат освіти, що знаходився у Харкові, тією урядовою структурою, куди академія могла б звертатися зі своїми потребами. При цьому його апарат робив окремі спроби перебудувати роботу розташованої у Києві «буржуазної» УАН, Статут якої продовжував бути по суті «гетьманським». Але під тиском Наркомату він зазнав змін, після чого 14 червня 1921 року був затверджений Раднаркомом УСРР. За ними академія ставала Всеукраїнською, отримавши назву ВУАН.

Торкнувшись нової назви, принагідно нагадаю, що таку процедуру академія проходила ще тричі, послідовно стававши:

Академією наук УРСР – з 21 квітня 1936 року;

Академією наук України – з 13 грудня 1991 року;

і, нарешті, Національною академією наук України, яка є правонаступницею усіх попередніх, – з 22 березня 1993 року.

Як засвідчила грядуща історія, перейменування тягло за собою не тільки зміну вивіски на фасаді. Так, ВУАН, зберігши статус вищої державної наукової установи країни, втратила свою незалежність, оскільки була підпорядкована одному з управлінь Наркомату освіти – так званій Головнауці, яка отримала право здійснювати нагляд за роботою академії та її членів. При цьому новий керівний орган – Рада академії – мав включати не лише академіків, а й представників Наркомату освіти, який до того ж наполегливо вимагав від ВУАН злитися з УНТ, що було здійснено у 1921-1923 роках через процедуру виборів. Зауважу, що вони до 1930 року були щорічними і на них дійсними членами (з 1924 року й членами-кореспондентами) обиралися не тільки достойні члени УНТ, як, скажімо, М. С. Грушевський, який значно підсилював історико-філологічні дослідження I відділу, а й поступово складалася порочна практика обрання до неї партійних функціонерів та представників державних органів влади. Назву

для прикладу окремі прізвища: нарком освіти України В. П. Затонський, голова Держплану СРСР Г. М. Кржижанівський, партійний діяч Д. М. Мануїльський, марксист С. Ю. Семковський, голова уряду і нарком закордонних справ України М. О. Скрипник, нарком земельних справ України О. Г. Шліхтер та інші.

Навіть за таких умов не всі пункти нового Статуту дістали згоду, оскільки ряд академіків вважав, що за ним права ВУАН дещо звужуються, і відкидав прямі або непрямі звинувачення, буцімто її діяльність не є «клояльною до Радянської влади», а сама академія неспроможна «злучитися з робітничою і селянською масами», яких треба визволяти від темноти та нужди. По суті вже з початком діяльності академії у радянських реаліях, проявилось деяке протистояння її вільної за означенням наукової спільноти і адміністративного держапарату, що збереглося дотепер і що йде певними хвилями.

Якщо точніше, то перша ознаменувалася намаганнями Наркомату освіти об'єднати роботу вищої школи та академії. Зокрема, влітку 1921 року його Рада вищих учбових закладів вирішила провести всебічне обстеження УАН. Але академія змогла відбитися, довівши, що за своїм Статутом не належить до учбового закладу і підпорядкована лише верховній владі.

Проте ревізія була не відмінена, а лише зсунута і здійснена на початку 1922 року. В результаті, штати академії скоротилися майже у 5 разів: на перше півріччя 1923 року вони склали 126, а на друге – 117 осіб. До того ж, її фінансування як периферійної структури стало не централізованим, а місцевим і перейшло до Київського губфінвідділу, виявившись при цьому у рази менше вузівського. Виконання багатьох дослідних тем II відділу зупинилося, а з академії були вилучена і передана в інші відомства частина установ. З іншого боку, по всій країні повним ходом йшло утворення науково-дослідних кафедр, яких тільки в одному 1923 році у Києві було створено 26. Вони мали пряме фінансування від Наркомату освіти, хоча свою науково-дослідницьку роботу мали координувати з ВУАН.

І хоча час був для академії тривожний, вона наприкінці того ж року святкувала п'ятиріччя від свого заснування. Незважаючи на важкий стан і тривалий безлад, академіки визнали її роботу не даремною. Їхні думки про діяльність академії за перші роки гарно підсумовані А. Ю. Кримським: «Багато траплялося за ці 5 літ доброго і лихого. Та кінець кінцем, більше вийшло доброго. Добре вже й той факт, що пророблено роботи дуже й дуже багацько. Українська академія наук розвинулася у могутню, широку, справді всеукраїнську організацію, яка блискуче довела навіть перед усіма ворожими очима свою високу життєздатність та безмірну самовідречену працьовитість і здобула собі вселюдну і повсюдну пошану і в українського громадянства (хоча би й поза кордонами Радянської України), і навіть у чужинців-європейців».

На цьому розповідь про, мабуть, найтяжчі роки існування академії можна завершити. Щодо очевидних аналогій з сучасністю говорити не треба – всі їх відчують на собі, на своїй установі, на своїй академії, бо вона для нас усіх своя, як своїм є рідний дім, який ми боронимо і пробуємо зберігати подібно нашим великим попередникам. Мабуть, не зайвим буде лише додати, що чисто емоційно я продовжую уражатися, як кілька десятків переважно літніх і, здавалося б, влаштованих по життю інтелігентних людей, самостійно поклавши на себе певну місію, змогли вистояти і зберегти свою справу в умовах повної невизначеності, практично неперервних бойових дій всіх проти всіх і подій, одна іншої страшніших.

Здавалося б, у мирному часі, що наступив, академія могла спокійно працювати на благо країни. Фактично це і робилося, але, на жаль, мало що змінилося по суті, і отримуючи першокласні результати світового рівня – одні імена фізика Олександра Ілліча Ахієзера, математика Миколи Миколайовича Боголюбова, фізіолога Олександра Олександровича Богомольця, хіміка Олександра Ілліча Бродського, селекціонера Миколи Івановича Вавилова, генетика Сергія Михайловича Гершензона, механіка Олександра Миколайовича

Динника, етнографа Філарета Михайловича Колесси, математиків Михайла Пилиповича Кравчука і Миколи Митрофановича Крилова, фізиків Георгія В'ячеславовича Курдюмова і Олександра Ілліча Лейпунського, біохіміка Олександра Володимировича Палладіна, терапевта Миколи Дмитровича Стражеска, вченого-електрозварювальника і мостобудівника Євгена Оскаровича Патона, економіста Михайла Васильовича Птухи, офтальмолога Володимира Петровича Філатова, ботаніка Миколи Григоровича Холодного, зоолога Івана Івановича Шмальгаузена, фізика Лева Васильовича Шубнікова чого варті! – вона за окремим винятками майже завжди відчувала недружелюбне та несприятливе з моральної точки зору ставлення до творчих особистостей вищого владного кола, яке своїм безглуздим втручанням часто-густо не лише заважало працювати, а й не гидувало прямими репресивними методами боротьби з високо освіченим і тим самим некерованим в принципі інтелектуальним академічним середовищем.

За штучними звинуваченнями сотні членів академії і не тільки були заарештовані, а деякі страчені як «вороги народу», про що вже багато написано. Менше відомо, що Загальні збори 1936 року на вимогу партійних органів внесли до Статуту АН УРСР протиприродний для європейського академічного буття пункт про можливість позбавлення членів академії звань, якщо їхня діяльність буде визнана шкідливою. На цій підставі з складу академії у 1936-1938 роках було виведено більше 20 осіб, звинувачених у контрреволюційній діяльності і дворушництві, серед яких були наші колеги О. Г. Гольдман і О. І. Лейпунський, а також перший Неодмінний секретар А. Ю. Кримський.

Водночас, головна довоєнна реорганізація академії відбулася двома роками раніше, у 1934 році, коли вона зазнала не тільки перейменування, а й через переїзд столиці УРСР до Києва була напряму підпорядкована Раднаркому. Партійне і державне керівництво при цьому жорстко вимагало від АН забезпечувати виключно марксистсько-ленінський

супровід справи великої історичної ваги – перетворення селянської країни на індустріально розвинену. Само по собі, це гасло багатьма вченими сприймалося як дійсно достойне їхніх знань завдання, якби воно не поєднувалося з усе більшою централізацією та бюрократизацією, зменшенням ролі наукових лідерів, необхідністю виправдання тези про зростання класової боротьби та суцільну ідеологізацію нового знання, що поступово перетворювало академію на добре налагоджений інструмент тоталітарного суспільства. Як ми добре знаємо, на вимогу партії були розгромлені цілі наукові напрями, результатами яких академія могла б пишатися.

Треба при цьому бути об'єктивним: попри політичний і світоглядний тиск, не виправдані перекося у пріоритетах і спроби спрямовувати наукові пошуки у необхідному для соціалістичного будівництва руслі, держава, а фактично – ЦК КП(б)У, багато у чому допомагала в організації роботи академії, аби дістати від неї якомога більше користі. У 1930 році засновано аспірантуру, що позитивно позначилося на підготовці молоді до дослідницької діяльності. У 1927 році у Києві з'явилася монументальна споруда, у якій ми з вами зараз знаходимось, – за проектом архітектора Павла Альошина споруджено Великий конференц-зал академії, що став свідком майже всіх заходів, що проводилися нею, і серед них, зокрема, Загальні збори 27 вересня 1944 року, які розглянули проблеми післявоєнного відновлення народного господарства.

З січня 1934 року основною структурною одиницею в академії став інститут, і їхнє число помітно зросло, у тому числі за рахунок розформування кафедр і кабінетів; була припинена діяльність Ради академії, замість якої вищим органом стали Загальні збори, а керівництво поточною роботою покладалося на Президію академії; головне ж – у тридцяті роки приблизно у 20 разів зріс бюджет. Не можна також було не помітити, що технічні напрями, завдяки прямій прив'язці до промисловості, втратили певну самостійність, оскільки відповідні академічні дослідження мали підпорядкуватися завданням

п'ятирічних планів і узгоджуватися з Держпланом УРСР. В цілому ж, вони набули такої ваги, що для них було створено окремий відділ. Водночас, був ліквідований історико-філологічний відділ, частина його мовознавчих і літературознавчих установ закрита, а решта переведена до III відділу. І нікого не турбувало, що навіть роблячи великий внесок у зміцнення країни, наука в ній розвивається не за власними законами і внутрішньою логікою, а завдяки постановам партії і уряду.

Якщо говорити про фізику, яка вивчалася в установах II відділу, то він перед війною розпорядженням Раднаркому від 21 лютого 1936 року отримав назву Відділу фізико-хімічних і математичних наук, а до його складу входили інститути математики, фізики, фізичної хімії, хімії, хімічної технології, геологічних наук і Полтавська гравіметрична обсерваторія. Раніше у Харкові був відкритий Фізико-технічний інститут, але він мав інше підпорядкування. І від усіх цих установ теж вимагалось бути у своїх дослідженнях ближчими до практики.

Гадаю, окремо треба коротко зупинитися на роках 2^{ої} світової війни. Всі ми знаємо, що академія була евакуйована на схід, де розгорнула роботи оборонного значення, про які, зокрема про великі успіхи Євгена Оскаровича Патона, багато і всеосяжно написано. А от про іншу сторінку академічного життя, яка, як мінімум, не афішувалася, я дізнався нещодавно. Мова йде про науковців, які з різних причин не змогли виїхати з окупованих Києва, а також Львова. Серед них академіки, професори, доценти тощо, які у жовтні 1941 року провели у Києві збори і оголосили на них про відновлення УАН. Її президентом був обраний відомий електрохімік, багаторічний директор Інституту хімії АН УРСР і завідувач кафедри у КПІ академік Володимир Олександрович Плотников. Це була свідомо позиція людей, які у надзвичайно складних умовах окупації хотіли не дати вмерти науці, тому робили усе можливе, щоб хоча б які-небудь інститути функціонували. До певної міри, їм це вдалося, бо майно не було розграбоване, невивезені фонди, а також обладнання збережені, так що

після визволення Києва ці інститути змогли досить швидко розгорнути свою роботу. Показово, що люди, які таким чином зберегли і себе, і будівлі з їхнім вмістом, після війни не були репресовані, а їхня діяльність не визнана антирадянською. З поверненням АН УРСР до Києва В.О.Плотников став завідувачем лабораторії в Інституті загальної і неорганічної хімії і помер, як кажуть, своєю смертю. При цьому інформація про його життя, не будучи вилученою з жодного академічного довідника, не містить слів про роки війни і практично ніде не висвітлюється.

Відновлення та розбудова академії у часи мирного співіснування країн з різним суспільним ладом і значно збільшеною через залежність від неї обороноздатності країни роллю науки у промисловому розвитку суспільства, а особливо період, коли з 27 лютого 1962 року АН УРСР очолив Борис Євгенович Патон і вона досягла свого небувалого розквіту та справжнього всенародного визнання. Однак, що попри суттєво зменшений сталінський терор, вільною у виборі напрямів своєї діяльності академія як не була, так і не стала, концентруючи усі основні дослідницькі зусилля навколо завдань, що напряму впливали з інтересів ЦК КПРС, а фактично – ВПК. При цьому чисто фундаментальні задачі природничого профілю, хоча і не були пріоритетними для академії, все ж ставилися і, залишаючись до певної міри другорядними, розв'язувалися, а будучи відкритими і високоякісними, приносили їхнім авторам, а тим самим і країні міжнародну відомість і визнання. Що ж стосується гуманітарних наук, то через ті ж самі ідеологічні обмеження, які аніскільки не скоротилися, на повну потужність діяти не могли, та й фінансувалися набагато гірше, що загальновідомо. Не секрет також, що академія наук України втрачала і свою українську приналежність, що можна відчувати хоча б з мовної політики, бо до 95% друкованої продукції були російською.



Рис. 7 – Фото Бориса Євгеновича Патона.

Завершення у дні фантастичного Ювілею хотілося би зробити на оптимістичній ноті, але вона була б фальшивою. Так, оцінюючи наш сьогоднішній стан, який почався з відомих слів, що «наука може зачекати», підстави для почуття радості знайти, справді, важко. Дійшло до того, що не видно, як з нього вибиратися, бо він добре застабілізувався, оскільки прірва, в якій ми опинились, дуже глибока. При цьому якщо небезпечне фінансове неблагополуччя можна було б якось пояснити, то виправдати – жодним чином неможливо. Як не можна змиритися з двома десятиліттями невиконання закону про витрати на науку, не менші за 1.7% ВВП (або хоча б ВНП), відверто хамським відношенням до нас владних структур типу того, що ми продукуємо лише стоси нікому не потрібних паперів. Все це гірко спостерігати навіть зі сторони, а як у цьому і з цим жити, що стало нашими буднями разом з неповним робочим тижнем, холодними взимку приміщеннями, критичною нехваткою обладнання або реактивів тощо. І ми не тільки до цього звикли, а й вже погано пам'ятаємо, як усе було чи точніше – має бути. Ми – це переважно люди середнього і старшого віку, бо працездатна і виучена нами самими молодь своє ставлення до такого, вибачте за тавтологію, ставлення до неї вислов-

лює не вголос, а «ногами», покидаючи рідну домівку, нерідко назавжди. Поганого вона визнавати не хоче й направляється туди, де відчуває до себе повагу і небайдужість.

Нам же і в таких негідних умовах вдається отримувати непогані результати, які б були б не останніми і у благополучних країнах. Не можу втриматись, щоб не назвати і математику з теорфізикою, і оптику в її дуже різних проявах, і радіоастрономію з радіофізикою, і нанодослідження в усьому їх розмаїтті, і звичайно, різні матеріалознавчі напрями. Все це ми ще маємо і розвиваємо, хоча з великим напруженням. І це не стоси паперу, а потрібні речі, про які чомусь наші можновладці знати не знають і, судячи з їхньої поведінки, знати не хочуть.

Проте мені здається, що не наша спроможність на плідну працю залишає надії на певний оптимізм. Ні, він, принаймні мій, ґрунтується на зовсім іншому, а саме: історії академії, деякі моменти якої я, можливо, не досить компетентно або вправно виклав у своєму виступі. Що мається на увазі?

Що академія переживала і більш важкі у порівнянні з нашими часи, понесла колосальні і нічим не виправдані втрати – і людські, і інтелектуальні. Але ціною віри у неї її засновників і наступних поколінь, їхньої непохитності та, прямо визнаємо, жертвовності, вона була збережена, що ми не маємо жодного права забувати. Не побоююсь сказати більше – саме це надихає, оскільки якщо вистояли наші вчителі, а також їхні вчителі, то мусимо вистояти і ми, не можемо не вистояти. Своїми діями, своєю роботою, своєю непохитною позицією ми повинні довести усім тим, хто хоче або безглуздо перебудувати академію, створену, сподіваюсь, на віка, указом Гетьмана Павла Скоропадського, або її, не дай Боже, розформувати, що вона їм не по зубах. Вони мають знати і весь час чути від нас: коли не буде академії, не буде науки, а коли не буде науки – не буде поважної і авторитетної України, якій від імені вас усіх я хотів би, насамкінець, проголосити Славу!

Стаття надійшла до редакції 04.02.2019 р.

NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE: HISTORY OF BECOMING, SUCCESS, PROBLEMS AND PERSPECTIVES

V. M. Loktev

National Academy of Sciences of Ukraine. Department of Physics and Astronomy
e-mail: vfa@nas.gov.ua

Summary

The article is devoted to the review and analysis of the formation and the 100-year activity of the National Academy of Sciences of Ukraine, which was established on November 27, 2018. It should be noted that at different times the Academy changed its name somewhere, but its essence and significance did not change. The current name was obtained by the National Academy of Sciences of Ukraine with the acquisition of independence by Ukraine on December 13, 1991. The whole historical path of the National Academy of Sciences of Ukraine with all development problems and successes is shown in direct connection with the historical events that took place in different periods of Ukrainian history - in the times of statehood, its losses, wars and revolutions.

A whole galaxy of prominent Ukrainian scientists and statesmen who are often severely separated from each other, who played a decisive role or mission in the founding, establishment, and development of the National Academy of Sciences for the remainder of her 100 years of life and activity, are shown: M. S. Hrushevsky, V. I. Vernadsky, M. P. Vassilenko, P. P. Skoropadsky, A. Yu. Krymsky, O. I. Levytsky, V. I. Lipsky, V. O. Plotnikov, B. E. Paton, etc.

It is noted that the forerunner of the academy was the Taras Shevchenko Scientific Society (SSSh), established in Lviv in 1873, in which outstanding intellectuals, cultural and scientific figures, including such worlds of science as A. Einstein, D. Gilbert, M. Plank etc have self-identification.

The critical assessments of the academy affairs current state, which stem from a lack of understanding of the importance of the National Academy of Sciences for the country's economy, its defense capability, health care, ecology, and all other socially significant aspects that are expressed, in particular, in extremely low science funding and the scientist status.

Keywords: National Academy of Sciences of Ukraine, history

УДК 53, 52

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159484>

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ: ІСТОРІЯ СТАНОВЛЕННЯ, УСПІХУ, ПРОБЛЕМ І ПЕРСПЕКТИВ

В. М. Локтєв

Національна академія наук України. Відділення фізики і астрономії.
e-mail: vfa@nas.gov.ua

Реферат

Стаття присвячена огляду і аналізу становлення 100-літньої діяльності Національної академії наук України, яка була заснована 27 листопада 2018 року. Слід зазначити, що у різні часи Академія де-що міняла свою назву, але сутність і значимість її не мінялась. Нинішню назву Національна академія наук України отримала з набуттям Україною незалежності 13 грудня 1991 року. Весь історичний шлях НАН України з усіма проблемами і успіхами розвитку показано у безпосередньому зв'язку з історичними подіями, що відбувалися в різні періоди історії України – в часи державності, її втрати, воєн і революцій.

Показана ціла плеяда видатних українських вчених і державних діячів, яких часто відділити одних від других важко, що відіграли визначальну роль, чи місію у заснуванні, становленні і розвитку Національної академії наук продовж усього її 100-річного шляху життя і діяльності: М. С. Грушевський, В. І. Вернадський, М. П. Василенко, П. П. Скоропадський, А. Ю. Кримський, О. І. Левицький, В. І. Липський, В. О. Плотников, Б. Є. Патон та ін.

Зазначається, що предтечею академії було Наукове товариство імені Тараса Шевченка (НТШ), створене у Львові в 1873 р, у якому знайшли самовизначення видатні інтелектуали, діячі культури і науки, втому числі такі світила науки як А. Айнштейн, Д. Гільберт, М. Планк та ін.

Не залишились поза увагою і критичні оцінки нинішнього стану справ академії, що витікають з недостатнього розуміння значимості Національної академії наук для економіки країни, її обороноздатності, охорони здоров'я, екології, та всіх інших суспільно значимих аспектів, що виражається, зокрема, у вкрай низькому фінансуванні науки і статусі науковців.

Ключові слова: Національна академія наук України, історія

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

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

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159485>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТЕОРІЯ MOSFET В ТРАДИЦІЙНОМУ ВИКЛАДІ, ОСНОВИ МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ Й НАБЛИЖЕННЯ ВИСНАЖЕННЯ

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха**

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

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

* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,
пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,
E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТЕОРІЯ MOSFET В ТРАДИЦІЙНОМУ ВИКЛАДІ, ОСНОВИ МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ Й НАБЛИЖЕННЯ ВИСНАЖЕННЯ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У другій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто традиційну теорію MOSFET. Обговорюються найбільш істотні ідеї звичного підходу, який отримав також назву «згори – вниз». Ми обмежилися моделюванням лінійної області та області насичення вольт-амперних характеристик. Показано, що істотні риси традиційного підходу можуть служити відправною точкою при аналізі багато в чому зовсім іншої фізичної картини процесів у нанотранзисторах.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, вольт-амперні характеристики, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: MOSFET THEORY IN TRADITIONAL APPROACH, ZERO LEVEL VIRTUAL SOURCE MODEL, AND DEPLETION APPROXIMATION

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

Abstract. In the second one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the traditional theory of MOSFET is discussed. Only the most significant ideas of the traditional approach, which also received the label of "top – down", are discussed. In particular, we shall confine ourselves to simulating only the linear region and the saturation region of the current-voltage characteristics and at the same time show that the essential features of the traditional approach are quite acceptable and can serve as a starting point in the development of a completely different physical picture of processes in the nanotransistors.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, current-voltage characteristics, transistor metrics, transistor control, virtual source

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: ТЕОРИЯ MOSFET В ТРАДИЦИОННОМ ИЗЛОЖЕНИИ, НАЧАЛА МОДЕЛИ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА И ПРИБЛИЖЕНИЕ ИСТОЩЕНИЯ

Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха

Аннотация. Во второй из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, рассмотрена традиционная теория MOSFET. Обсуждаются лишь наиболее существенные идеи привычного подхода, получившего также название «сверху – вниз». Мы ограничились моделированием лишь линейной области и области насыщения вольт-амперных характеристик. Показано, что существенные черты традиционного подхода вполне приемлемы и могут служить отправной точкой при разработке во многом совершенно иной физической картины процессов в нанотранзисторах.

Ключевые слова: нанoeлектроника, полевой транзистор, вольт-амперные характеристики, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный исток

1. Вступ

Теорію польового транзистора метал-діелектрик-напівпровідник з ізолюваним затвором MOSFET було побудовано ще в 60-ті роки минулого століття [1 – 4]. 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 [5] ми дали загальний опис транзистора MOSFET, що є базовим пристроєм сучасної електроніки. Ми розглянули фізичну структуру MOSFET та його вольт-

амперні характеристики двох типів – вихідні й передавальні, описали 10 метричних показників MOSFET, достатніх для аналізу якості нанотранзисторів, обговорили принципи керування польовими транзисторами через прикладання напруги на затвор. Показано, що завжди існує бар'єр на межі між стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Цю нашу статтю буде присвячено викладові класичної теорії MOSFET [6, 7]. Ми обговоримо тільки найсуттєвіші ідеї звичного підходу, який також отримав назву «згори – вниз». Зокрема, ми обмежимося моделю-

ванням лінійної області та області насичення вольт-амперних характеристик (ВАХ). Докладніший та повніший виклад класичної теорії MOSFET можна знайти в підручниках [8 – 10]. Пізніше ми розглянемо суттєво інший підхід до теорії MOSFET, більш адекватний до фізики нанотранзисторів, і покажемо його зв'язок з традиційним підходом.

2. Струм, заряд і швидкість

Струм у n -MOSFET (рис. 1) визначається загальним виразом

$$I_{DS} = W |Q(x)| \langle v \rangle, \quad (1)$$

у якому Q – густина рухливого поверхневого електронного заряду ($\text{Кл}/\text{м}^2$) інверсійного шару зі змінним типом провідності (електронна замість діркової на рис. 1) у площині x – y вглиб підкладки p -Si, $\langle v \rangle$ – середня швидкість електронів у інверсійному шарі, W – ширина шару. Вважаємо, що транзистор однорідний вздовж осі z , направленої за площину рисунку, а електрони рухаються вздовж осі x від виток до стоку (напряму струму I_{DS} протилежний, в силу історичного визначення напряму струму, сформульованого Бенжаміном Франкліном ще в середині 18 століття, тоді, коли фізична природа носіїв струму була ще невідома).

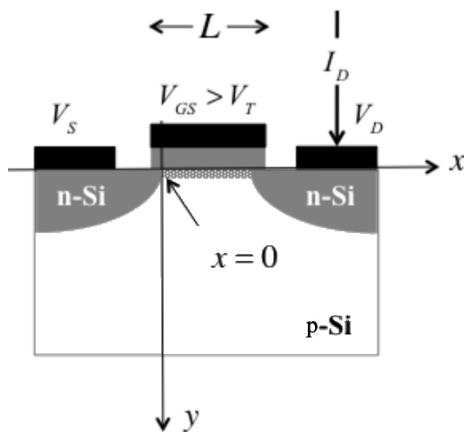


Рис. 1. Спрощене зображення n -Si MOSFET в режимі збагачення. Вісь y направлено вглиб підкладки, а вісь z – вздовж ширини каналу провідності з інверсійним зарядом. При значенні напруги на затворі G , вищому від порогового $V_{GS} > V_T$ [5] під затвором у p -Si утворюється тонка область, збагачена електронами. Зображено рівномірний ($V_S = V_D = 0$) розподіл електронного заряду в межах каналу провідності, що сполучає n -леговані термінали витоку S та стоку D , від початку каналу в точці $x = 0$ до $x = L$.

Заряд Q називають зарядом інверсійного шару, оскільки йдеться про індукований полем затвору електронний заряд у напівпровіднику p -типу. Якщо вважати, що процеси рекомбінації та генерації електронів у каналі не відбуваються, то струм уздовж каналу провідності сталий. Тому величину струму можна обчислити у будь-якій точці каналу, де це зручно зробити.

Нехай $V_S = V_D = 0$, а $V_{GS} > 0$. Транзистор перебуває в стані рівноваги, струму немає. У такому випадку заряд Q розподілений рівномірно вздовж каналу і, якщо значення напруги на затворі менше від порогового, $V_{GS} < V_T$, то він невеликий. При $V_{GS} > V_T$ негативний заряд пропорційний різниці напруг [5]:

$$Q(V_{GS}) = -C_{ox}(V_{GS} - V_T), \quad (2)$$

$$C_{ox} = \kappa_{ox} \epsilon_0 / t_{ox}, \quad (3)$$

де C_{ox} – поверхнева ємність діелектричного прошарку ($\Phi/\text{м}^2$), обернено пропорційна його товщині t_{ox} і прямо пропорційна його діелектричній проникності κ_{ox} (ϵ_0 – діелектрична проникність вакууму). При $V_{GS} \leq V_T$ ми вважатимемо заряд зникло малим.

Коли $V_D > V_S$, густина заряду в інверсійному шарі змінюється вздовж каналу провідності, як і швидкість електронів. Як ми покажемо згодом при докладнішому розгляді електростатики MOSFET, у «якісному» транзисторі зарядова густина Q на початку каналу ($x = 0$) визначається саме виразом (2). Щоб вирахувати струм $I_{DS}|_{x=0}$, коли ми вже знаємо зарядову густина Q згідно з (2), потрібно обчислити ще й середню швидкість $\langle v|_{x=0} \rangle$ на початку каналу.

Лінійна область

За невеликих напруг на стоку V_{DS} спостерігається лінійна ділянка на вихідній характеристиці [5]. Вище від порогового значення напруги на затворі V_T електричне поле E в каналі стало, й для середньої швидкості електронів можна записати

$$\langle v \rangle = -\mu E = -\mu V_{DS} / L, \quad (4)$$

де μ – рухливість електронів, L – довжина каналу провідності, що з урахуванням (1) і

(2) дає класичний вираз для струму стоку MOSFET для невеликих напруг на стоку:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS}. \quad (5)$$

У традиційній теорії MOSFET під рухливістю розуміють деяку ефективну рухливість μ_{eff} , що є рухливістю, усередненою за глибиною інверсійного шару. Вона менша від рухливості електронів у масивному зразку, що пов'язують з розсіянням електронів на недосконалостях межі поділу SiO_2/Si .

Вираз (5) можна використати й для оцінки порогової напруги V_T . Для напруги на затворі V_{GS} , що істотно перевищує V_T , струм стоку I_{DS} зростає лінійно з V_{GS} . Екстраполяція цієї лінійної залежності на $I_{DS} = 0$ дозволяє визначити так зване екстраполяційне значення порогової напруги V_T . Різні методи визначення V_T можна знайти в [8].

Область насичення: швидкість насичення

Для великих напруг V_{DS} в області насичення вихідних характеристик MOSFET поводить себе як джерело струму, контрольоване напругою (див. рис. 7 з нашої попередньої статті [5]). Для відносно невеликої напруги $V_{DS} \approx 1\text{В}$ електричне поле в каналі провідності нанотранзистора ($L \approx 20\text{нм}$) велике – значно вище від значення $\approx 10\text{кВ/см}$, необхідного для насичення швидкості в масивному Si (див. напр. [10]). Якщо електричне поле велике вздовж усього каналу для значень $V_{DS} > V_{DSAT}$, тоді швидкість електронів стала і дорівнює v_{sat} , отже середню швидкість можна записати як

$$\langle v(x) \rangle = v_{sat} \approx 10^7\text{см/с}. \quad (6)$$

Підставляючи (6) та (2) в (1), одержуємо класичний вираз для струму стоку MOSFET, насиченого за швидкістю:

$$I_{DS} = W C_{ox} v_{sat} (V_{GS} - V_T). \quad (7)$$

У реальних транзисторах струм не насичується цілком, а повільно зростає зі збільшенням напруги на стоку. Звернімо увагу на те,

що в нанотранзисторах максимальна швидкість електронів у каналі провідності не насичується навіть для дуже високих електричних полів. У підручниках, що викладають традиційний підхід до теорії MOSFET, тим не менше постулюють, що швидкість електронів у каналі провідності у високому електричному полі зазнає насичення.

Область насичення: класична область відтину

Розглянемо MOSFET з достатньо довгим каналом провідності за умови високої напруги на стоку. В такому випадку тягнуче електричне поле невисоке й очікувати насичення швидкості немає підстав. Але однак струм стоку зазнає насичення, і на це повинна бути якась інша фізична причина. Таке явище спостерігали ще на світанку науки про польові транзистори, коли довжина каналу становила ще десятки мікронів. Поясненням насичення струму стоку тоді вважали відтин поблизу стоку.

Для високої напруги на стоку потенціал у каналі суттєво змінюється від значення V_S на витоку й до значення V_D на стоку. До більш докладного розгляду ходу цього потенціалу ми невдовзі повернемося. А зараз перепишемо вираз (2) у вигляді

$$Q(V_{GS}, x) = -C_{ox} [V_{GS} - V_T - V(x)], \quad (8)$$

де $V(x)$ - потенціал, що змінюється вздовж каналу провідності з довжиною L . Згідно з (8), якщо $V_D = V_{GS} - V_T$ на стоку ($x = L$), то густина заряду на стоку $Q(V_{GS}, L) = 0$: говорять про відтин каналу на стоку. Згідно з (1), якщо густина заряду $Q = 0$, то струм стоку так само повинен бути нульовим, але насправді він залишається значним. Це пов'язано з тим, що дуже малу густину заряду в області відтину каналу компенсує дуже велика швидкість руху електронів в електричному полі. Струм насичується при напрузі на стоку вище від $V_{GS} - V_T$, бо в цій області додається ще й потенціал відтину. Розглянемо цю ситуацію докладніше.

Розглянемо достатньо довгий канал MOSFET з високою напругою на затворі й напругою на стоку, більшою від $V_{GS} - V_T$. Практично вздовж усього каналу існує інверсійний шар, і швидкість електронів визначається виразом $v(x) = -\mu E(x)$. Коли електрони

потрапляють в область відтину, сильне електричне поле швидко переносить їх до стоку (див. рис. 21 нашої попередньої статті [5]).

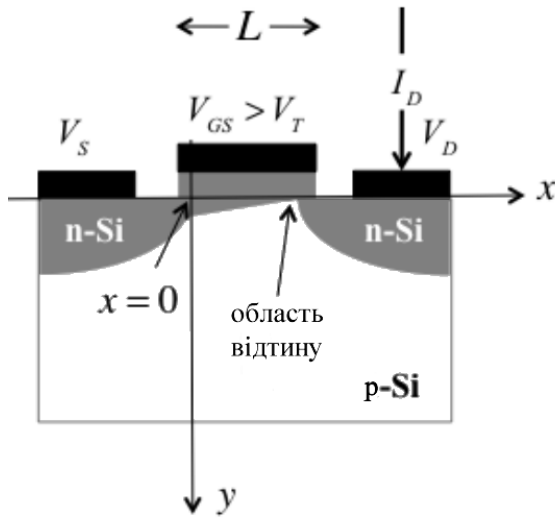


Рис. 2. Довгоканальний MOSFET з областю відтину. Умовно зображено зміну густини заряду вздовж каналу – вона більша на початку каналу, біля витoku й зменшується з наближенням до стоку. Хід потенціалу в каналі протилежний: його «глибина» найменша біля витoku, де потенціал поля найбільший, і збільшується до стоку, де потенціал електричного поля найменший. Густина заряду в каналі істотна на довжині $L' < L$.

Для тієї частини інверсійного каналу, де густина заряду велика, середню швидкість можна записати як

$$\langle v(x) \rangle = -\mu E(x). \quad (9)$$

Напруга на початку каналу $V(0) = V_S = 0$, а напруга в кінці каналу в області відтину становить $V_{GS} - V_T$. Електричне поле на початку каналу, як ми покажемо нижче, складає

$$E(0) = \frac{V_{GS} - V_T}{2L'}, \quad (10)$$

де множник 2, як ми переконаємося далі, потрібний для коректного врахування нелінійності електричного поля в каналі, а L' - довжина каналу провідності до місця відтину. Підстановка (10) до (9) для початку каналу дає

$$\langle v(0) \rangle = -\mu E(0) = -\mu \frac{V_{GS} - V_T}{2L'}. \quad (11)$$

Підставляючи, нарешті, (2) та (11) в (1), отримуємо квадратичний закон для вихідної характеристики достатньо довгого каналу MOSFET:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L'} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2. \quad (12)$$

У реальних умовах струм не насичується цілком, а повільно зростає зі збільшенням напруги на стоку, на той час як область відтину повільно зсувається у напрямі до стоку, що зменшує довжину L' .

Обрахунок цілісної ВАХ: від лінійної частини до квадратичної області насичення

Вирази (5) і (12) описують лінійну частину та область насичення в рамках традиційної теорії MOSFET. Покажемо, як записати вираз для цілісної вихідної характеристики з позицій цього ж підходу. Почнімо з загального виразу (1) з підстановкою до нього (4), де напруженість поля записано через похідну від його потенціалу:

$$I_{DS} = W |Q(x)| \langle v(x) \rangle = W |Q(x)| \mu \frac{dV}{dx}. \quad (13)$$

Після підстановки виразу (8) для густини заряду одержуємо

$$I_{DS} = W \mu C_{ox} [V_{GS} - V_T - V(x)] \frac{dV}{dx}, \quad (14)$$

де розділяємо змінні й інтегруємо вздовж каналу провідності

$$I_{DS} \int_0^{L'} dx = W \mu C_{ox} \int_{V_S}^{V_D} (V_{GS} - V_T - V) dV \quad (15)$$

в припущенні того, що і рухливість, і струм стоку стали вздовж усього каналу. Після інтегрування одержуємо пошукуваний вираз:

$$I_{DS} = \frac{W}{L'} \mu C_{ox} [(V_{GS} - V_T)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}]. \quad (16)$$

Цей вираз визначає струм стоку для $V_{GS} > V_T$ та $V_{DS} \leq (V_{GS} - V_T)$. Заряд у (8) стає нульовим при $V_{DS} = V_{GS} - V_T$, визначаючи початок області відтину. Струм за точкою відтину знаходимо з (16) при $V_{DS} = V_{GS} - V_T$:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L'} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2, \quad (17)$$

і цей струм змінюється зі збільшенням V_{DS} , оскільки ефективна довжина каналу скорочується внаслідок відтину ($L' < L$). Вирази (16) і (17) записують квадратичний закон ви-

хідних характеристик MOSFET не тільки в лінійній області та в області насичення, а для будь-яких напруг.

3. Зміна електричного поля вздовж каналу

При викладі традиційної моделі MOSFET зазвичай вважають, що електричне поле в достатньо довгому каналі при низькій напрузі на стоку дорівнює V_{DS}/L , а при високій напрузі $(V_{GS} - V_T)/2L'$. Обчислимо хід електричного поля в каналі й покажемо, що ці припущення справді адекватно відображають реальну ситуацію.

З (14) та (16) маємо

$$\frac{1}{L'}[(V_{GS} - V_T)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}] = [V_{GS} - V_T - V(x)] \frac{dV}{dx}; \quad (18)$$

відокремлюємо у цьому рівнянні змінні, й після інтегрування від витоку при $x = 0, V_S = 0$ до довільної точки в каналі x з $V = V(x)$ одержуємо квадратне рівняння для $V(x)$:

$$[(V_{GS} - V_T)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}] \frac{x}{L'} = (V_{GS} - V_T)V(x) - \frac{V^2(x)}{2}, \quad (19)$$

розв'язком якого є вираз

$$V(x) = (V_{GS} - V_T) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2(V_{GS} - V_T)V_{DS} - V_{DS}^2/2}{(V_{GS} - V_T)^2} \left(\frac{x}{L'} \right)} \right]. \quad (20)$$

Диференціюючи (20), знайдемо електричне поле. Розглянемо два граничні випадки. Для невеликих значень напруги на стоку V_{DS} , на лінійній ділянці ВАХ маємо

$$V(x) = (V_{GS} - V_T) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2V_{DS}}{(V_{GS} - V_T)} \left(\frac{x}{L'} \right)} \right]. \quad (21)$$

Оскільки для малих аргументів $\sqrt{1-x} \approx 1-x/2$, вираз (21) спрощується до

$$V(x) = V_{DS} \frac{x}{L}, \quad (22)$$

бо для невеликих значень напруги на стоку $L' = L$. Диференціюючи (22), одержуємо очікуваний результат при малих напругах на стоку V_{DS} :

$$-\frac{dV(x)}{dx} = E = -\frac{V_{DS}}{L}. \quad (23)$$

Тепер оцінимо електричне поле в умовах

відтину каналу, $V_{DS} = V_{GS} - V_T$. З (20) маємо:

$$V(x) = (V_{GS} - V_T)(1 - \sqrt{1 - x/L'}) \quad (24)$$

і електричне поле

$$E(x) = -\frac{(V_{GS} - V_T)}{2L'} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - x/L'}} \right]. \quad (25)$$

Для $x = 0$ із (25) впливає постульований раніше без доведення результат (10), а при $x = L'$ настає відтин і $E(L') \rightarrow \infty$. Це очікуваний результат, бо в використаній моделі заряд в області відтину стає майже нульовим, тож для підтримання скінченного струму потрібне нескінченно велике поле.

4. Насичення швидкості й насичення струму стоку

Наш розгляд перебуває зараз у межах традиційного підходу до теорії MOSFET. Вирази (5), (7) та (12) описують хід вихідної характеристики в лінійній області та в області насичення. Раніше в [5] ми виклали дві різні моделі для опису струму в області насичення. В першій з них насичення струму відбувалося за рахунок насичення швидкості електронів у тій частині каналу, де електричне поле велике. В другій причина насичення була пов'язана з появою області відтину каналу поблизу стоку. Коли середнє електричне поле в каналі набагато вище від критичного поля для насичення швидкості (≈ 10 кВ/см, див. напр. [10]), тоді краще працює перша модель:

$$\frac{V_{GS} - V_T}{2L} \gg E_{cr} \approx 10 \text{ кВ/см}. \quad (26)$$

Підставляючи сюди типові значення $V_{GS} = V_{DD} = 1\text{В}$ та $V_T = 0.2\text{В}$, бачимо, що модель насичення швидкості прийнятна для $L \sim < 1\mu\text{м}$. Справді, таку модель стали широко застосовувати у 80-х роках минулого століття, коли довжина каналу MOSFET, зменшуючись, перетнула позначку в один мікрон [11].

На рис. 3 зображено вихідні характеристики *n*-Si MOSFET, ввімкненого за схемою зі спільним витоком, для $L \approx 60\text{нм}$. Очевидно, що для великих V_{DS} струм $I_{DS} \propto V_{GS} - V_T$, тож

такий транзистор добре описується моделлю насичення швидкості (7).

Для транзистора на рис.3 порогове значення поля становить $V_T \approx 0.4B$. Для найвищої кривої на графіку для максимальної напруги на затворі модель відтину дає $V_{DSAT} = V_{GS} - V_T = 1.2 - 0.4 \approx 0.8B$, що надто багато і вказує на те, що струм стоку насичується не за рахунок класичного відтину. Обговорення V_{DSAT} при насиченні швидкості можна знайти в [8, 9].

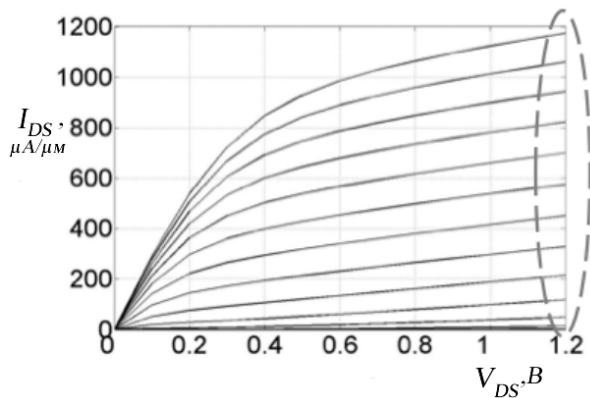


Рис. 3. Вихідні характеристики n-Si MOSFET, ввімкненого за схемою зі спільним витокком, для $L \approx 60nm$. Характеристики показані з кроком 0.1 В, для найвищої кривої $V_{GS} = 1.2B$. Важливо, що за великих V_{DS} струм зростає лінійно зі збільшенням напруги на затворі. Це ознака того, що в каналі відбувається насичення швидкості [12].

Хоч моделі насичення швидкості на позір задовільно описують короткоканальні MOSFET, проте ретельне комп'ютерне моделювання транспорту електронів у нанорозмірних MOSFET неспростовно доводить, що швидкість не насичується у тій частині каналу нанотранзистора, яка перебуває під дією високого електричного поля. Електронам просто бракує часу на ефективне розсіювання для того, щоб їхня швидкість наситилася; електрони пролітають канал і виходять у стік занадто швидко. Проте криві на рис. 3 показують, що швидкість таки насичується. Цю суперечність буде пояснено, коли ми перейдемо до послідовного викладу сучасної теорії нанотранзисторів.

5. Метрика нанотранзисторів

Вирази (5) та (7) застосовні для опису вихідних характеристик сучасних короткоканальних транзисторів и можуть бути використані для оцінки їхніх метричних показників [5]:

$$I_{ON} = W C_{ox} v_{sat} (V_{DD} - V_T), \quad V_T = V_{T0} - \delta V_{DS},$$

$$R_{ON} = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \Big|_{V_{GS}=V_{DD}, V_{DS} \approx 0} \right)^{-1} = \left(\frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T) \right)^{-1},$$

$$g_m^{sat} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \Big|_{V_{GS}=V_{DS}=V_{DD}} = W C_{ox} v_{sat}, \quad (27)$$

$$r_d = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \Big|_{V_{GS}=V_{DD}, V_{DS} > V_{DSAT}} \right)^{-1} = \frac{1}{g_m^{sat} \delta},$$

$$|A_v| = g_m^{sat} r_d = \delta^{-1}.$$

Зазначмо, що метрика $|A_v|$ – важливий показник якості в аналоговій електроніці.

Звернімо увагу, що в цій статті ми досі не використовували зонних діаграм для провідного каналу. Проте неявно в тій чи іншій формі ми мали їх на увазі. Початок каналу провідності ($x = 0$) – це вершина енергетичного бар'єру на рис. 16 та 17 у [5], або точка, близька до вершини бар'єру [13]. Як ми покажемо пізніше, у якісному транзисторі заряд на вершині бар'єру визначається виразом (2). Цей заряд забезпечують електрони з витокку, які подолали бар'єр. Цю точку на вершині бар'єру, для якої справедливий вираз (2), називають також віртуальним витокком.

Використання зонних діаграм дозволяє зрозуміти фізичну природу відтину каналу. Як видно з рис. 17 нашої попередньої статті [5], область відтину – це область сильного електричного поля поблизу стоку, й нахил $E_c(x)$ тут найкрутіший. Електрони, що потрапляють у цю область з каналу провідності, швидко переносяться полем на стік.

6. Основи моделі віртуального витокку

У нас уже є вирази для струму стоку в лінійній області (5) і в області насичення (7), а саме:

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS}, \quad (28)$$

$$I_{DSAT} = W C_{ox} v_{sat} (V_{GS} - V_T),$$

при цьому слід пам'ятати, що ці вирази записані для $V_{GS} > V_T$, і не застосовні для підпорогової області ВАХ. Зазначмо, що вирази (28) лише наближено описують поведінку $I_{DS} \propto V_{DS}$ (рис. 4); для більшої точності слід врахувати ефект індукованого струмом зниження бар'єру *DIBL* (вираз (18) із нашої попередньої статті [5]). Прирівнювання двох виразів (28), $I_{DLIN} = I_{DSAT}$, дозволяє запровадити поняття напруги насичення на стоку як

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat} L}{\mu}. \quad (29)$$

При $V_{DS} \ll V_{DSAT}$ струм $I_{DS} = I_{DLIN}$, а при $V_{DS} \gg V_{DSAT}$ струм $I_{DS} = I_{DSAT}$.

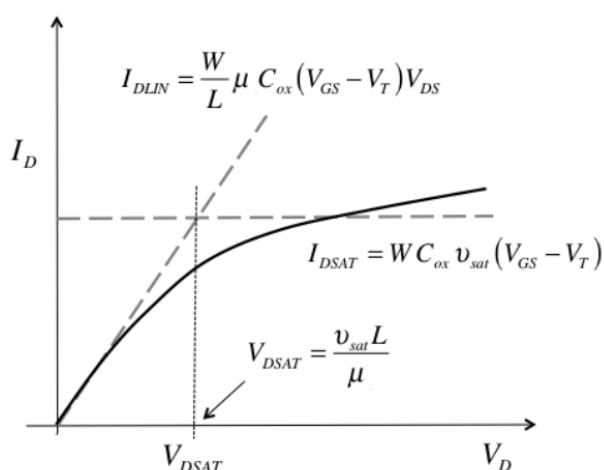


Рис. 4. Вихідна характеристика *n*-MOSFET, ввімкненого за схемою зі спільним витоком, при певному значенні напруги на затворі. Пунктирні лінії дають струм у лінійній області і в області насичення згідно з (28).

Традиційний підхід до теорії MOSFET дозволяє одержати вираз для залежності $I_{DS} \propto V_{DS}$, який описує всю криву на рис.4 і плавно переходить від лінійної ділянки до області насичення мірою зростання V_{DS} від нуля до V_{DD} [8, 9]. Нашим завданням є одержати простий напівемпіричний вираз для всієї цілісної вихідної характеристики $I_{DS}(V_{DS})$. Підхід, який ми використовуваватимемо далі, ана-

логічний так званій моделі віртуального витоку (Virtual Source Model/V_S Model) MOSFET, яку успішно застосовують при моделюванні вельми різноманітних нанотранзисторів [14]. М. Лундстром [15], використавши викладений вище традиційний підхід, підійшов до побудови моделі віртуального витоку дещо по-інакшому. На основі розвитку цієї моделі в кінцевому підсумку прагнуть побудувати достатньо просту фізичну модель, яка забезпечить точний кількісний опис сучасних нанотранзисторів.

Швидкість у каналі й напруга на стоку

Струм стоку пропорційний добуткові заряду на початку каналу й середньої швидкості електронів там таки:

$$I_{DS}/W = |Q|_{x=0} |v|_{x=0}. \quad (30)$$

Вираз (28) для струму на лінійній ділянці можна переписати як:

$$I_{DLIN}/W = |Q(V_{GS})| v(V_{DS}),$$

$$Q(V_{GS}) = -C_{ox} (V_{GS} - V_T), \quad (31)$$

$$v(V_{DS}) = \left(\mu \frac{V_{DS}}{L} \right).$$

Аналогічно перепишемо (28) для області насичення:

$$I_{DSAT}/W = |Q(V_{GS})| v(V_{DS}),$$

$$Q(V_{GS}) = -C_{ox} (V_{GS} - V_T), \quad (32)$$

$$v(V_{DS}) = v_{sat}.$$

Якщо знайти спосіб апроксимувати плавний перехід середньої швидкості від свого значення при низьких V_{DS} до значення v_{sat} для високих V_{DS} , то можна одержати модель, яка перекриє весь інтервал значень напруг на стоку.

В оригінальній моделі віртуального витоку використовують емпіричну апроксимацію, згідно з якою середня швидкість на початку каналу записується як [14]:

$$v(V_{DS}) = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat},$$

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta]^{1/\beta}}, \quad (33)$$

де V_{DSAT} визначається виразом (29), а параметр β шляхом його вибору дозволяє узгодити теоретичну криву з даними експерименту.

Вибір виразу для функції насичення струму стоку F_{SAT} був зумовлений тим, що найменша з двох швидкостей (31) та (32) і є та швидкість, яка обмежує струм. Це дає підстави записати, що

$$\frac{1}{v(V_{DS})} = \frac{1}{\mu V_{DS}/L} + \frac{1}{v_{sat}}, \quad (34)$$

або інакше

$$v(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{1 + (V_{DS}/V_{DSAT})} v_{sat}. \quad (35)$$

Вираз (35) тотожний виразу (33), за винятком емпіричного параметру β . Типові значення β для n - і p -Si MOSFET лежать в інтервалі 1.4 – 1.8 [14].

Вирази (2), (30) та (33) описують лінійний хід та область насичення ВАХ MOSFET вище від порогового значення напруги на затворі для будь-якої напруги на стоку.

Отже, просту початкову модель MOSFET, придатну для напруг на затворі, вищих від порогової, можна підсумувати подальшим набором формул:

$$\begin{aligned} I_{DS}/W &= |Q(0)|v(0), \\ Q(V_{GS}) &= 0, \quad V_{GS} \leq V_T, \\ Q(V_{GS}) &= -C_{ox}(V_{GS} - V_T), \quad V_{GS} > V_T, \\ V_T &= V_{T0} - \delta V_{DS}, \\ \langle v(V_{DS}) \rangle &= F_{SAT}(V_{DS})v_{sat}, \end{aligned} \quad (36)$$

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

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat}L}{\mu}.$$

Цю просту модель MOSFET М. Лундстром називає моделлю віртуального витоку нульового рівня [15]. Вона дозволяє одержувати дуже близькі до експерименту вихідні характеристики MOSFET. Її подальший розвиток і вдосконалення із залученням моделі балістичного транспорту Р. Ландауера приведе нас до кількісно ще точнішої моделі польового нанотранзистора.

В моделі віртуального витоку нульового рівня є тільки шість параметрів:

$$C_{ox}, V_T, \mu, v_{sat}, L, \beta. \quad (37)$$

Проте ця модель не застосовна для опису підпорогової області ВАХ. Коректне врахування електростатики MOSFET дозволить нам пізніше кількісно описати й підпорогову область. Але вже на цьому рівні моделі віртуального витоку можна коректно врахувати реальні опори терміналів S та D польового транзистора.

7. Врахування термінальних опорів

На рис. 5 ліворуч зображено ідеалізований MOSFET. На практиці термінали S та D польового транзистора завжди характеризуються власними опорами. Ці опори впливають на напруги, прикладені до транзистора, й позначаються на його характеристиках. Покажемо, як можна врахувати цей вплив.

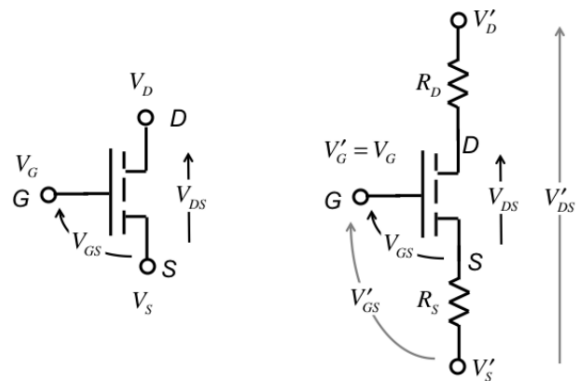


Рис. 5. Врахування опорів терміналів S та D MOSFET. Ліворуч: ідеалізований MOSFET. Праворуч: реальний MOSFET, де опори контактів S та D впливають на напруги.

З рис. 5 видно, що напругам V_D, V_S, V_G ідеалізованого транзистора відповідають реальні напруги V'_D, V'_S, V'_G . Опору терміналу затвору ми не враховуємо, бо в режимі сталого струму струм затвору нульовий, і відтак опір затвору не має значення. Проте опір затвору відіграє важливу роль у радіочастотних транзисторах, яких ми наразі не розглядаємо.

Зв'язок між ідеалізованими, внутрішніми напругами (без штрихів) й зовнішніми напругами (зі штрихами) записується виразами:

$$\begin{aligned} V_D &= V'_D - I_{DS}(V_D, V_S, V_G)R_D, \\ V_S &= V'_S + I_{DS}(V_D, V_S, V_G)R_S, \\ V_G &= V'_G. \end{aligned} \quad (38)$$

Нехай вихідна характеристика ідеалізованого транзистора $I_{DS}(V_D, V_S, V_G)$ відома. Якщо ми можемо виміряти опори R_S та R_D , то, розв'язуючи систему рівнянь (38), ми зуміємо від експериментальних значень напруг V'_D, V'_S, V'_G , перейти до внутрішніх напруг V_D та V_S і визначити таким чином характеристику $I_{DS}(V_D, V_S, V_G)$.

Рисунок 6 ілюструє вплив урахування опорів контактів S та D на вхідну характеристику. Згідно з (31), струм у лінійній області без урахування опорів R_S та R_D визначається виразом

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS} = V_{DS} / R_{ch}, \quad (39)$$

а з урахуванням опорів контактів

$$I_{DLIN} = V_{DS} / R_{tot}, \quad (40)$$

де

$$R_{tot} = R_{ch} + R_S + R_D = R_{ch} + R_{DS}. \quad (41)$$

Таким чином, вплив опорів контактів призводить до зменшення нахилу лінійної ділянки вхідної характеристики (рис. 6).

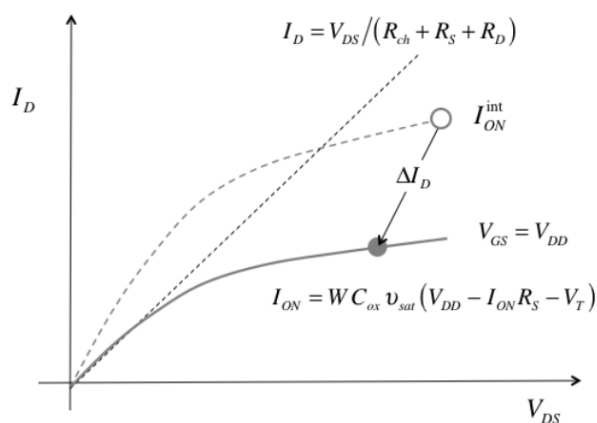


Рис. 6. Вплив опорів контактів S та D на ВАХ MOSFET. Пунктиром зображено вхідну характеристику без урахування опорів контактів. Урахування опорів R_S та R_D збільшує опір каналу провідності й знижує струм I_{ON} .

Як видно з рис.6, зменшується також струм насичення. В ідеальному транзисторі опір R_D не впливає на ту частину області насичення ВАХ, для якої $V_{DS} > V_{DSAT}$ (рис. 4), проте опір R_S зменшує напругу на затворі V_{GS} на величину $I_{DSAT}R_S$, тож замість (28) маємо

$$I_{DSAT} = W C_{ox} v_{sat} (V'_{GS} - I_{DSAT}R_S - V_T). \quad (42)$$

Максимальне значення напруги V_{DS} - це напруга живлення транзистора V_{DD} . Вплив опорів контактів незначний, якщо $I_{DSAT}R_S \ll V_{DD}$. Високу ефективність транзистора забезпечує значення

$$R_S \ll \frac{V_{DD}}{I_{DSAT}}. \quad (43)$$

Сучасні Si-MOSFET забезпечують струм $I_{ON} = 1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ при $V_{DD} = 1 \text{ B}$. Тож опір R_S повинен бути набагато менший від $1000 \text{ Ом} \cdot \mu\text{m}$, скажімо, $100 \text{ Ом} \cdot \mu\text{m}$. Хоч нас перш за все цікавить фізика ідеалізованого MOSFET, потрібно, однак, при аналізі експериментальних даних пам'ятати про роль опорів контактів. Мірою того, як канал провідності в транзисторах стає дедалі коротшим, коректно враховувати опори контактів стає дедалі складніше.

Скористаємося з формули (42) й оцінимо швидкість насичення v_{sat} струму I_{ON} , аналізуючи вихідну характеристику MOSFET з $L \approx 60 \text{ нм}$ на рис. 3. Отримане таким чином значення v_{sat} порівняємо з відомими даними для масивного кремнію. Параметри характеристики (рис. 3) такі:

$$\begin{aligned} I_{ON} &= 1180 \mu\text{A}/\mu\text{m}, \\ C_{ox} &= 1.55 \times 10^{-6} \text{ Ф}/\text{см}^2, \\ R_{DS} &= 220 \text{ Ом}, \\ V_T &= 0.25 \text{ B}, \\ V_{DD} &= 1.2 \text{ B}, \\ W &= 1 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

З (42) для v_{sat} одержуємо:

$$\begin{aligned} v_{sat} &= \frac{I_{DSAT}}{W C_{ox} (V_{GS} - V_T)} \equiv v_{inj}, \\ V_{GS} &= V_{DD} - I_{DSAT}R_{SD} / 2. \end{aligned} \quad (44)$$

Для наведених вище вихідних даних маємо:

$$v_{sat} = 0.92 \times 10^7 \text{ см/с}.$$

Цікаво, що одержане значення швидкості насичення струму в нанотранзисторі практично збігається зі значенням для масивного зразка кремнію ($1 \times 10^7 \text{ см/с}$). Однак, фізика насичення струму в цих двох випадках дуже різниться. Ми повернемося до цього питання пізніше, а надалі говоритимемо для нанотранзисторів не про швидкість насичення v_{sat} , а про швидкість впорскування (injection velocity) v_{inj} .

Можна було б очікувати, що традиційна модель MOSFET застосовна тільки для транзисторів з достатньо довгими каналами провідності, оскільки вона базується на таких припущеннях, як дифузійний транспорт в омічній області ВАР й насичення швидкості в високих полях. Але виявляється, що ця модель достатньо добре описує вихідні характеристики MOSFET з довжиною каналу, меншою від 100 нм, як це видно з рис. 7.

Для досягнення такої відповідності з експериментальними даними виявилось достатнім модифікувати два фізичні параметри в моделі *VS*, вважаючи їх припасованими параметрами теорії. Ці два параметри – швидкість впорскування v_{inj} (швидкість насичення v_{sat} в традиційній моделі) і формальна рухливість μ_{app} [16] (просто рухливість μ у традиційній моделі). Те, що проста традиційна модель MOSFET цілком задовільно описує сучасні нанотранзистори, свідчить, що ця модель насправді непогано враховує певні суттєві риси фізики нанотранзисторів, до опису яких ми перейдемо згодом.

8. Наближення виснаження і рівняння Пуассона

Досі ми обговорювали основні концепції базової моделі MOSFET. Вважаючи, що інверсійний заряд на початку каналу провідності визначається виразами

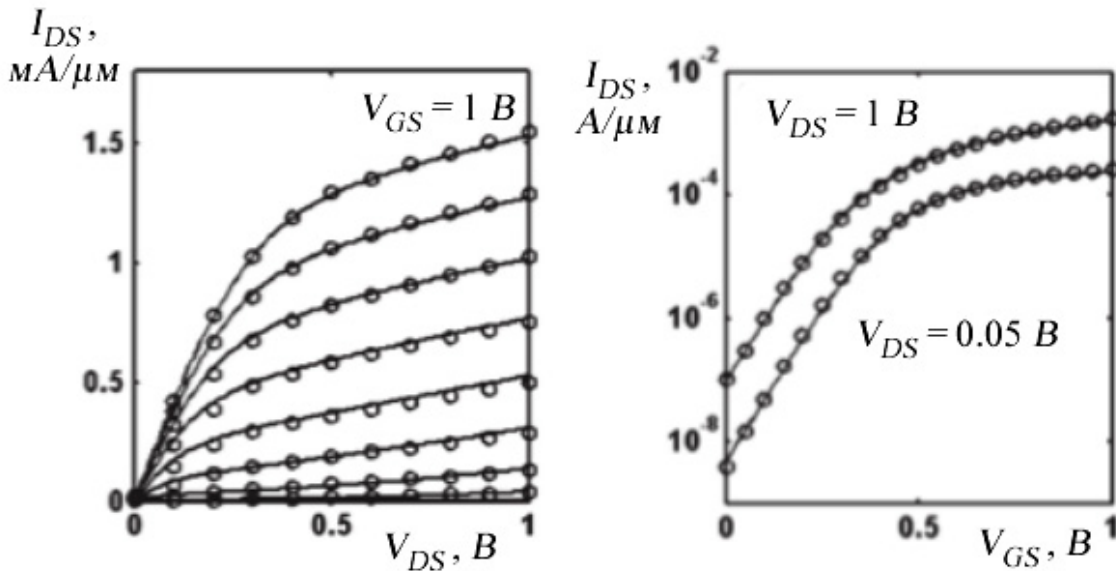


Рис. 7. Експериментальні й розраховані за моделлю віртуального витоку (*VS*) ВАР *n*-MOSFET з каналом завдовжки 32 нм. Ліворуч: Вихідні характеристики MOSFET, ввімкненого за схемою зі спільним витоком, з кроком $\Delta V_{GS} = 0.1 \text{ B}$. Праворуч: Передавальні характеристики. Використано модель *VS* вищого рівня [14], придатну як для підпорогових, так і для надпорогових напруг, яку буде докладно описано далі.

$$\begin{aligned}
 Q(V_{GS}) &= 0, \quad V_{GS} \leq V_T, \\
 Q(V_{GS}) &= -C_G(V_{GS} - V_T), \quad V_{GS} > V_T, \quad (45) \\
 V_T &= V_{T0} - \delta V_{DS},
 \end{aligned}$$

і використовуючи прості традиційні моделі для середньої швидкості електронів на початку каналу, ми одержали формули для моделювання вихідних характеристик MOSFET. Але поставмо подальші важливі запитання: чому заряд Q зростає лінійно зі збільшенням напруги на затворі при $V_{GS} > V_T$? Що таке ємність затвору C_G (вона дещо менша від C_{ox})? Як невеликий заряд при $V_{GS} < V_T$ змінюється зі зміною напруги затворі? Відповіді на ці запитання можна одержати, розглядаючи електростатику MOSFET уздовж каналу провідності. Крім того, виникають запитання щодо фізики *DIBL*: що саме визначає значення параметру δ ? Для відповіді на це запитання нам потрібно буде звернутися вже до 2D електростатики MOSFET. Розуміти електростатику MOSFET в напрямку, перпендикулярному до каналу провідності, та в площині вглиб підкладки для побудови теорії польових транзисторів конче необхідно, оскільки саме електростатика визначає, як напруги на терміналах транзистора впливають на бар'єр каналу провідності [6, 7].

Енергія та вигин зон

Ми хочемо зрозуміти, яким чином термінальні напруги і дизайн MOSFET впливають на електростатичний потенціал $\psi(x, y, z)$. При цьому виберемо напрям осей системи координат так, як це зображено на рис.8: вісь x направлено від виток до сток, вісь y – углиб напівпровідникової підкладки, вісь z – уздовж ширини каналу провідності. Потрібно буде розв'язати рівняння Пуассона

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{D}(x, y, z) &= \rho(x, y, z), \\
 \nabla^2 \psi(x, y, z) &= -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_s}, \quad (46)
 \end{aligned}$$

де $\vec{D} = \epsilon_s \vec{E}$ – вектор зміщення, ρ – густина заряду, ϵ_s – діелектрична проникність напівпровідника, який вважаємо просторово однорідним.

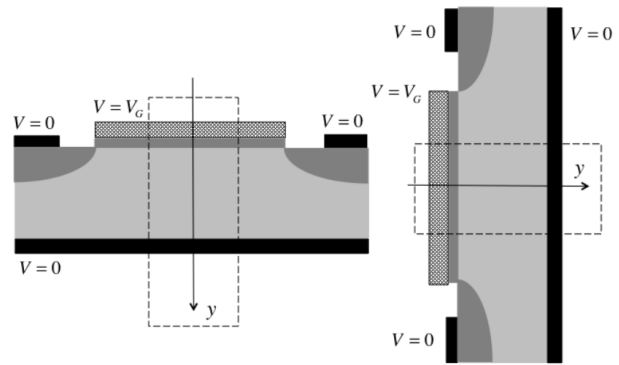


Рис. 8. Вибір напрямку осі y вглиб напівпровідникової підкладки (ліворуч) та орієнтація каналу провідності (знизу – вгору) при зображенні зонних діаграм (праворуч).

У загальному випадку слід шукати просторовий розв'язок, але зазвичай вважають, що канал провідності однорідний по ширині (вздовж осі z), тож досить 2D розв'язку в площині xu . Ми почнемо аналіз із електростатики в напрямку, перпендикулярному до каналу вглиб напівпровідникової підкладки. Отже, ми маємо достатньо довгий канал і розглянемо поведінку $\psi(y) \propto y$ посередині каналу, де вплив потенціалів з боку виток та сток мінімальний, тож 2D ефектами (вздовж осі x) можна знехтувати.

Для аналізу розв'язку рівняння Пуассона зручно скористатися з зонних діаграм. Розглянемо вплив напруги на затворі на залежність $E(y)$ вглиб каналу провідності в напівпровідниковій підкладці. Рисунок 9 ілюструє ситуацію, коли зони плоскі, тобто потенціал нульовий (чи сталий в напрямку y) і зона енергія не залежить від глибини y .

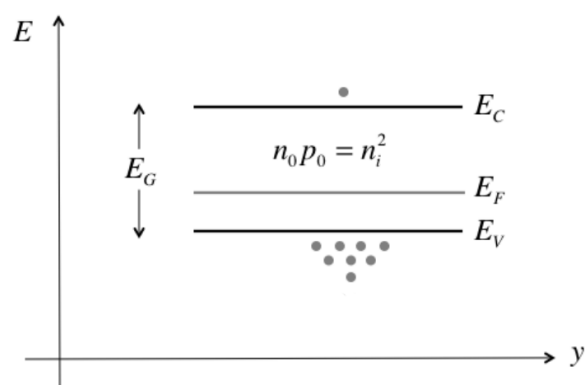


Рис. 9. При сталому електростатичному потенціалі зони плоскі. Зображено заборонену зону з шириною E_G .

Концентрації електронів n_0 та дірок p_0 залежать експоненційно від різниці енергій між краями зони провідності E_C і валентної зони E_V та енергією Фермі E_F , див. рис. 9.

$$n_0 = N_C e^{(E_F - E_C)/kT}, p_0 = N_V e^{(E_V - E_F)/kT} \quad (47a)$$

При цьому ми вважали, що носії струму не вироджені й описуються статистикою Больцмана. Передекспоненційні множники в (47a), які для 3D системи дорівнюють (див. напр. [17], або будь-який інший класичний університетський підручник з фізики напівпровідників)

$$N_C \equiv 2 \left[\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right]^{3/2}, \quad N_V \equiv 2 \left[\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right]^{3/2}, \quad (47b)$$

носять назви ефективної густини станів електронів у зоні провідності та ефективної густини станів дірок у валентній зоні (у (47b) m_n та m_p – ефективні маси електронів та дірок). Походження цієї назви відображає ту обставину, що, якби всі енергетичні стани зони провідності «ефективно сумістити» з дном зони провідності E_C , то в результаті концентрація електронів n_0 дорівнювала б добутковій «ефективного числа» таких станів N_C та ймовірності того, що стан з енергією E_C заповнений електроном (перший з виразів (47a)).

Значення N_C та N_V для кімнатної температури для кремнію мають порядок 10^{19} см^{-3} , відмінність між ними зумовлена різницею ефективних мас електронів m_n та дірок m_p . Для інших напівпровідників ці значення дещо різняться (табл. 1).

Таблиця 1

Значення N_C та N_V для Ge, Si та GaAs при 300 К, см^{-3}

	Ge	Si	GaAs
N_C	1.04×10^{19}	2.8×10^{19}	4.7×10^{17}
N_V	6.0×10^{18}	1.04×10^{19}	7.0×10^{18}

Як правило, концентрації носіїв у напівпровідниках із достатньо широкою забороне-

ною зоною (для кремнію $E_G = 1,1 \text{ eV}$) зумовлені не термічними переходами електронів з валентної зони в зону провідності, а наявністю домішок – донорів та акцепторів. Перші з них, іонізуючись, віддають електрони в зону провідності, а другі – дірки у валентну зону. Так само як правило концентрація носіїв одного знаку заряду суттєво переважає концентрацію носіїв другого знаку. При цьому основними носіями в матеріалі n -типу є електрони, а основними носіями в матеріалі p -типу – дірки. За умови, коли заборонена зона достатньо широка і «власними» носіями, зумовленими термічними переходами між валентною зоною і зоною провідності можна знехтувати, а температура достатньо висока, щоб вважати усі донори й акцептори іонізованими (для кремнію це припущення добре працює за кімнатної температури для так званих «мілких» донорів, і дещо гірше – для «мілких» акцепторів [17]), концентрації основних носіїв струму даються простими виразами

$$\begin{aligned} n_0 &= N_D - N_A, \\ p_0 &= N_A - N_D, \end{aligned} \quad (48)$$

де N_D та N_A – концентрації донорів та акцепторів. Концентрації неосновних носіїв струму можна знайти з фундаментального для статистики електронів і дірок у напівпровідниках співвідношення

$$n_0 p_0 = n_i^2, \quad (49)$$

де n_i – концентрація «власних» носіїв, яка складає для Si близько 10^{10} см^{-3} при 300 К і залежить від E_G та T :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right).$$

Рисунок 10 показує, як впливає позитивний потенціал на затворі на хід електростатичного потенціалу. Потенціал ψ_s на поверхні напівпровідника буде позитивний: $0 < \psi_s < V_{GS}$. Якщо підкладка напівпровідника заземлена ($\psi|_{y \rightarrow \infty} = 0$), можна очікувати, що електростатичний потенціал експоненційно спадає до нуля.

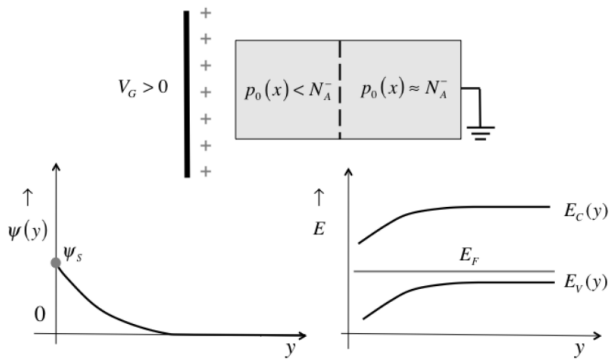


Рис. 10. Вплив позитивної напруги на затворі ($V_{GS} > 0$) на хід електростатичного потенціалу (ліворуч) і вигин зон (праворуч).

Позитивний електростатичний потенціал знижує потенціальну енергію електронів, тож зони вигинаються зі зміною електростатичного потенціалу як

$$E_C(y) = \text{Const} - q\psi(y). \quad (50)$$

Якщо електростатичний потенціал спадає від поверхні підкладки вглиб, то енергія зон у тому ж напрямку зростає (рис. 10).

Переходячи до розгляду вигину зон, спричиненого напругою на затворі, насамперед визначимо певні поняття (рис. 11). Спочатку розглянемо гіпотетичний ідеальний «металічний» затвор, фермівський рівень E_{FM}^0 якого збігається з рівнем Фермі E_F кремнієвої підкладки (рис. 11/ліворуч). Таку ситуацію називають умовою плоских зон (flatband/FB condition) – зони в кремнії і в діелектричному прошарку плоскі.

Для цього гіпотетичного затвору плоскі зони відповідатимуть нульовій напрузі $V'_G = 0$. Штрих підкреслює гіпотетичність такого затвору. Адже на практиці завжди має місце різниця робіт виходу Φ_{MS} металічного електроду затвору і напівпровідникової підкладки. Тому зазвичай умова плоских зон при $V_G = 0$ не виконується, і тільки напруга на затворі $V_G = V_{FB} = \Phi_{MS}/q$ може зробити зони плоскими, «компенсувавши» різницю робіт виходу.

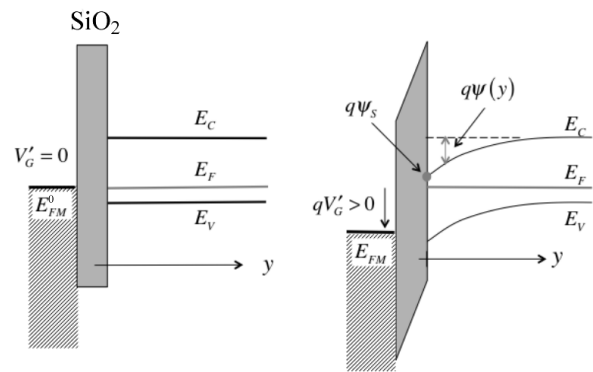


Рис. 11. Ліворуч: Виконання умови плоских зон в ідеалізованій структурі MOSFET. Праворуч: Вигин зон як наслідок прикладання до затвору позитивної напруги.

Нагадаємо, що за прикладення позитивної напруги на контакт його рівень Фермі знижується. Як зображено на рис. 11, фермівський рівень електроду затвору знижується від значення E_{FM}^0 при $V'_G = 0$ до значення $E_{FM} = E_{FM}^0 - qV'_G$. Позитивний потенціал, прикладений до затвору, знижує електростатичний потенціал в оксиді кремнію і в напівпровідниковій підкладці, як це впливає з розв'язків рівнянь Лапласа і Пуассона, до розгляду яких ми перейдемо нижче. Якщо за нуль відліку електростатичного потенціалу взяти його значення в масивній підкладці, $\psi|_{y \rightarrow \infty} = 0$, то електростатичний потенціал на глибині y від поверхні підкладки визначається виразом

$$\psi(y) = \frac{E_C(\infty) - E_C(y)}{q}. \quad (51)$$

Важливо (див. рис. 11/праворуч), що рівень Фермі в напівпровіднику плоский, навіть коли до затвору прикладено напругу. Це пов'язано з тим, що діелектричний прошарок не дає струмові затвору пройти в підкладку, і тому і металічний контакт затвору, і напівпровідникова підкладка перебувають у рівновазі окремо одне від одного з різними рівнями Фермі.

Тепер перейдемо до обговорення вигину зон тоді, коли до затвору прикладено напругу різних знаків. Звернімо увагу, що на рис. 12 зображено напівпровідник p -типу, де рівень Фермі розташований ближче до вершини ва-

лентної зони, аніж до дна зони провідності, і концентрація електронів у якому отже нижча від концентрації дірок. Якщо до затвору прикладено негативну напругу, то в діелектричному прошарку і в напівпровіднику індукується негативний електростатичний потенціал і зони вигинаються вгору, поверхневий потенціал негативний: $\psi|_{y=0} = \psi_S < 0$. Це означає, що поблизу межі поділу діелектрик/напівпровідник збільшується концентрація дірок, оскільки валентна зона вигинається вгору назустріч рівню Фермі (див. вирази (47a)). Сумарний заряд поблизу поверхні напівпровідника позитивний. Цей накопичений заряд (accumulation charge) локалізується дуже близько до поверхні підкладки, часом його навіть можна апроксимувати δ -функцією. Коли йдеться про накопичений додатковий дірковий заряд біля поверхні напівпровідника p -типу (або про електронний – біля поверхні напівпровідника n -типу), говорять про виникнення області, збагаченої основними носіями, або ж області збагачення.

Коли до затвору прикладено позитивну напругу, в діелектричному шарі і в напівпровіднику індукується позитивний електростатичний потенціал і зони вигинаються вниз, поверхневий потенціал додатний: $\psi|_{y=0} = \psi_S > 0$. Оскільки валентна зона вигинається вниз від рівня Фермі (рис. 12/праворуч), концентрація дірок біля поверхні зменшується. Це легко зрозуміти: позитивний потенціал затвору відштовхує позитивно заряджені дірки від поверхні поділу діелектрик/підкладка. Слід тільки пам'ятати, що «дірки», попри загальноживаність поняття, є корисною математичною абстракцією, – реальними носіями струму в «дірковому» напівпровіднику залишаються електрони, які рухаються у валентній зоні. Результатом прикладення позитивної напруги до затвору є поява шару виснаження (depletion layer) завтовшки W_D , у якому концентрація дірок дуже мала, $p_0 \ll N_A$ (рис. 10). Якщо вигин зон не надто великий, то концентрація електронів також невелика. Натомість у випадку великого вигину зон

накопичення/збагачення

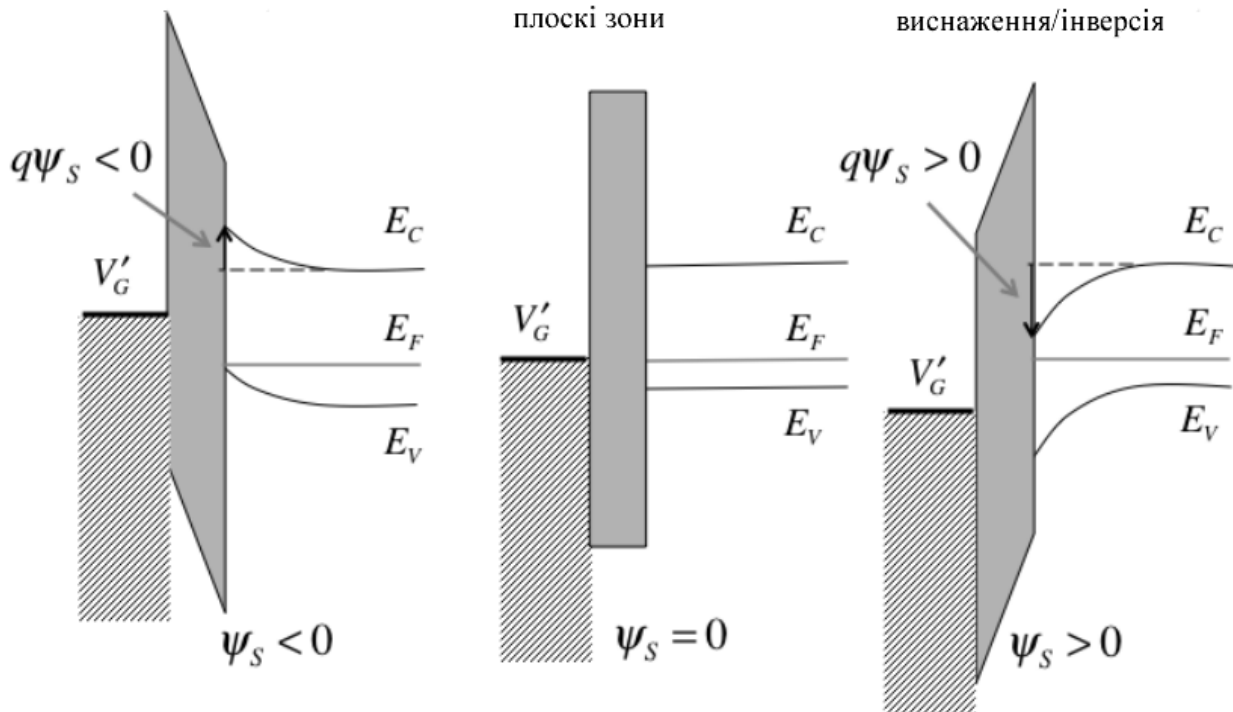


Рис. 12. Характер вигину зон при трьох різних напругах на затворі: накопичення носіїв (ліворуч $V_{GS} < 0$), виснаження/інверсія (праворуч $V_{GS} > 0$), плоскі зони (по центру $V_{GS} = 0$).

вниз електрони накопичуються поблизу поверхні поділу, утворюючи в матеріалі p -типу інверсійний шар (inversion layer) з провідністю n -типу, що поєднує дві n -леговані області поблизу контактів S та D , що й відповідає за виникнення струму в MOSFET. Ми ще повернемося до явища інверсії далі.

Нарешті, нагадаємо, що зонні діаграми на рис. 12 описують підкладку з p -Si. Однак легко уявити картину й для підкладки n -типу. Терміни «накопичення/збагачення» і «виснаження» завжди вказують на збільшення чи зменшення концентрації основних носіїв струму, а термін «інверсія» завжди стосується неосновних носіїв струму. Наведемо зведену таблицю трьох режимів та двох перехідних станів – накопичення, плоских зон, виснаження, порогу та інверсії – для підкладки з електронною та дірковою провідністю.

Рівняння Пуассона – Больцмана

Наше завдання – описати залежність сумарного заряду в напівпровіднику

$$Q_s = \int_0^{\infty} \rho(y) dy = q \int_0^{\infty} (p_0(y) - n_0(y) + N_D - N_A) dy \quad (52)$$

[К/м²]

від електростатичного потенціалу ψ . Нижній індекс «0» означає, що напівпровідникова підкладка перебуває в рівновазі. Нас також цікавитиме заряд, зумовлений рухливими електронами,

$$Q = -q \int_0^{\infty} n_0(y) dy, \quad [К/м^2] \quad (53)$$

оскільки саме електрони є носіями струму в MOSFET.

Для знаходження ходу потенціалу в на-

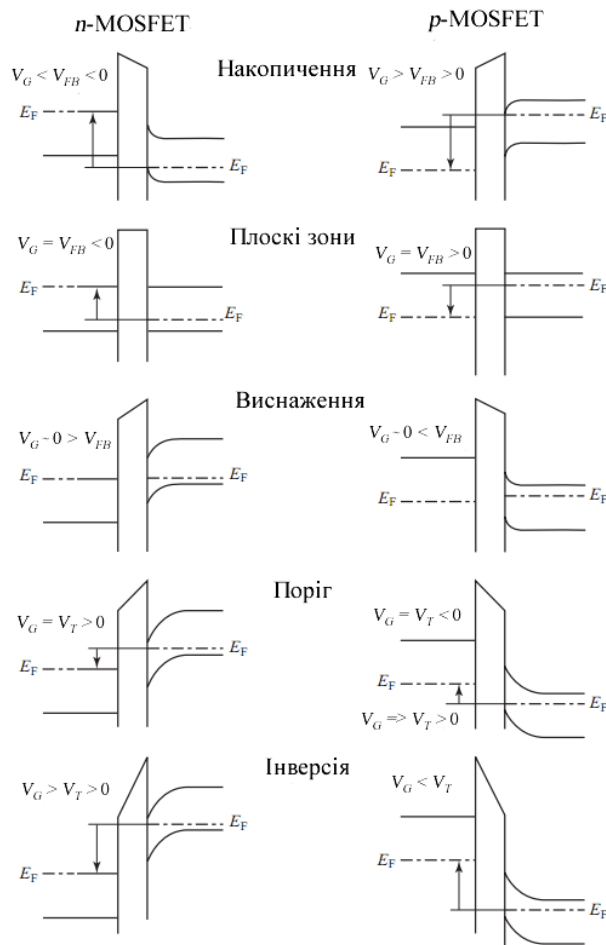


Рис. 13. Характер вигину зон для трьох режимів та двох перехідних станів – накопичення, плоских зон, виснаження, порогу та інверсії. Негативній напрузі на затворі відповідають стрілки «вгору», а позитивній – стрілки «вниз» [18].

півпровіднику потрібно розв'язати рівняння Пуассона. Запишемо це рівняння для одновимірного випадку:

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = \frac{-q}{\varepsilon_s} (p_0(y) - n_0(y) + N_D - N_A). \quad (54)$$

Ми розглядаємо напівпровідник p -типу, для якого можемо вважати $N_D = 0$. Також нагадаємо (54), записано в припущенні, що всі акцептори іонізовані, тому негативний заряд у напівпровіднику утворюють рухливі електрони і нерухомі іонізовані акцептори. Оскільки в цілому підкладка (B) електронейтральна, то $p_B - n_B - N_A = 0$, отже $N_A = p_B - n_B$, і рівняння Пуассона можна переписати як

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = \frac{-q}{\varepsilon_s} (p_0(y) - n_0(y) + n_B - p_B), \quad (55)$$

де

$$p_B \cong N_A, \quad n_B \cong n_i^2/N_A. \quad (56)$$

Підкреслимо: формули (56) описують рівноважні концентрації основних і неосновних носіїв у кремнієвій підкладці. З урахуванням (56) перепишемо (55) як

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = \frac{-q}{\varepsilon_s} (p_0(y) - N_A - n_0(y) + n_i^2/N_A). \quad (57)$$

У цьому рівнянні три невідомих: $\psi(y)$, $n_0(y)$ та $p_0(y)$. Тому потрібно сформулювати ще два рівняння. Пригадаємо, що MOSFET перебуває в рівновазі за будь-якої напруги на затворі, оскільки діелектричний прошарок в ідеалі не пропускає струм. А в рівновазі концентрації носіїв струму залежать від розташування рівня Фермі (у рівноважному стані він від координати не залежить) і від енергій країв зон (47а). Тому можна записати:

$$\begin{aligned} n_0(y) &= n_B e^{+q\psi(y)/kT} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{+q\psi(y)/kT}, \\ p_0(y) &= p_B e^{-q\psi(y)/kT} = N_A e^{-q\psi(y)/kT}, \end{aligned} \quad (58)$$

і остаточно рівняння (57) набуде вигляду:

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = \frac{-q}{\varepsilon_s} \left[N_A (e^{-q\psi(y)/kT} - 1) - \frac{n_i^2}{N_A} (e^{+q\psi(y)/kT} - 1) \right]. \quad (59)$$

Це рівняння у фізиці напівпровідників відоме як рівняння Пуассона – Больцмана. Насправді жоден з цих двох учених не мав відношення до його запису; назва відображає тільки те, що рівняння Пуассона поблизу поверхні напівпровідника записано для невироджених електронів і дірок, які підкоряються статистиці Больцмана. В нашому випадку воно описує напівпровідник p -типу в рівновазі, з повністю іонізованими акцепторами. Залишилося записати крайові умови. Для напівнескінченного напівпровідника маємо:

$$\begin{aligned} \psi|_{y=0} &= \psi_s, \\ \psi|_{y \rightarrow \infty} &= 0. \end{aligned} \quad (60)$$

На практиці значення ψ_s зазвичай визначається потенціалом затвору.

Методи розв'язування нелінійного диференційного рівняння Пуассона – Больцмана докладно викладено в [8, 9, 17]. Можна отримати його наближені аналітичні розв'язки, коли напівпровідникова підкладка MOSFET перебуває в режимі накопичення, чи виснаження, чи сильної інверсії.

Наближення виснаження

Достовірний наближений розв'язок для електростатичного потенціалу й електричного поля можна одержати, якщо транзистор перебуває в режимі виснаження. В цьому випадку зони в матеріалі p -типу вигинаються біля поверхні вниз і концентрація дірок на глибині $y \sim \ll W_D$ робиться зникомо малою. В режимі виснаження дно зони провідності розташоване все ще достатньо високо над рівнем Фермі (це не так у режимі інверсії), і концентрація електронів, як і дірок, мала. Врешті-решт, зарядова густина, яка входить до (57)

$$\rho(y) = q(p_0(y) - n_0(y) + N_D - N_A) \quad (61)$$

суттєво спрощується, і визначається в області просторового заряду виключно іонізованими акцепторами:

$$\rho(y) = \begin{cases} -qN_A, & (y < W_D) \\ 0 & (y \geq W_D) \end{cases} \quad (62)$$

Таке наближення виснаження адекватно відображає реальну фізичну ситуацію і дозволяє одержати простий аналітичний розв'язок.

Рисунок 14 зображує зонну діаграму в режимі виснаження й відповідний хід електричного поля в *n*-MOSFET, що є розв'язками рівняння Пуассона – Больцмана:

$$\frac{dD}{dx} = \frac{d(\varepsilon_s E)}{dx} = \varepsilon_s \frac{dE}{dx} = \rho(y) = -qN_A, \quad (63)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-qN_A}{\varepsilon_s}.$$

Якщо концентрація акцепторів однорідна, тоді електричне поле спадає вглиб підкладки лінійно (рис. 14/праворуч):

$$E(y) = \frac{qN_A}{\varepsilon_s} (W_D - y). \quad (64)$$

Важливою величиною є електричне поле на поверхні напівпровідникової підкладки

$$E|_{y=0} = E_s = \frac{qN_A}{\varepsilon_s} W_D. \quad (65)$$

Електростатичний потенціал визначається через електричне поле як:

$$\psi(y) = -\int_{\infty}^y E(y') dy'. \quad (66)$$

Падіння потенціалу на довжині області виснаження ψ_s (рис. 14/ліворуч) – це площа під кривою $E(y) \propto y$:

$$\psi_s = \frac{1}{2} E_s W_D, \quad (67)$$

звідки, використовуючи (65), одержуємо важливий результат:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \psi_s}{qN_A}}. \quad (68)$$

Повний заряд у напівпровідниковій підкладці дорівнює

$$Q_s = \int_0^{\infty} \rho(y) dy \approx Q_D = -qN_A W_D = \varepsilon_s E_s, \quad [K/m^2] \quad (69)$$

а з (68) та (69) одержуємо ще один важливий результат:

$$Q_D \approx -\sqrt{2qN_A \varepsilon_s \psi_s}. \quad (70)$$

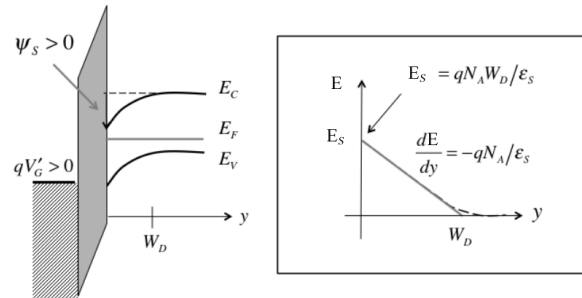


Рис. 14. Ефект виснаження в *n*-MOSFET. Ліворуч: зонна діаграма. Праворуч: Хід електричного поля вглиб підкладки (пунктирна лінія), пряма лінія відповідає наближенню виснаження.

Звернімо увагу, що в режимі виснаження повний заряд у підкладці Q_s практично дорівнює зарядові в шарі виснаження Q_D .

Досі ми розглядали підкладку *p*-типу. Відповідні рівняння легко записати й для підкладки *n*-типа. Як ми вже відзначали, отримані прості розв'язки для режиму виснаження адекватно описують експериментальну ситуацію. Проте аналіз у випадку режимів накопичення й інверсії виявляється значно складніший.

Інверсія

Рисунок 15 демонструє зонні діаграми та зміну заряду в умовах інверсії: великий потенціал ψ_s вигинає зону провідності біля поверхні, наближаючи її дно до рівня Фермі (рис. 15/ліворуч), так що концентрація електронів біля поверхні стає значною і перевищує концентрацію дірок (рис. 15/праворуч). Зв'язок між концентрацією електронів біля поверхні і в глибині підкладки описується виразом (58). Відтак визначмо величину потенціалу ψ_s , за якої під поверхнею виникає область *n*-типу, інверсна щодо провідності підкладки *p*-типу? З формули (58), переписаної як

$$n_0|_{y=0} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{+q\psi_s/kT} = N_A \quad (71)$$

одержуємо відповідь:

$$\begin{aligned} \psi_S &= 2\psi_B, \\ \psi_B &= \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right). \end{aligned} \quad (72)$$

Формула (72) показує: для потенціалів ψ_S , більших від $2\psi_B$, поблизу поверхні поділу діелектрика з напівпровідником p -типу утворюється шар n -типу. Таким чином, напруга на затворі, яка створює потенціал ψ_S , що перевищує $2\psi_B$, призводить до появи каналу провідності n -типу, що сполучає області n -типа поблизу терміналів S та D і переводить транзистор у режим «ON». Ця напруга на затворі, необхідна для створення такого поверхневого потенціалу ψ_S , і є пороговою напругою V_T .

В умовах інверсії область інверсії досягає глибини (рис. 15/праворуч)

$$W_T = W_D(2\psi_B) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(2\psi_B)}{qN_A}}. \quad (73)$$

Повний заряд на одиницю поверхні в області виснаження, як видно з рис.15/праворуч, дорівнює

$$Q_D = -qN_A W_T. \quad [K/m^2] \quad (74)$$

Натомість заряд інверсійного шару, що спричинений електронами поблизу межі поділу SiO_2/p -Si, як видно з того ж рисунку, можна отримати шляхом інтегрування по осі y концентрації цих електронів:

$$Q_n = q \int_0^\infty n_0(y) dy. \quad [K/m^2]. \quad (75)$$

Таким чином, повний заряд в напівпровіднику в умовах інверсії (рис. 15/праворуч) дорівнює

$$Q_S = Q_D + Q_n. \quad (76)$$

Важливо, що струм у MOSFET проводить лише інверсійний шар. Пізніше ми встановимо зв'язок між зарядом в інверсійному шарі й напругою на затворі.

Вплив підкладки

Досі ми вивчали електростатику MOSFET посередині достатньо довгого каналу провідності, де бічні електричні поля, створювані p - n -переходами, були малі, й тому здавалося, що досить розглянути задачу вздовж однієї осі y . Але насправді впливом p - n -переходів знехтувати не можна, як це показує рис. 16.

Висота бар'єру в умовах нульових напруг на терміналах транзистора є просто qV_{bi} , де вбудований потенціал (built-in potential) p - n -переходів у стандартній теорії напівпровід-

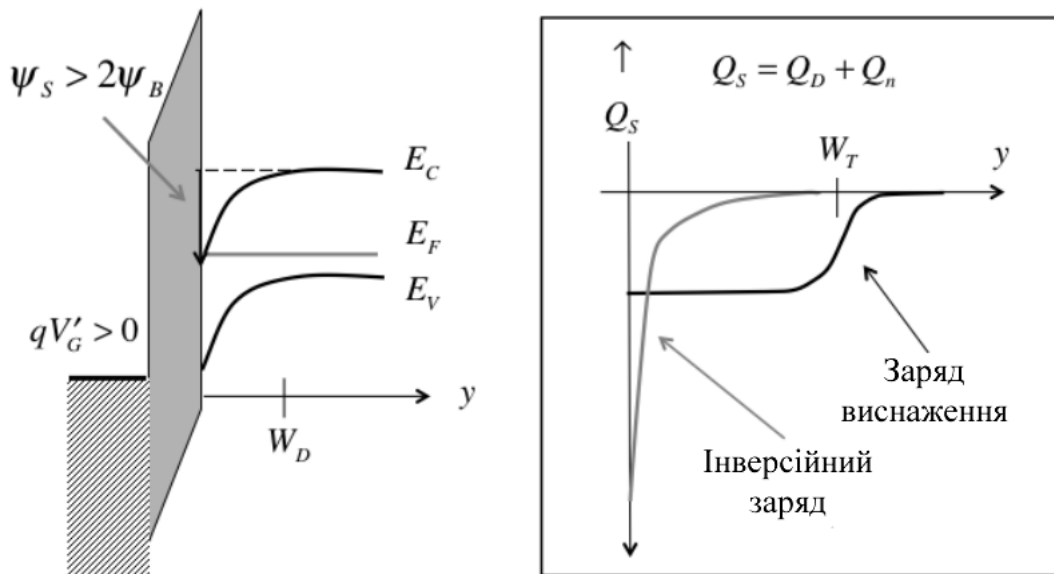


Рис. 15. Режим інверсії в напівпровіднику. Ліворуч: зонна діаграма. Праворуч: густина заряду вглиб підкладки. Густина інверсійного заряду різко зростає поблизу поверхні поділу.

ників [6, 7] визначається виразом

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (77)$$

Цей енергетичний бар'єр значний, тому тільки лічені електрони з боку як виток, так і стоку можуть його подолати.

Пунктирна лінія на рис. 16 відповідає поверхневому потенціалу $\psi_S = 2\psi_B$. Бар'єр знижується до

$$E_b = q(V_{bi} - 2\psi_B) = kT \ln \frac{N_D}{N_A}. \quad (78)$$

Для типових значень $N_D = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ та $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ знижений бар'єр становить наближено $E_b \approx 0.1 \text{ eV}$. При кімнатній температурі ($kT = 0,026 \text{ eV}$) помітна частина електронів з витоків може ефективно долати цей бар'єр і входити в інверсійний шар.

Тепер розглянемо ситуацію на рис. 17, де зображено зонні діаграми, коли на витік та стік подано позитивну напругу, так звану напругу зворотного зміщення (reverse bias) V_R .

За умови плоских зон (суцільна лінія) висота бар'єру збільшується до $q(V_{bi} + V_R)$. Точкова лінія відповідає зонній діаграмі для $\psi_S = 2\psi_B$, початку інверсії (рис. 16). У цьому випадку, однак, бар'єр усе ще великий, і лише мала частина електронів може його подолати. Отримати такий самий невисокий бар'єр, як на рис. 16, можна при поверхневому потенціалі $\psi_S = 2\psi_B + V_R$ (пунктирна лінія).

На рис. 18 для поверхневого потенціалу $\psi_S = 2\psi_B + V_R$ зображено хід тих самих зон углиб напівпровідникової підкладки, в напрямку осі y (рис. 17), а не вздовж каналу провідності (в напрямку осі x).

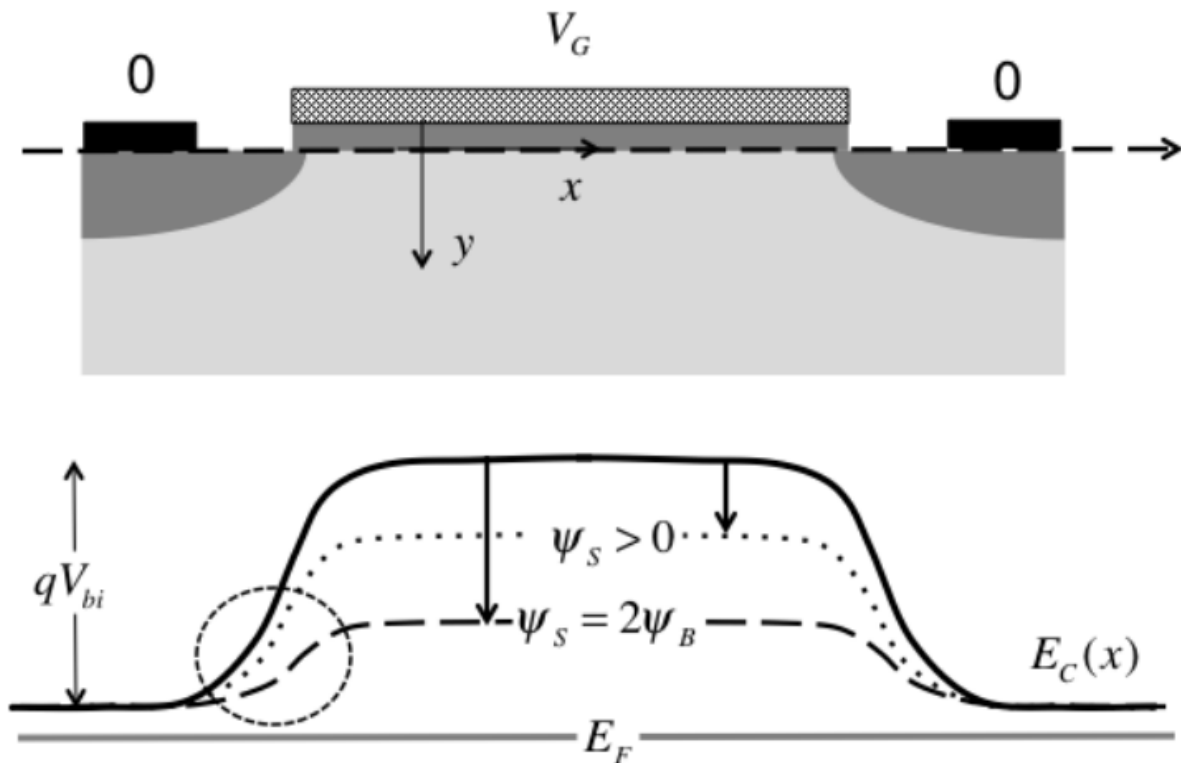


Рис. 16. Енергія дна зони провідності вздовж каналу на поверхні підкладки ($y = 0$) від витоків і до стоку. Суцільна лінія відповідає умові плоских зон у підкладці. Точкова лінія відповідає поверхневому потенціалу $\psi_S > 0$, а пунктирна - потенціалу $\psi_S = 2\psi_B$.

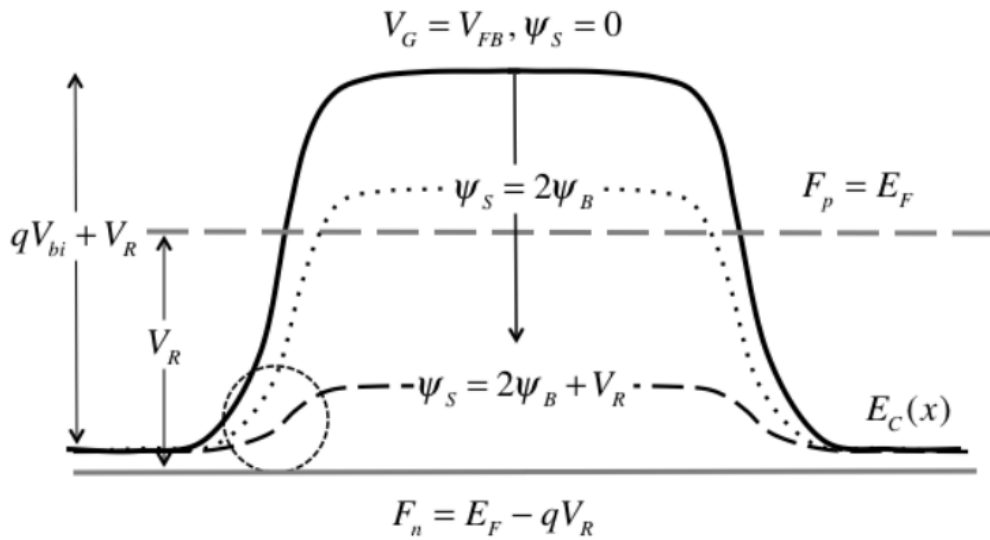


Рис. 17. Зона провідності вздовж каналу на поверхні підкладки ($y = 0$) від витoku до стоку за прикладення напруги зворотного зміщення V_R між S і D та підкладкою B . Суцільна лінія відповідає умові плоских зон у підкладці. Точкова лінія відповідає поверхневому потенціалу $\psi_S = 2\psi_B$, а пунктирна - $\psi_S = 2\psi_B + V_R$.

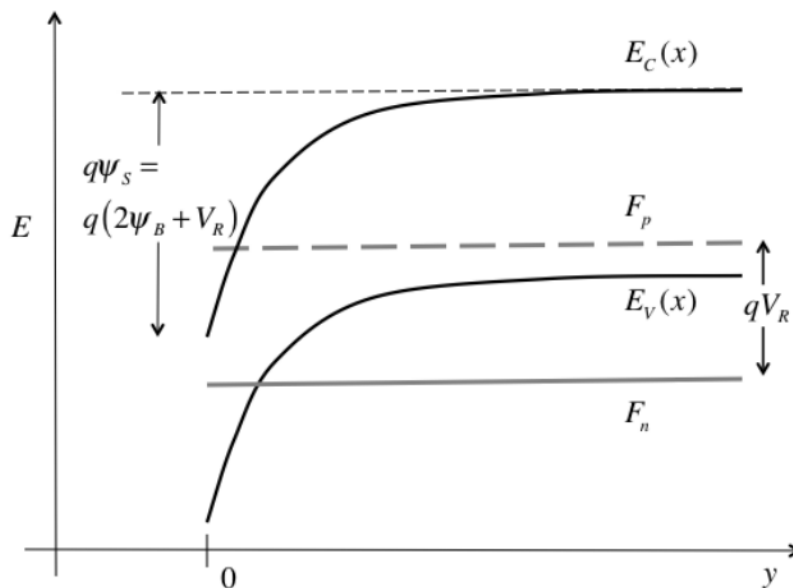


Рис. 18. Хід енергії зон вглиб напівпровідникової підкладки для точки посередині каналу провідності за прикладення напруги зворотного зміщення V_R між S та D і підкладкою B . Графіки відповідають випадку $\psi_S = 2\psi_B + V_R$ на рис. 17. Звернімо увагу на розщеплення між квазі-фермієвськими рівнями електронів та дірок за прикладення V_R : електронний рівень знижується на величину qV_R

Звернімо увагу, що дірковий квазі-фермієвський рівень F_p (пунктирна лінія на рис. 18) розташований там, де був єдиний для електронів та дірок рівень Фермі за нульової напруги на витoku і стоку, а коли прикладено

напругу зворотного зміщення, квазі-фермієвський рівень для електронів знижується на qV_R . Електронний квазі-фермієвський рівень контролює концентрацію електронів у напівпровіднику. Для досягнення тієї ж електро-

ної концентрації при настанні інверсії, як і в випадку для $V_R = 0$, зони повинні додатково вигнутися вниз на величину qV_R .

Для появи інверсійного шару на витoku каналу провідності зони повинні вигнутися вниз на $q(2\psi_B + V_R)$. Причина зростання порогової напруги є збільшення заряду виснаження. З (79) випливає

$$Q_D \approx -\sqrt{2qN_A \varepsilon_s \psi_S} = -\sqrt{2qN_A \varepsilon_s (2\psi_B + V_R)}. \quad (79)$$

Прикладення напруги зворотного зміщення на виток суттєво збільшує заряд у шарі виснаження при вході в режим інверсії.

Хоча бар'єри p - n -переходів стали суттєво нижчими, ми можемо, однак вважати, що напівпровідник усе ще перебуває в стані рівноваги, бо в режимі зворотного зміщення, або навіть за прикладеного невеликого прямого зміщення електричний струм усе ще дуже малий.

Проілюструємо чисельно деякі результати на прикладі кремнію p -типу з характеристиками:

$$\begin{aligned} N_A &= 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \\ N_V &= 1.81 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \\ n_i &= 1.00 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} \\ \varepsilon_s &= 11.7 \\ T &= 300 \text{ К} \end{aligned}$$

Відповімо на подальші п'ять запитань:

1) Де розташовано рівень Фермі в кремнієвій підкладці (B)?

Відповідь знайдемо з виразу:

$$p_{0B} = N_A = N_V e^{(E_V - E_F)/kT} \Rightarrow E_F - E_V = kT \ln \frac{N_V}{N_A} = 0.075 \text{ eV}.$$

Як бачимо, рівень Фермі розташовано достатньо близько від вершини валентної зони і далеко від дна зони провідності (нагадаємо: ширина забороненої зони в кремнії 1,1 eV).

2) Який поверхневий потенціал ψ_S при вході в режим інверсії? Відповідь:

$$\begin{aligned} \psi_S &= 2\psi_B, \\ \psi_B &= \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0.48 \text{ В}, \\ \psi_S &= 0.96 \text{ В}. \end{aligned} \quad (80)$$

Отже, щоб створити область n -типу під поверхнею підкладки p -типу, потрібно зону провідності вигнути вниз якомога ближче до рівня Фермі, тобто майже на величину енергії забороненої зони.

3) Яка глибина шару виснаження при вході в режим інверсії? Відповідь:

$$W_T = \sqrt{4\varepsilon_s \psi_B / qN_A} = 36 \text{ нм}.$$

4) Який повний поверхневий заряд Q_D у шарі виснаження? Відповідь:

$$Q_D = -qN_A W_T = -\sqrt{2q\varepsilon_s N_A (2\psi_B)} = -5.8 \times 10^{-6} \text{ [К/см}^2\text{]} \quad (81)$$

або через поверхневу концентрацію

$$|Q_D|/q = 3.6 \times 10^{12} \text{ [см}^{-2}\text{]}$$

5) Яке електричне поле на поверхні підкладки? Відповідь:

$$E_s = -Q_D/\varepsilon_s = 5.6 \times 10^6 \text{ В/см}.$$

Це поле достатньо сильне.

Обговорімо зв'язок заряду в напівпровіднику і вигину зон. Ми вище вже розглядали, яким чином вигин зон (поверхневий потенціал ψ_S) контролює заряд у напівпровіднику. Рисунок 12 зображує вигин зон у режимах накопичення й виснаження/інверсії, а рис. 19 демонструє, що в режимі накопичення дірковий заряд основних носіїв зростає експоненційно зі збільшенням від'ємного значення ψ_S . В області виснаження, як видно з формули (70), заряд $|Q_S| \propto \sqrt{\psi_S}$. В області інверсії електронний заряд неосновних носіїв зростає експоненційно зі збільшенням додатного $\psi_S > 2\psi_B$.

У наступних статтях ми одержимо наближені розв'язки рівняння Пуассона – Больцмана для режимів накопичення та інверсії, але загальний хід $Q_S(\psi_S)$ уже нескладно уявити.

Наведемо критерії для слабкої, помірної та сильної інверсії. Раніше ми показали, що для режиму інверсії потрібне виконання співвідношення $\psi_S > 2\psi_B$, однак, цей режим встановлюється поступово. Відзначмо, що при $\psi_S = \psi_B$ концентрації електронів та дірок на поверхні напівпровідника однакові:

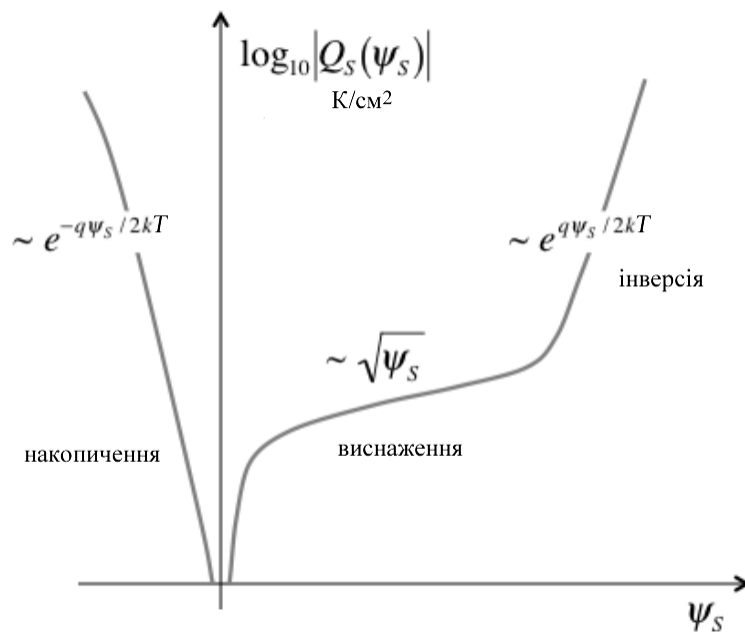


Рис. 19. Залежність заряду в напівпровіднику p -типу зі зміною поверхневого потенціалу.

$n_0(0) = p_0(0)$. При $\psi_s > \psi_B$ на поверхні є невеликий надлишок електронів. Ми побачимо пізніше, що ця невелика надлишкова концентрація електронів є причиною струму поверхневого витікання. Прийнято вважати, що $\psi_s = \psi_B$ є критерієм початку слабкої інверсії.

При $\psi_s = 2\psi_B$ підповерхневий шар уже n -типу, тоді як підкладка – p -типу, однак, у цьому підповерхневому шарі концентрація електронів усе ще невелика. Прийнято вважати, що критерій $\psi_s = 2\psi_B$ означає кінець слабкої інверсії й початок помірної інверсії.

Пізніше ми покажемо, що режим I_{ON} починається з перевищення потенціалом значення $2\psi_B$ всього на кілька kT/q . Коли поверхневий потенціал ψ_s стає дещо вищим від $2\psi_B$, заряд $Q_n \gg Q_D$: закінчується помірний й починається сильна інверсія. У подальшому чіткіші критерії інверсії нам не знадобляться, однак, для дизайнерів та схемотехніків при моделюванні MOSFET вони надзвичайно важливі [8].

9. Висновки

У цій другій із нової серії наших методично-оглядових статей, розрахованих на студен-

тів, аспірантів, викладачів вищої школи та дослідників, ми виклали основи традиційної теорії польових транзисторів MOSFET. Поза цим викладом залишилася низка важливих питань: наприклад, яка роль виснаження заряду в (8), який характер струму при довільній напрузі на стоку тощо. Відповіді на ці та інші питання можна знайти в [6 – 9]. Однак, проведений нами розгляд дозволяє зробити найсуттєвіший висновок: істотні риси традиційного підходу до теорії MOSFET можуть стати відправною точкою для аналізу цілком відмінної фізичної картини процесів у нанотранзисторах.

Ми також виклали традиційну модель MOSFET у формі, близькій до моделі віртуального витоку нульового рівня. Застосування такої вдосконаленої моделі до сучасних нанотранзисторів виявилось напрочуд вдалим, що є наслідком врахування електростатики MOSFET через такий суттєвий фактор, як контроль висоти бар'єру між витоком і каналом з боку затвору. Найслабшим місцем такої моделі залишається опис транспорту електронів, оскільки він базується на використанні таких понять, як рухливість і швидкість насичення, застосовність яких для каналу до-

вжиною порядку 10 нм не очевидна. Саме тому ці дві характеристики ми й розглядали як параметри теорії, припасування значень яких дозволяло отримати відповідність із експериментальними даними для вхідних характеристик.

У наступних статтях серії ми повернемося до глибшого розгляду електростатики MOSFET і покажемо, як можна коректніше описати підпорогову й надпорогову області. Результатом цього стане покращена модель віртуального витоку, проте, рухливість і швидкість насичення все ще залишаться її параметрами. Потому ми побудуємо схему коректнішого опису транспорту електронів і завершимо таким чином формування моделі віртуального витоку.

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [15], прочитаних он-лайн в 2016 році проф. Марком Лундстромом (Mark Lundstrom), в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u]. В ній також використано напрацювання авторських курсів «Фізика конденсованого середовища» та «Фізика поверхні», які інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для магістрів факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Т.Г.Шевченка.

Список використаної літератури

- [1]. S. R. Hofstein, F. P. Heiman, *Proc. IEEE*, 1190 – 1202 (1963).
- [2]. C. T. Sah, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **11**: 324 – 345 (1964).
- [3]. H. Shichman, D. A. Hodges, *IEEE J. Solid State Circuits*, **SC-3**: (1968).
- [4]. B. J. Sheu, D. L. Scharfetter, P.-K. Ko, M.-C. Jeng, *IEEE J. Solid State Circuits*, **SC-22**: 558 – 566 (1987).
- [5]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **15**, No 4, 18 – 40 (2018).
- [6]. R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals* (New York: Addison-Wesley: 1996).
- [7]. B. Streetman, S. Banerjee, *Solid State Electronic Devices* (New York: Prentice Hall: 2005).
- [8]. Y. Tividis, C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
- [9]. Y. Taur, T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
- [10]. I. M. Vikulin, V. I. Stafeev, *Fizika populirovnikovoyh priborov* (Moskva: Radio i svyaz': 1990).
- [11]. C. G. Sodini, P.-K. Ko, J. L. Moll, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **31**: 1386 – 1393 (1984).
- [12]. C. Geong, D. A. Antoniadis, M. S. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 2762 – 2769 (2009).
- [13]. Y. Liu, M. Luisier, A. Majumdar, D. Antoniadis, M. S. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **59**: 994 – 1001 (2012).
- [14]. A. Khakifirooz, O. M. Nayfeh, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 1674 – 1680 (2009).
- [15]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [16]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Ukrainskyi fizychnyi zhurnal. Ohliady*, **10**, 3 – 32 (2015).
- [17]. S. M. Sze, Ming-Kwei Lee. *Semiconductor Devices: Physics and Technology* (John Wiley and Sons: New York: 2012).
- [18]. Chenming Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits* (London, UK: Pearson India: 2009).
- [19]. M. Lundstrom, Xingshu Sun, *Notes on the Solution of the Poisson – Boltzmann Equation for MOS Capacitors and MOSFETs* (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5338.

Стаття надійшла до редакції 08.09.2018 р.

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159485>

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: MOSFET THEORY IN TRADITIONAL APPROACH, ZERO LEVEL VIRTUAL SOURCE MODEL, AND DEPLETION APPROXIMATION

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

Odesa State Environmental University,
Faculty of Computer Sciences
15 Lvivska Str, Odesa, Ukraine
phone (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*
* Taras Shevchenko Kyiv National University
Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Sciences,
4g Hlushkov Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 526 0532
V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine,
41 Nauky Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 525 6033,
E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

Summary

In the second one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the traditional theory of MOSFET is discussed. Only the most significant ideas of the traditional approach, which also received the label of “top – down”, are discussed. In particular, we shall confine ourselves to simulating only the linear region and the saturation region of the current-voltage characteristics and at the same time show that the essential features of the traditional approach are quite acceptable and can serve as a starting point in the development of a completely different physical picture of processes in the nanotransistors. The traditional MOSFET model was rewritten in a form close to the virtual source model. The application of this improved model to modern nanotransistors was surprisingly successful, which is a consequence of taking into account MOS electrostatics through such an important factor as controlling the height of the barrier between the source and the channel from the gate side.

The weakest point of this model is the description of electron transport, because it is based on the use of such concepts as mobility and saturation speed. That is why these two metrics were chosen as fitting parameters in order to fit into the experimental data for the output characteristics. Next, we return to a deeper examination of MOS electrostatics and show how to describe the subthreshold and above-threshold regions as correctly as possible, resulting in an improved model of the virtual source, however, the mobility and saturation speed will nevertheless remain fitting parameters. After that, we will physically more correctly describe the transport of electrons taking into account the possibility of ballistic transport and finally describe a virtual source model adequate to modern nanotransistors with a conduction channel length of 10 nm order.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, current-voltage characteristics, transistor metrics, transistor control, virtual source

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159485>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТЕОРІЯ MOSFET В ТРАДИЦІЙНОМУ ВИКЛАДІ, ОСНОВИ МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ Й НАБЛИЖЕННЯ ВИСНАЖЕННЯ

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха**

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

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

* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України,
пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

Реферат

У другій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто традиційну теорію MOSFET. Обговорюються найбільш істотні ідеї звичного підходу, який отримав також назву «згори – вниз». Ми обмежилися моделюванням лінійної області та області насичення вольт-амперних характеристик. Показано, що істотні риси традиційного підходу можуть служити відправною точкою при аналізі багато в чому зовсім іншої фізичної картини процесів у нанотранзисторах. Традиційна модель MOSFET була викладена в формі, близькій до моделі віртуального витоку. Застосування цієї вдосконаленої моделі до сучасних нанотранзисторів виявилось напрочуд вдалим, що є наслідком врахування електростатики MOS через такий істотний чинник, як контроль висоти бар'єру між витоком і каналом з боку затвору.

Найслабшим місцем цієї моделі є опис транспорту електронів, оскільки він базується на використанні таких понять як рухливість і швидкість насичення. Саме тому ці дві метрики й були обрані як параметри теорії, вибір яких дозволяв отримати відповідність із експериментальними даними. У наступних статтях серії ми повернемося до глибшого розгляду електростатики MOSFET і покажемо, як можна коректніше описати підпорогову й надпорогову області. Результатом цього стане покращена модель віртуального витоку, проте, рухливість і швидкість насичення все ще залишаться її параметрами. Потому ми побудуємо схему коректнішого опису транспорту електронів і завершимо таким чином формування моделі віртуального витоку, застосовної до сучасних нанотранзисторів з довжиною каналу провідності порядку 10 нм.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, вольт-амперні характеристики, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік

ПРОЕКТУВАННЯ І МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СЕНСОРІВ

SENSORS DESIGN AND MATHEMATICAL MODELING

PACS 71.15.-m

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159487>

ДЕТЕКТУВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ АТОМІВ Na ШАРУВАТИМИ ХАЛЬКОГЕНІДАМИ ОЛОВА: РОЗРАХУНКИ ІЗ ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

*Р. М. Балабай, Ю. О. Прихожа, О. Х. Тадеуш**

Кафедра фізики та методики її навчання
Криворізький державний педагогічний університет
пр. Гагаріна 54, Кривий Ріг, Дніпропетровська обл., 50086
067-628-17-35, balabai@ua
067-628-41-16, prihozhaya.yuliya93@gmail.com

*Південноукраїнський національний педагогічний університет імені
К. Д. Ушинського
вул. Старопортофранківська, 26, Одеса, Одеська обл., 65007
olga.tkachuk.46@mail.ru

ДЕТЕКТУВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ АТОМІВ Na ШАРУВАТИМИ ХАЛЬКОГЕНІДАМИ ОЛОВА: РОЗРАХУНКИ ІЗ ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

Р. М. Балабай, Ю. О. Прихожа, О. Х. Тадеуш

Анотація. Методами функціоналу електронної густини та псевдопотенціалу із перших принципів виконано обчислювальні експерименти на атомних моделях, що відтворюють нескінченні моношари SnS_2 з інтеркальованими в їх міжшаровий простір атомів Na у різній кількості. Отримано просторові розподіли густини валентних електронів, що демонструють характер взаємодії між атомами у шаруватому кристалі SnS_2 . Встановлено зміни ширини забороненої зони двох нескінченних моношарів SnS_2 при наявності атомів металу в їх прошарках, котра дозволяє використовувати такий матеріал в якості резистивного детектора атомів певних хімічних елементів.

Ключові слова: детектування концентрації атомів Na, моношари SnS_2 , функціонал електронної густини, псевдопотенціал із перших принципів

DETECTION OF Na ATOMIC CONCENTRATION BY LAYERED CHALCOGENIDES OF TIN: AB INITIO CALCULATION

R. M. Balabai, Yu. O. Prikhozha, O. H. Tadeusz

Abstract. Within the methods of electron density functional and ab initio pseudopotential, we have computational experiments on atomic models that reproduce the infinite monolayers SnS_2 with intercalated atoms in their interlayer space of Na atoms of different quantities are performed. We have obtained the spatial distributions of the density of valence electrons which demonstrate the nature of the interaction between atoms in a layered crystal SnS_2 . Changes in the electron gap energy spectra for two continuous SnS_2 in the presence of metal atoms in their layers have been established, which allows the use of such a semiconductor as a resistive detector of atoms of certain chemical elements.

Keywords: detecting the concentration of Na atoms, SnS_2 monolayers, electronic density functional, pseudopotential ab initio

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ Na СЛОИСТЫМИ ХАЛЬКОГЕНИДАМИ ОЛОВА: РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Р. М. Балабай, Ю. А. Прихожая, О. Х. Тадеуш

Аннотация. Методами функционала электронной плотности и псевдопотенциала из первых принципов выполнено численный эксперимент на атомных моделях, что отображает бесконечные монослои SnS_2 с интеркалированными в их межслойное пространство атомов Na разного количества. Получено пространственные распределения плотности валентных электронов, что демонстрирует характер взаимодействия между атомами в слоистом кристалле SnS_2 . Установлено изменение ширины запрещенной зоны двух бесконечных монослоев SnS_2 при наличии атомов металла в их слоях, что позволяет использовать такой полупроводник в качестве резистивного детектора атомов определенных химических элементов.

Ключевые слова: детектирование концентрации атомов Na, монослои SnS_2 , функционал электронной плотности, псевдопотенциал из первых принципов

Вступ і постановка задачі

Останнім часом збільшився інтерес до 2-D шаруватих халькогенідів металів групи 14, зокрема, до халькогенідів олова (Sn) в різних застосуваннях – від анодів іонних батарей і суперконденсаторів до сонячних елементів. Через відносно низьку вартість та високу чутливість різні типи датчиків на основі SnS_2 широко досліджувались протягом останніх десятиліть. Так, сенсори, які ідентифікують наявність або концентрацію атомів певного хімічного елементу в навколишньому середовищі, привернули величезну увагу в застосуванні у багатьох галузях [1-3].

Халькогеніди Sn визначаються характеристиками окиснення Sn і халькогеном, так в олово-сіркову серію входять сполуки SnS , Sn_2S_3 , Sn_3S_4 , Sn_4S_5 та SnS_2 . Серед них, SnS та SnS_2 походять від одиночного стану окиснення Sn тоді як решта містять змішані фази SnS та SnS_2 . Дисульфід олова кристалізується в гексагональній структурі. В SnS_2 чотири-валентне олово шестикратно координоване атомами сірки. Атоми олова перебувають у центрі ідеальних октаєдрів, останні ув'язані між собою спільними ребрами і формують тришарові «сендвічі» S-Sn-S, які періодично повторюються вздовж осі c [4]. SnS та SnS_2 орторомбічної та гексагональної структури

відповідно – шаруваті халькогеніди, структурно подібні до халькогенідів перехідних металів, таких, що в межах атомних площин існує сильне ковалентне зчеплення, а між шарами відбуваються слабкі Ван-дер-Ваальсові взаємодії. 2-D шарувата структура халькогенідів олова привернула увагу в застосуванні сенсорів атомів певних хімічних елементів, завдяки своїм фізико-хімічним властивостям, а також достатньо великим обсягам для руху інтеркальованих атомів, наприклад, при інтеркаляції йонів Li або Na. Отже, оснащені такими кристалографічними особливостями, халькогеніди Sn важливі як матеріали електродів батарей для акумуляції йонів літію або натрію [5] та для детектування концентрації атомів чи сполук.

Мета даної роботи полягала в дослідженні властивостей шаруватих SnS_2 в залежності від концентрації інтеркальованих у них атомів Na.

Застосовуючи методи функціоналу електронної густини та псевдопотенціалу із перших принципів, виконано обчислювальні експерименти, користуючись авторським програмним комплексом [6], на атомних моделях, що відтворюють моношари SnS_2 з інтеркальованими в їх міжшаровий простір атомів Na в різній кількості.

Моделі та методи обчислення

Розрахункові результати було одержано за допомогою авторського програмного коду, що реалізує алгоритм квантової динаміки, якщо одночасно оптимізуються змінні електронної та ядерних підсистем багатоатомної структури, або алгоритм самоузгодженого розв'язку рівнянь Кона-Шема в локальному наближенні, якщо визначаються тільки електронні змінні при фіксованих атомних остовах. Слідуючи Кону і Шему [7, 8], електронна густина записувалася в термінах зайнятих ортонормованих одночастинкових хвильових функцій:

$$n(\mathbf{r}) = \sum_i |\Psi_i(\mathbf{r})|^2 \quad (1)$$

Точка на поверхні потенціальної енергії в наближенні Борна-Оппенгеймера визначалася мінімумом енергетичного функціоналу по відношенню до хвильових функцій:

$$E[\{\Psi_i\}, \{R_j\}, \{a_v\}] = \sum_i \int_{\Omega} d^3r \Psi_i^*(\mathbf{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right] \Psi_i(\mathbf{r}) + U[\{n(\mathbf{r})\}, \{R_j\}, \{a_v\}] \quad (2)$$

де R_j – координати атомних остовів, a_v – всі можливі зовнішні впливи на систему.

У загальноприйнятому формулюванні мінімізація енергетичного функціоналу (2) по відношенню до одночастинкових орбіталей при накладених на них додаткових умовах ортонормування приводить до одночастинкових рівнянь Кона-Шема [9]:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{\partial U}{\partial n(\mathbf{r})} \right\} \Psi_i(\mathbf{r}) = \varepsilon_i \Psi_i(\mathbf{r}) \quad (3)$$

У розв'язку цих рівнянь можна використовувати формалізм псевдопотенціалу [10, 11], згідно якого тверде тіло розглядається як набір валентних електронів та іонних остовів. У псевдопотенціальному наближенні оператор псевдопотенціалу V_{PS} , що описує взаємодію валентних електронів з остовом, є малим, а відповідна йому псевдохвильова функція гладкою. Псевдохвильові одноелектронні функції розкладалися в ряд за плоскими хвилями:

$$\Psi_j(\vec{k}, \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_0} \sqrt{\Omega}} \sum_{\vec{G}} b_j(\vec{k} + \vec{G}) \exp(i(\vec{k} + \vec{G})\vec{r}) \quad (4)$$

де \vec{G} – вектори оберненої решітки, \vec{k} – хвильовий вектор із зони Бриллюена кристала або штучної суперрешітки, Ω – об'єм одиничних комірок, з яких складається періодичний кристал або штучна суперрешітка при відтворенні неперіодичних об'єктів.

Повний кристалічний потенціал конструюється як сума іонних псевдопотенціалів, які не перекриваються та пов'язані з іонами (ядра + основні електрони), розташовані в позиціях \vec{R}_S :

$$V_{\text{крист}}(\vec{r}) \rightarrow V_{\text{ПС}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{p}} \sum_S \overline{V_S^{PS}}(\vec{r} - \vec{p} - \vec{R}_S) \quad (5)$$

Рівняння (3) після Фур'є-перетворення в обернений простір має вигляд:

$$\sum_{\vec{e}} \left[\left\{ \frac{\hbar^2}{2m} (\vec{k} + \vec{G})^2 - \varepsilon_j \right\} \delta_{\vec{e}, \vec{G}} + V_{KS}(\vec{k} + \vec{G}, \vec{k} + \vec{G}') \right] b_j(\vec{k} + \vec{G}) = 0 \quad (6)$$

де V_{KS} – потенціал Кона-Шема, що визначається як

$$V_{KS}(\vec{k} + \vec{G}, \vec{k} + \vec{G}') = V_{ps}(\vec{k} + \vec{G}, \vec{k} + \vec{G}') + V_H(\vec{G}' - \vec{G}) + V_{xc}(\vec{G}' - \vec{G}) \quad (7)$$

У загальному випадку вирази, що описують потенціали взаємодій, є комплексними. Використання атомних базисів, які містять у точковій групі симетрії операцію інверсії, приводить до того, що Фур'є-компоненти в розкладі всіх виразів є дійсними [12].

Основною величиною у формалізмі функціоналу електронної густини є густина заряду. Її оцінюють із самоузгодженого розв'язку рівнянь (6), який має бути проведений у всіх точках не приведеної частини зони Бриллюена:

$$\rho(\vec{G}) = \frac{2}{N_T} \sum_k \sum_j \sum_{\alpha \in T} \sum_G b_j^*(k + \vec{G} + \alpha \vec{G}) b_j(k + \vec{G}) \quad (8)$$

де j означає додавання по всім зайнятим станам, N_T – число операторів α в точковій групі T атомного базису та множник 2 враховує виродження по спіну.

Розрахункові зусилля можна скоротити, якщо використовувати метод спеціальних точок. Існують різні підходи щодо вибору цих точок. Так, можуть використовуватись рівномірні або нерівномірні сітки \vec{k} -точок, можна з прийнятною точністю замінити сумування за кінцевим числом спеціальних точок до однієї точки в зоні Бриллюена. Можна обмежитись лише Γ -точкою в зоні Бриллюена, особливо це стосується штучних періодичних систем [13].

Розподіл електронів по енергіям отримувався шляхом числового обчислення похідної $\lim_{\Delta E \rightarrow 0} \Delta N / \Delta E$, де ΔN – кількість дозволених станів, що припадають на проміжок енергії ΔE , із отриманого під час діагоналізації матриці Кона-Шема одночастинкового енергетичного спектра, кількість значень в якому контролюється розміром розкладу хвильової функції. Відповідно до ідеології функціонала електронної густини кількість зайнятих станів при $T = 0\text{K}$ визначалися половиною кількістю електронів у атомному базисі (в зв'язку з неврахуванням спіну електрона).

У зв'язку з тим, що алгоритм обчислень передбачає наявність трансляційної симетрії в досліджуваній атомній системі, нами моделювалася суперкомірка тетрагонального типу $a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$, параметри та атомний базис якої визначалися об'єктом дослідження.

Для відтворення двох нескінчених в площині a, b моношарів SnS_2 , що складаються із двох атомних шарів сірки, розділених атомним шаром олова, атомний базис примітивної комірки складався з 8 атомів сірки та 16 атомів олова. При цьому в міжшаровому просторі SnS_2 могли знаходитися від 0 до 16 атомів натрію на комірку, розміщених відповідно до їх розташування в твердому тілі при низьких температурах, що відповідала двовимірній концентрації від 0 до 100% (рис. 1).

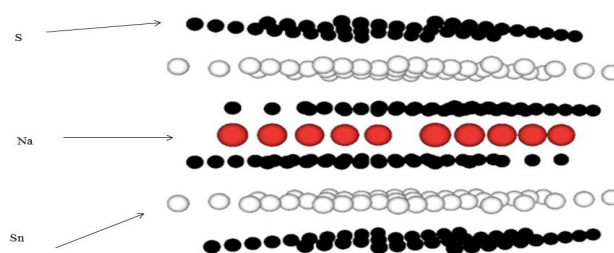


Рис. 1. Моношари SnS_2 з інтеркальованими в міжшаровий простір атомами Na.

Результати обчислення та їх обговорення

У ході проведення розрахункового експерименту із перших принципів, отримано самоузгоджені за певну кількість ітерацій про-

сторів розподіли валентних електронів, ширини заборонених зон, встановлено зв'язок зміни провідності матеріалу в залежності від концентрації інтеркальованих атомів натрію.

На рис. 2, рис. 3 наведено просторові розподіли валентних електронів для моношарів SnS_2 з атомами Na різної кількості в їх про-

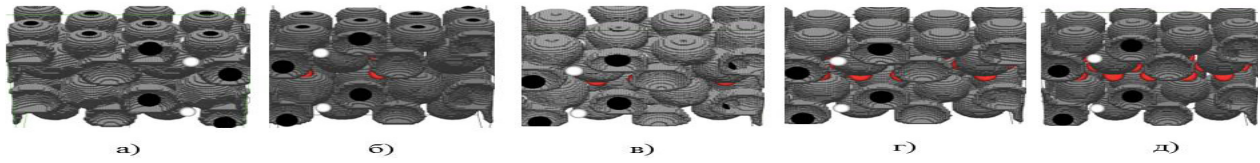


Рис. 2. Просторові розподіли валентних електронів для ізозначень 0.2-0.1 від максимального у межах комірки суперрешітки, атомний базис якої відтворює два нескінчених у площині a, b моношари SnS_2 з атомами Na у їх прошарку з концентрацією 0% (а); 25% (б); 50% (в); 75% (г); 100% (д).

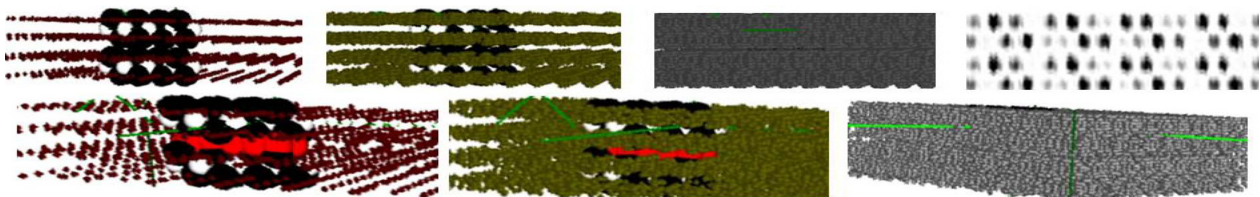


Рис. 3. Фрагменти просторового розподілу валентних електронів та їх перетину двох нескінчених у площині a, b моношарів SnS_2 : з концентрацією атомів Na 0% верхній ряд: просторові розподіли для ізозначень 1.0-0.9, 0.6-0.5, 0.2-0.1 від максимального та переріз просторового розподілу в площині [110] зліва направо; з концентрацією атомів Na 100% нижній ряд: для ізозначень 1.0- 0.9, 0.6-0.5 та 0.2-0.1 від максимального зліва направо.

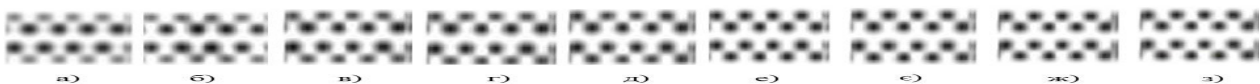


Рис. 4. Перетини площиною [110] просторових розподілів валентних електронів у межах комірки суперрешітки, атомний базис якої відтворює два нескінчених у площині a, b моношари SnS_2 з атомами Na в їх прошарку з концентрацією 0% (а); 12.5% (б); 25% (в); 37.5% (г); 50% (д); 62.5% (е); 75% (є); 87.5% (ж); 100% (з).

шарку. На рис. 4 наведено перетини площиною [110] просторових розподілів валентних електронів у межах комірки суперрешітки, атомний базис якої відтворює два нескінчених у площині a, b моношари SnS_2 з атомами Na у їх прошарку з концентрацією від 0 до 100%. Видно з рис. 4 (а), (б) особливості розподілу валентних електронів між двома моношарами SnS_2 , які не містять атомів натрію або їх мінімальну кількість, котрі полягають в наявності більшої інтенсивності густини

валентних електронів в околі атомів сірки, що належать внутрішнім шарам, тобто тих, що обмежують прошарок між моношарами SnS_2 . Такий перерозподіл густини валентних електронів демонструє певний характер взаємодії між атомами в кристалі SnS_2 : всередині моношару видні області спільної електронної густини між атомними шарами олова та сірки, що відповідають ковалентному типу зв'язку між атомами олова та сірки з певною долею йонності, та відсутність електронних

«хмар» в прошарку між моношарами, але з наявністю характерних для диполів перерозподілів густини, що відповідають Ван-дер-Ваальсовим взаємодіям між атомами сірки та сірки з різних моношарів. З рис. 4 (в) – рис. 4 (д), що містять просторові розподіли електронної густини моношарів SnS₂ з більшою кількістю атомів натрію в прошарку, видно зникнення характерних для диполів перерозподілів густини і формування рівномірного розподілення валентних електронів у межах моношару, тобто Ван-дер-Ваальсова взаємодія між атомами сірки та сірки з різних моношарів ослаблюється.

В табл. 1 та на рис. 5 приведено значення енергій стелі валентної зони та дна зони провідності, які дали змогу розрахувати ширину забороненої зони двох нескінчених моношарів SnS₂, що містять атоми Na у їх прошарку в залежності від їх концентрації.

Зміна ширини забороненої зони двох нескінчених моношарів SnS₂ при наявності атомів металу в їх прошарках дозволяє використовувати такий матеріал у якості детектування атомів певних хімічних елементів, як приклад, атомів натрію. При відсутності атомів натрію у прошарку ширина забороненої зони є найбільшою, рівною 1.29 еВ, що наближена до величин 0.81-3.38 еВ [14], характерних для кристалу SnS₂. Із збільшенням концентрації атомів натрію, що проникли в прошарок моношарів SnS₂ величина ширини забороненої зони монотонно знижується до концентрації 40%. При подальшому збільшенню концентрації атомів натрію в прошарку така монотонність зникає, що знижує однозначність резистивної реакції моношарів SnS₂ на вміст ними атомів натрію.

Табл.1.

Енергії стелі валентної зони (E_v) та дна зони провідності (E_c), ширина забороненої зони двох нескінчених моношарів SnS₂, що містять атоми Na у їх прошарку в залежності від їх концентрації.

E_v , а.о.е.	E_c , а.о.е.	E_{gap} , а.о.е.	E_{gap} , еВ	концентрація, %
-13.07136	-13.02412	0.05	1.29	0.00
-13.11121	-13.07773	0.03	0.91	12.50
-12.78998	-12.76737	0.02	0.62	25.00
-12.42919	-12.42357	0.01	0.15	37.50
-12.30386	-12.28248	0.02	0.58	50.00
-12.41589	-12.38198	0.03	0.92	62.50
-12.12000	-12.10680	0.01	0.36	75.00
-11.79050	-11.76121	0.03	0.80	87.50
-11.58910	-11.56930	0.02	0.54	100.00

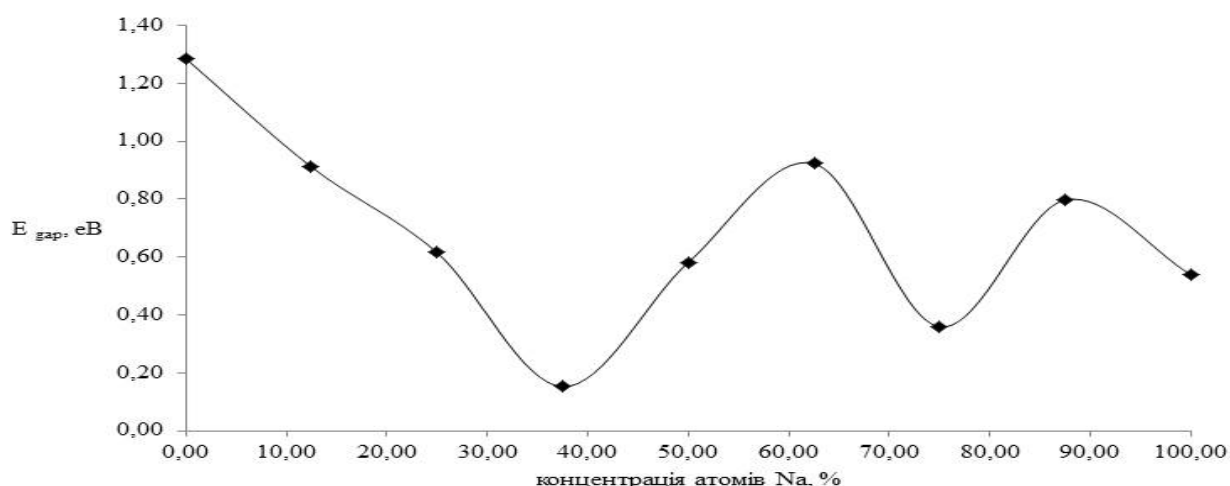


Рис. 5. Залежність ширини забороненої зони двох нескінчених моношарів SnS_2 , що містять атоми Na у їх прошарку, від концентрації атомів Na.

Висновки

Методами функціоналу електронної густини та псевдопотенціалу із перших принципів виконано обчислювальні експерименти на атомних моделях, що відтворюють нескінченні моношари SnS_2 з інтеркальованими в їх міжшаровий простір атомів Na у різній кількості.

Отримано просторові розподіли густини валентних електронів, що демонструють певний характер взаємодії між атомами в шаруватому кристалі SnS_2 : всередині моношарів реалізується ковалентний тип зв'язку між атомами олова та сірки з певною долею йонності, та Ван-дер-Ваальсові взаємодії між атомами сірки та сірки з різних моношарів. При наявності атомів натрію в прошарку Ван-дер-Ваальсові взаємодії між моношарами SnS_2 послаблюються.

Зафіксовано монотонне зменшення ширини забороненої зони при збільшенні кількості атомів натрію в прошарку моношарів SnS_2 до концентрації 40%. При концентрації атомів натрію в прошарку більше 40% монотонність зникає, що знижує однозначність резистивної реакції моношарів SnS_2 на вміст ними атомів натрію.

Встановлена зміна ширини забороненої зони двох нескінчених моношарів SnS_2 при наявності атомів металу в їх прошарках, котра дозволяє використовувати такий матеріал

у якості резистивного детектора атомів певних хімічних елементів.

Список використаної літератури

- [1] Su S., Wu W., Gao J., Luand J., Fan C., Mater J. Chem., 2012, 22, 18101-18110.
- [2] Sun Y., Liu S., Meng F., Liu M., Jin Z., Kongand L., Liu J., Sensors, 2012, 12, 2610-2631.
- [3] Fine G., Cavanagh L., Afonja A., Binions R., Sensors, 2010, 10, 5469-5502.
- [4] Bleckan D. I. Vpliv metody ta umovy viroshyvannia na electriczni vlastivosti cristaliv SnS_2 / D. I. Bleckan, V. V. Frolova // Naukoviy visnic Uzhogodskogo universitetu. Seria Phisika. Vipusk 37. – 2015.
- [5] Li Z., Ding J., Mitlin D. Tin and Tin Compounds for Sodium Ion Battery Anodes: Phase Transformations and Performance // Acc. Chem. Res. – 2015. – 16; 48(6):1657-65.
- [6] Ab initio calculation [Electronniy resurs]: Internet-portal. Reshim dostypa: <http://sites.google.com/a/kdpu.edu.ua/calculationphysics/>. – Zagolovok z ekrana.
- [7] W. Kohn, L.J. Sham, Phys.Rev., 140 (4A), A1133 (1965).
- [8] P. Hohenberg, W. Kohn, Phys.Rev., 136 (3B), B864 (1964).
- [9] R.M. Dreizler, E.K. Gross, Density functional theory (1990).

[10] Bachelet, G. B., D. R. Hamann, and M. Schlüter. "Pseudopotentials that work: From H to Pu." *Physical Review B* 26.8 (1982): 4199.

[11] Hamann, D. R., M. Schlüter, and C. Chiang. "Norm-conserving.

[12] P. J. H. Denteneer and W. van Haeringen *J. Phys. C: Solid State Phys.* 18 (1985).

[13] G. Makov, R. Shah and M. C. Payne. Periodic boundary conditions in ab initio calculations. II. Brillouin-zone sampling for aperiodic systems. *Phys. Rev. B* 53, 15513–15517 (1996).

[14] S. Acharya, O. N. Srivastava. *Phys. Stat. Sol. (a)* 65, 2, 717 (1981).

Стаття надійшла до редакції 24.09.2018 р.

UDC PACS 71.15.–m

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159487>

DETECTION OF Na ATOMIC CONCENTRATION BY LAYERED CHALCOGENIDES OF TIN: AB INITIO CALCULATION

*R. M. Balabai, Yu. O. Prikhozha, O. H. Tadeusz**

Department of Physics and Teaching Metodology, Kryvyi Rih Pedagogical University, 54, Gagarina Ave., Krivyi Rih, Dnipropetrovsk region, 50085

* Southern Ukrainian National Pedagogical University named after K. D. Ushinsky 26, Staroportofrankovskaya Str., Odessa, Odessa region, 65007

Summary

The purpose of this work was to study the properties of layered SnS_2 , depending on the concentration of Na atoms intercalated in them. Within the methods of electron density functional and ab initio pseudopotential, we have computational experiments on atomic models that reproduce the infinite monolayers SnS_2 with intercalated atoms in their interlayer space of Na atoms of different quantities are performed. To reproduce two infinite in a plane *a, b* monolayers SnS_2 , consisting of two atomic layers of sulfur separated by an atomic layer of tin, the atomic basis of the primitive cell consisted of 8 sulfur atoms and 16 tin atoms. In this case, in the interlayer space SnS_2 could be from 0 to 16 sodium atoms per cell placed according to their location in a solid body at low temperatures, which corresponded to a two-dimensional concentration of 0 to 100%.

We have obtained the spatial distributions of the density of valence electrons and the electron gap energy spectra, the bond of change in the conductivity of the material has been established, depending on the concentration of the intercalated sodium atoms. A monotonous decrease in the band gap width with an increase in the number of sodium atoms in the layer of SnS_2 monolayers to a concentration of 40% was recorded. At concentrations of sodium atoms in the layer more than 40% monotony disappears, which reduces the uniqueness of the resistive reaction of monolayers SnS_2 on the content of their sodium atoms.

Keywords: detecting the concentration of Na atoms, SnS_2 monolayers, electronic density functional, pseudopotential ab initio

ДЕТЕКТУВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ АТОМІВ Na ШАРУВАТИМИ ХАЛЬКОГЕНІДАМИ ОЛОВА: РОЗРАХУНКИ ІЗ ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

*Р. М. Балабай, Ю. О. Прихожа, О. Х. Тадеуш**

Кафедра фізики та методик її навчання
Криворізький державний педагогічний університет
пр. Гагаріна 54, Кривий Ріг, Дніпропетровська обл., 50086

*Південноукраїнський національний педагогічний університет імені К. Д. Ушинського
вул. Старопортофранківська, 26, Одеса, Одеська обл., 65007

Реферат

Мета даної роботи полягала в дослідженні властивостей шаруватих SnS_2 в залежності від концентрації інтеркальованих у них атомів Na. Застосовуючи методи функціоналу електронної густини та псевдопотенціал із перших принципів, виконано обчислювальний експеримент, користуючись авторським програмним комплексом, на атомних моделях, що відтворюють моношари SnS_2 з інтеркальованими в їх міжшаровий простір атомів Na різної кількості. Для відтворення двох нескінчених в площині a, b моношарів SnS_2 , що складаються із двох атомних шарів сірки, розділених атомним шаром олова, атомний базис примітивної комірки складався з 8 атомів сірки та 16 атомів олова. При цьому в міжшаровому просторі SnS_2 могли знаходитися від 0 до 16 атомів натрію на комірку, розміщених відповідно до їх розташування в твердому тілі при низьких температурах, що відповідала двовимірній концентрації від 0 до 100%.

Отримано просторові розподіли валентних електронів, ширини заборонених зон, встановлено зв'язок зміни провідності матеріалу в залежності від концентрації інтеркальованих атомів натрію. Зафіксовано монотонне зменшення ширини забороненої зони при збільшенні кількості атомів натрію в прошарку моношарів SnS_2 до концентрації 40%. При концентрації атомів натрію в прошарку більше 40% монотонність зникає, що знижує однозначність резистивної реакції моношарів SnS_2 на вміст ними атомів натрію.

Ключові слова: детектування концентрації атомів Na, моношари SnS_2 , функціонал електронної густини, псевдопотенціал із перших принципів

СЕНСОРИ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

PHYSICAL SENSORS

PACS 07.07.Df, 07.60.-j, 42.70.Qs, 42.25.Bs, 42.79.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159488>

ІНДИКАЦІЯ ТИСКУ ЗА ЧАСОМ ВСЕРЕДИНИ ПОТОКУ РІДИНИ СЕНСОРОМ НА ОСНОВІ ПНЕВМАТИЧНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛУ

*Є. Я. Глушко, О. М. Степанюк**

Інститут фізики напівпровідників НАН України, пр. Науки, 45, 03028, м. Київ, Україна,
scientist.com_eugene.glushko@mail.com

*Криворізький державний педагогічний університет, пр. Гагаріна 54, 50086, м. Кривий Ріг,
Україна, alexst2008@ukr.net

ІНДИКАЦІЯ ТИСКУ ЗА ЧАСОМ ВСЕРЕДИНИ ПОТОКУ РІДИНИ СЕНСОРОМ НА ОСНОВІ ПНЕВМАТИЧНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛУ

Є. Я. Глушко, О. М. Степанюк

Анотація. В роботі запропоновано застосувати 1D пневматичний фотонний кристал у якості чутливого оптичного індикатора тиску, що може поєднувати на одній платформі декілька шкал у різних областях значень. Індикатор складається з шаруватої підкладки оптично прозорого пружного матеріалу з вбудованими конструктивно опто-пневматичними структурами, хвильоводів входу-вихода світла і перемикачів доступу, розміщених у камері. Досліджено залежність енергетичної структури пневматичного фотонного кристала і картини відбиття світла від зовнішнього тиску. За обраними параметрами прилад може покривати інтервал тиску (0, 10) бар з мінімальною поділкою шкали біля 1 мкбар для актуальних тисків в біорідинах та потоках рідини в технічних пристроях. Завдяки характерним розмірам приладу близько 1 мм, вимірювання дозволяє організацію одночасного сканування та моніторингу тиску у різних частинах потоку рідини в технічній або біологічній системі.

Ключові слова: Фотонний кристал, Оптичний пристрій, Пружні шаруваті структури, Відбивання світла, Тонка індикація тиску, Тиск у потоці рідини

INDICATION OF PRESSURE OVER TIME INSIDE THE FLUID FLOW USING A PNEUMATIC PHOTONIC CRYSTAL

E. Ya. Glushko, A. N. Stepanyuk

Abstract. In this work, a gas-filled 1D elastic pneumatic photonic crystal is proposed as an optical indicator of pressure which can unite several scales of pressure magnitude. The indicator includes layered elastic platform including a mounted optopneumatic medium, input-output optical fibers and switching valves, all enclosed into a chamber. We have investigated the pneumatic photonic crystal bandgap structure and light reflection changes under external pressure. At the chosen parameters the device may cover the pressure interval (0, 10) bar with accuracy near $1 \mu\text{bar}$ for actual pressures existing inside a fluid flow system. The size of the indicator is close to 1 mm and may be decreased. The miniaturized optical devices considered may offer an opportunity to organize simultaneous and total scanning monitoring of fluid pressure in different parts of a technical or biological system.

Keywords: Photonic crystal, Optical devices, Elastic layered structure, Light reflection, Precision pressure measurement, Pressure inside the fluid flow

ИНДИКАЦИЯ ДАВЛЕНИЯ ВО ВРЕМЕНИ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ СЕНСОРОМ НА ОСНОВЕ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Е. Я. Глушко, А. Н. Степанюк

Аннотация. В работе предлагается использовать 1D пневматический фотонный кристалл в качестве чувствительного оптического индикатора давления, который может объединять на одной платформе несколько шкал в различных областях значений. Индикатор включает слоистую подложку оптически прозрачного упругого материала с встроенными конструктивно опто-пневматическими структурами, волноводов входа-выхода света и переключателей доступа, размещенных в камере. Исследована зависимость энергетической структуры пневматического фотонного кристалла и картины отражения света от внешнего давления. При выбранных параметрах устройство может охватывать интервал давления (0, 10) бар с минимальным делением шкалы порядка 1 мкбар для актуальных давлений в био-жидкостях и потоках жидкости в технических устройствах. Благодаря характерным размерам устройства порядка 1 мм, процедура измерения позволяет организацию одновременного сканирования и мониторинга давления в различных частях потока жидкости внутри технической или биологической системы.

Ключевые слова: Фотонный кристалл, Оптическое устройство, Упругие слоистые структуры, Отражение света, Тонкая индикация давления, Давление в потоке жидкости

Вступ

Рукотворні періодичні структури, якими є фотонні кристали, можуть служити у якості засобу поточної індикації тиску в періодичних у часі токів рідини, що притаманні живим організмам, а також у трубопроводах та капілярах технічних пристроїв. Декілька явищ, пов'язаних з періодичними процесами у кровоносній та лімфатичній системі живих організмів викликають інтерес і з точки зору фізики. Одне з них – так звані Майєровські хвилі тиску в артеріях, як вважається, обумовленої осциляціями у системі контролюючих рецепторів організму [1 - 2]. Наявність подібних часово-залежних процесів і деяких інших, таких, як гіпертензивні явища, висувають високоточні оптичні індикатори тиску на перший план, як ефективні інструменти біометрики [3]. Часові залежності тонкої структури тиску та локальної температури є важливими також для прояснення особливостей протікання рідини при наявності турбулентності [4, 5]. Складний характер протікання рідини у трубках проявляється у багатозаровності (каналності) потоку, що може містити об'ємні, приграничні та турбулентні зони. Ключом до описання процесу встановлення та підтримання розподілу зон, їх розвитку та затухання чи перетворенню можуть бути часові заміри розподілу тиску та локальною температури за допомогою відповідних мікродатчиків, що слабо впливають на структуру потоку. В роботі [6] наведено приклад простої опто-рідинної системи, що дозволяє виконувати заміри за часом змін тиску і температури в малих об'ємах.

Хоча цікаві оптичні прояви впорядкованих структур – оптичних кристалів, вперше були відмічені ще у роботі Релея [7], сучасний етап застосування матеріалів з фотонною щелиною почався з робіт Е. Яблоновича і С. Джона [8, 9]. Різноманітні властивості фотонних структур виявили можливості створення ідеальних дзеркал, високо-добротних оптичних резонаторів та фільтрів, робочих частин логічних комірок, керованих дзеркал, гнучких хвильоводів та багатьох інших застосувань [10-14].

У даному дослідженні ми звертаємо увагу на застосування опто-механічних властивостей пневматичного фотонного середовища у якості індикатора тиску за часом в середині потоку рідини.

Опто-пневматичне середовище як багато шкальний індикатор тиску

Пневматичні фотонні кристали виявляють значну оптичну чутливість до стану зовнішнього середовища і зміни тиску ззовні [15, 16]. Показано, що газонаповнений 1D пружний фотонний кристал може бути застосований у якості оптичного індикатора з декількома вимірюючими шкалами, які можуть бути інтегровані на підложці, що складає єдине ціле з робочою зоною індикатора. Наявність масштабного ефекту зонної структури фотонного кристалу [15] спрощує проблему пристосування шкал детектора до визначеної робочої лазерної частоти. Нижче розглядається приклад застосування опто-пневматичного ефекту, що виникає у смужкуватому пневмофотонному кристалі, для високоточного вимірювання за часом тиску всередині потоку рідини. Система, що розглядається показана на Рис. 1а. Одновимірний смужкуватий фотонний кристал складається з розташованих на єдиній підложці і конструктивно вбудованих в неї довгих пружних тонких смужок товщиною d_1 між якими конструктивно розташовані газові проміжки з початковою товщиною d_2 , які можуть деформуватись при зміні зовнішнього тиску або температури. Спрямований у середину смужки світловий пучок падає і відбивається від структури під кутом θ_1 у продольній площині. Довжина смужки L , напівширина R_A та R_B , відповідно для смужок А та В. Якщо довжина набагато більша за ширину $L \gg R_A, R_B$, картина деформації описується одновимірним рівнянням пружності. Крім того, вважаємо, що переріз світлового пучка достатньо малий порівняно з напівширинами смужкуватих фотонних кристалів. Таким чином, непланарністю zdeформованої поверхні в області пучка можна нехтувати. На Рис. 1а схематично показано устрій дво-шкального оптопневматичного індикатора. За обраною

геометрією падіння світлового пучка з відбувається у продольно орієнтованій площині нормальній до поверхні мембрани. В платформу вбудовано два смужкуватих фотонних

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)_{x=\pm L} = (\xi)_{x=\pm L} = 0 \quad (2)$$

Для довгої окремої пружної смуги з закрі-

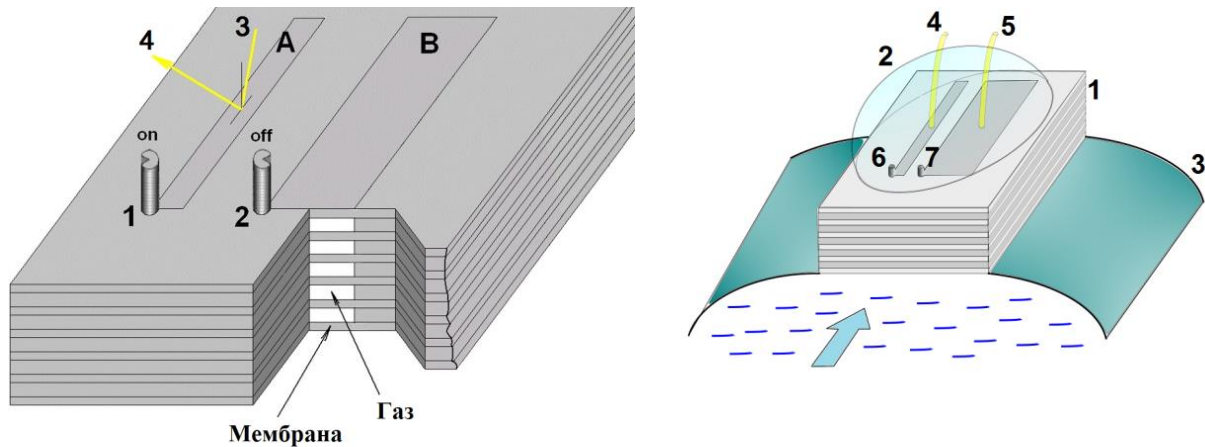


Рис. 1. (а) Робоча частина двошкального опто-пневматичного індикатора тиску. Смужкуваті фотонні кристали А та В. 1, 2 – перемикачі on-off доступу до зовнішнього середовища, 3 – падаючий промінь, 4 – відбитий промінь. (б) Схема однічного (one-sided) вимірювання тиску потоку рідини в трубі. 1 – тіло фотонного кристала, 2 – стінка верхньої камери, 3 – стінка трубки з рідиною; 4, 5 – вхідні-вихідні світловоди, 6, 7 – перемикачі доступу до зовнішнього середовища.

кристала А та В, що представляють дві шкали вимірювання тиску, які охоплюють декілька порядків величини тиску кожна. Доступ до атмосфери контролюється двома перемикачами 1 та 2. Світловий пучок показаний тільки для індикатора А. Деформаційне відхилення кожної мембрани фотонного кристалу ξ направлено вздовж вертикальної осі Z, воно є функцією декартових координат (x, y) і визначається модулем Юнга і різницею тиску з обох боків. В загальному випадку пружне рівняння для окремої девіації ξ окремої мембрани має вигляд [17]:

$$D\Delta^2 \xi = \delta P, \quad (1)$$

де пружний параметр задачі $D = Ed_1^3 / (12(1 - \sigma^2))$, E – модуль Юнга, σ – коефіцієнт Пуассона; δP позначає різницю тиску з обох сторін мембрани. В нашому випадку маємо математично одновимірний випадок, тому оператор Лапласа приймає вигляд d^2/dx^2 і за [17], може бути знайдено розв'язок рівняння (1), що задовольняє граничним умовам

пленими краями [15, 16].

Індикатори А та В складаються з N оптично прозорих тонких мембран, розділених повітряними проміжками, вони є системами, оптичні властивості яких залежать від зовнішнього тиску та температури. В процесі юстирування початковий тиск всередині системи співпадає з зовнішнім. Тому, для заданої вище геометрії, ми маємо 1D фотонний кристал з періодом $d_0 = d_1 + d_2$ і відповідним коефіцієнтом відбивання $R(P_0, \theta)$, де P_0 є тиск юстирування детектора. Підвищення зовнішнього тиску стискає систему мембран і приводить до зменшення зазорів d_2 в області падіння пучка що, в свою чергу, веде до зміни загальної картини відбиття світла від детектора. Якщо зовнішній тиск зменшується – відбувається неоднорідне збільшення зазорів, що також змінює коефіцієнт відбиття. У пневматичному фотонному кристалі деформація кожної мембрани залежить від деформації сусідів, що математично описується ланцюжком взаємно пов'язаних рівнянь (1) з відповідними δP . Розгляд деформації низки пружних мембран, розділених запакованими

газовими проміжками приводить до системи зачеплених рівнянь для тиску у проміжках:

$$P_i = \frac{QP_{00}}{Q - P_{i-1} + 2P_i - P_{i+1}}, \quad i=1,2,3\dots N \quad (3)$$

де $Q=45Dd_1/R^4$ представляє ефективний пружний тиск окремої мембрани, P_{00} – початковий тиск калібрування індикатора. Слід узяти до уваги, що граничні умови системи (2) можуть бути записані у вигляді $P_{N+1}=P_0$, що відповідає двобічному (зверху та знизу, Рис. 1а) доступу зовнішнього середовища до приладу або у вигляді $P_{N+1}=P_{00}$, що відповідає однобічному доступу приладу до зовнішнього середовища, як показано на Рис. 1б. У граничному випадку, якщо число мембран у пакунку достатньо велике, система (2) описує неперервне впроваджене пневматичне середовище [14, 15]

першого рівня, що, завдяки підібраним параметрам, охоплює інтервал першого рівня $(10, 10^4)$ мбар, тоді як більш чуткий, в силу більшої величини R_B , прилад А служить для вимірювання тонких змін тиску. Інша схема підключення – двобічна, відповідає вільному доступу зовнішнього середовища всередину камери 2, чутливість двошкального приладу у цьому випадку вища.

Структура резонаторних мод та діаграма відбивання світла

Розглянемо p -поляризоване електромагнітне поле всередині деформованого 1D пневматичного фотонного кристалу, що містить N періодів SiO_2 мембран розділених повітряними проміжками. Задача взаємодії поля з

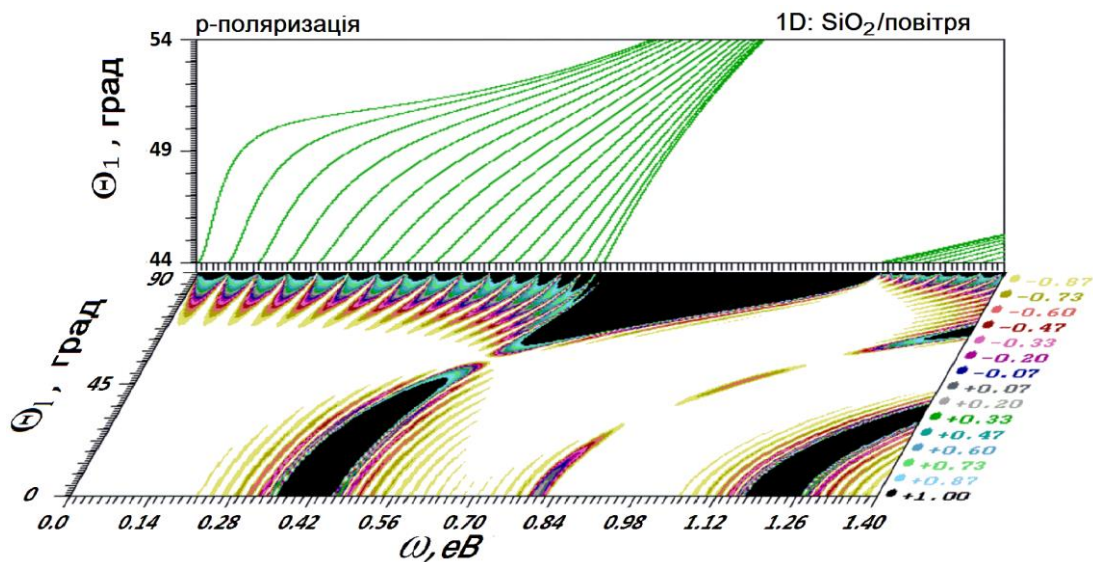


Рис. 2. Вертикальна панель: структура резонаторних мод пневматичного фотонного кристалу на основі скла в області кутів повного внутрішнього відбивання при кутах падіння хвилі в склі θ_1 від 44° до 54° . $N=16$, $d_1=2$ мкм, $d_2=2$ мкм, $\epsilon_1=2.1$, $\epsilon_2=1.0$, енергія фотону в інтервалі від 0 до 1.4 еВ. Горизонтальна панель: кольорова діаграма коефіцієнта відбиття R зовнішнього пучка світла в інтервалі кутів падіння θ_1 від 0° до 90° . Права колонка: кольорова шкала від 0 (біле) до 1 (чорне) для коефіцієнта відбиття R .

з розподіленим тиском замкненого всередині газу під дією деформації структури, обумовленою зміною зовнішнього тиску. На Рис. 1б показано геометрію однобічного вимірювання тиску у заповненій рідиною трубці, де фотонний кристал 1 розташований у замкненій камері 2 вимірює тиск рідини, що протікає в трубці. Оскільки прилад А більш жорсткий, ніж В, він представляє шкалу вимірювання

такою структурою може розглядатися у двох варіантах, як зовнішня або внутрішня. Перший – відповідає зовнішньому падінню пучка на структуру (Рис. 1а). Друга - внутрішня задача, відповідає випадку збудження власних резонаторних мод в області повного внутрішнього відбивання. Світловий пучок у цьому випадку має проходити ззовні в структуру через спеціальні вхідні призми.

На Рис. 2 (вертикальна панель) показано зонну структуру фотонного кристала, що складається з 16 періодів чергуючихся зон скла та повітря. Показано частину області повного внутрішнього відбивання в інтервалі кутів (44° , 54°) та в інтервалі енергій фотона між 0 та 1.4 eV. Енергетичний інтервал обирався з точки зору зручності підбору оптичних матеріалів, прозорих для інфрачервоного випромінювання. Розрахунки велися для параметрів $d_1=0.5$ мкм та початкових значень повітряних проміжків $d_2=0.8$ мкм при тиску калібрування $P=P_{00}=1$ бар, діелектрична проникність скла $\epsilon_1=2.1$. Результати показують наявність 17-ти резонаторних мод у кожній зоні по числу мембран $N+1$. Відповідно до Рис. 1а перша зона займає інтервал ω (0 , 0.71) eV при куті падіння хвилі у мембрані $\theta_1=44^\circ$, тоді як верхня частина зони при $\theta_1=54^\circ$ займає інтервал енергій (0.78 , 0.99) eV. Дно наступної, другої, зони розташовано на енергії 1.15 eV при $\theta_1=44^\circ$. З Рис. 2 зрозуміло, що на межі області повного внутрішнього відбивання $\theta_1=44^\circ$ і верхньої частини області відбивання при кутах поблизу $\theta_1\sim 90^\circ$ картина типового «whispering reflection» відображає початок мод всередині області повного внутрішнього відбивання (вертикальна панель). На горизонтальній панелі Рис. 2 представлено карту відбивання світла від структури в інтервалі енергій (0.0 , 1.4) eV для всіх можливих кутів падіння θ_1 ($0^\circ - 90^\circ$).

Смуга повного пропускання для всіх енергій фотона біля кута падіння 54.4° ілюструє відомий ефект Брюстера.

Як зонна структура так і діаграма відбиття в цілому суттєво залежать від зовнішнього тиску для обох геометрій вимірювання – одnobічного чи двобічного. Застосовуючи ланцюжкову систему рівнянь (3) ми розглянули вплив тиску на взаємодію електромагнітного поля з деформованим пневматичним фотонним кристалом. Зі зростанням тиску, як показують розрахунки, зони резонаторних мод руйнуються, починаючи з країв, і виникають відщеплені від дна та стелі зони локальні стани. На Рис. 3а, показано розраховану залежність коефіцієнта відбиття при квазінормальному падінні в інтервалі енергій ($1.1 - 1.3$) eV поблизу обраної робочої енергії для 16-ти періодного пневматичного фотонного кристала з параметрами $d_1=0.5$ мкм, $d_2=0.8$ мкм при квазінормальному куті падіння $\theta_1=1^\circ$. У цьому випадку вікно абсолютного відбивання (частотна щілина) спостерігається в інтервалі енергій ($1.17 - 1.27$) eV. Завдяки пружності оптопневматичного матеріалу будь які зміни зовнішнього тиску супроводжуються зсувом частотної щілини відбивання та змінами в області вікна пропускання. Тому для індикації тиску один із країв щілини може бути обраним в якості робочої частоти. В нашому дослідженні за робочу енергію фотона прийнято низько енергетичний край щілини $\omega=1.17$ eV (Рис. 3а, стрілка). На Рис. 3б, представлено розраховану залежність коефіцієнта відбиття R від тиску для індикатора В (Рис. 1а) при обраній енергії фотона $\omega=1.17$ eV в інтервалі тиску ($1000 - 1002$) мбар (крива 1). Коефіці-

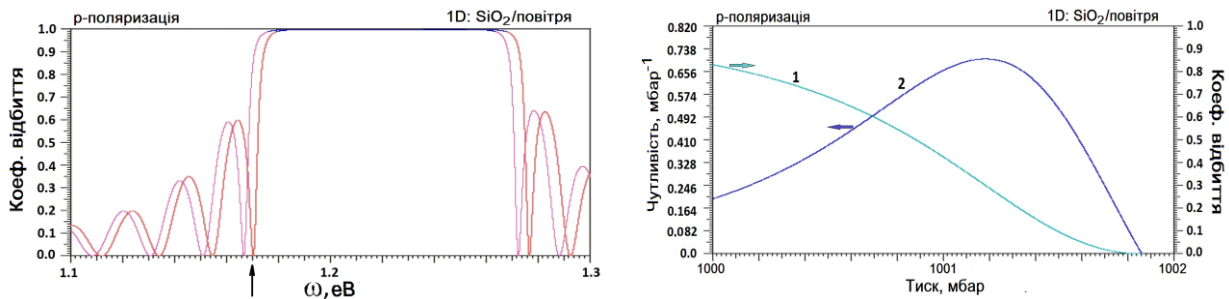


Рис. 3. (а) Залежність коефіцієнта відбиття від енергії фотона при квазінормальному падінні ($\theta_1=1^\circ$). Двобічна геометрія вимірювання тиску. 16 періодів скло/повітря, $d_1=0.5$ мкм, $d_2=0.8$ мкм, $\epsilon_1=2.1$, $\epsilon_2=1.0$. Енергетична щілина ($R\approx 1$) виділена іншим кольором; стрілка показує обрану робочу енергію фотона $\omega=1.17$ eV. (б) Залежність відбивання від тиску. Квазінормальне падіння, фіксована енергія фотона $\omega=1.17$ eV. 1, Коефіцієнт відбивання від зовнішнього тиску (права вісь), 2, залежність чутливості відбивання від тиску (ліва вісь).

ент відбиття змінюється в інтервалі від 0.83 до нуля, залежність монотонна, що дає змогу трактувати криву 1, як градувальну. Крива 2 представляє ізотермічну чутливість структури $\eta = (dR/dP)_T$, яка змінюється від нуля при $P = 1001.86$ мбар до максимального значення 0.698 мбар⁻¹ при $P = 1001.18$ мбар.

Тонка структура тиску в потоці рідини

Вище обговорювались два способи організації процедури вимірювання тиску оптопневматичним індикатором: однією діючий тиск, як показано на Рис. 1b, та двоїчний діючий зовнішній тиск, коли вплив зовнішнього середовища відбувається також через верхню камеру приладу. В цьому випадку деформація пружних мембран всередині пневматичного фотонного кристала симетрична відносно центру структури. Теж саме можна стверджувати для розподілу тиску в газових проміжках всередині пневматика. Завдяки відомому ефекту масштабної інваріантності спектру при пропорційній зміні геометрії комірки разом з робочою частотою [15] існує можливість конструктивно об'єднати на одній платформі декілька оптопневматичних пристроїв з ідентичними калібрувальними кривими, але кожна для свого інтервалу значень тиску чи температури. Ілюстрацією може служити показаний на Рис. 1b двошкільний інтегрований пристрій. Для індикатора А при обраних параметрах та при $R_A = 200$ мкм калібрувальна крива старшої шкали охоплює інтервал $(10 - 10^{-2})$ бар. Інтервал вимірювання другої, молодшої, шкали В ($R_B = 300$ мкм) $(10^{-2} - 10^{-5})$ бар являє собою розгорнуту мінімальну поділку старшої шкали А з точністю вимірювання біля 1 мкбар. Процедуру вимірювання за допомогою з'єднаних шкал описано в [15, 16]. Зокрема, в другій, компенсаційній стадії вимірювання індикатором В мікробарні корекції тиску додаються до результату вимірювання грубою шкалою А.

Висновки

В роботі обговорено перспективи застосування пружних пневматичних впорядкованих структур у якості чутливих оптичних

індикаторів тиску, які можуть об'єднувати декілька ешелонованих шкал різної чутливості. Процедура ешелонованого вимірювання дає змогу зрівняти кінцеву похибку вимірювання фізичної величини з похибкою найбільш чутливої шкали. Кожний з індикаторів являє собою фотонний кристал, який конструктивно інтегрується у шарувату підложку оптично прозорого пружного матеріалу і складається з пружних мембран розділених газовими проміжками, хвильоводів входу-вихода світла і перемикачів доступу зовнішнього тиску. Показана суттєва залежність енергетичної структури пневматичного фотонного кристала і картини відбиття світла від зовнішнього тиску в інтервалі $(0, 10)$ бар з мінімальною поділкою шкали біля 1 мкбар для актуальних тисків в біорідинах та потоках рідини в технічних пристроях

Характерні розміри багатошкільного приладу близько 1 мм і можуть бути зменшені. Розглянутий тип оптичного детектора відкриває нові можливості організації поточного моніторингу тиску і температури за часом та в різних частинах потоку рідини в технічній пристрої або біологічній циркуляційній системі.

Список використаної літератури

- [1]. D. P. Bernstein. Impedance cardiography: Pulsatile blood flow and the biophysical and electrodynamic basis for the stroke volume equations// J.Electr.Bioimp, 1, pp. 2–17 (2010).
- [2]. C. Julien. The enigma of Mayer waves: Facts and models// Cardiovasc Res., 70(1): pp. 12–21 (2006).
- [3]. Optical Biomimetics: Materials and Applications, Editor: Maryanne Large. Woodhead Publishing, pp. 256 (2012).
- [4]. K. Avila, D. Moxey, A. Lozar, M. Avila, D. Barkley, B. Hof. The Onset of Turbulence in Pipe Flow// Science, 333, 192-196 (2011).
- [5]. F. M. White, Fluid Mechanics, 7th Edition, McGraw-Hill, New York, pp. 885 (2011).
- [6]. G. A. Cooksey, Z. Ahmed. Optofluidic Temperature and Pressure Measurements with Fiber Bragg Gratings Embedded in Microfluidic Devices// <https://arxiv.org/ftp/arxiv/pa->

pers/1603/1603.07743.pdf

[7]. J. W. S. Rayleigh. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure// *Philos. Mag.*, 24 (147), pp. 145–159 (1887).

[8]. E. Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics// *Physical Review Letters*, 58 (20), pp. 2059–2062 (1987).

[9]. S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices// *Physical Review Letters*, 58(23): 2486–2489 (1987).

[10]. A. Werber, H. Zappe. Tunable, membrane-based, pneumatic micro-mirrors// *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 8: 313-317 (2006).

[11]. V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov, F. Krausz. Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics// *Opt. Express*, 17(10): 7943-7951 (2009).

[12]. N. Tokranova, B. Xu, J. Castracane. Fabrication of flexible one-dimensional porous silicon photonic band-gap structures// *MRS Proceedings*. 797: 10.1557/PROC-797-W1.3. (2004)

[13]. B. Grzybowski, D. Qin, R. Haag, G.M.

Whitesides. Elastomeric optical elements with deformable surface topographies: applications to force measurements, tunable light transmission and light focusing// *Sensors and Actuators*, 86(1-2): pp. 81-85 (2000).

[14]. J. Ouellette. Seeing the Future in Photonic Crystals// *The Industrial Physicist*, 7(6): pp. 14–17 (2002).

[15]. E. Ya. Glushko. Pneumatic photonic crystals// *Opt. Express*, 18(3): pp. 3071-3078 (2010).

[16]. E. Ya. Glushko. Pneumatic photonic crystals: properties and multiscale indication of pressure// *Proc. of IEEE CAOL Conference*, pp. 36-37 (2010).

[17]. L. D. Landau, E. M. Lifshitz. *Theory of Elasticity*. Pergamon Press, New York, pp.165 (1970).

Стаття надійшла до редакції 18.09.2018 р.

PACS 07.07.Df, 07.60.-j, 42.70.Qs, 42.25.Bs, 42.79.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159488>

INDICATION OF PRESSURE OVER TIME INSIDE THE FLUID FLOW USING A PNEUMATIC PHOTONIC CRYSTAL

*E. Ya. Glushko, A. N. Stepanyuk**

Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Nauki Prsp. 45, 03028, Kyiv, Ukraine,
scientist.com_eugene.glushko@mail.com

*Kryvyi Rih State Pedagogical University, Gagarin Prsp. 54, 50086, Kryvyi Rih, Ukraine,
alexst2008@ukr.net

Summary

The purpose of this work is theoretical investigation of optomechanical properties of the gas-filled 1D elastic pneumatic photonic crystal functioning as a sensitive optical indicator of pressure which can unite several scales of pressure magnitude. The indicator includes layered elastic platform including a mounted optopneumatic medium, input-output optical fibers and switching valves, all enclosed into a chamber. At the chosen parameters the device has size near 1 mm and may cover the pressure interval (0, 10) bar with accuracy near 1 μ bar for actual pressures existing inside a

fluid flow system. The controlled deformation of a system of elastic optical membranes creating the optopneumatic medium was considered by methods of theory of elasticity. The bandgap structure and angle-frequency light reflection diagram of a modified under external pressure pneumatic photonic crystal was investigated in the framework of transfer matrix approach. The miniaturized optical devices considered may offer an opportunity to organize simultaneous and total scanning monitoring of fluid pressure in different parts of a technical or biological system.

Keywords: Photonic crystal, Optical devices, Elastic layered structure, Light reflection, Precision pressure measurement, Pressure inside the fluid flow

УДК 537.8, 537.868, 535.44, 535.442.

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159488>

ІНДИКАЦІЯ ТИСКУ ЗА ЧАСОМ ВСЕРЕДИНИ ПОТОКУ РІДИНИ СЕНСОРОМ НА ОСНОВІ ПНЕВМАТИЧНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛУ

*Є. Я. Глушко, О. М. Степанюк**

Інститут фізики напівпровідників НАН України, пр. Науки, 45, 03028, м. Київ, Україна,
scientist.com_eugene.glushko@mail.com

*Криворізький державний педагогічний університет, пр. Гагаріна 54, 50086, м. Кривий Ріг,
Україна, alexst2008@ukr.net

Реферат

Метою роботи є теоретичне дослідження опто-механічних властивостей 1D пневматичного фотонного кристала у якості чутливого оптичного індикатора тиску, що може поєднувати на одній платформі декілька шкал у різних областях значень. Індикатор складається з шаруватої підкладки оптично прозорого пружного матеріалу з вбудованими конструктивно опто-пневматичними структурами, хвильоводів входу та виходу світла і перемикачів доступу, розміщених у камері. За обраними параметрами прилад має характерні розміри близько одного міліметра і може покривати інтервал тиску (0, 10) *бар* з мінімальною поділкою шкали біля 1 *мкбар* для актуальних тисків в біорідинах та потоках рідини в технічних пристроях. Методами теорії пружності розглянуто процеси контрольованої деформації системи поєднаних пружних оптичних мембран, що створюють оптопневматичне середовище. Методом трансфер матриць досліджено залежність енергетичної структури пневматичного фотонного кристала і кутово-частотної діаграми відбиття світла від зовнішнього тиску. Завдяки мініатюрності приладу процес вимірювання дозволяє організацію одночасного сканування та моніторинг тиску у різних частинах потоку рідини в технічній або біологічній системі.

Ключові слова: Фотонний кристал, Оптичний пристрій, Пружні шаруваті структури, Відбивання світла, Тонка індикація тиску, Тиск у потоці рідини

МАТЕРІАЛИ ДЛЯ СЕНСОРІВ

SENSOR MATERIALS

УДК 621.315.592; PACS number(s): 61.82. Fk, 72.20.Mu

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159490>

ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МАГНІТНУ ЧУТЛИВІСТЬ МОНОКРИСТАЛІВ n-Si <P>

¹С. В. Луньов, ¹А. І. Зіміч, ²В. Т. Маслюк, ²І. Г. Мегела

¹Луцький національний технічний університет,
вул. Львівська 75, м. Луцьк, 43018, luniovser@ukr.net

²Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська, 21, м. Ужгород, 88017, volodymyr.maslyuk@gmail.com

ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МАГНІТНУ ЧУТЛИВІСТЬ МОНОКРИСТАЛІВ n-Si <P>

С. В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела

Анотація. Досліджено вплив опромінення різними потоками швидких електронів з енергією 12 МеВ на магнітну чутливість монокристалів n-Si <P>. На основі вимірювань інфрачервоної Фур'є-спектроскопії та ефекту Холла було встановлено, що основними радіаційними дефектами, які утворились в кремнії при електронному опроміненні, є комплекси C_iO_i , А-центри (комплекси VO_i) та А-центри, які додатково модифіковані домішкою фосфору (комплекси VO_iP). Проведені розрахунки показують, що зі збільшенням потоку електронного опромінення магнітна чутливість досліджуваних зразків кремнію зростає. Це пояснюється збільшенням ступеня компенсації монокристалів n-Si <P>, що призводить до зростання сталої Холла і відповідно магнітної чутливості.

Ключові слова: монокристали n-Si <P>, радіаційні дефекти, стала Холла, магнітна чутливість

THE IMPACT OF ELECTRONIC IRRADIATION ON THE MAGNETIC SENSITIVITY OF n-Si <P> SINGLE CRYSTALS

S. V. Luniov, A. I. Zimych, V. T. Maslyuk, I. G. Megela

Abstract. The impact of irradiation by different flows of fast electrons with the energy of 12 MeV on the magnetic sensitivity of n-Si <P> single crystals is investigated. On the basis of the measurements of Fourier infrared spectroscopy and Hall effect, it has been established that the main radiation defects, formed in silicon at the electron irradiation, are C_iO_i complexes, A-centers (VO_i complexes), and A-centers, which are additionally modified with an impurity of phosphorus (VO_iP complexes). The performed calculations show that with the increasing of the flow of electron irradiation the magnetic sensitivity for the investigated samples of silicon increases. This is explained by the increasing of the degree of compensation of n-Si <P> single crystals, which leads to an increase of Hall constant and magnetic sensitivity respectively.

Keywords: n-Si <P> single crystals, radiation defects, Hall constant, magnetic sensitivity

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МАГНИТНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ n-Si <P>

С. В. Лунёв, А. И. Зимич, В. Т. Маслюк, И. Г. Мегела

Аннотация. Исследовано влияние облучения различными потоками быстрых электронов с энергией 12 МэВ на магнитную чувствительность монокристаллов n-Si <P>. На основе измерений инфракрасной Фурье-спектроскопии и эффекта Холла было установлено, что основными радиационными дефектами, образовавшимися в кремнии при электронном облучении, являются комплексы C_iO_i , А-центры (комплексы VO_i) и А-центры, которые дополнительно модифицированные примесью фосфора (комплексы VO_iP). Проведенные расчеты показывают, что с увеличением потока электронного облучения магнитная чувствительность исследуемых образцов кремния возрастает. Это объясняется увеличением степени компенсации монокристаллов n-Si <P>, что приводит к росту постоянной Холла и соответственно магнитной чувствительности.

Ключевые слова: монокристаллы n-Si <P>, радиационные дефекты, постоянная Холла, магнитная чувствительность.

Вступ

В даний час в сенсорній техніці найширше застосування знайшли датчики магнітного поля, що використовуються для вимірювання індукції магнітного поля та безконтактно-го визначення механічних та електричних впливів (реле, датчики положення, вимірювачі струму та потужності, запобіжники і т.д.) [1-5]. Наприклад, проблема вимірювання та контролю струмів завжди була, є і буде актуальною для багатьох поколінь розробників нової техніки, а надійне та точне перетворення струму є необхідним для галузі при-

ладобудування та електроніки [2, 4]. Точне перетворення струму дозволяє створювати нові системи інверторного управління. В даний час приблизно 15% всіх електроприводів мають інверторне управління, що дозволяє зберегти до 50% затраченої електроенергії. Нині на ринку магнітної сенсорної техніки представлений широкий вибір вимірювачів параметрів магнітного поля різних типів та конструкцій. Одним з найбільш поширених типів магніточутливих елементів є датчики Холла [4-8]. Для конструювання напівпровідникових датчиків Холла сьогодні широко використовується кремній, завдяки своїм уні-

кальним властивостям, практично необмеженим природним запасам, комерційній доступності, технології вирощування [9-11]. Розробка методів покращення функціональних властивостей напівпровідникових матеріалів є пріоритетним напрямком досліджень сучасного напівпровідникового матеріалознавства. Зокрема, прогнозований вплив радіації на напівпровідники є потужним технологічним інструментом цілеспрямованої зміни фізичних властивостей напівпровідників та створення на їх основі різних елементів сенсорної електроніки з необхідними характеристиками [12].

Експериментальні результати та їх обговорення

Тому нами проводились дослідження впливу опромінення різними потоками швидких електронів з енергією 12 МеВ на магнітну чутливість монокристалів n-Si <P>. У роботі досліджувались монокристалічні зразки кремнію n-типу провідності, вирощені за методом Чохральського. Концентрація легуючої домішки фосфору для досліджуваних зразків складала $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Монокристали кремнію опромінювались при кімнатній температурі на мікротроні М-30. Для ідентифікації природи утворених радіаційних дефек-

тів проводились вимірювання інфрачервоної Фур'є-спектроскопії та ефекту Холла. На рис. 1 представлено спектри поглинання для монокристалів n-Si, опромінених потоком електронів $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$. Спектри досліджувались в температурному інтервалі від 10 К до 300 К. Лінії поглинання з частотами 836 та 885 см^{-1} відповідають А-центру (комплекс VO_i) [13, 14].

Властивості даного дефекту на сьогодні досить добре вивчені [15-17]. Дефект вносить в заборонену зону кремнію глибокий акцепторний рівень $E_C - 0,17 \text{ eV}$ і спостерігається в спектрах ІЧ-поглинання як в нейтральному (лінія поглинання 836 см^{-1} [18, 19]), так і негативно зарядженому (лінія поглинання 885 см^{-1} [19, 20]) стані. Відпалюється А-центр в діапазоні температур 300-400 $^\circ\text{C}$. Лінія поглинання з частотою 865 см^{-1} відповідає комплексу C_iO_i [21,22]. При радіаційному опроміненні вуглець, згідно з обмінним механізмом Воткінса [23], виштовхується власними міжвузлями з вузлів у міжвузлове положення з утворенням стабільного дефекту (C_i). При дифузії у ґратці міжвузловий вуглець (C_i) ефективно взаємодіє з домішками, утворюючи електрично активні дефекти. У кремнії, вирощеному за методом Чохральського, C_i ефективно взаємодіє з міжвузловим киснем (O_i), в результаті чого утворюється комплекс C_iO_i [24]. Даний

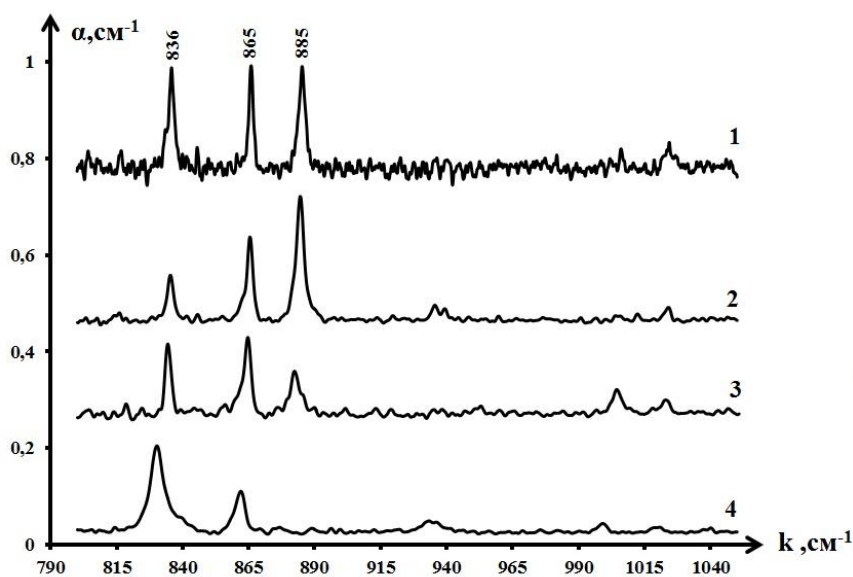


Рис. 1. Спектри поглинання для опромінених монокристалів n-Si потоком електронів $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$, досліджені при різних температурах T, К: 1 – 10, 2 – 80, 3 – 150, 4 – 300.

комплекс є стабільним до температур $T=600$ К [25] і створює в забороненій зоні кремнію глибокий рівень $E_V + 0,35$ еВ [26]. Як відомо [27], в опромінену кремнію швидкими електронами з енергією $E > 10$ МеВ поряд з точковими дефектами починають утворюватись також області розвпорядкування, ядра яких складаються з дивакансій або багатовакансіонних комплексів. Проте, в нашому випадку енергетичні рівні таких дефектів (наприклад, дивакансії, які формують ядро області розвпорядкування) не спостерігались, оскільки концентрація утворених областей розвпорядкування, все ж таки, напевно, є набагато меншою за концентрацію комплексів VO_i та C_iO_i . Енергія активації радіаційних дефектів для опроміненого кремнію потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см², визначена на основі температурних залежностей концентрації електронів (рис. 2, крива 3), виявилась рівною

$E_A = E_c - (0,107 \pm 0,005)$ еВ, що відповідає А-центру, який додатково модифікований домішкою фосфору (комплекс VO_iP) [28]. Для кремнію, опроміненого потоком електронів $\Phi=2 \cdot 10^{17}$ ел./см², характерною є зміна нахилу температурної залежності концентрації при температурі $T \approx 195$ К (див. рис. 2, крива 4). При температурах $T < 195$ К енергія активації утворених радіаційних дефектів в кремнії, як і для випадку опромінення потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см², відповідає комплексу VO_iP , а для температур $T > 195$ К – комплексу VO_i . При температурах $T > 290$ К радіаційні дефекти, які належать А-центрам, будуть повністю іонізованими, оскільки концентрація електронів виходить на насичення (рис. 2, криві 2-4), а в спектрі поглинання зникає лінія 885 см⁻¹ (рис. 1, крива 4), що відповідає негативно зарядженому стану А-центра. Глибокий рівень

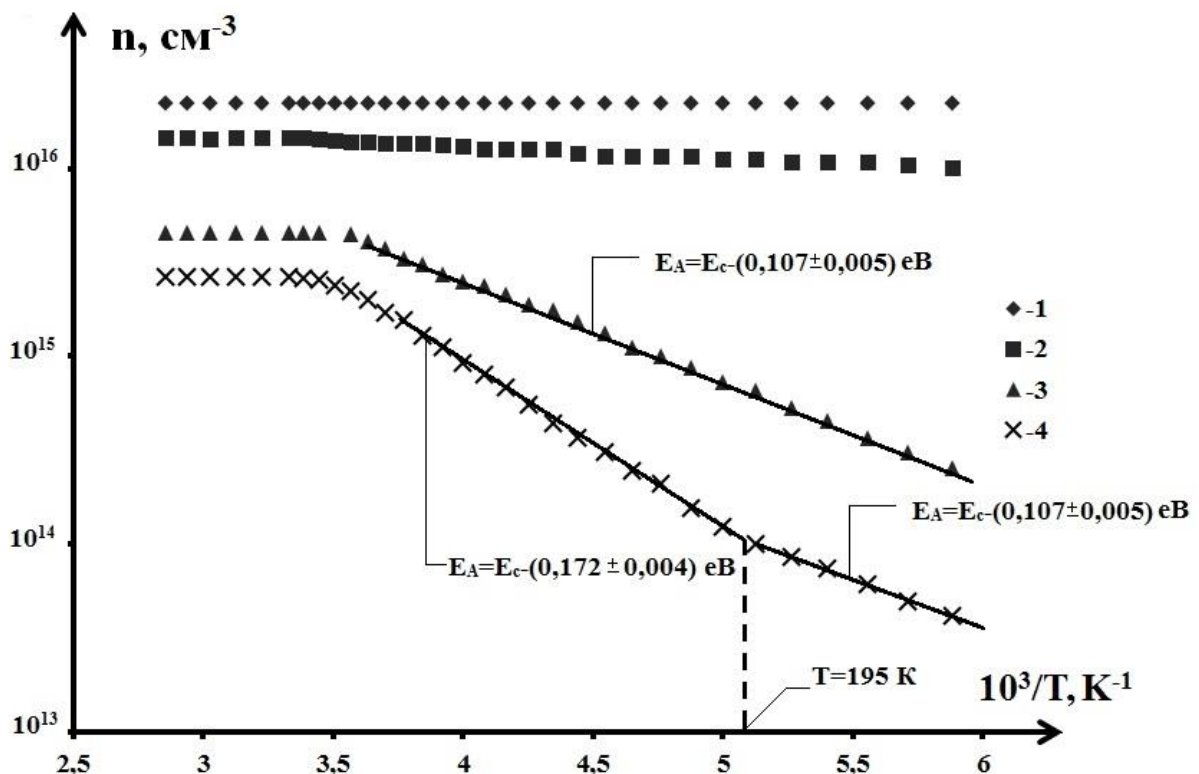


Рис. 2. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – 0, 2 – $5 \cdot 10^{16}$, 3 – $1 \cdot 10^{17}$, 4 – $2 \cdot 10^{17}$.

$E_V + 0,35eV$ в даному випадку буде повністю заповнений електронами і для всього досліджуваного діапазону температур не буде проявлятися його іонізація. Також зі збільшенням потоку електронного опромінення зростатиме концентрація радіаційних дефектів, які відповідають комплексам SiO_i . Це пояснює зменшення концентрації електронів в зоні провідності опромінених монокристалів кремнію по відношенню до неопромінених зразків зі збільшенням потоку електронного опромінення при температурах вищих за кімнатну.

На рис. 3 та рис. 4 представлено залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів при температурах $T=300\text{ K}$ та $T=170\text{ K}$ відповідно. Як слідує з даних рисунків, всі залежності $U_H = f(B)$ є лінійними, що свідчить про другорядну роль ефекту магнітоопору.

За умови, коли напрямок струму та магнітного поля взаємно перпендикулярні, то згідно з [29], холівську напругу U_x можна записати у вигляді:

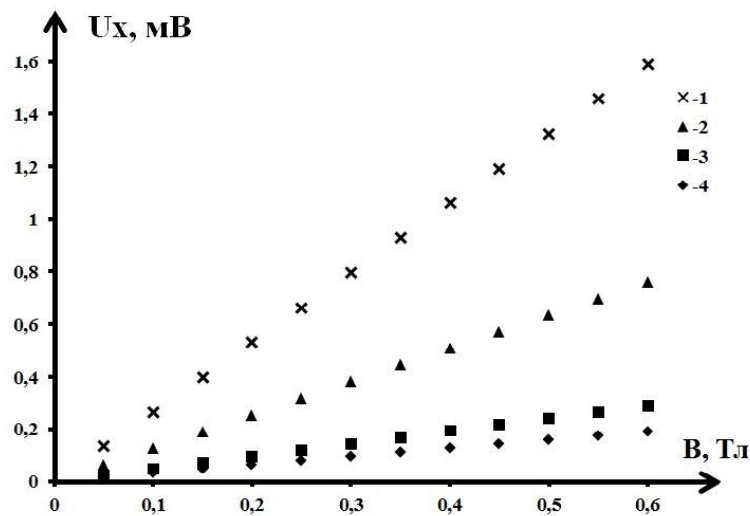


Рис. 3. Залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=300\text{ K}$ для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./ cm^2 : 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$, 4 – 0.

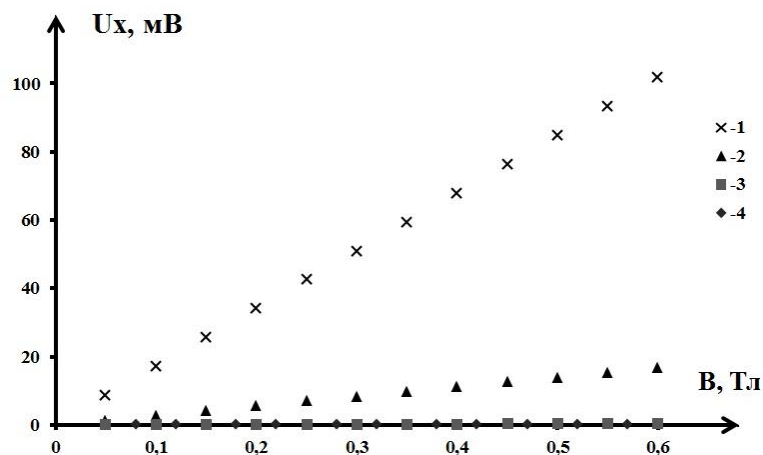


Рис. 4. Залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=170\text{ K}$ для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./ cm^2 : 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$, 4 – 0.

$$U_x = \frac{R_x IB}{d} = \frac{AIB}{qnd}, \quad (1)$$

де R_x – стала Холла, I – сила струму, яка протікає через зразок, B – індукція магнітного поля, d – товщина зразка в напрямку магнітного поля, n – концентрація вільних носіїв струму, A – Холл – фактор, q – модуль заряду електрона.

Однією з основних характеристик датчиків Холла є коефіцієнт магнітної чутливості β [6, 30]:

$$\beta = \frac{\partial U_H}{\partial B}. \quad (2)$$

Якщо R_x не залежить від магнітного поля (як для нашого випадку), то вираз (2), з врахуванням (1), можна записати так:

$$\beta = \frac{U_H}{B} = \frac{R_x I}{d} = \frac{AI}{qnd}, \quad (3)$$

Згідно з (3), відношення коефіцієнтів магнітної чутливості опроміненних зразків кремнію β до неопроміненних β_0 рівне:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \frac{R_x(\Phi)}{R_x(0)} \quad (4)$$

На рис. 5 представлено температурні залежності $\frac{\beta}{\beta_0} = f(T)$ для опроміненних монокристалів кремнію різними потоками електронів. Як видно з рис. 5, збільшення потоку опромінення призводить до зростання магнітної чутливості монокристалів n-Si, особливо при зменшенні температури. Причиною такого зростання є утворення при електронному опроміненні радіаційних дефектів з глибокими енергетичними рівнями, які відповідають комплексам VO_i , VO_iP та C_iO_i . Такі дефекти виконують роль компенсуючих центрів по відношенню до основних носіїв струму в опроміненних монокристалах n-Si. Зростання ступеня компенсації n-Si при збільшенні потоку електронного опромінення призводить до зростання сталої Холла (зменшення концентрації носіїв струму), а отже й магнітної чутливості.

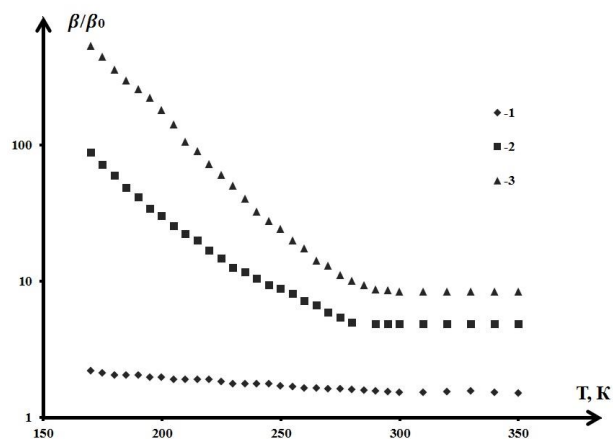


Рис. 5. Залежності $\frac{\beta}{\beta_0} = f(T)$ для опроміненних монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{16}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $2 \cdot 10^{17}$.

Висновки

Таким чином, магнітна чутливість напівпровідникового детектора Холла суттєво залежить від концентрації носіїв струму, оскільки сила струму I та товщина зразка d можуть бути заданими (для нашого випадку $I=1$ мА, $d=0,9$ мм). Тому зменшення концентрації носіїв струму дозволить збільшити коефіцієнт магнітної чутливості детектора Холла. Це для напівпровідникового монокристалу можна реалізувати двома шляхами: 1) Зменшити ступінь легування домішками. Але в даному випадку виникає проблема контролю концентрації домішок при виробництві особливо чистого кремнію. А це, в свою чергу, також значно підвищує вартість таких технологій; 2) Збільшити ступінь компенсації напівпровідникових монокристалів. Другий спосіб збільшення магнітної чутливості може бути досягнутий за рахунок опромінення напівпровідника, в результаті якого утворюються стабільні в часі радіаційні дефекти. Оскільки товщина детектора Холла в датчиках Холла складає, як правило, 0,2-0,3 мм, а струм може змінюватись від одиниць до десятків міліампер [6], то зміна співвідношення даних параметрів також дозволить підвищити магнітну чутливість в десятки разів.

Одержані результати можуть знайти своє практичне використання для конструювання

на основі опроміненого n-Si, легованого домішкою фосфору заданої концентрації, датчиків Холла, які зможуть функціонувати в широкому діапазоні температур. Основним недоліком таких датчиків при температурах вимірювань менших за кімнатну є температурна залежність магнітної чутливості. Останній недолік можна усунути температурною калібруванням сигналу, яка використовується у подвійних датчиках магнітного поля та температури [31, 32].

Автори висловлюють щире подяку науковому співробітнику відділу фізики радіаційних процесів Інституту фізики НАН України Сосніну М.Г. за допомогу в проведенні досліджень спектрів оптичного поглинання для опромінених монокристалів n-Si.

Список використаної літератури

- [1]. Ch. Schott, P. A. Besse, R. S. Popovic. Planar Hall effect in the vertical Hall sensor // *Sensors and Actuators A: Physical*, 85 (1-3), pp. 111–115 (2000).
- [2]. A. Danilov. *Sovremennyye promyshlennyye datchiki toka* // *Sovremennaya elektronika*, 10, s. 26-35. (2004).
- [3]. A. F. Aleynikov, V. A. Gridchin, M. P. Tsapenko. *Datchiki (perspektivnyye napravleniya razvitiya)*. NGTU, Novosibirsk, 176 s. (k2001).
- [4]. A. F. Kaperko. *Analiz sostoyaniya, tendentsii razvitiya i novyye razrabotki datchikov preobrazovateley informatsii system izmereniya, kontrolya i upravleniya* // *Izmeritel'naya tekhnika*, 1, s. 3-7 (1998).
- [5]. G. Ya. Portnoy, O. A. Bolotin, K. P. Razumovskiy, S. A. Starkov, O. Ye. Yatsenko. *Tokovyye kleshchi: novyy vzglyad na staryye pribory* // *Komponenty i tekhnologii*, 1(162), s. 34-36 (2015).
- [6]. V. A. Antropov, L. Kh. Antropova. *Primeneniye gal'vanomagnitnykh yavleniy v poluprovodnikakh dlya sozdaniya priborov i ustroystv SVCH diapazona*. PGU, Penza, 166 s. (2011).
- [7]. S. Tumanski. *Modern magnetic field sensors – a review* // *Przeglad elektrotechniczny*, 10, pp. 1–12 (2013).
- [8]. V. S. Osadchuk, O. V. Osadchuk, O. P. Bilylivs'ka, O. M. Zhahlovs'ka. *Ohlyad hal'vanomagnitnykh vymiryuvachiv parametriv mahnitnoho polya* // *Visnyk NTU «KHPI»*, 42 (948), s. 00-00. (2012).
- [9]. H. S. Nalwa. *Silicon-Based Materials and Devices*. Academic Press, San Diego, 609 p. (2001).
- [10]. P. Siffert, E. Krimmel. *Silicon*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 550 p. (2004).
- [11]. S. Fumio. *Semiconductor Silicon Crystal Technology*. Elsevier Science & Technology, 435 p. (2012).
- [12]. L. S. Smirnov. *Voprosyi radiatsionnoy tehnologii poluprovodnikov*. Nauka, Novosibirsk, 291 s. (1980).
- [13]. G. D. Watkins, J. W. Corbett. *Defects in Irradiated Silicon. I. Electron Spin Resonance of the Si- A Center* // *Phys. Rev.*, 121(4), pp. 1001–1015 (1961).
- [14]. J. W. Corbett, G. D. Watkins, R. M. Chrenko, R. S. McDonald. *Defects in Irradiated Silicon. II. Infrared Absorption of the Si- A Center* // *Phys. Rev.*, 121(4), pp. 1015–1022 (1961).
- [15]. S. Fumio. *Oxygen in Silicon*. Academic, London, 679 p. (1994).
- [16]. V. P. Markevich, A. R. Peaker, L. I. Murin, N. V. Abrosimov. *Vacancy-oxygen complex in Si_{1-x}Ge_x crystals* // *Appl. Phys. Lett.*, 82(16), pp. 2652-2654 (2003).
- [17]. S. Pizzini. *Point Defects in Group IV Semiconductors: Common Structural and Physico-chemical Aspects* // *Materials Research Forum LLC*, 10, p. 134 (2017).
- [18]. R. C. Newman. *Oxygen diffusion and precipitation in Czochralski silicon* // *J. Phys.: Condens. Matter.*, 12(25), pp. R335-R365 (2000).
- [19]. L. I. Murin, V. P. Markevich, T. Hallberg, J. L. Lindström. *New infrared vibrational bands related to interstitial and substitutional oxygen in silicon* // *Sol. St. Phenomena*, 69-70, pp. 309-314 (1999).
- [20]. A. R. Bean, R. C. Newman. *An infra-red study of defects produced in n-type silicon by electron irradiation at low temperatures* // *Sol. St. Commun.*, 9, pp. 271-274 (1971).
- [21]. J. M. Trombetta, G.D. Watkins.

Identification of an interstitial carbon-interstitial oxygen complex in silicon // *Appl. Phys. Lett.*, 51(14), pp. 1103-1106 (1987).

[22]. P. Pichler. *Intrinsic Point Defects, Impurities, and their diffusion in Silicon*. Springer-Verlag Wien, New York, 554 p. (2004).

[23] G. D. Watkins, K. L. Brower. EPR Observation of the Isolated Interstitial Carbon Atom in Silicon // *Phys. Rev. Lett.*, 36(22), pp. 1329-1332 (1976).

[24] M. I. Hrytsenko, O. O. Kobzar, Yu. V. Pomozov, M. H. Sosnin, L. I. Khirunenko. Efektyvnist' vzayemodiyi mizhvuzlovynnoho vuhletsyu z kysnem, olovom ta vuhletsem zamishchennya v oprominenomu kremini // *Ukr. fiz. zhurn.*, 55(2), s. 223-228 (2010).

[25]. G Davies, A. S. Oates, R. C. Newman et al. Carbon-related radiation damage centres in Czochralski silicon // *J. Phys. C*, 19(6), pp. 841-857 (1986).

[26]. L. I. Murin. On the electrical activity of the Ci-Oi complex in silicon // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 101(2), pp. K107-K110 (1987).

[27] E. N. Vologdin, A. P. Lysenko. Integral'nyye radiatsionnyye izmeneniya parametrov poluprovodnikovyykh materialov.

- M., Moskovskiy gosudarstvennyy institut elektroniki i matematiki (tekhnicheskii universitet), 94 s. (1998).

[28]. A. P. Dolgolenko. Modification of radiation defects in Si and Ge by background impurity // *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 14 (4), pp.377 – 383 (2013).

[29]. E. V. Kuchis. Galvanomagnitnyie efekty i metody ih issledovaniya. – M., Radio i svyaz, 264 s. (1990).

[30]. S. Sysoyeva. Datchiki magnitnogo polya. Spektr vysokoob'yemnoy produktsii ot vedushchikh postavshchikov // *Komponenty I tekhnologii*, 1, s.19-32 (2012).

[31]. V. F. Mitin, N.S. Boltovets, V.V. Kholevchuk et al. Dual function sensors for concurrent measurement of temperature and magnetic field in cryogenic applications // *Cryogenics*, 48(9), pp.68-73. (2008).

[32]. S. Luniov, A. Zimych, M. Khvyshchun ta in. Temperaturna hraduyuvannya mahnitochutlyvoho elementa datchyka Kholla na osnovi germaniyi // *Tekhnichni visti*, 1 (45), 2 (46). - s. 110-113 (2017).

Стаття надійшла до редакції 28.08.2018 р.

УДК 621.315.592; PACS number(s): 61.82. Fk, 72.20.My

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159490>

THE IMPACT OF ELECTRONIC IRRADIATION ON THE MAGNETIC SENSITIVITY OF n-Si <P> SINGLE CRYSTALS

¹ S. V. Luniov, ¹ A. I. Zimych, ² V. T. Maslyuk, ² I. G. Megela

¹Lutsk National Technical University,

²Institute of Electron Physics NAS of Ukraine

Summary

The projected impact of radiation on semiconductors allows to create on their basis the various elements of sensor electronics with the necessary characteristics, in particular the semiconductor Hall sensors. Therefore, the studies of irradiation by different flows of fast electrons with the energy of 12 MeV on the magnetic sensitivity of n-Si <P> single crystals have been carried out by us. The measurements of Fourier infrared spectroscopy and Hall effect with the aim of identifying the

nature of created radiation defects have been conducted. On the basis of the research, it has been established that the main radiation defects, formed in silicon at the electron irradiation, are C_iO_i complexes, A-centers (VO_i complexes), and A-centers, which are additionally modified by phosphorus impurity (VO_iP complexes). Taking into account the obtained temperature dependencies of the Hall constant, the values of the coefficients of the magnetic sensitivity for unirradiated and irradiated samples of silicon were calculated. The performed calculations show that the magnetic sensitivity of n-Si single crystals increases and significantly depends on a temperature with the increasing of the flow irradiation. A significant increase of the magnetic sensitivity at the temperatures $T \approx 170$ K for the largest electron flow $2 \cdot 10^{17}$ el./cm² (more than 500 times) in relation to unirradiated n-Si <P> single crystals is obtained. The reason for such an increase in the magnetic sensitivity of n-Si <P> is the formation of C_iO_i , VO_i and VO_iP complexes that create deep energy levels in the band gap of silicon. Such levels act as compensating centres in relation to the main charge carriers. The increase of the degree of compensation of n-Si <P> single crystals with the increasing of the flow of electron irradiation leads to an increase of Hall constant, and hence of the magnetic sensitivity. The obtained results can find a practical application for designing based on of irradiated n-Si <P> single crystals the Hall sensors, which can function in a wide range of temperatures.

Keywords: n-Si <P> single crystals, radiation defects, Hall constant, magnetic sensitivity

УДК 621.315.592; PACS number(s): 61.82. Fk, 72.20. My
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159490>

ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МАГНІТНУ ЧУТЛИВІСТЬ МОНОКРИСТАЛІВ n-Si <P>

¹С. В. Луньов, ¹А. І. Зіміч, ²В. Т. Маслюк, ²І. Г. Мегела

¹Луцький національний технічний університет,
²Інститут електронної фізики НАН України

Реферат

Прогнозований вплив радіації на напівпровідники дозволяє створювати на їх основі різні елементів сенсорної електроніки з необхідними характеристиками, зокрема напівпровідникові датчики Холла. Тому нами проводились дослідження впливу опромінення різними потоками швидких електронів з енергією 12 МеВ на магнітну чутливість монокристалів n-Si <P>. Для ідентифікації природи утворених радіаційних дефектів проводились вимірювання інфрачервоної Фур'є-спектроскопії та ефекту Холла. На основі проведених досліджень було встановлено, що основними радіаційними дефектами, які утворились в кремнії при електронному опроміненні, були комплекси C_iO_i , А-центри (комплекси VO_i) та А-центри, які додатково модифіковані домішкою фосфору (комплекси VO_iP). На підставі одержаних температурних залежностей сталої Холла були обчислені значення коефіцієнтів магнітної чутливості для неопромінених та опромінених зразків кремнію. Проведені розрахунки показали, що зі збільшенням потоку опромінення магнітна чутливість монокристалів n-Si зростає та суттєво залежить від температури. При температурах $T \approx 170$ К для найбільшого потоку опромінення електронами $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² було одержано значне (більше як в 500 разів) зростання коефіцієнта магнітної чутливості по відношенню до неопромінених монокристалів n-Si <P>. Причиною такого зростання магнітної чутливості n-Si <P> є утворення комплексів C_iO_i , VO_i та VO_iP , які

створюють в забороненій зоні кремнію глибокі енергетичні рівні, що виконують роль компенсуючих центрів по відношенню до основних носіїв заряду. Зростання ступеня компенсації монокристалів n-Si <P> при збільшенні потоку електронного опромінення призводить до зростання сталої Холла, а отже й магнітної чутливості. Одержані результати можуть знайти своє практичне використання для конструювання на основі опроміненого n-Si <P> датчиків Холла, які зможуть функціонувати в широкому діапазоні температур.

Ключові слова: монокристали n-Si <P>, радіаційні дефекти, стала Холла, магнітна чутливість

МАТЕРІАЛИ ДЛЯ СЕНСОРІВ

SENSOR MATERIALS

УДК 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159492>

ОПТИМІЗАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ ДЛЯ ВИКОРИСТАННЯ В СОНЯЧНИХ БАТАРЕЯХ

В. Ю. Єрохов, Ю. М. Ховерко, С. І. Нічкало

Національний університет “Львівська політехніка”,
вул. С. Бандери, 12, м. Львів, 79013, тел. (032)2582627,
e-mail: druzh@polynet.lviv.ua

ОПТИМІЗАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ ДЛЯ ВИКОРИСТАННЯ В СОНЯЧНИХ БАТАРЕЯХ

В. Ю. Єрохов, Ю. М. Ховерко, С. І. Нічкало

Анотація. Досліджено вплив технологічного процесу формування антивідбивних шарів на основі поруватого кремнію на стан фронтальної контактної системи кремнієвих сонячних елементів. Для оптимізації даної технології використано електроліт $C_2H_5OH:H_2O:HF=1:1:1$ при поверхневій густині анодного заряду $0,46 \text{ Кл/см}^2$. Зменшення часу анодування в такому електроліті до 10 с дозволило отримати шари поруватого кремнію без суттєвого пошкодження контактної струмозбиральної гребінки. Встановлено механізм і ступінь впливу фронтального шару поруватого кремнію на основні параметри досліджуваних зразків сонячних елементів. Для моно- і мультикристалічних сонячних елементів приріст фотоструму перевищував 50%, коефіцієнт корисної дії підвищився на 25% і 22%, відповідно для монокристалічних і мультикристалічних зразків. При цьому виявлено зменшення напруги неробочого ходу на 2,5% для всіх досліджуваних зразків.

Ключові слова: поруватий кремній; сонячний елемент; антивідбивне покриття; електрохімічне травлення

OPTIMIZATION OF POROUS SILICON CHARACTERISTICS FOR SOLAR BATTERIES

V. Yerokhov, Yu. Khoverko, S. Nichkalo

Abstract. The influence of the technological formation process of anti-reflective layers based on porous silicon on the state of the front contacts of silicon solar cells is studied. To optimize this technology, an electrolyte $C_2H_5OH:H_2O:HF=1:1:1$ was used at anodic charge density of $0.46 C/cm^2$. Reducing the anodizing time in such an electrolyte to 10 s allowed to obtain layers of porous silicon without a significant damage to the current-collecting contact comb. The mechanism and degree of influence of the front porous silicon layer on the main solar cell parameters are established. For mono- and multicrystalline solar cells, the photocurrent gain exceeded 50%, the efficiency increased by 25% and 22% for monocrystalline and multicrystalline specimens, respectively. In this case, the reduction of the open-circuit voltage by 2.5% was found for all the samples under study.

Keywords: porous silicon; solar cell; antireflection coating; electrochemical etching

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЯХ

В. Ю. Ерохов, Ю. Н. Ховерко, С. И. Ничкало

Аннотация. Исследовано влияние технологического процесса формирования антиотражающих слоев на основе пористого кремния на состояние фронтальной контактной системы кремниевых солнечных элементов. Для оптимизации данной технологии использован электролит $C_2H_5OH:H_2O:HF=1:1:1$ при поверхностной плотности анодного заряда $0,46 Кл/см^2$. Уменьшение времени анодирования в таком электролите до 10 с позволило получить слои пористого кремния без существенного повреждения контактной токособирательной гребенки. Установлен механизм и степень влияния фронтального слоя пористого кремния на основные параметры исследуемых образцов солнечных элементов. Для моно- и мультикристаллических солнечных элементов прирост фототока превышал 50%, коэффициент полезного действия повысился на 25% и 22% соответственно для моно- и мультикристаллических образцов. При этом выявлено уменьшение напряжения холостого хода на 2,5% для всех исследуемых образцов.

Ключевые слова: пористый кремний; солнечный элемент; антиотражающее покрытие; электрохимическое травление

1. Вступ

Сонячні батареї, або сонячні елементи (СЕ), уперше почали застосовувати для енергозабезпечення космічних станцій більше 50 років тому, і сьогодні вони ввійшли в побут як джерело екологічно чистої і безкоштовної енергії [1, 2]. Глобальний попит на електроенергію зростає кожного дня внаслідок збільшення кількості населення та розвитку промисловості, що спричиняє різні екологічні наслідки для навколишнього середовища [3]. У цьому контексті фотоелектричну сонячну енергію розглядають як альтернативу для генерування струму, оскільки вона невичерпна, не вимагає складної інфраструктури, безпечна і найголовніше – екологічна [4]. Це привело до збільшення на 25% ринку сонячної енергії в таких країнах як США, Китай, Німеччина і Японія. Примітно, що від 1975 р. і до сьогодні ціна кремнієвих сонячних батарей зменшилась з 101,5 \$/Вт до 0,3 \$/Вт, тобто приблизно у 340 разів. Вдосконалення існуючих і розроблення нових технологій створення матеріалів будуть сприяти подальшому зниженню вартості, підвищенню технічних і фотоелектричних параметрів СЕ [5–8].

Ефективність кремнієвих СЕ значною мірою залежить від фотогенераційних втрат, зумовлених високим коефіцієнтом відбивання, який для планарного кремнію може сягати 30%. Для зменшення оптичних втрат та збільшення ефективності СЕ застосовують антивідбивні покриття (АВП) [9, 10], різні типи текстур поверхні [11–14], а також фронтальні контактні системи [15, 16], які необхідно технологічно правильно нанести на поверхню СЕ. Зазначені обставини стимулюють розроблення оптимізованих технологій отримання СЕ з використанням поруватих шарів, АВП і технологічно правильно нанесеної на поверхню СЕ фронтальної контактної системи, які в перспективі могли б замінити традиційні і були набагато дешевші.

Метою роботи було формування антивідбивних шарів поруватого кремнію на поверхні структури СЕ за наявності на робочій поверхні струмозбиральної контактної гребінки, а також дослідження впливу стану фронталь-

ної контактної системи СЕ після травлення на основні характеристики СЕ.

2. Обґрунтування та деталі експерименту

Оптимізація технології електрохімічного формування шарів поруватого кремнію дозволяє суттєво покращити їх антивідбивні та пасивувальні властивості. Але для того, щоб поруватий кремній ефективно використовувався як АВП в структурі кремнієвих СЕ, його параметри і технологія одержання повинні задовільняти таким вимогам:

- параметри просвітлювальних поруватих шарів не повинні негативно впливати на вихідні електричні характеристики і коефіцієнт корисної дії (ККД) СЕ;
- технологічні процеси формування і гідрогенізація шарів поруватого кремнію повинні бути сумісними з технологією створення кремнієвих СЕ та не ускладнювати її.

Отже, згідно першої вимоги товщина поруватого шару не повинна перевищувати 100 нм. За таких умов вплив високого питомого опору поруватого кремнію ($\sim 10^6\text{--}10^7$ Ом \times см) на послідовний опір структури СЕ буде знаходитись в допустимих межах. Згідно другої вимоги формування шарів поруватого кремнію найдоцільніше проводити на завершальному етапі створення структури СЕ, тобто після нанесення на його фронтальну поверхню контактної гребінки. При цьому немає необхідності здійснювати фотолітографію, що є обов'язковим в разі формування поруватого кремнію перед створенням контактної системи. Варто зауважити, що необхідно враховувати можливість пошкодження контактної гребінки під час електрохімічної обробки структури СЕ в електроліті. Відтак, необхідність дослідження впливу процесу формування АВП на основі поруватого кремнію на стан фронтальної контактної системи СЕ цілком виправдана.

3. Результати досліджень та їх аналіз

Для дослідження впливу електрохімічного травлення на стан фронтальної контактної

системи СЕ було проведено низку експериментів по створенню оптимізованих шарів поруватого кремнію на зразках СЕ з повністю сформованими структурами без АВП. Оптимізація технології полягала у побудові залежностей спектру відбивання шару поруватого кремнію від його товщини і показника заломлення. Отримані результати свідчать про те, що у вибраному спектральному діапазоні мінімальне відбивання від поверхні поруватого шару досягається у випадку, коли товщина поруватого кремнію знаходиться в межах від 70 до 100 нм, а показник заломлення – від 1,35 до 1,9. Такі значення оптичних параметрів поруватого шару отримували для шарів, які вирощували впродовж 2–6 с при густині анодного струму 40–100 мА/см². Результати експериментального дослідження впливу густини анодного струму та тривалості анодування на величину інтегрального коефіцієнта відбивання поруватого кремнію в діапазоні 550–850 нм зображено на рис. 1.

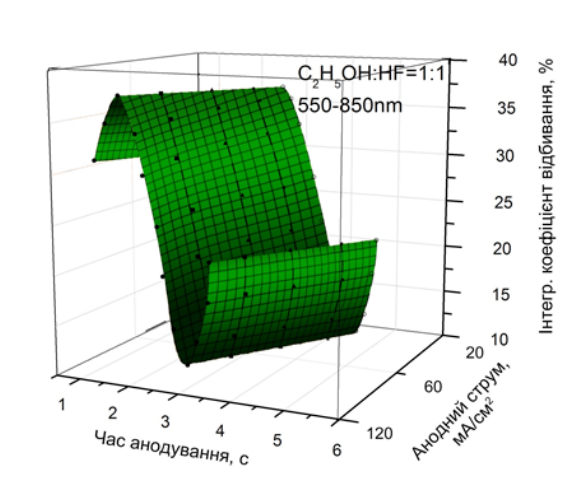


Рис. 1. Експериментальна залежність інтегрального коефіцієнта відбивання шару поруватого кремнію в діапазоні 550–850 нм від технологічних умов його отримання, густини анодного струму і тривалості електрохімічного анодування.

Як для залежності коефіцієнта відбивання від анодного струму, так і для його залежності від часу анодування спостерігається область мінімального відбивання (див. рис. 1), що в результаті дозволяє звузити досліджуваний діапазон оптимальних технологічних умов. Однак така оптимізація передбачає

проведення великої кількості експериментів по оптичній спектроскопії шарів поруватого кремнію, сформованих за різних значень густини анодного струму і часу анодування [17–20]. Насамперед це пов'язано з тим, що сукупний вплив даних технологічних умов на антивідбивні властивості поруватого кремнію є багатограним та складним.

Технологічний процес формування фронтальної контактної системи включав почергове термовакуумне напилення на кремнієву поверхню через металічні трафарети шарів титану (Ti), паладію (Pd) і срібла (Ag) з товщинами 30 нм, 20 нм, 30 нм, відповідно. Ширина контактних пальців становила 30 мкм, а відстань між ними >1 мм. Загальна площа затінення робочої поверхні не перевищувала 5%. Для зменшення контактної опору товщина шару Ag була збільшена гальванічним методом до 25 мкм. На завершальному етапі створення контактної гребінки здійснювали відпал одержаних структур у атмосфері азоту з вмістом водню 5% за температури 400 °С протягом 20 хв. Фрагмент конфігурації фронтальної контактної гребінки кремнієвого СЕ показано на рис. 2.

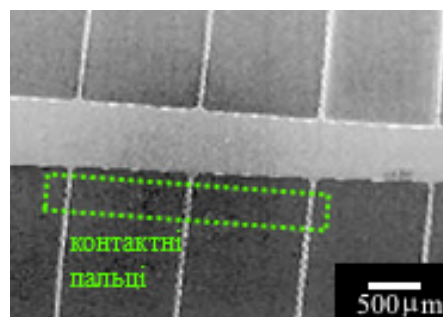
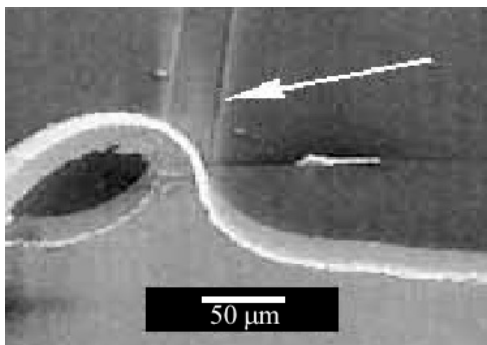
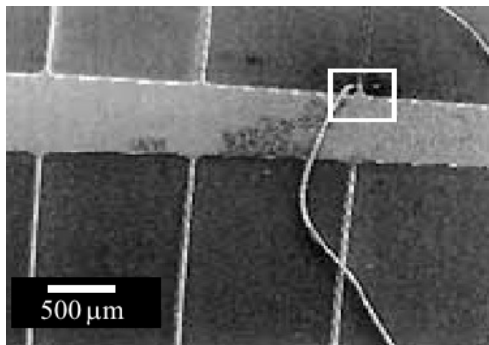


Рис. 2. СЕМ мікрофотографія фронтальної струмозбиральної контактної гребінки.

Результати дослідження електрохімічного анодування структур зі сформованою на робочій поверхні контактною системою показали, що стан струмозбиральної гребінки найбільш чутливий до концентрації фтористоводневої кислоти (HF) в електроліті і часу анодування. Було виявлено, що для всіх робочих електролітів існує певне критичне значення часу перебування структури СЕ в електроліті, перевищення якого призводить до пошкодження

контактних пальців фронтальної струмозбиральної гребінки (рис. 3). Встановлено, що при анодуванні в електроліті $C_2H_5OH:HF=1:1$ критичний час становить 45 с.



б

Рис. 3. СЕМ мікрофотографії лінійки (а) і окремого контактної пальця (б) фронтальної струмозбиральної гребінки після електрохімічного анодування структури СЕ в розчині $C_2H_5OH:HF=1:1$ протягом 45 с.

Дослідження характеру пошкоджень фронтальної контактної системи за допомогою сканувального електронного мікроскопа (СЕМ) показали, що в процесі електрохімічної обробки в основному має місце відшарування контактних пальців струмозбиральної гребінки (рис. 3а). Оскільки в місці контакту з кремнієвою поверхнею спостерігаються залишки контактної металізації (показано стрілкою на рис. 3б), а відшарування зазнає тільки товстий шар срібла, то логічно припустити, що таке явище не є результатом незадовільної адгезії чи бокового підтравлювання контактних пальців зі сторони кремнієвої поверхні. Найімовірніше, відбувається підтравлювання адгезійного шару Ті, який хімічно нестійкий до HF. Шари Ag та Pd не зазнають травлен-

ня в HF (в ряді напруг Ag та Pd розташовані справа від водню) і деформуються внаслідок власних механічних напружень або за рахунок інтенсивного газовиділення під час процесу анодування.

Отже, аналіз результатів дослідження впливу електрохімічного анодування на стан фронтальної контактної системи дає підстави вважати, що формування антивідбивного шару поруватого кремнію на поверхні структури СЕ може бути здійснено за наявності на робочій поверхні струмозбиральної гребінки. Для запобігання її пошкодження під час анодування необхідно максимально мінімізувати час перебування структури СЕ в електроліті і зменшити вміст у ньому HF. Хоча, як було показано в роботах [18, 21, 22], надмірне зменшення концентрації HF в електроліті зумовлює погіршення антивідбивних властивостей створених шарів поруватого кремнію. Тому оптимізацію умов електрохімічного анодування найдоцільніше здійснювати за рахунок зменшення тривалості анодного оброблення.

З метою усунення пошкодження контактної гребінки під час анодування тривалість електрохімічного оброблення зменшено до 3–6 секунд. При цьому поверхнева густина анодного заряду залишалась у діапазоні оптимальних значень, що досягалося за рахунок збільшення анодного струму. На наступному етапі завдяки удосконаленню конструкції електрохімічної комірки вдалось збільшити тривалість перебування структури СЕ в електроліті до 12–15 с. Як результат, такі вдосконалення технологічного процесу дозволили уникнути пошкодження контактної гребінки СЕ під час формування на його фронтальній поверхні АВП на основі шару поруватого кремнію. З використанням оптимізованих умов процесу електрохімічного анодування на поверхні структур моно- та мультікристалічних кремнієвих СЕ сформовано АВП на основі шару поруватого кремнію. Технологічну послідовність зведено в Таблицю 1.

Таблиця 1

Порівняння етапів виготовлення моно- та мультикристалічних кремнієвих СЕ з антивідбивним покриттям на основі поруватого кремнію

Технологічний крок	Монокристалічний СЕ	Мультикристалічний СЕ
Стандартна хімічна очистка вихідних кремнієвих пластин	+	+
Анізотропне хімічне текстування фронтальної поверхні	+	–
Формування n^+ -р-переходу глибиною 0,4 мкм	+	+
Алюмінієва металізація тильної сторони структури СЕ	+	+
Створення фронтальної контактної гребінки на основі шарів Ti/Pd/Ag	+	+
Формування антивідбивного шару на основі поруватого кремнію	+	+

Вимірювання вихідних електричних характеристик СЕ до та після формування на їх поверхні АВП на основі шару поруватого кремнію проводили з використанням імітатора спектру сонячного світла при АМ 1,5. Результати вимірювань опрацьовували за допомогою спеціалізованого програмного забезпечення, на основі чого побудовано вольт-амперну характеристику (ВАХ) фотоперетворювача із вказанням значень струму короткого замикання ($I_{кз}$), напруги неробочого ходу ($V_{нх}$), коефіцієнта заповнення ВАХ (FF) і ККД СЕ (η). Всі характеристики СЕ представлено в Таблиці 2.

На основі узагальнення отриманих експериментальних результатів було виявлено механізм і ступінь впливу фронтального шару поруватого кремнію на вихідні параметри досліджуваних СЕ. Встановлено, що як для монокристалічних, так і для мультикристалічних СЕ найбільший ефект від використання в їх структурі шару поруватого кремнію досягається для струму короткого замикання. Для обох типів СЕ приріст фотоструму перевищував 50%. У той же час для усіх досліджених СЕ спостерігалось зменшення напруги неробочого ходу, яке знаходилось в межах 2,5%.

Таблиця 2

Характеристики СЕ з антивідбивним покриттям на основі гідрогенізованого мультикристалічного пористого кремнію

Характеристики СЕ	СЕ з АВП	
	монокристалічний	мультикристалічний
Потужність освітлення (АМ 1,5)	1000 Вт/м ²	1000 Вт/м ²
$I_{кз}$ (струм короткого замикання)	30,8 мА	28,5 мА
$V_{нх}$ (напруга неробочого ходу)	0,66 В	0,63 В
Активна поверхня СЕ	0,93 см ²	0,93 см ²
η (ККД)	16,1%	12,6%

Більш суттєвої деградації зазнав коефіцієнт заповнення – на 10,7% та 18,8% для моно- та мультикристалічних СЕ, відповідно. Незважаючи на це, для всіх елементів дослідної серії отримано суттєвий приріст ККД. Для найкращих монокристалічних СЕ ефективність фотовольтаїчного перетворення після формування на їх поверхні шару поруватого кремнію зросла з 12,9% до 16,1%, тобто приблизно на чверть. Для мультикристалічних СЕ – приріст не перевищив 22%, тобто для найкращих дослідних зразків ефективність перетворення зросла з 10,8% тільки до 12,6% (табл. 2.)

Спектри відбивання текстурованих зразків з АВП на основі поруватого кремнію, сформованих при оптимальних значеннях поверхневої густини анодного заряду зображено на рис. 4.

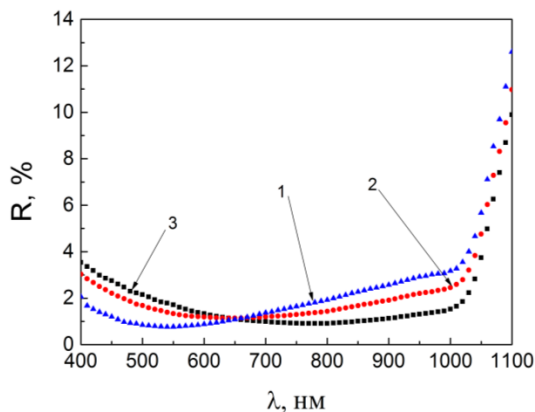


Рис. 4. Спектри коефіцієнта відбивання (R) шарів поруватого кремнію, сформованих на кремнієвій підкладці з текстурованою поверхнею за різних значень поверхневої густини анодного заряду: 1 – 0,4 Кл/см²; 2 – 0,5 Кл/см²; 3 – 0,59 Кл/см².

Із отриманих спектральних характеристик можна зробити висновок, що використання текстурованої поверхні з шарами поруватого кремнію різної поруватості для зменшення коефіцієнта відбивання, тобто збільшення просвітлення, ефективніше, ніж використання типових АВП. Так, при використанні шару поруватого кремнію інтегральний коефіцієнт відбивання в діапазоні 400–1100 нм зменшується до 2,4%, в той час як застосування шару SiO₂ дозволяє знизити інтегральний коефіцієнт відбивання в даному діапазоні тільки

до 3%. Мінімальне відбивання від текстурованої поверхні з АВП на основі поруватого кремнію на довжині хвилі 550 нм становить 0,77%, і є співрозмірним зі значенням для структурованої поверхні з АВП на основі MgF₂/ZnS [10].

Висновки

Результати дослідження процесу електрохімічного формування просвітлювальних шарів поруватого кремнію на фронтальній поверхні СЕ показали, що оптимізація даної технології передбачає використання електроліту C₂H₅OH:H₂O:HF=1:1:1 при поверхневій густині анодного заряду 0,46 Кл/см². Зменшення часу анодування в такому електроліті до 10 с дозволяє отримувати шари поруватого кремнію без суттєвого пошкодження контактної струмозбиральної гребінки. Також встановлено механізм і ступінь впливу фронтального шару поруватого кремнію на вихідні параметри досліджуваних СЕ. Зокрема виявлено, що як для монокристалічних, так і для мультикристалічних СЕ найбільшого ефекту від використання в їх структурі шару поруватого кремнію досягається для струму короткого замикання – приріст фотоструму перевищував 50%. У той же час для усіх досліджених СЕ спостерігалось зменшення значення напруги неробочого ходу, яке знаходилось в межах 2,5%.

Список використаної літератури

- [1]. L. L. Kazmerski. Photovoltaics: A review of cell and module technologies // *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 1, pp. 71-170 (1997).
- [2]. A. P. Oksanych, V. A. Terban, S. O. Volokhov, M. I. Kliui, V. A. Skryshevskiy, V. P. Kostylov, A.V. Makarov. *Suchasni tekhnologii vyrobnytstva kremniiu ta kremniievkykh fotoelektrychnykh peretvoriuvachiv soniachnoi enerhii*. Mineral, Kryvyi Rih. 266 s. (2010).
- [3]. J. Eisenlohr, N. Tucher, H. Hauser, M. Graf, J. Benick, B. Blasi, J.C. Goldschmidt, M. Hermle. Efficiency increase of crystalline silicon solar cells with nanoimprinted rear side

gratings for enhanced light trapping // *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 155, pp. 288-293 (2016).

[4]. A. Luque. Will we exceed 50 % efficiency in photovoltaics? // *Journal of Applied Physics*, 110, pp. 031301-1–031301-19 (2011).

[5]. V. Yerokhov, I. Melnyk. Porous silicon in solar cell structures: A review of achievements and modern directions of further use // *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 3, pp. 291-322 (1999).

[6]. I. I. Ivanov, V. A. Skryshevsky, T. Nychporuk, M. Lemiti, A. V. Makarov, N. I. Klyui, O. V. Tretyak. Porous silicon Bragg mirrors on single- and multi-crystalline silicon for solar cells // *Renewable Energy*, 55, pp. 79-84 (2013).

[7]. Ya. O. Sychikova. Zabezpechennia ekolohichnoi bezpeky shliakhom vykorystannia porystykh napivprovidnykiv dlia soniachnoi enerhetyky // *Skhidno-Yevropeyskyi zhurnal peredovykh tekhnolohii*, T. 6, No 5, ss. 26-33, (2016).

[8]. S. Yuan, D. Hu, X. Yu, L. He, Q. Lei, H. Chen, X. Zhang, Y. Xu, D. Yang. Multicrystalline silicon crystal assisted by silicon flakes as seeds // *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 174, pp. 202-205 (2018).

[9]. H. K. Raut, V. A. Ganesh, A. S. Nair, S. Ramakrishna. Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review, 4, pp. 3779-3804 (2011).

[10]. R. Sharma, A. Gupta, A. Viridi. Effect of single and double layer antireflection coating to enhance photovoltaic efficiency of silicon solar // *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 9, pp. 02001-1–02001-4 (2017).

[11]. A. A. Druzhinin, V. Y. Yerokhov, S. I. Nichkalo, Y. I. Berezhanskyi, M. V. Chekaylo. Texturing of the silicon substrate with nanopores and Si nanowires for anti-reflecting surfaces of solar cells // *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 7(2), pp. 1-6 (2015).

[12]. M. F. Abdullah, M. A. Alghoul, H. Naser, N. Asim, S. Ahmadi, B. Yatim, K. Sopian. Research and development efforts on texturization to reduce the optical losses at front surface of silicon solar cell // *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 66, pp. 380-398 (2016).

[13]. A. Druzhinin, V. Yerokhov, S. Nichkalo, Y. Berezhanskyi. Micro- and nanotextured silicon for antireflective coatings of solar cells // *Journal of Nano Research*, 39, pp. 89-95 (2016).

[14]. V. Yerokhov, O. Ierokhova. Development of efficient solar cells with the use of multifunctional multitextures // *Eastern European Journal of Enterprise Technologies*, 2, pp. 45-51 (2017).

[15]. E. Van Kerschaver, G. Beaucarne. Back-contact solar cells: A review // *Progress in Photovoltaics Research and Applications*, 14, pp. 107-123 (2006).

[16]. M. K. Mat Desa, S. Sepeai, A. W. Azhari, K. B. Sopian, M. Y. Sulaiman, N. Amin, S. H. Zaidi. Silicon back contact solar cell configuration: A pathway towards higher efficiency // *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 60, pp. 1516-1532 (2016).

[17]. X. G. Zhang. Morphology and formation mechanisms of porous silicon // *Journal of The Electrochemical Society*, 151, pp. 69-80 (2004).

[18]. K. Omar, K.A. Salman. Effects of electrochemical etching time on the performance of porous silicon solar cells on crystalline n-type (100) and (111) // *Journal of Nano Research*, 46, pp. 45-56 (2017).

[19]. N. H. Maniya, J. Ashokan, D. N. Srivastava. Application of porous silicon in solar cell // *AIP Conference Proceedings*, 11 May 2018, 1961, 030019 (2018).

[20]. R. Suryana, D. K. Sandi, O. Nakatsuka. The morphological study of porous silicon formed by electrochemical anodization method // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 333, 012034 (2018).

[21]. V. Yerokhov, O. Ierokhova. Improved porous silicon-based multifunctional materials for the solar cells antireflection coating // *2016 International Conference on Electronics and Information Technology, EIT 2016 - Conference Proceedings*, 27 June 2016, 7500990.

[22]. M. Ramesh, H. S. Nagaraja. The effect of etching time on structural properties of porous silicon at the room temperature // *Materials Today: Proceedings*, 3, pp. 2085-2090 (2018).

Стаття надійшла до редакції 02.10.2018 р.

UDC 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159492>

OPTIMIZATION OF POROUS SILICON CHARACTERISTICS FOR SOLAR BATTERIES

V. Yerokhov, Yu. Khoverko, S. Nichkalo

Lviv Polytechnic National University

Summary

The aim is to form the anti-reflective layers of porous silicon on the solar cell surface in the presence of the current-collecting contact comb at the effective area, as well as the study of the state of front contact system of solar cells after etching on their main characteristics.

The analysis of the influence of electrochemical etching on the state of the solar cell front contact system without antireflection coating was carried out on the basis of the dependences of the reflectance spectrum of porous silicon on its thickness and refractive index. In the range of wavelengths of 550-850 nm, a minimal reflection from the porous layer surface for the thickness of porous silicon from 70 to 100 nm was found, and its refractive index ranges from 1.35 to 1.9.

The critical time of staying of the solar cell structure in the electrolyte, the excess of which leads to the damage of contact fingers of the front current-collecting contact comb was found. For anodization in an electrolyte $C_2H_5OH:HF=1:1$, the critical time was 45 s. The reduction of the anodizing time to 10 s at anodic charge density of $0.46 C/cm^2$ allowed to obtain porous silicon layers without significant damage to the current-collecting comb. By reducing the duration of electrochemical treatment to 3-6 s and increasing the anode current, it was possible to completely prevent the damage of the contact system.

The results of study of the main solar cell parameters before and after formation of anti-reflective layer on the basis of porous silicon showed that for mono- and multicrystalline solar cells the increase in photocurrent exceeded 50%, the efficiency increased by 25% and 22% respectively for mono- and multicrystalline samples. At the same time, for all tested samples, the open-circuit voltage decreased by 2.5%, and the fill factor degraded by 10.7% and 18.8% for mono- and multicrystalline solar cells, respectively.

Keywords: porous silicon; solar cell; antireflection coating; electrochemical etching

УДК 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.1.159492>

ОПТИМІЗАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ ДЛЯ ВИКОРИСТАННЯ В СОНЯЧНИХ БАТАРЕЯХ

В. Ю. Єрохов, Ю. М. Ховерко, С. І. Нічкало

Національний університет “Львівська політехніка”

Реферат

Мета роботи – формування антивідбивних шарів поруватого кремнію на поверхні структури сонячних елементів за наявності на робочій поверхні струмозбиральної контактної гребінки, а також дослідження впливу стану фронтальної контактної системи сонячних елементів після травлення на їх основні характеристики.

Аналіз впливу електрохімічного травлення на стан фронтальної контактної системи сонячних елементів без антивідбивного покриття здійснювали на основі залежностей спектру відбивання шару поруватого кремнію від його товщини і показника заломлення. В діапазоні довжин хвиль 550–850 нм виявлено мінімальне відбивання від поверхні поруватого шару за товщини поруватого кремнію від 70 до 100 нм, а його показник заломлення знаходиться в межах від 1,35 до 1,9.

Виявлено критичний час перебування структури сонячного елемента в електроліті, перевищення якого призводить до пошкодження контактних пальців фронтальної струмозбиральної гребінки. При анодуванні в електроліті $C_2H_5OH:HF=1:1$ критичний час становив 45 с. Зменшення часу анодування до 10 с при густині анодного заряду $0,46 \text{ Кл/см}^2$ дозволило отримати шари поруватого кремнію без суттєвого пошкодження контактної струмозбиральної гребінки. При зменшенні тривалості електрохімічного оброблення до 3–6 с і підвищенні анодного струму вдалось повністю запобігти пошкодженню контактної системи.

Результати досліджень основних параметрів сонячних елементів до та після формування на їх поверхні антивідбивного шару на основі поруватого кремнію показали, що для моно- і мультикристалічних сонячних елементів приріст фотоструму перевищував 50%, коефіцієнт корисної дії підвищився на 25% і 22%, відповідно для моно- і мультикристалічних зразків. При цьому для всіх досліджуваних зразків напруга неробочого ходу зменшилась на 2,5%, а коефіцієнт заповнення – на 10,7% та 18,8% для моно- та мультикристалічних зразків, відповідно.

Ключові слова: поруватий кремній; сонячний елемент; антивідбивне покриття; електрохімічне травлення

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ. ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ У ЖУРНАЛ

Журнал «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» публікує статті, короткі повідомлення, листи до Редакції, а також коментарі, що містять результати фундаментальних і прикладних досліджень, за наступними напрямками:

1. Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
2. Проектування і математичне моделювання сенсорів
3. Сенсори фізичних величин
4. Оптичні, оптоелектронні і радіаційні сенсори
5. Акустoeлектронні сенсори
6. Хімічні сенсори
7. Біосенсори
8. Наносенсори (фізика, матеріали, технологія)
9. Матеріали для сенсорів
10. Технологія виробництва сенсорів
11. Сенсори та інформаційні системи
12. Мікросистемні та нанотехнології (MST, LIGA-технологія та ін.)
13. Деградація, метрологія і сертифікація сенсорів

Журнал публікує також замовлені огляди з актуальних питань, що відповідають його тематиці, поточну інформацію – хроніку, персоналії, платні рекламні повідомлення, оголошення щодо конференцій.

Основний текст статті повинен відповідати вимогам Постанови Президії ВАК України від 15.01.2003 р. №7-05/1 (Бюлетень ВАК України 1, 2003 р.) і бути структурованим. Матеріали, що надсилаються до Редакції, повинні бути написані з максимальною ясністю і чіткістю викладу тексту. У поданому рукописі повинна бути обґрунтована актуальність розв'язуваної задачі, сформульована мета дослідження, міститися оригінальна частина і висновки, що забезпечують розуміння суті отриманих результатів і їх новизну. Автори повинні уникати необґрунтованого введення нових термінів і вузькопрофільних жаргон-

них висловів.

Редакція журналу просить авторів при направленні статей до друку керуватися наступними правилами:

1. Рукописи повинні надсилатися у двох примірниках українською, або російською, або англійською мовою і супроводжуватися файлами тексту і малюнків на CD. Рукописи, які пропонуються авторами з України або країн СНД до видання англійською мовою обов'язково доповнюються україномовною або російськомовною версією. Електронна копія може бути надіслана електронною поштою.

2. Прийнятні формати тексту: MS Word (rtf, doc).

3. Прийнятні графічні формати для рисунків: EPS, TIFF, BMP, PCX, WMF, MS Word і MS Graf, JPEG. Рисунки створені за допомогою програмного забезпечення для математичних і статистичних обчислень, повинні бути перетворені до одного з цих форматів.

4. На статті авторів з України мають бути експертні висновки про можливість відкритого друку.

Рукописи надсилати за адресою:

Лепіх Ярослав Ілліч, Заст. гол. редактора, Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, МННФТЦ (НДЛ-3), вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, Україна.

Телефон / факс +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://semst.onu.edu.ua

Здійснюється анонімне рецензування рукописів статей.

Правила підготовки рукопису:

Рукописи повинні супроводжуватися офіційним листом, підписаним керівником установи, де була виконана робота. Це правило не стосується робіт представлених авторами із закордону чи міжнародними групами авторів.

Авторське право переходить Видавцю.

Титульний аркуш:

1. PACS і Універсальний Десятковий Код Класифікації (УДК) (для авторів із країн СНД) – у верхньому лівому куті. Допускається декілька відділених комами кодів. Якщо ніякі коди класифікації не позначені, код(и) буде(-уть) визначено Редакційною Колегією.

2. Назва роботи (по центру, прописними літерами, шрифт 14pt, жирно).

3. Прізвище (-а) автора(-ів) (по центру, шрифт 12pt).

4. Назва установи, повна адреса, телефони і факси, e-mail для кожного автора, нижче, через один інтервал, окремим рядком (по центру, шрифт 12pt).

5. Анотація: до 1000 символів.

6. Ключові слова: їхня кількість не повинна перевищувати восьми слів. В особливих випадках можна використовувати терміни з двома — чи трьома словами. Ці слова повинні бути розміщені під анотацією і написані тією самою мовою.

П.п. 2,3,4,5,6 послідовно викласти українською, англійською і російською мовами.

Для авторів з закордону, які не володіють українською або російською мовами, пп. 2-5 викладаються англійською мовою.

7. До кожного примірника статті додаються реферати українською / російською (в залежності від мови оригіналу статті), та англійською мовами (кожен реферат на окремому аркуші). Особливу увагу слід приділяти написанню резюме статті англійською мовою. Для цього доцільно користуватися послугами кваліфікованих спеціалістів-лінгвістів з подальшим науковим редагуванням тексту автором(-ами). Перед словом «реферат» необхідно написати повну назву статті відповідною мовою, УДК, прізвища та ініціали авторів, назви установ. Реферат обсягом 200-250 слів має бути структурованим: мета

(чітко сформульована), методи дослідження, результати дослідження (стисло), узагальнення або висновки. Після тексту реферату з абзацу розміщуються ключові слова.

8. Текст статті повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, на білому папері формату А4. Поля: зліва - 3см, справа - 1,5см, вверху і знизу - 2,5см. Шрифт 12pt. Підзаголовки, якщо вони є, повинні бути надруковані прописними літерами, жирно.

Рівняння повинні бути введені, використовуючи MS Equation Editor або MathType. Роботи з рукописними вставками не приймаються. Таблиці повинні бути представлені на окремих аркушах у форматі відповідних текстових форматів (див. вище), чи у форматі тексту (з колонками, відділеними інтервалами, комами, крапкам з комою, чи знаками табулювання).

9. У кінці тексту статті указати прізвища, імена та по батькові усіх авторів, поштову адресу, телефон, факс, e-mail (для кореспонденції).

10. Список літератури повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, з літературою, пронумерованою в порядку її появи в тексті. Бібліографія друкується лише латиницею (кирилиця подається в транслітерації). Порядок оформлення літератури повинен відповідати вимогам ВАК України, наприклад:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors // Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Підписи до рисунків і таблиць повинні бути надруковані в рукописі з двома пробілами після списку літератури. Виносок, якщо можливо, бажано уникати.

Приймаються тільки високоякісні рисунки. Написи і символи повинні бути надруковані усередині рисунку. Негативи, слайди, і діапозитиви не приймаються.

Кожен рисунок повинен бути надрукова-

ний на окремому аркуші і мати розмір, що не перевищує 160x200 мм. Для тексту на рисунках використовуйте шрифт 10pt. Одиниці виміру повинні бути позначені після коми (не в круглих дужках). Усі рисунки повинні бути пронумеровані в порядку їх появи в тексті, з частинами позначеними як (а), (б), і т.д. Розміщення номерів рисунків і напису усередині малюнків не дозволяються. Зі зворотної сторони, напишіть олівцем назву, прізвище(а) автора(-ів), номер малюнка і позначте верх стрілкою.

Фотографії повинні бути оригінальними. Кольоровий друк можливий, якщо його вартість сплачується авторами чи їх спонсорами.

12. Стаття має бути підписана автором (усіма авторами) з зазначенням дати на останній сторінці.

Автори несуть повну відповідальність за бездоганне мовне оформлення тексту, особливо за правильну наукову термінологію (її слід звіряти за фаховими термінологічними словниками).

13. Датою надходження статті вважається день, коли до редколегії надійшов остаточний варіант статті після рецензування.

Після одержання коректури статті автор повинен виправити лише помилки (чітко, синьою або чорною ручкою неправильно закреслити, а поряд з цим на полі написати правильний варіант) і терміново відіслати статтю на адресу редколегії електронною поштою.

Підпис автора у кінці статті означає, що автор передає права на видання своєї статті редакції. Автор гарантує, що стаття оригінальна; ні стаття, ні рисунки до неї не були опубліковані в інших виданнях.

Відхилені статті не повертаються.

INFORMATION FOR AUTHORS

THE REQUIREMENTS ON PAPERS PREPARATION

Journal «Sensor Electronics and Microsystems Technologies» publishes articles, brief messages, letters to Editors, and comments containing results of fundamental and applied researches, on the following directions:

1. Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors
2. Sensors design and mathematical modeling
3. Physical sensors
4. Optical, optoelectronic and radiation sensors
5. Acoustoelectronic sensors
6. Chemical sensors
7. Biosensors
8. Nanosensors (physics, materials, technology)
9. Sensor materials
10. Sensors production technologies
11. Sensors and information systems
12. Microsystems and nano-technologies (MST, LIGA-technologies et al.)
13. Sensor's degradation, metrology and certification

The journal publishes the custom-made reviews on actual questions appropriate to the mentioned subjects, current information – chronicle, special papers devoted to known scientists, paid advertising messages, conferences announcements.

The basic article text should meet the SAC Ukraine Presidium Decree requirements from 15.01.2003 № 7-05/1 (SAC Bulletin № 1, 2003) and be structured. The materials sent to Editors, should be written with the maximal text presentation clearness and accuracy. In the submitted manuscript the actuality of problem should be reflected, the purpose of the work should be formulated. It must contain an original part

and conclusions providing the received results essence and their novelty understanding. The authors should avoid the new terms and narrow-profile jargon phrase unreasonable introduction.

Journal Edition asks authors at a direction of articles in a print to be guided by the following rules:

1. Manuscripts should be submitted in duplicate in Ukrainian, English, or Russian, a hard copy and supplemented with a text file and figures on a CD. Manuscripts which are offered by authors from Ukraine or CIS countries to the edition in English are necessarily supplemented by Ukrainian or Russian version. An electronic copy may be submitted by e-mail.

2. Acceptable text formats: MS Word (rtf, doc).

3. Acceptable graphic formats for figures: EPS, TIFF, BMP, PCX, CDR, WMF, MS Word and MS Graf, JPEG. Figures created using software for mathematical and statistical calculations should be converted to one of these formats.

4. For articles of authors from Ukraine there should be expert conclusions about an opportunity of an open print.

Manuscripts should be sent to:

Lepikh Yaroslav Illich, The Vice Editor, Odessa National I. I. Mechnikov University, ISEPTC (RL-3), str. Dvoryanskaya, 2, Odessa, 65082, Ukraine.

Phone/fax +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://semst.onu.edu.ua

Manuscripts of articles anonymous reviewing is carried out

The manuscript preparation rules:

The manuscripts should be supplemented with the Official letter signed by a chief manager of the institution where the work was performed. This rule does not apply to papers submitted by authors from abroad or international groups of authors.

Copyright transfer to the Publisher.

Title Page:

1. PACS and Universal Decimal Classification code (for authors from CIS) in the top left corner. Several comma-separated codes are allowed. If no classification codes are indicated, the code(s) will be assigned by the Editorial Board.

2. Title of the paper (central, capital, bold, 14pt).

3. Name (-s) of the author(-s) below, in one space (central, normal face, 12pt).

4. Name of affiliated institution, full address, phone and fax numbers, e-mail addresses (if available) for each author below, in one space (central, normal face, 12pt).

5. Abstract: up to 1000 characters.

6. Keywords: its amount must not exceed eight words. In the specific cases it is acceptable to use two- or three-word terms. These words must be placed under the abstract and written in the same language.

Items 2,3,4,5,6 must be presented in series in Ukrainian, English and Russian languages.

For authors from abroad which do not know Ukrainian or Russian languages, items 2-5 may be presented only in English.

7. To each copy of the article abstracts in Ukrainian / Russian (depending on language of the original all authors of article), and the English language are applied (each abstract on a separate sheet). The special attention should be given to the writing of the article summary in English. For this purpose it is expedient to use the qualified experts - linguists with the further scientific editing the text by the author (-s). Before the word "abstract" it is necessary to write the full article name by the appropriate language, UDC, surnames and the initials of the authors, names of affiliated institutions. The abstract in volume of 200-250 words must be

structured: the purpose (precisely formulated), research methods and results (shortly), generalizations or conclusions. After the text of the abstract from the item key words are placed.

8. Article text should be printed 1,5-spaced on white paper A4 format with a 12pt, margins: left – 3sm, right – 1,5, upper and lower – 2,5sm. Titles of the sections if it is present should be typed bold, capitals.

Equations should be entered using MS Equation Editor or MathType. Papers with handwritten equations are not accepted. Notations should be defined when the first appearing in the text.

Tables should be submitted on separate pages in the format of appropriate text formats (see above), or in the text format (with columns separated by interval, commas, or tabulation characters).

9. At the article text end one must indicate surnames, names and patronymics of all authors, the mail address, the phone, a fax, e-mail (for the correspondence).

10. List of references should be 1,5-spaced, with references numbered in order of their appearance in the text. The bibliography is printed only by the roman type (cyrillics represents in transliteration).

The literature registration order should conform to DAS of Ukraine requirements, for ex-ample:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors // Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Figures and tables captions should be printed in the manuscript double-spaced after the list of references. Footnotes should be avoided if possible.

Only high-quality pictures can be accepted. Inscriptions and symbols should be printed inside picture. Negatives, and slides are not accepted.

Each figure should be printed on a separate page and have a size not exceeding 160x200 mm. For text inside figures, use 10pt. Measurement units should be indicated after a comma (not in blankets). All figures are to be numbered in order of its appearance in the text, with sections denoted as (a), (b), etc. Placing the figure numbers and captions inside figures is not allowed. On the backside, write with a pencil the paper title, author(s) name(s) and figure number, and mark the topside with an arrow.

Photographs should be submitted as original prints. Color printing is possible if its cost is covered by the authors or their sponsors.

12. The article must be signed by author (all authors) with the date indication on the last page.

Authors bear full responsibility for irreproachable language make out of the text, es-

pecially for a correct scientific terminology (it should be verified under terminological dictionaries of the appropriate speciality).

13. The date of article acceptance is that one when the final variant comes to the publisher after a prepublication review.

After obtaining the proof sheet the author should correct mistakes (clearly cancel incorrect variant with blue or black ink and put the correct variant on border) and send urgently the revised variant to the editor by e-mail.

Author's signature at the article end vouches that author grants a copyright to the publisher. Author vouches that the work has not been published elsewhere, either completely, or in part and has not been submitted to another journal.

Not accepted manuscripts will not be returned.

Комп'ютерне верстання – О. І. Карлічук

Підп. до друку 25.03.2019. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 10,93. Тираж 300 пр. Зам. №1888.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39