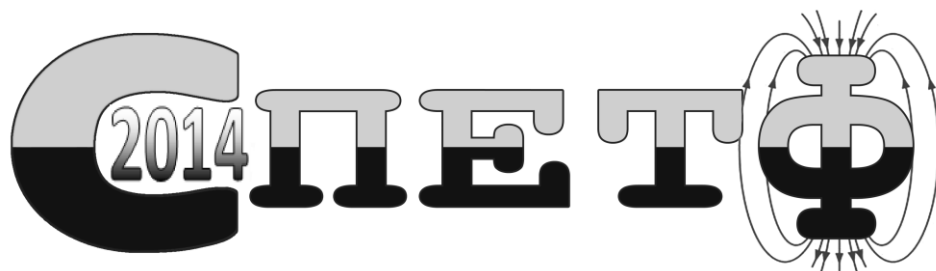


Міністерство освіти і науки України  
Інститут прикладної фізики Національної академії наук України  
Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка  
Фізико-математичний факультет



# СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ

МАТЕРІАЛИ  
III Міжрегіональної науково-практичної конференції  
молодих учених

16-17 квітня 2014 року

м. Суми

**Міністерство освіти і науки України  
Інститут прикладної фізики Національної академії наук України  
Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка  
Фізико-математичний факультет**

# **СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ**

**Матеріали III Міжрегіональної науково-практичної  
конференції молодих учених**

**(Суми, 16-17 квітня 2014 року)**

**Суми –2014**

УДК 53:004(08)

ББК 22я43

М 34

Рекомендовано до друку радою фізико-математичного факультету  
Сумського державного педагогічного університету імені А.С.Макаренка

**Упорядник:** Завражна О.М., кандидат фізико-математичних наук

### **Рецензенти:**

**Салтикова А.І.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

**Мороз І.О.** – кандидат технічних наук, в.о. професора кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

М 34 Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики : матеріали III Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих учених, м. Суми, 16-17 квітня 2014 р. / за ред. О.М. Завражної – Суми: СумДПУ, 2014. – 49 с.

У збірнику подані матеріали III Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих учених «Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики». У тезах і статтях представлено результати теоретичних і експериментальних досліджень.

Для наукових співробітників, викладачів навчальних закладів освіти, аспірантів та студентів.

Матеріали подаються в авторській редакції.

Відповідальність за достовірність інформації, автентичність цитат, правильність фактів, посилань несуть автори.

© СумДПУ, 2014

## ЗМІСТ

Боровик О. А. Дослідження стану та перспектив розвитку геліоенергетики в Україні .....	5
Головко Н. В. Паливні елементи та їх фізичні властивості.....	11
Горбачова О.М. Фізичні основи роботи циклічних прискорювачів .....	18
Коцур О.С. Пошаровий аналіз елементного складу твердих тіл методом вторинної іонної мас-спектрометрії .....	23
Тертична А.Г. Атомна енергетика України: дослідження стану та перспектив розвитку .....	32
Дяченко М.М. Втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі у Іw наближенні .....	37
Лебединський С. Рух електрона у паралельних магнітному та електричному полях .....	41
Люльченко С.О. Дослідження формування дозового навантаження від вторинних процесів при взаємодії рентгенівського випромінювання та пучків іонів з біологічними об'єктами.....	43
Новак О.П., Холодов Р.І. Моделювання явищ в магнітосфері методом particle in cell.....	45

## ДОСЛІДЖЕННЯ СТАНУ ТА ПЕРСПЕКТИВ РОЗВИТКУ ГЕЛІОЕНЕРГЕТИКИ В УКРАЇНІ

**Вступ.** Визначаючим фактором розвитку економіки людського суспільства є енергетика. Збільшення енергооснащеності промислової технології та зв'язаної з нею продуктивності праці базується на визначальних темпах росту виробництва електроенергії.

Аналіз процесів виробництва, передачі, розподілу та перетворення електроенергії свідчить про те, що великі резерви існують на етапі перетворення енергії, на який припадає близько 60 % від її виробництва. Тому зростає значущість ефективності пристроїв перетворювальної техніки, основу яких складають напівпровідникові перетворювачі.

**Фізичні основи геліоенергетики.** Сучасна наука знає наступні три способи вивільнення енергії: 1) за рахунок зміни електронних зв'язків атомів в процесі хімічних реакцій; одержувану в результаті цього енергію правильно було б називати не хімічної, а атомної, оскільки звільнення її пов'язане з існуванням атомів (т. е. ядер з електронними оболонками); 2) за рахунок руйнування і зміни зв'язку між нуклонами важких ядер при ядерних реакціях поділу (ядерна енергія) або з'єднання нуклонів легких ядер при ядерних реакціях синтезу (термоядерна енергія), 3) за рахунок повного перетворення речовини у полі при реакціях анігіляції звичайної і антизвичайної речовин; цю енергію за відсутністю кращого терміну можна назвати анігіляційною.

Перші два способи, як відомо, є основою сучасної енергетики, останній же відносно недавно виявлений і знаходиться в стадії першого етапу дослідження. Запаси різних джерел енергії на Землі (без термоядерної і анігіляційних енергій) показані в таблиці 1.

Таблиця 1.

Запаси деяких джерел енергії на Землі [1]

Види енергії	Запаси, кВт•г
<b>Непоновлювані джерела енергії:</b>	
Ядерна енергія (поділу)	$547\,000 \cdot 10^{12}$
Хімічна енергія горючих речовин	$55000 \cdot 10^{12}$
Внутрішнє тепло Землі	$134 \cdot 10^{12}$
<b>Щорічно поновлювані джерела енергії:</b>	
Енергія сонячних променів	$580000 \cdot 10^{12}$
Енергія морських приливів	$70000 \cdot 10^{12}$
Енергія вітру	$1700 \cdot 10^{12}$
Енергія річок	$18 \cdot 10^{12}$

Основою енергетики сьогоднішнього дня є паливні запаси вугілля, нафти і газу, а також енергія річок, запаси яких становлять близько 5% всіх запасів енергії на Землі. І, тим не менш, вони задовольняють приблизно дев'яносто відсотків енергетичних потреб людства.

Підраховано, що при сьогоднішньому рівні споживання енергії, навіть без урахування його зростання, викопних джерел енергії вистачить ще максимум на 100-150 років. До уваги не входять альтернативні джерела енергії, такі як енергія вітру, морських припливів, тепла Землі, сонячного випромінювання та деякі інші. Адже енергія одних тільки морських припливів перевищує сумарну енергію всіх хімічних

горючих речовин - нафти, газу, вугілля (табл.1.). Крім того, практично всі напрямки альтернативної енергетики безпечні в екологічному відношенні, чого не скажеш про ті ж ТЕС. [1]

Сонячне випромінювання універсальне - крім безпосереднього використання у вигляді тепла (теплопостачання, опріснення води, сушарки та пр.), існує безліч способів його використання. Енергію сонячного випромінювання можна перетворювати в інші види енергії, наприклад в електричну за допомогою фотоперетворювачів або механічну (сонячне вітрило, фотонний двигун, або за допомогою звичайної парової турбіни), можна, нарешті, акумулювати за допомогою рослин і фотосинтезу, як це і відбувається в природі .[2]

Таблиця 2.

Застосування та перетворення сонячного випромінювання [2]

<b>Застосування сонячного випромінювання у вигляді тепла</b>	<b>Перетворення сонячного випромінювання в електричну і механічну енергію</b>
<p><b>Геліоустановки (сонячні колектори):</b>                      Підігрів води з метою теплопостачання та гарячого водопостачання житла                      опріснення води                      Різні сушарки та випарювачі</p>	<p><b>Термоелектричні генератори:</b>                      Термоелектронна емісія                      Термоелементи (термопари)  <b>Фотоелектричні генератори:</b>                      фотоелектронна емісія                      напівпровідникові елементи  <b>Фотохімія і фотобіологія:</b>                      Фотоліз (фотодисоціація)                      Фотосинтез</p>

Незважаючи на численність способів перетворення сонячної енергії, на даний момент найбільш широко використовується тепла дія світла і перетворення його в електричну енергію за допомогою фотоелектричних генераторів.

Сонячну енергію можна використовувати або безпосередньо - для обігріву будинків або приготування їжі, або побічно - для генерування електрики. На сонці предмети нагріваються в результаті поглинання ними енергії сонячного випромінювання. Для пояснення цього явища в свій час пропонувалося безліч механізмів, але квантова теорія, яка щойно з'явилася в цьому столітті, виявилася в змозі впоратися з подібною проблемою.

У багатьох пристроях для теплового перетворення використовуються так звані колектори - приймачі сонячного випромінювання (рис. 1.). Отримуючи енергію від сонця, такий пристрій знову випромінює її, не обмінюючись випромінюванням з навколишнім середовищем.

У багатьох багатих сонцем районах земної кулі люди відчувають нестачу прісної води. Для цієї мети застосовували різноманітні пристрої різного ступеня складності. На **рис. 2.** показана одна з найпростіших систем подібного призначення. Призначена для очищення вода набирається в піддон, розташований в нижній частині пристрою, де вона нагрівається за рахунок поглинання сонячної енергії. Поверхню піддону зазвичай чорнять, так як вода майже безперешкодно пропускає короткохвильову частину сонячного випромінювання (іноді воду підфарбовують в чорний колір, і вона стає поглиначем). З підвищенням температури рух молекул води стає більш інтенсивним і частина з них залишає поверхню води. Насичений водяними парами повітряний потік піднімається вгору, охолоджується; стикаючись з поверхнею прозорого покриття, пари частково конденсуються, а краплі що утворилися стікають по ній вниз. Охолоджене повітря знову опускається до поверхні води, замикаючи цикл конвективного руху.



**Рис. 1.** Плоскі сонячні колектори.[3]



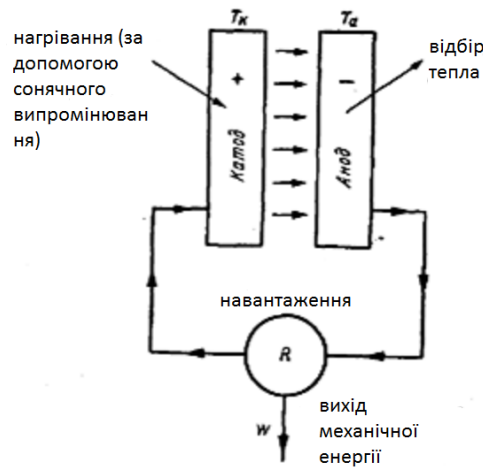
**Рис. 2.** Простий сонячний опріснювач. [4]

Для підвищення ефективності системи необхідно, щоб при конденсації на поверхні покриття утворювалася водна плівка, так як при конденсації води у вигляді крапель значна частина падаючої на поверхню покриття сонячної радіації відбивається ними; навіть при порівняно великих, кутах нахилу поверхні, коли вода досить швидко стікає, приблизно половина всієї поверхні покриття краплями води. На ретельно очищеній від слідів жиру скляній поверхні зазвичай утворюється плівка води, тоді як майже на всіх, навіть більш чистих пластмасових поверхнях сконденсована вода випадає у вигляді крапель. На деяких нових пластичних матеріалах можлива плівкова конденсація води, але такі матеріали внаслідок високої вартості (наближається до вартості скла) для розглянутих цілей непридатні. Очевидно, що продуктивність такої сонячної опріснювальної установки змінюється протягом дня відповідно до зміни інтенсивності сонячної радіації.

Сонячне випромінювання (СВ) можна перетворювати в електрику через перетворення його спочатку в тепло, а потім за допомогою звичайних парових турбін і з'єднаних з ними генераторів в електроенергію - такі установки не мають принципових відмінностей від ТЕС, ГЕС і АЕС - а можна і безпосередньо, минаючи теплову стадію. [5]

Перший тип пристроїв для прямого генерування електричної енергії - **термоелектронний** або як його ще називають **термоіонний генератор**. Цей прилад

розроблений в останні десятиліття, і можливо йому належить винятково важлива роль при виробництві електроенергії в майбутньому.



**Рис. 3.** Термоіонний генератор.[6]

Принцип дії термоіонного генератора пояснює **рис. 3**. В основу роботи генератора покладено ефект, виявлений **Едісоном** в 1883 р. і названий **термоіонною (термоелектронною) емісією**. При нагріванні одного з електродів, який пізніше стали називати катодом, до досить високої температури значна частина його електронів набуває енергію, при якій вони здатні покинути його поверхню. Правда, цей процес протікає не безперешкодно, про що буде сказано нижче.

Якщо поблизу знаходиться інший електрод - **анод**, то вирвані електрони можна направити до нього і там зібрати. Це можливо лише в тому випадку, якщо обидва електроди з'єднати зовнішнім ланцюгом, оскільки в іншому випадку зростання негативного заряду на аноді перешкоджає руху до нього емітуючих електронів, і за певних умов вони не зможуть його досягти. Але в термоіонному генераторі катод і анод з'єднані зовнішнім ланцюгом. Тому потік електронів, тобто електричний струм, проходить через цей ланцюг, здійснюючи в ній роботу. На **рис. 3**. зовнішнє навантаження представлено опором  $R$ , але практично це може бути будь-який пристрій, наприклад електродвигун. Таким чином, в термоіонному генераторі використовується частина енергії, витраченої на нагрівання катода, завдяки якій в навантаженні протікає струм і відбувається робота.[6]

У перетворювачах світлової енергії в електричну використовується фотоефект, відкритий в 1887 р. Герцем і докладно досліджений, починаючи з 1888 р. Столетовим.

Фотоефект виражається в «вибиванні» електронів фотонами світла з поверхні тіл (зовнішній фотоефект) або тільки з кристалічної решітки всередині напівпровідника (внутрішній фотоефект), а також у виникненні під дією світла, що падає на кордон метал - напівпровідник (або n-напівпровідник і р-напівпровідник) ЕРС, що викликає появу або зміну струму в ланцюзі (фотоефект замикаючого шару або вентильний фотоефект). [6]

Вентильний фотоефект (фотоефект замикаючого шару), що є різновидом внутрішнього фотоефекту, це виникнення ЕРС (фото-ЕРС) при освітленні контакту двох різних напівпровідників або напівпровідника і металу (при відсутності зовнішнього магнітного поля).



Фотоефект замикаючого шару покладений в основу пристрою напівпровідникових, або, як їх ще інакше називають, вентильних фотоелементів - приладів, які безпосередньо перетворюють променисту енергію в електричну.

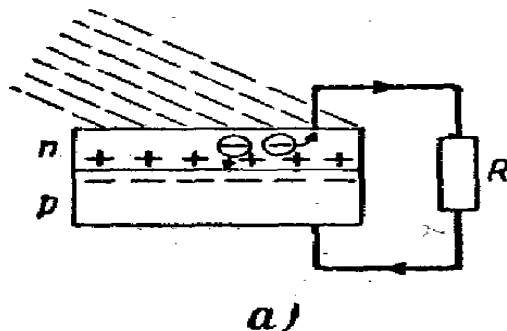


Рис. 4. Принцип дії сонячного електрогенератора. [5]

Фотоелементи із замикаючим шаром будуються з 1888р. Застосування напівпровідників з різними типами провідності дали значно кращі результати.

**Стан та перспективи розвитку геліоенергетики в Україні.** Розвиток альтернативної енергетики потребує значних капіталовкладень, тому масштабні енергетичні проекти, такі як побудова сонячних та вітроелектростанцій, можуть реалізовуватись лише за державної підтримки. Такі розвинуті країни як США, Німеччина, Японія, Данія в своїй енергетичній політиці приділяють значну увагу розвитку альтернативного сектору енергетики. [7]

В основі енергетичної політики **Європейського Союзу** лежить суттєве розширення частки альтернативної енергії в структурі паливно-енергетичного комплексу країн-членів. Згідно з прийнятими в ЄС документами, до 2020 року не менш як 20% всієї електроенергії, яка споживається в країнах ЄС, має вироблятися з використанням відновлюваних джерел енергії, передовсім, вітру, сонця та води. Сьогодні ця частка в Європі в середньому не перевищує 7%. В окремих європейських країнах показники використання альтернативних джерел енергії суттєво відрізняються, кожна країна, яка незабезпечена власною нафтою та газом, використовує ті ресурси якими володіє в достатній кількості. Наприклад, в середньому в Європі на долю гідроелектростанцій припадає лише 2% виробленої електроенергії, а в Швеції ця частка може становити 50%, у Фінляндії – 15–20%. У Данії 20% всієї енергії виробляється на вітрових генераторах. [8]

Одним із перших міжнародних проектів була програма розробки космічного супутника для Єгипту. Сонячні панелі для цього супутника були спроектовані та виготовлені саме на українських підприємствах. Наступним реалізованим проектом був проект НАТО «Наука заради миру. Кремнієві технології». Його метою було впровадження у виробництво новітніх технологій сонячної енергетики. Результатом є виробництво сонячних панелей, що і сьогодні діє на заводі «Квазар».

Якщо розглядати перспективу, то тут можливі спільні проекти будівництва сонячних електростанцій, в яких будуть приймати участь вітчизняні компанії «ActivSolar», «SolarUA», «Квазар» та закордонні компанії, які мають практичний досвід реалізації таких проектів. Українські компанії можуть виступати як постачальниками комплектуючих, так і носіями досвіду роботи в непростих умовах сьогодення нашої держави. Також у Україні залишається великий потенціал щодо участі в фундаментальних дослідженнях. Наразі відомо про декілька міжнародних проектів по розробці нових високоефективних конструкцій фотоперетворювачів та вдосконаленню

технологічних процесів. Замовниками таких досліджень виступають як вітчизняні, так і закордонні компанії. Крім того, ведуться спільні роботи по вдосконаленню окремих елементів сонячних батарей.

На сучасному етапі єдина компанія, яка вже займається створенням СЕС потужніше 10 МВт на території України – це «Актив Солар».

Актив Солар - міжнародна компанія, що спеціалізується в розробках і виробництві продуктів на базі сонячних технологій. Головною метою є освоєння величезного потенціалу сонячної енергії для задоволення потреб майбутнього, що змінюються. Завдання компанії полягає в швидкому подоланні дефіциту з метою створення повністю інтегрованої платформи сонячної енергетики. Заснована в м. Відень, Австрія, компанія Актив Солар займається розвитком сонячної енергетики з метою створення платформи світового класу[9].

Компанія «Актив Солар» планує збільшити потужність геліоелектростанцій, що споруджуються нею в Автономній республіці Криму до 300 МВт.

Згідно документу, кожен мегават обійдеться «Актив Солар» в 48 млн грн. (EUR 4,54 млн по поточному курсу), а загальна вартість будівництва геліоелектростанції складе 14,4 млрд грн. (EUR1,362 млрд). [10]

Нова енергетична стратегія, схвалена українським урядом на початку 2006 року, передбачає, що наша держава практично в чотири рази збільшить використання нетрадиційних джерел енергії з 10,9 млн. т н.е. (млн. тонн нафтового еквіваленту) в 2005 році, до 40,4 млн. т н.е. в 2030 році. Ця ініціатива зажадає інвестицій в енергетичний сектор в розмірі близько 60,4 млрд. гривень або ж 7,9 млрд. євро[9]. Найбільше зростання очікується у використанні сонячної енергії, вітряних електростанцій і низько потенційного тепла, але їх масове вживання стартує з незначного рівня, оскільки в даний час сумарна встановлена потужність (включаючи малі ГЕС) складає всього 0,18 ГВт. Проте, загальна потужність електростанцій по виробництву електроенергії з альтернативних джерел енергії (за винятком біопалива і малих ГЕС) повинна вирости в 2030 році до 2,1 ГВт.

Прийнята стратегія передбачає розвиток поновлюваних джерел енергії у відповідність засадничим принципам Європейської стратегії безпеки, конкурентоздатної і стійкої енергетики. У Енергетичній стратегії України встановлюється ряд пільг для стимулювання виробництва і використання енергії з поновлюваних джерел, але більшість з них поки що не знайшли детального віддзеркалення в законодавстві. Український уряд активно співробітничав і упроваджує проекти енергозбереження і розвитку нових і поновлюваних джерел енергії з фінансовими інститутами і міжнародними організаціями, такими як NEFCO, ADEME, IFC, Європейський банк реконструкції і розвитку, Світовий Банк і іншими. Існує програма державної підтримки розвитку нетрадиційних і поновлюваних джерел енергії і малих гідроелектростанцій. Цільовий показник для поновлюваних джерел енергії на 2030 рік складає 19% від всього об'єму генерації.[10]

**Висновки.** На сьогодні вже зроблено чимало роботи в розвитку галузі геліоенергетики. Вченими світу створюється та вдосконалюється інноваційне обладнання по використанню сонячного випромінювання, таке як сонячні печі, різні типи сонячних колекторів. Особлива увага приділяється широкому впровадженню сонячних електростанцій як конкурентоспроможної технології для виготовлення теплової та електричної енергії для доступного її споживання населенням. Також невпинно розробляються високотехнологічні матеріали для геліообладнання та ведуться роботи по зниженню їх вартості.

На основі проведеного у роботі дослідження можна зробити такі висновки:

1. На основі літературних джерел проведено аналіз фізичних основ геліоенергетики, приділено увагу поглинанню сонячної радіації молекулами матеріальних тіл, пов'язаному з ним процесами зміни температури ізолюваного тіла, а також способи підвищення рівноважної температури ізолюваного тіла, розглянуто конструкції сонячних елементів та сонячних колекторів;

2. Досліджено стан геліоенергетики, компанії які займаються виготовленням фотовольтаїки та будівництвом сонячних електростанцій в Україні;

### Література

1. Алексеев, Г.Н. Безпосереднє перетворення різних видів енергії в електричну і механічну. - М., Госенерговидав, 1963.
2. Брінкворт, Б. Дж. Сонячна енергія для людини. - М., Мир, 1976.
3. Фаренбрух, А., Б'юб, Р. Сонячні елементи: теорія та експеримент. - М., Вища школа, 1987.
4. Ємел'янов, А. Сонячна альтернатива. Екологія і життя, № 6, 2001, 22-23.
5. Трофімова, Т.І. Курс фізики. - М., Вища школа, 1998.
6. Лаврус, В.С. Фотохімія. - М., Наука і техніка, 1997.
7. Андрюшин Е. А. Физические проблемы солнечной энергетики / Андрюшин Е. А. Симин А. П. // Успехи физических наук. - 1991. №8. с. 156
8. Інтернет ресурс: <http://esco-ecosys.narod.ru>
9. Дероган Д.В., Щокін А.Р. Перспективи використання енергії та палива в Україні з нетрадиційних та відновлюваних джерел.//Бюл. "Новітні технології в сфері нетрадиційних і відновлюваних джерел енергії", Київ: АТ "Укренергозбереження", 1999. - №2, - с. 256.
10. Інтернет ресурс: <http://produced.in.ua/alternative>

**Анотація. Боровик О.А. Дослідження стану та перспектив розвитку геліоенергетики в Україні.** В статті розглянуто деякі види сонячних установок, принцип їх роботи та перспективи використання.

*Ключові слова. Сонячна енергія, колектори, генератори.*

**Аннотация. Боровик О.А. Исследование состояния и перспектив развития гелиоэнергетики в Украине.** В статье рассмотрены некоторые виды солнечных установок, принцип их работы и перспективы использования.

*Ключевые слова. Солнечная энергия, коллекторы, генераторы.*

**Н.В. Головко**

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми*

## ПАЛИВНІ ЕЛЕМЕНТИ ТА ЇХ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ

Однією з актуальних задач сучасного суспільства є пошук альтернативних джерел енергії. На даний момент цивілізоване людство постає перед проблемою нестачі природних ресурсів. За деякими найбільш песимістичними прогнозами усі запаси нафти можуть вичерпатися вже у 2020 році, а природного газу – у 2050 році. Це обумовлює необхідність пошуку нових альтернативних джерел енергії, які б могли замінити нафту і газ. Прикладом такого палива може служити водень  $H_2$ . Водень можна окислювати до води з безпосереднім перетворенням хімічної енергії в електричну. Таке перетворення може бути здійснене у паливних елементах. Паливні елементи екологічно безпечні і мають ККД до 80%, тоді як двигуни внутрішнього згоряння забруднюють

довкілля і ККД їх досягає не більше 30%. Паливні елементи не містять рухомих деталей і абсолютно безшумні.

Багато вчених називають водень « паливом XXI століття » , здатним вирішити енергетичні та екологічні проблеми , пов'язані як з викидом отруйних речовин в атмосферу , так і з накопиченням двоокису вуглецю, що призводить до порушення біоценозу.

Паливний елемент - електрохімічний пристрій, що подібний до гальванічного елемента , але відмінний від нього тим , що речовини для електрохімічної реакції подаються в нього ззовні - на відміну від обмеженої кількості енергії , запасеної в гальванічному елементі або акумуляторі.

Паливні елементи здійснюють перетворення хімічної енергії палива в електрику , минаючи малоєфективні , що йдуть з великими втратами , процеси горіння. Це електрохімічний пристрій, який в результаті високоефективного горіння палива безпосередньо виробляє електроенергію .

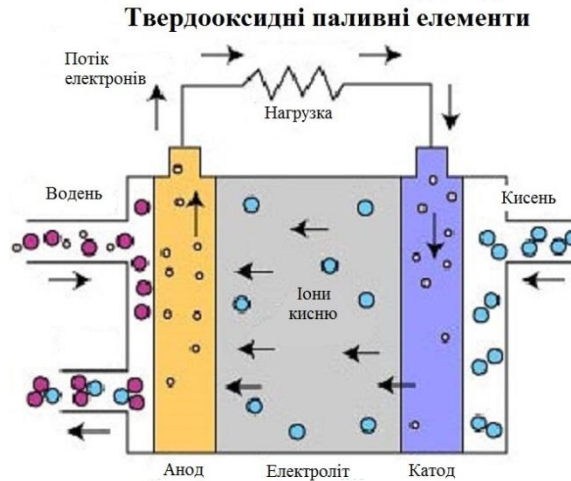
Паливні елементи діляться на високотемпературні і низькотемпературні. Низькотемпературні паливні елементи вимагають у якості палива відносно чистий водень. Це означає, що потрібна обробка палива для перетворення первинного палива ( такого як природний газ) в чистий водень. Цей процес споживає додаткову енергію і вимагає спеціального обладнання. Високотемпературні паливні елементи не потребують цієї додаткової процедури , так як вони можуть здійснювати «внутрішнє перетворення» палива при підвищених температурах, що означає відсутність необхідності вкладання грошей у водневу інфраструктуру.

Подібно існуванню різних типів двигунів внутрішнього згорання, існують різні типи паливних елементів - вибір відповідного типу паливного елемента залежить від його застосування.

**Твердооксидний паливний елемент.** Твердооксидні паливні елементи - різновид паливних елементів, електролітом в яких є керамічний матеріал (наприклад, на базі діоксиду цирконію). Ці елементи працюють при дуже високій температурі (700-1000°C ) і застосовується в основному для стаціонарних установок потужністю від 1 кВт і вище. Їх відпрацьовані гази можуть бути використані для приведення в дію газової турбіни, щоб підвищити загальний коефіцієнт корисної дії. ККД такої гібридної установки може досягати 70 %.

У цих паливних елементах іони кисню проходять через твердий оксид, який використовується в якості електроліту, і при високій температурі реагують з воднем на аноді . Хоча в твердооксидних паливних елементах необхідна висока робоча температура ( що вимагає спеціальних керамічних матеріалів), зате вони не потребують такого дорогого каталізатора , як платина (на відміну від паливних елементів з протонно - обмінною мембраною ). Це також означає, що твердооксидні паливні елементи не отруюються монооксидом вуглецю, і в них можуть використовуватися різні види палива . Твердооксидні паливні елементи можуть працювати на метані, пропані, бутані, біогазі.

Носієм заряду в паливних елементах даного типу є іон кисню. На катоді відбувається поділ молекул кисню з повітря на іон кисню і чотири електрони. Іони кисню проходять по електроліту і об'єднуються з воднем, при цьому утворюється чотири вільних електрона. Електрони прямують по зовнішній електричного кола, при цьому генерується електричний струм і тепло.



**Рис. 1.** Твердооксидний паливний елемент [2]

Реакція на аноді :  $2\text{H}_2 + 2\text{O}^{2-} \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + 4\text{e}^-$ .

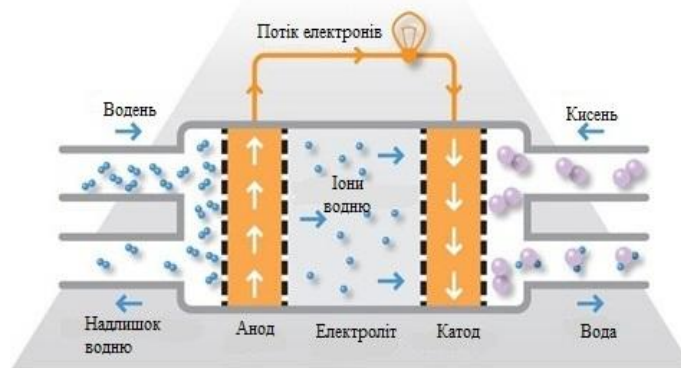
Реакція на катоді :  $\text{O}_2 + 4\text{e}^- \rightarrow 2\text{O}^{2-}$ .

Загальна реакція елемента :  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ .

Комбінування високотемпературного паливного елемента з турбіною дозволяє створити гібридний паливний елемент для підвищення ККД генерування електричної енергії до 75 %.

Твердооксидні паливні елементи працюють при дуже високих температурах, в результаті чого потрібен значний час для досягнення оптимальних робочих умов, при цьому система повільніше реагує на зміну витрати енергії.

**Прямий метанольний паливний елемент.** Прямий метанольний паливний елемент - це різновид паливного елемента з протонообмінною мембраною, в якому паливо, метанол, попередньо не розкладається з виділенням водню, а безпосередньо використовується в паливному елементі. Робота паливних елементів цього типу заснована на реакції окислення метанолу на каталізаторі в діоксид вуглецю.



**Рис. 2.** Прямий метанольний паливний елемент [2]

Вода виділяється на катоді. Протони ( $\text{H}^+$ ) проходять через протонообмінну мембрану до катода, де вони реагують з киснем і утворюють воду. Електрони проходять через зовнішній ланцюг від анода до катода, постачаючи енергією зовнішнє навантаження.

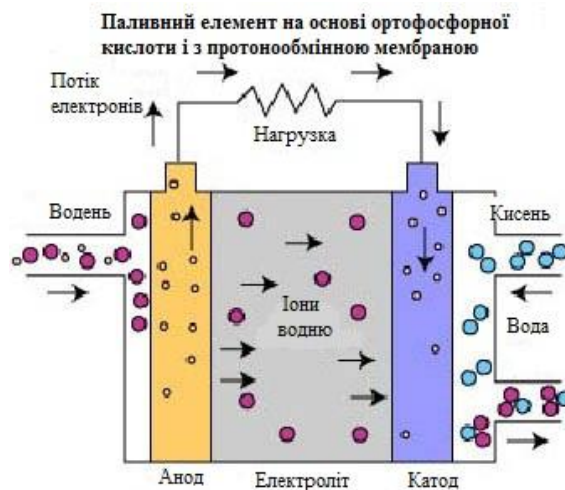
Реакції на аноді:  $\text{CH}_3\text{OH} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO}_2 + 6\text{H}^+ + 6\text{e}^-$ .

Реакції на катоді:  $1,5\text{O}_2 + 6\text{H}^+ + 6\text{e}^- \rightarrow 3\text{H}_2\text{O}$ .

Загальна реакція елемента :  $\text{CH}_3\text{OH} + 1,5\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$ .

Були проведені випробування в температурному діапазоні 50-120 °С. Завдяки низьким робочим температурам і відсутності необхідності використання перетворювача, паливні елементи з прямим окисненням метанолу є кращим кандидатом для застосування як у мобільних телефонах та інших товарах широкого вжитку, так і в двигунах автомобілів. Перевагою даного типу паливних елементів є невеликі габарити, завдяки використанню рідкого палива, і відсутність необхідності використання перетворювача.

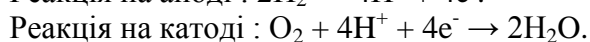
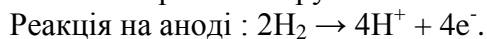
**Фосфорнокислий паливний елемент.** Паливні елементи на основі фосфорної ( ортофосфорної ) кислоти стали першими паливними елементами для комерційного використання. Даний процес був розроблений у середині 1960 -х рр. Випробування проводилися з 1970 -х рр. З того часу була збільшена стабільність, робочі показники і знижена вартість.



**Рис. 3.** Паливний елемент на основі ортофосфорної кислоти і з протонообмінною мембраною[2]

Паливні елементи на основі фосфорної ( ортофосфорної ) кислоти використовують електроліт на основі ортофосфорної кислоти (  $H_3PO_4$  ) з концентрацією до 100 %. Іонна провідність ортофосфорної кислоти є низькою при низьких температурах, з цієї причини ці паливні елементи використовуються при температурах до 150-220 °С.

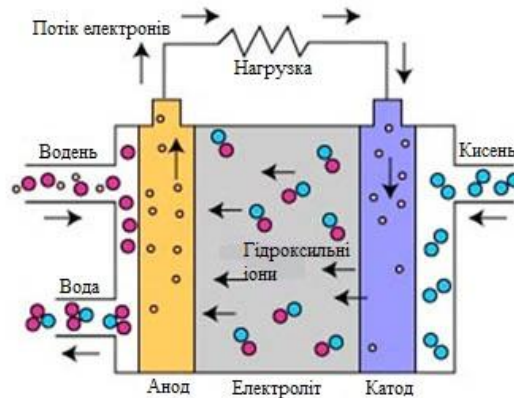
Носієм заряду в паливних елементах даного типу є водень ( $H^+$ , протон). Схожий процес відбувається в паливних елементах з мембраною обміну протонів, в яких водень, що підводиться до анода, розділяється на протони й електрони. Протони проходять по електроліту і об'єднуються з киснем, які добувають з повітря, на катоді з утворенням води. Електрони прямують по зовнішній електричного кола, при цьому генерується електричний струм. Нижче представлені реакції, в результаті яких генерується електричний струм і тепло.



ККД паливних елементів на основі фосфорної ( ортофосфорної ) кислоти складає більше 40 % при генерації електричної енергії. При комбінованому виробництві теплової та електричної енергії, загальний ККД становить близько 85 %. Крім цього, враховуючи робочі температури, побічне тепло може бути використано для нагріву води і генерації пари атмосферного тиску.

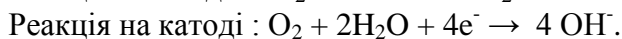
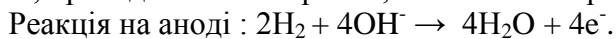
**Лужний паливний елемент.** Лужні паливні елементи - одні з найефективніших елементів, що використовуються для генерації електрики, ефективність вироблення електроенергії доходить до 70%.

У лужних паливних елементах використовується електроліт, тобто водний розчин гідроксиду калію, що міститься в пористій стабілізованій матриці. Концентрація гідроксиду калію може змінюватися в залежності від робочої температури паливного елемента, діапазон якої варіюється від 65 °С до 220 °С. Носієм заряду є гідроксильний іон (OH<sup>-</sup>), рухомий від катода до анода, де він вступає в реакцію з воднем, виробляючи воду й електрони.



**Рис. 4.** Лужний паливний елемент [2]

Вода, отримана на аноді, рухається назад до катода, знову генеруючи там гідроксильні іони. В результаті цього ряду реакцій, що проходять в паливному елементі, проводиться електрика і, як побічний продукт, тепло :



Перевагою лужних паливних елементів є те, що ці паливні елементи - найдешевші у виробництві, оскільки каталізатором, який необхідний на електродах, може бути будь-яка з речовин, дешевших ніж ті, що використовуються в якості каталізаторів для інших паливних елементів. Лужні паливні елементи працюють при відносно низькій температурі і є одними з найефективніших паливних елементів - такі характеристики можуть відповідно сприяти прискоренню генерації харчування і високої ефективності палива.

Одна з характерних особливостей лужних паливних елементів - висока чутливість до CO<sub>2</sub>, яка може міститися в паливі або повітрі. CO<sub>2</sub> вступає в реакцію з електролітом, швидко отруює його, і сильно знижує ефективність паливного елемента.

**Карбонатний паливний елемент.** Паливні елементи з розплавленим карбонатним електролітом є високотемпературними паливними елементами. Висока робоча температура дозволяє безпосередньо використовувати природний газ без паливного процесора і паливного газу з низькою теплотворною здатністю палива виробничих процесів і з інших джерел.

Дані елементи використовують електроліт з суміші розплавлених карбонатних солей. В даний час застосовується два типи сумішей : карбонат літію і карбонат калію або карбонат літію і карбонат натрію. Для розплаву карбонатних солей і досягнення високого ступеня рухливості іонів в електроліті, робота паливних елементів з розплавленим карбонатним електролітом відбувається при високих температурах ( 650 °С). ККД варіюється в межах 60-80 %.

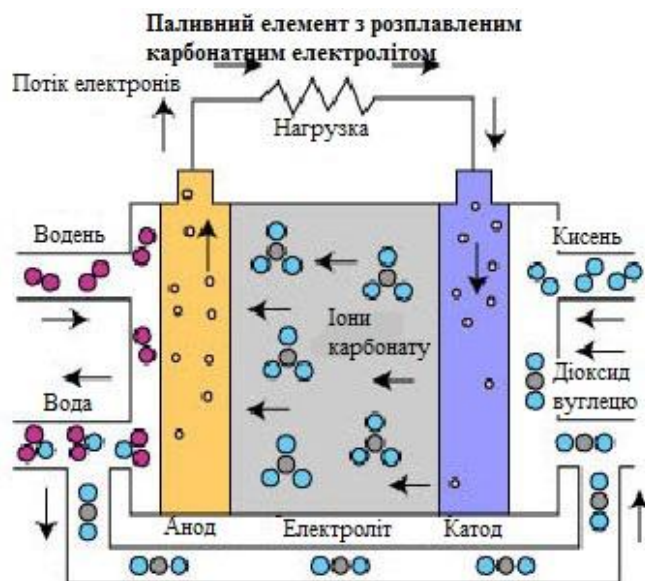


Рис. 5. Паливний елемент з розплавленим карбонатним електролітом [2]

При нагріванні до температури 650 °С, солі стають провідником для іонів карбонату ( $\text{CO}_3^{2-}$ ). Дані іони проходять від катода на анод, де відбувається об'єднання з воднем з утворенням води, діоксиду вуглецю і вільних електронів. Дані електрони направляються по зовнішній електричного кола назад на катод, при цьому генерується електричний струм, а в якості побічного продукту - тепло.

Реакція на аноді :  $\text{CO}_3^{2-} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + 2\text{e}^-$ .

Реакція на катоді :  $\text{CO}_2 + 1.5\text{O}_2 + 2\text{e}^- \rightarrow \text{CO}_3^{2-}$ .

Загальна реакція елемента :  $\text{H}_2 + 1.5\text{O}_2 + \text{CO}_2$  (катод)  $\rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$  (анод).

#### Області застосування паливних елементів.

- Застосування паливних елементів у системах телекомунікації.

Внаслідок швидкого розповсюдження систем бездротового зв'язку в усьому світі, а також зростання соціально-економічних вигод технології мобільних телефонів, необхідність надійного і економічного резервного електроживлення придбала визначальне значення. Збитки електромережі протягом року внаслідок поганих погодних умов, стихійних лих або обмеженої потужності мережі являють собою постійну складну проблему для операторів мережі.

- Застосування паливних елементів у мережах зв'язку.

Мережі зв'язку потребують надійних рішень в області резервного електроживлення, які можуть функціонувати протягом декількох годин або декількох днів в надзвичайних ситуаціях, якщо електромережа перестала бути доступною.

При наявності незначного числа рухомих деталей, а також відсутності зниження потужності в режимі очікування, інноваційна технологія паливних осередків пропонує привабливе рішення в порівнянні з існуючими зараз системами резервного електроживлення.

- Застосування паливних елементів у мережах передачі даних.

Надійне електроживлення для мереж передачі даних, таких як мережі високошвидкісної передачі даних і оптико - волоконні магістралі, має ключове значення у всьому світі. Інформація, передана по таких мережах, містить критично важливі дані для таких установ, як банки, авіакомпанії або медичні центри. Відключення електроживлення в таких мережах не тільки становить небезпеку для переданої інформації, а й, як правило, призводить до значних фінансових втрат. Надійні інноваційні установки на паливних комірках, що забезпечують резервне



електроживлення, надають надійність, необхідну для забезпечення безперервного електроживлення.

- Застосування паливних елементів у системах безпеки.

Найкращі ретельно розроблені системи безпеки будівель та системи зв'язку надійні лише настільки, наскільки надійно електроживлення, яке підтримує їх роботу. У той час як більшість систем включає деякі типи систем резервного безперебійного живлення для короткострокових втрат потужності, вони не створюють умови для більш тривалих перерв у роботі електромережі, які можуть мати місце після стихійних лих або терактів. Це може стати критично важливим питанням для багатьох корпоративних і державних установ.

- Застосування паливних елементів у комунально - побутовому опаленні і електрогенерації.

На твердооксидних паливних комірках побудовані надійні, енергетично ефективні і не дають шкідливих викидів теплоенергетичні установки для вироблення електроенергії та тепла з широко доступного природного газу та відновлювальних джерел палива. Ці інноваційні установки використовуються на самих різних ринках, від домашнього вироблення електрики до поставок електроенергії у віддалені райони, а також в якості допоміжних джерел живлення.

Паливні елементи також використовуються в:

1. стаціонарних додатках
  - виробництво електричної енергії ( на електричних станціях );
  - аварійні джерела енергії;
  - автономне електропостачання.
2. транспорті
  - електромобілі , автотранспорт;
  - морський транспорт;
  - залізничний транспорт , гірська та шахтна техніка;
  - допоміжний транспорт (складські навантажувачі , аеродромна техніка).
3. бортовому живленні
  - авіація , космос;
  - підводні човни , морський транспорт.
4. мобільних пристроях
  - портативна електроніка;
  - живлення стільникових телефонів;
  - зарядні пристрої для армії.

### Література

1. <http://www.strf.ru/>
2. [http://www.intech-gmbh.ru/energy\\_units.php#advantages](http://www.intech-gmbh.ru/energy_units.php#advantages)

**Анотація. Головка Н.В. Паливні елементи та їх фізичні властивості.** В статті розглянуто деякі види паливних елементів, принцип їх роботи та перспективи використання.

*Ключові слова. Енергетика, паливний елемент, іони, електроліт.*

**Аннотация. Головка Н.В. Топливные элементы и их физические свойства.** В статье рассмотрены некоторые виды топливных элементов, принцип их работы и перспективы использования.

*Ключевые слова. Энергетика, топливный элемент, ионы, электролит.*

## **ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ ЦИКЛІЧНИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ**

Робота посвячена вивченню фізичних основ роботи циклічних прискорювачів та їх застосування в різних сферах.

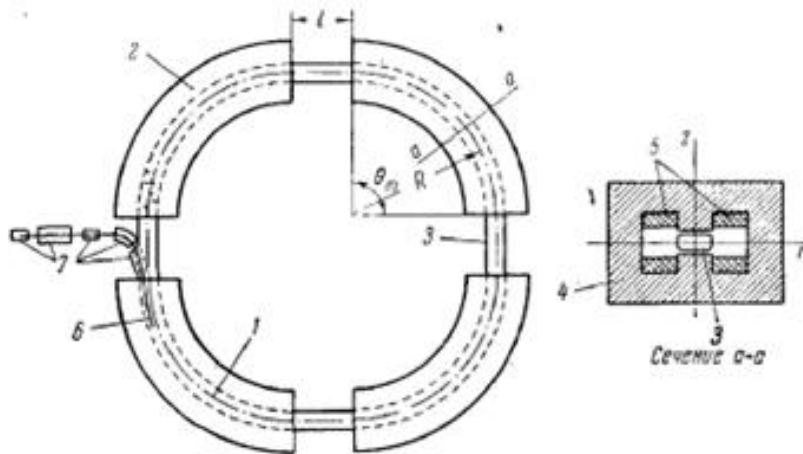
Прискорювач заряджених частинок - пристрій для отримання заряджених частинок (електронів, протонів, ядер, іонів) великих енергій. Прискорення проводиться за допомогою електричного поля, здатного змінювати енергію частинок, що володіють електричним зарядом. Поле може лише змінити напрям руху заряджених частинок, не міняючи величини їх швидкості, тому в прискорювачах воно застосовується для управління рухом частинок (формою траєкторії). Зазвичай прискорююче електричне поле створюється зовнішніми пристроями (генераторами). Але можливе прискорення за допомогою полів, створюваних іншими зарядженими частинками; такий метод прискорення називається колективним.

Циклічні прискорювачі дозволяють зменшити довжину, змушуючи заряджені частинки багаторазово пробігати один і той же шлях, щоразу прискорюючись. Для цього використовується сильне магнітне поле, в якому траєкторії частинок закручуються.

Результатом дії прискорювача є утворення пучка заряджених частинок високих енергій від декількох МеВ до десятків ГеВ і вище. Головними характеристиками прискорювача є енергія частинок і інтенсивність, тобто кількість частинок, що вилітають за одну секунду. Інтенсивність часто характеризують повним електричним струмом, утворюваним пучком. Для одержання струму, очевидно, треба помножити число частинок, що вилітають за одну секунду, на заряд окремої частинки.

Основною частиною прискорювача є кільцевий електромагніт, який складається з чотирьох секцій із середнім радіусом  $R=28$  м, розділених чотирма восьмиметровими прямолінійними проміжками (мал.1). Між полюсами електромагніту, де створюється направляюче магнітне поле, розміщена вакуумна камера, в якій під дією поля по наближено круговим орбітам рухаються частинки (в даному випадку протони). Камера відкачується до робочого тиску  $3 \div 5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

Протони, які надходять із іонного джерела, попередньо прискорюються в каскадному генераторі (до  $\sim 600$  кеВ) і далі в лінійному прискорювачі ( $\sim 9$  МеВ). Потім пучок протонів проходить складну поворотну-фокусуєчу систему, розміщену в одному із прямолінійних проміжків і потрапляє у вакуумну камеру прискорювача. В цей час прискорююче електричне поле ще не включене і відбувається накопичення частинок на орбітах, які завдяки збільшенню магнітного поля в часі переміщуються всередину, в сторону менших радіусів. Впуск пучка продовжується протягом часу, відповідно декільком десяткам оборотів частинок, після чого вмикається високочастотна напруга на електродах, розміщених в двох діаметрального протилежних прямолінійних проміжках. Частинки починають свій рух в резонансному прискореному режимі, який триває  $\sim 3$  с. До кінця процесу прискорення магнітне поле на орбіті зростає до максимального значення  $B_{\max} \approx 13000$  гс, а енергія протонів досягає значення  $W_{\max} \approx 10$  ТеВ.

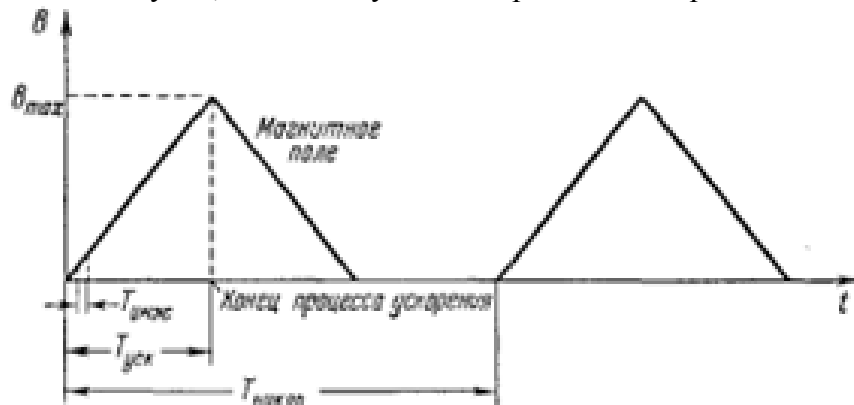


**Рис. 1.** Приблизна схема слабофокусууючого синхрофазотрону на 10 TeV [1]

1 – основна орбіта, 2 – сектор (квадрат) електромагніту, 3 – вакуумна камера, 4 – ярмо електромагніту, 5 – обмотка електромагніту, 6 – пучок частинок, 7 – прискорювач-інжектор та пристрій вводу.

Протони прискорені до  $W_{\max}$  направляються до зіткнень з різними мішенями та генерації вторинних частинок, які є об'єктом фізичних експериментів. Четвертий прямолінійний проміжок використовується для виводу цих частинок в експериментальний зал.

Магнітне поле після досягнення  $B_{\max}$  спадає до нуля за час приблизно рівний часу наростання, після чого слідує пауза такої ж тривалості. Потім знову починається наростання поля і цикл повторюється (мал. 2). Таким чином, приблизно кожні 10 – 12 с прискорювач дає пучок, який вміщує  $\sim 10^{10}$  протонів з енергією 10 TeV.



**Рис. 2.** Графік зміни магнітного поля в часі в синхрофазотроні (схематично). [1]

Більшу частину часу в процесі прискорення протони рухаються зі швидкістю близькою до швидкості світла та проходять за 3 с відстань приблизно 900 000 км, що відповідає 4,5 млн. обертів по орбіті. Щоб уникнути небезпечних порушень нормального режиму руху та прискорення частинок на такому великому шляху, магніт та його система живлення, високочастотна прискорююча система, елементи вводу (інжекції) пучка та інші вузли установки повинні бути виготовлені на високому технічному рівні з досить високою точністю та забезпечені системою керуючих, контролюючих та корегуючих пристроїв. Дія всіх вузлів повинна бути синхронізована також із високою ступенем точності.

#### Резонансне прискорення

Циклічні прискорювачі є основними в прискорювальній техніці, оскільки дозволяють отримувати високу енергію при використанні порівняно невеликих напруг. Основна ідея резонансного методу заключається в тому, що частинка багаторазово проходить через одну і ту ж область прискорюючого поля (прискорюючий зазор) або через послідовність прискорювальних зазорів і на кожному з них отримує відносно невеликі прирости енергії. Електричне поле в зазорі змінне в часі, але коли через зазор проходить прискорена частинка, приймає необхідні прискорювальні значення. Саме ця ідея синхронності зміни поля та руху частинки дає підставу називати метод, який розглядається резонансним. Відмова від потенціальності поля знімає обмеження, властиві високовольтному прискоренню, а відмова від умови квазістаціонарності дозволяє істотно збільшити прискорююче поле в порівнянні з індукційним методом.

Незважаючи на різновид конкретних схем прискорювачів, в основі їх роботи лежать загальні принципи та вимоги, розглянуті нижче.

В своєму найпростішому варіанті резонанс прискорення можна пояснити на наступному прикладі. Представимо послідовність дрейфових трубок, через одну приєднаних до полюсів джерела змінного гармонічно мінливого в часі напруги амплітуди  $U$  (мал. 2.5). в такій системі поле всередині трубок практично відсутня та зосереджена тільки в зазорах між ними. Частинку, прискорену в одному зазорі, можна ще раз прискорити в наступному, якщо до моменту її підходу до зазору напруга на трубках змінює знак, тобто пройде півперіоду коливань напруги. Отже, довжина  $n$ -ї трубки  $l_n$ , швидкість частинки в ній  $V_n$ , а період зміни поля  $T_0$  повинні бути пов'язані відношенням

$$l_n/V_n = T_0/2, \text{ або } l_n = \lambda_0 V_0/2c, \quad (2.14)$$

де  $\lambda_0 = cT_0$  – довжина хвилі прискорюючого поля у вільному просторі. Відразу ж відмітимо, що довжина трубок з ростом номера  $n$  повинна збільшуватись у відповідності з приростом швидкості, причому по мірі наближення до швидкості світла довжина трубок у приведену тут ідеалізованому прикладі наближається до  $\lambda_0/2$ .

Не вдаючись до обговорень переваг та недоліків цієї досить простої схеми, привернемо увагу на одну принципіальну обставину. Із розподілу електричного поля (див. мал. 2.5) видно, що при резонансному прискоренні область прискорюючого поля як би переміщується від зазору до зазору синхронно з прискореною частинкою. Дійсно на ділянці  $n$ -ої дрейфової трубки поле має характерну довжину хвилі,  $l_n + l_{n+1} \approx 2l_n$ , а часі гармонічно змінюється із частотою  $\omega_0 = 2\pi/T_0$ . Тому в ній присутня складова, яка рухається із фазовою швидкістю (на  $n$ -ій ділянці)

$$V_{\phi n} = \lambda \omega_0/2\pi = 2l_n/T = V_n, \quad (2.15)$$

яка дорівнює швидкості прискореної частинки. Той факт, що в розглянутій конкретній системі поле має характер стоячої хвилі, не суперечить цій інтерпретації: стоячу хвилю можна завжди представити у вигляді суми двох рухаючих, одна з яких (прискорююча) рухається синхронно з частинкою, а інша поширюється з тією ж фазовою швидкістю в протилежну сторону і не змінює в середньому енергію частинки. Цей загальний принцип виділення резонансної (синхронної) хвилі електричного поля, яка розповсюджується з тією ж швидкістю, що і частинка, лежить в основі дії всіх прискорювачів.

Розглянемо тепер циклічну схему резонансного прискорення. Його принцип залишається тим же, але замість одноразового проходження послідовності прискорюючих зазорів частинка повинна багаторазово проходити лише один-два зазори, потрапляючи в них тоді, коли поле є прискорюючим. Частинку періодично повертають у зазор із допомогою магнітного поля, що закладено в основу класичного циклотрону.

Частинка постійної енергії  $\varepsilon = mc^2$ , яка рухається в площині, перпендикулярній однорідному магнітному полю  $B$ , обертається з частотою  $\omega(\varepsilon)$  по колу радіусом  $R(\varepsilon)$ . Ці

величини пов'язані умовою рівності відцентрової (центробежної) сили інерції та сили Лоренца:

$$mV^2/R = eVB \quad (2.16)$$

Звідси отримуємо:

$$\omega = V/R = eB/m = eBc^2/\varepsilon; \quad (2.17)$$

$$R = mV/eB = p/eB = \beta\varepsilon/eBc, \quad (2.18)$$

де  $p = mV = \varepsilon V/c^2$  – абсолютне значення імпульсу частинки. Останнє відношення часто приводять до виду ( $\beta = Vc$ ):

$$\beta V = 300BR \quad (2.19)$$

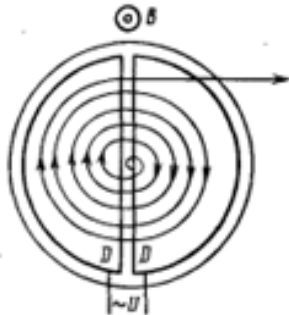
Тут  $\varepsilon$  виміряна в МеВ,  $B$  в Тл,  $R$  в м. В релятивістському випадку ( $pc \gg m_0c^2$ ) твірна  $pc$  практично співпадає з повною енергією частинки  $\varepsilon$ , а в нерелятивістському випадку ( $pc \ll m_0c^2$ ):

$$pc \approx m_0Vc = \sqrt{2Wm_0c^2}, \quad (2.20)$$

де  $W = m_0V^2/2$  – кінетична нерелятивістська енергія, так що

$$R = \sqrt{2Wm_0c^2}/eBc; \quad \omega = eB/m_0 \quad (2.21)$$

Таким чином, для нерелятивістських частинок частота обертання в однорідному полі залежить від енергії, що надає особливості витонченості схеми класичного циклотрона. Нагадаємо, що лінійний розмір дрейфових трубок необхідно біло збільшити уздовж шляху прискорення, так як лінійна швидкість частинки зростає з енергією; кутова ж швидкість в однорідному полі не залежить від енергії, тому кутові розміри електродів циклотрона, грає роль дрейфових трубок (їх називають дуантами), залишаються незмінними.



**Рис. 3.** Схема класичного циклотрона. [2]

На рис. 3 представлена класична схема циклотрона з двома дуантами D (двома прискорюючими зазорами). Для дотримання синхронізму частота прискорюючого поля  $\omega_0$  повинна задовольняти відношення

$$\omega_0 = \omega = eB/m_0 \quad (2.22)$$

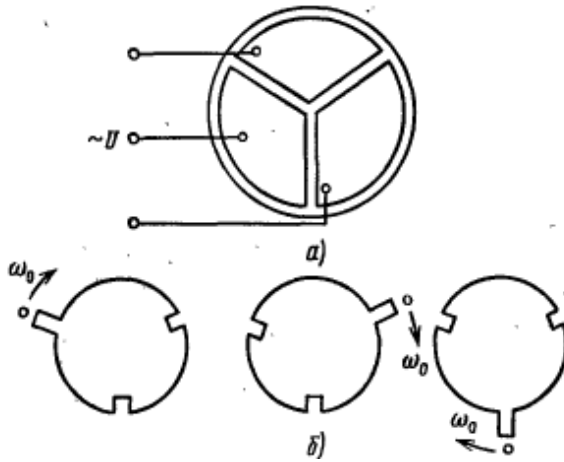
Тоді за кожну половину оберту електричне поле в зазорі встигає змінити знак і завжди в моменти проходження зазору воно виявляється прискорюючим. Кінетична енергія лінійно зростає з числом обертів:

$$W \approx 2eU_n, \quad (2.23)$$

а радіус орбіти згідно (2.21) збільшується як  $n^{1/2}$ . По досягненню максимальної енергії, тобто максимального радіуса орбіти, прискорені частинки потрапляють на мішень або виводяться із циклотрона для наступного використання в експерименті. Необхідно відмітити, що частинка, навіть якщо вона не потрапляє в максимум прискореної напруги, все одно набере максимальну енергію, але за велику кількість обертів.

Систематичне збільшення енергії частинок в циклотроні відбувається в результаті дії синхротронної складової електричного поля, тільки у випадку циклічної машини, ця складова «біжить» по азимуту з кутовою фазовою швидкістю, рівною кутовій

швидкості обертів частинок. Особливо наочно це видно на прикладі системи з трьома дуантами, на кожній із яких надано змінну напругу з відносним зрушенням фази  $2\pi/3$  (рис. 4).



**Рис. 4.** Схема циклотрону з трьома дуантами (а) та епюри прискорюючого поля через кожну третину оберту (б). Точками відмічено положення прискорених іонів. [2]

На перший погляд може здатися, що описана схема циклотронного прискорення працює при такій малій прискореній напрузі. Однак це враження зовсім

помилкове, і на практиці максимальна енергія залежить саме від значення напруги, яке можна розвивати на прискорюючому зазорі.

Для з'ясування цього обмеження зауважимо, що для прискорення легких частинок, наприклад електронів, класичний циклотрон взагалі не придатний. Вже при малих енергіях, обчислювальних сотнями кеВ, вони стають релятивістськими, частота обертів (2.17) зменшується і резонанс з прискорюючим полем стає неможливим. Для важких частинок (протонів) релятивістські поправки до частоти малі, але в деякому сенсі вони накопичуються зі збільшенням числа обертів, оскільки частинка починає відставати від «бігучої» компоненти прискорюючого поля і постійно переходить в гальмуючу фазу. Тому максимальна енергія тим більша, чим менше число обертів і, відповідно, більше прискорюючої напруги. Природні технічні обмеження, пов'язані з останньою обставиною, дозволяють отримати в класичному циклотроні енергію протонів лише порядків десятка МеВ.

Оскільки обмеження енергії виявилось пов'язаним з релятивістською зміною частоти обертів, можна відразу ж вказати на дві можливі фізичні модифікації циклотронної схеми прискорення:

а) використовувати магнітне поле, зростаюче з радіусом, щоб підтримати частоту обертів постійної, так як радіус орбіти росте з енергією;

б) змінювати частоту прискорюючого поля з часом, стежачи за зміною енергії частинок та штучно підтримувати рівність частот.

Проте обидві ці можливості сполучені з новими проблемами, що мають принциповий характер: зі стійкістю орбіти і зі стійкістю процесу прискорення. Більш докладний аналіз сил, що діє на частинку в неоднорідному магнітному полі, поданий нижче: тут же необхідно відмітити тільки, що без застосування спеціальних методів утримання частинок в середній площині використання поля, зростаючого з радіусом, неможливо.

Резонансні прискорювачі цього типу (так називаємо релятивістські циклотрони) дозволяють збільшити енергію протонів до енергії порядку 1 ГеВ. Однак при дуже великих енергіях і реально досяжних магнітних полях радіус орбіти настільки великий, що використання суцільного магніту циклотронного типу практично виключається.

Якщо ж іти по іншому шляху і намагатися змінювати частоту прискорюючого поля, то виникає питання, з якою із частинок необхідно підтримувати резонанс. Адже, окрім неминучого початкового розкиду по енергіям, частинки аж ніяк не згруповані в точковий згусток, а проходять в прискорюючий зазор в різні моменти часу, тобто в

різних фазах та отримують різні прирости енергії. В нерелятивістському ідеальному циклотроні це несуттєво, так як задану енергію наберуть частинки, хоч і за різну кількість обертів. Однак, якщо частота залежить від енергії, то одночасне виконання резонансної умови для частинок, які мали різні початкові фази, швидко стає неможливим.

В цьому зв'язку необхідно відмітити, що в розглянутій вище схемі резонансного прискорювача має таке ж слабе місце, тобто неможливість синхронного руху всіх частинок одночасно. Збільшення довжини дрейфових трубок можна також розглядати як примусову синхронізацію, тільки в просторі, а не в часі. Це збільшення необхідно бути заздалегідь розраховано під заданий приріст енергії в попередньому зазорі, тобто під певну фазу перельоту через нього. Оскільки різні частинки пройдуть через зазор в різний час, знайдеться тільки одна рівноважна (синхронна) частинка, яка пройшла точно в розрахунковій фазі та зберігши її до наступного проходження: решта ж рухається по фазі із-за дуже великого або малого приросту енергії. Тому загальною вимогою до схем з примусовим підтриманням умова резонансу є вимога стійкості прискорення, яке можна сформулювати так: частинки, кількох відхиляючихся по фазі або по енергії від рівноважної, повинні проте, хоча б в середньому, прискорюватися (як говорять, повинні бути захоплені в режимі прискорення). Звичайно цю умову називають фазовою стійкістю або принципом автофазування.

#### Література

1. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. – М.: Физматгиз, 1962.
2. А.А.Коломенский. Физические основы методов ускорения заряженных частиц (Учеб. пособие для физ. спец. вузов). – М.: Изд-во МГУ, 1980.
3. А.Н.Лебедев, А.В.Шальнов. Основы физики и техники ускорителей (Учеб. пособие для физ. спец. вузов). – М.: Энергоиздат, 1981-83.
4. Бабат Г.У Ускорители . – М. «Молодая гвардия» , 1957.

**Анотація. Горбачова О.М. Фізичні основи роботи циклічних прискорювачів.** В статті розглянуто деякі види циклічних прискорювачів, принцип їх роботи, згадано деякі методи прискорення.

*Ключові слова. Прискорювачі, циклічні, прискорення, резонансне.*

**Аннотация. Горбачёва А.Н. Физические основы работы циклических ускорителей.** В статье рассмотрены некоторые виды циклических ускорителей, принцип их работы, упомянуто некоторые методы ускорения.

*Ключевые слова. Ускорители, циклические, ускорение, резонансное.*

**О.С.Коцур**

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми*

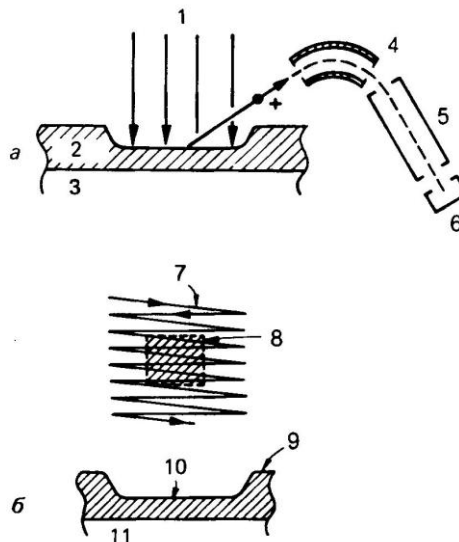
#### **ПОШАРОВИЙ АНАЛІЗ ЕЛЕМЕНТНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ВТОРИННОЇ ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ**

Декілька останніх десятиліть багато дослідників почали вивчати розподіл елементів в об'ємі різних твердих тіл і змін цього розподілу під впливом різних факторів. Немале значення це має при розробці проектів для створення виробів мікро- і нанотехніки, де використовуються деталі досить малих розмірів, що визначають

електрофізичні властивості приладу, характеристики його надійності і термін служби.

Розвиток методів елементного аналізу складу об'єму твердого тіла дає поштовх для розвитку різних галузей мікро- і нанотехніки (мікроелектроніка, мікромеханіка, акустоелектроніка, оптоелектроніка, мікросенсорика та інші). Елементний аналіз дозволяє не тільки отримати інформацію про елементний склад твердого тіла, а й в подальшому створювати нові деталі з потрібними властивостями. Саме такі деталі вже зараз дозволяють зменшувати розміри приладів та збільшувати можливості їх використання.

Основними методами дослідження елементного складу твердих тіл є: рентгенівська фотоелектронна спектроскопія, оже-електронна спектроскопія, дифракція рентгенівських променів, просвічуюча електронна мікроскопія, вторинна іонна мас-спектрометрія. До того ж мас-спектрометричні методи аналізу поділяються на: зондовий метод, кількісний лазерно-мас-спектрометричний аналіз та пошаровий аналіз. Кожен з методів має свої переваги та недоліки. Основними перевагами є: можливість детектувати майже всі елементи таблиці Менделєєва, проводити пошаровий аналіз матеріалів з високою роздільною здатністю по глибині, ідентифікувати не лише окремі елементи, а і їх сполуки. Недоліками є: необхідність високого вакууму, деякі з методів руйнують поверхню зразка.



**Рис. 1** *а* — схема установки для мас-спектрометрії вторинних іонів. Пучок іонів, падаючи на мішень, викликає розпилення мішені, частки якої проходять через електростатичний фільтр енергій, мас-спектрометр і потім реєструються детектором іонів; *б* — звичайно пучок іонів падає на більшу площу зразка, а сигнал реєструється тільки від центральної частини місця падіння. Це дозволяє виключити ефекти, пов'язані із краями кратера. 1 — пучок іонів; 2 — плівка; 3 — підкладка; 4 — фільтр енергій; 5 — мас-спектрометр; 6 — детектор вторинних іонів; 7 — траєкторія пучка іонів; 8 — електронні ворота; 9 — поверхня зразка; 10 — кратер; 11 — підкладка.

Вторинна іонна мас-спектрометрія (ВІМС) один з методів дослідження елементного складу який займає особливе місце в науці. Цей метод володіє низьким порогом чуттєвості ( $10^{-12}$  г), високою роздільною здатністю за глибиною (порядку нанометрів), здатний розрізняти ізотопи елементів. Крім того, ВІМС дозволяє не тільки встановити елементний склад досліджуваного об'єкта та побудувати їхній розподіл у об'ємі зразку, а й визначити концентрацію компонентів.

Сьогодні метод ВІМС — один із найбільш поширених методів дослідження

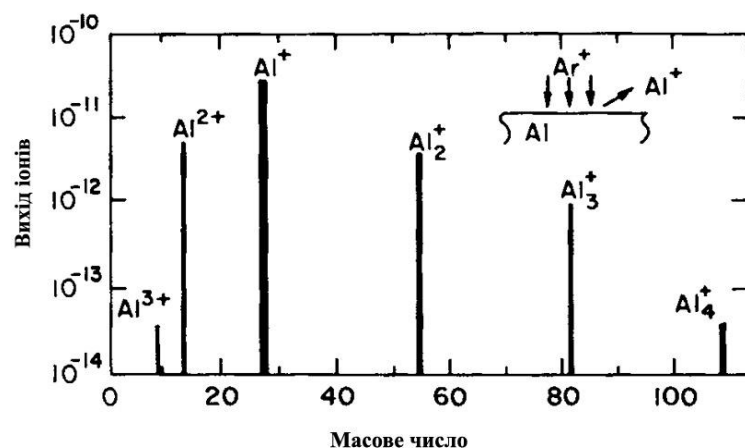


речовини. Тому і розглянемо його більш детально.

У процесі розпилення поверхневі шари руйнуються, і тому вимірювання відносного вмісту продуктів розпилення є прямим методом визначення складу зруйнованого шару. Розпилені частинки випускаються у вигляді нейтральних атомів, що перебувають у різних збуджених станах, у вигляді позитивних і негативних іонів, заряджених однократно або багаторазово, і у вигляді кластерів. Відношення числа іонів до нейтральних частинок може змінюватися для того самого зразка на кілька порядків залежно від стану поверхні. Аналіз продуктів розпилення є найбільш чутливим методом дослідження поверхні. Звичайно він використовується при вимірюванні малих концентрацій чужорідних атомів у твердих тілах[2, 88].

Найбільш широке розпилення застосовується з метою наступної реєстрації й аналізу іонізованих продуктів розпилення — вторинних іонів. Як показано на рис. 1, вторинні іони потрапляють спочатку у фільтр, що є звичайним електростатичним аналізатором, а потім збираються в мас-спектрометрі. Це дало назву методу мас-спектрометрії вторинних іонів. Усі прилади ВІМС дозволяють виконувати поверхневий і об'ємний аналіз концентрацій елементів. В одному з режимів роботи пучок іонів переміщається по поверхні зразка, на якій він створює кратер. Щоб іони від стінок кратера не реєструвалися, система детектування забезпечується електронними воротами, що пропускають сигнали від іонів із центральної частини кратера. Існують також прилади прямого відображення — іонні мікроскопи, у яких вторинні іони з певних мікроділянок зразка реєструються таким чином, що в результаті на дисплеї формується візуальне зображення складу поверхні[2, 89].

Спектри як позитивних, так і негативних вторинних іонів мають складну структуру, тому що створюються не тільки однократно або багаторазово зарядженими іонами атомів, але й усіма іншими іонізованими кластерами. Як показано на рис. 2, спектр мас, отриманий при бомбардуванні Al іонами Ar, утворений не тільки однократно, але й дворазово й трикратно іонізованими атомами, а також кластерами із двох, трьох і чотирьох атомів. Однак у більшості випадків переважає вихід однократно іонізованих атомів[2, 89].



**Рис. 2.** Спектр вторинних іонних кластерів, що був одержаний при бомбардуванні Al іонами Ar. По осі ординат використаний логарифмічний масштаб. Переважним продуктом розпилення є Al<sup>+</sup>, але Al<sub>2</sub><sup>+</sup> і Al<sub>3</sub><sup>+</sup> також є у великій кількості.

Залишаючи тверде тіло, розпилені частки мають розподіл енергій, відповідний до безлічі випадкових зіткнень, з яких складається процес розпилення. Повний вихід

продуктів розпилення  $Y$  пов'язаний зі спектром енергій  $Y(E)$  виразом

$$Y = \int_0^{E_{\max}} Y(E) dE \quad (1),$$

де  $E_{\max}$  — максимальна енергія розпилених частинок.

Спектральний вихід позитивно заряджених вторинних іонів  $Y^+(E)$  пов'язаний зі спектральним виходом продуктів розпилення  $Y(E)$  співвідношенням

$$Y^+(E) = a^+(E) Y(E) \quad (2),$$

а повний вихід позитивних іонів рівний

$$Y^+ = \int_0^{E_{\max}} \alpha^+(E) Y(E) dE \quad (3),$$

де ймовірність іонізації  $a^+(E)$  залежить від енергії частинок і речовини підкладки. Як показано на рис. 3, повний вихід розпилення окремих елементів може бути майже однаковий, а вихід іонізованих компонентів може різнитися на три порядки величини. Головні труднощі кількісного аналізу методом ВІМС полягають у визначенні ймовірності  $a^+(E)$  [2, 90]. Вимірюваний сигнал  $I^+$  (який звичайно представляється як число відліків у секунду) від моно ізотопного елемента масою  $A$  з концентрацією  $C_A$  в мішені визначається виразом

$$I_A^+ = C_A i_p \beta T \alpha^+(E, \theta) Y(E, \theta) \Delta \Omega \Delta E \quad (4)$$

де  $i_p$  — струм первинного пучка (іон/с),  $\theta$  і  $E$  — кут і енергія системи детектування, що ресструється,  $\Delta \Omega$  і  $\Delta E$  — тілесний кут і «ширина» смуги пропускання фільтра енергій,  $\beta$  і  $T$  — чутливість детектора й ефективність проходження сигналу від вимірюваних іонів в установці. Величини  $\alpha^+$  і  $Y$  залежать від складу зразка. Однак цією залежністю звичайно можна знехтувати, якщо потрібно визначити розподіл концентрації компоненти з низьким рівнем вмісту в однорідній по сполуці матриці. Гарним прикладом завдання такого роду є вимірювання профілів розподілу іонно-імплантованих у напівпровідника домішок (рис. 4). Максимальна концентрація домішок не перевищує  $10^{-3}$ , і тому наявність миш'яку мінімально позначається на величині  $\alpha^+$ . Великою перевагою методу ВІМС є можливість дослідження вмісту водню в широкому діапазоні концентрацій (рис. 5). Однак у цьому випадку забруднення поверхні зразка парами води може сильно вплинути на динамічний діапазон методу [2, 92].

Вихід позитивних (суцільна лінія) і негативних (штрихова лінія) іонів при бомбардуванні GaAs іонами Ar з енергією 5 кеВ. На спектрі видно більшу різницю в чутливості методу ВІМС відносно різних іонізованих станів при практично ідентичних повних виходах розпилення Ga й As.

Отриманий методом ВІМС профіль концентрації As, імплантованого в Si з енергією 200 кеВ при загальній дозі  $5 \cdot 10^{14}$  (атом As)/см<sup>2</sup> (штрих пунктирна лінія). Суцільна лінія відповідає перерозподілу концентрації As у результаті наступного імпульсного лазерного плавлення зовнішнього шару зразка. Обмірювані профілі концентрації спускаються нижче рівня  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>

Виходи вторинних іонів дуже чутливі до присутності електропозитивних або електронегативних іонів на поверхні мішені. Нейтралізація позитивного іона, що залишає поверхню, визначається рівнями енергії атомів, що випускаються, і наявністю на поверхні твердого тіла електронів, які можуть заповнити вільний рівень. Цей процес найбільш імовірний, коли у твердому тілі є електрони з енергією зв'язку, у точності рівної енергії незайнятого рівня. При цих умовах може відбутися резонансне тунелювання, що нейтралізує атоми, що вилітають (рис. 6). Таким чином, ймовірність

нейтралізації залежить від зонної структури твердого тіла й атомних рівнів енергії розсіяних іонів.

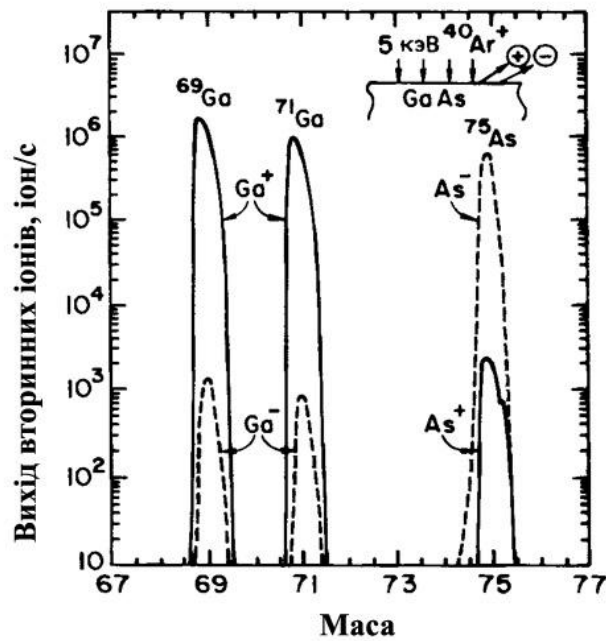


Рис. 3

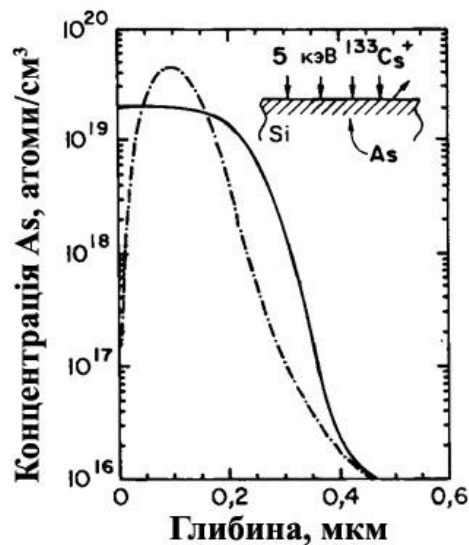
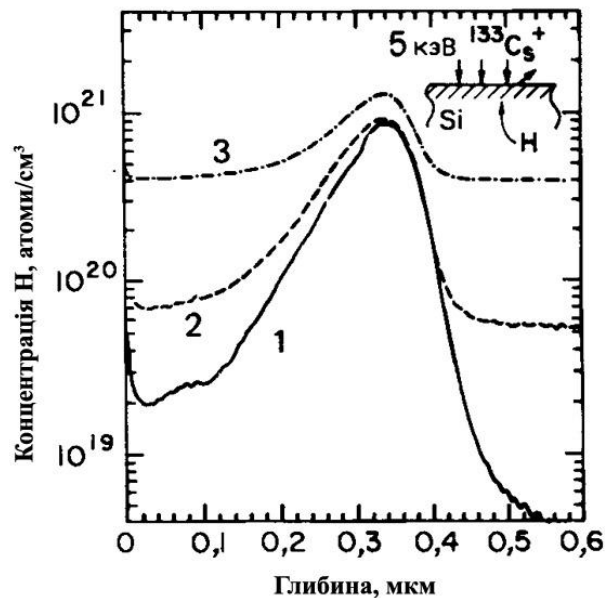


Рис. 4

Мас-спектрометрія вторинних іонів в принципі дозволяє визначати як валову концентрацію елементів або окремих ізотопів, так і їх розподіл в трьох вимірах з високою локальністю. Проте успіх реального застосування цього методу до рішення конкретних аналітичних завдань значною мірою залежить від відповідних методичних розробок. До теперішнього часу в основному розроблені методики аналізу металів і напівпровідників. Тому ВІМС використовують у фізиці твердого тіла (зокрема, в металофізиці) і в мікроелектроніці. Аналіз діелектриків методично значно складніший. Розглянемо одне із завдань, пов'язану з розробкою методики пошарового аналізу конденсатних плівок природних силікатів з метою моделювання перерозподілу

речовини в процесі метеоритного бомбардування поверхні Землі і інших небесних тіл. Плівки отримували у вакуумі напиленням речовини на металеву підкладку. При аналізі основним завданням було усунення впливу заряду поверхні діелектрика, що бомбардується пучком іонів. Накопичення потенціалу на зразку гальмує низькоенергетичні іони, порушує їх фокусування в мас-аналізаторі, а також призводить до зміни співвідношення інтенсивностей піків[1, 169].



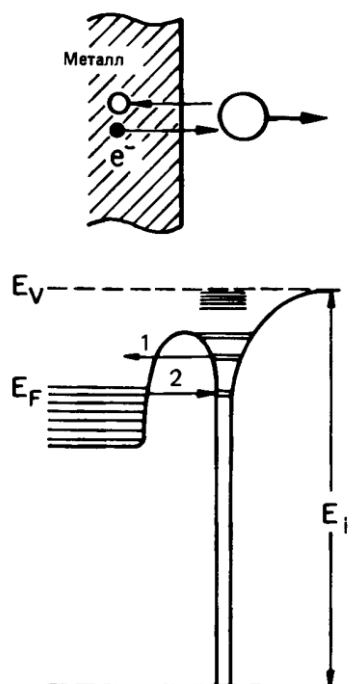
**Рис. 5.** Виміряні методом ВІМС профілі концентрацій іонів Н, імплантованих в Si з енергією 35 кеВ при загальній дозі  $10^{16}$  іон/см<sup>2</sup>. Розпилення проводилося іонами Cs<sup>+</sup> з енергією 5 кеВ. Тиск пару води в робочій камері регулювалося й становив: менш  $10^{-10}$  мм рт. ст. (крива 1);  $10^{-9}$  мм рт. ст. (крива 2),  $10^{-8}$  мм рт. ст. (крива 3). Очевидний вплив парціального тиску водяних пар у камері на результати вимірів.

Для одержання великого виходу іонізованих частинок бажано зменшити ймовірність нейтралізації. Це можливо здійснити створенням на поверхні зразка тонкої окисної плівки, що приводить до утворення великої забороненої зони й до зменшення числа електронів, доступних для нейтралізації. Наприклад, адсорбція кисню викликає збільшення виходу вторинних іонів. На рис. 7, а зображені виходи вторинних іонів при бомбардуванні чистої й покритої киснем поверхонь металів іонами Ag з енергією 3 кеВ. Розмір збільшення виходу охоплює широкий діапазон від двох до трьох порядків. На рис. 7, б показане збільшення виходу Si з ростом вмісту кисню в Si. Чутливість методу до оксидування поверхні є одним з його переваг; із цієї причини ВІМС-аналіз часто виконується для поверхні, «залитої» киснем або обстріляної кисневим пучком[2, 93].

Для аналізу діелектриків методом ВІМС запропонований ряд методичних прийомів, проте усі вони виявилися недостатньо ефективними для даного завдання. Бомбардування зразка негативними іонами або використання додаткової електронної гармати не дозволяють досить точно компенсувати поверхневий заряд. Не усуває його і бомбардування поверхні нейтральними первинними частинками замість іонів, до того ж їх важко сфокусувати на поверхню зразка.

Відомий спосіб аналізу компактних діелектриків, заснований на напиленні металевої плівки або розміщенні металевої сітки на поверхню зразка. Наявність металу в області іонізації або в безпосередній близькості від неї забезпечує стікання позитивного заряду по поверхні діелектрика до місця контакту. Проте при поширеному

аналізі плівка металу швидко руйнується, а сітка викликає нерівномірне руйнування проби.



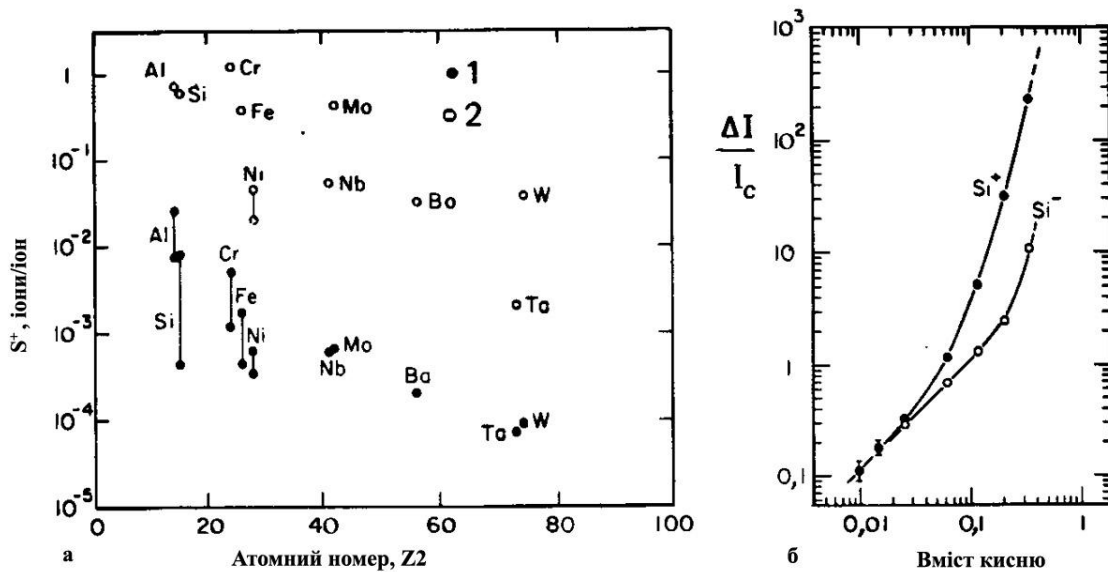
**Рис. 6.** Модель електронної структури іона або атома поблизу поверхні металу.  $E_F$  — енергія Фермі;  $E_i$  — енергія іонізації. Переходи: 1 — резонансна іонізація, 2 — резонансна нейтралізація.

Простий і ефективний спосіб усунути вплив зарядки поверхні - накласти на аналізовану область металеву діафрагму з отвором, дещо меншим діаметра пучка первинних іонів, бомбардуючих зразок. Електрони, вибиті з матеріалу діафрагми, притягуються позитивно зарядженими областями поверхні діелектрика, що (при дотриманні певних умов) призводить до автокомпенсації поверхневого заряду. Проте діафрагму важко накласти на плівку конденсату так, щоб забезпечити надійний контакт металу з діелектриком. Проблему було вирішено через модифікацію методики напилення самих досліджуваних плівок. Їх наносили на металеву підкладку через маску з круглим отвором. В результаті отримували плівку у вигляді острівця, оточеного чистою металевою поверхнею, яка при аналізі грала ту ж роль, що і діафрагма в роботі[1, 169].

Плівки отримували випаром у вакуумній камері близько 20 мг базальту відомого складу, який завантажували у вольфрамовий тигель. На відстані 95 мм від тигля поміщали поліровану мідну підкладку. На підкладку, температура якої складала 25°C, наклали маску з діаметром отвору 2 мм. В результаті конденсації на підкладці утворювалася плівка у вигляді круглого острівця діаметром 2 мм і завтовшки 60 нм. Частина металевої підкладки, що залишилася вільною, забезпечувала нейтралізацію заряду на поверхні проби під час аналізу[1, 170].

Завдяки невеликому діаметру острівця конденсату шари речовини конденсувалися досить однорідно по площі. Оскільки діаметр пучка первинних іонів має бути дещо більше діаметру проби (острівець конденсату), застосування для аналізу іонного мікрозонду типу IMS-3f (чи IMS-4f) недоцільно. Використання ж пучка первинних іонів, який опромінює зону на поверхні діаметром 2-3 мм, дозволяє витратити при аналізі тонкої плівки більшу кількість речовини і тим самим знижує

відносну межу виявлення елементів. Такий пучок формує іонне джерело мас-спектрометра МС-7201, що серійно випускався Сумським ПО «Електрон» [1, 170].



**Рисунок 7.** *a* — порівняння виходів вторинних позитивних іонів на чистій (1) і покритій киснем (2) металевих поверхнях, які підлягали розпиленню іонами Ag з енергією 3 кеВ; *б* — залежність відношення інтенсивностей  $\Delta I / I_c$  для виходів іонів  $Si^+$  і  $Si^-$  із кремнію з імплантованим у нього киснем від відносного вмісту атомів кисню. Розпилення ведеться іонами Ag з енергією 3 кеВ. Викликане присутністю кисню зменшення інтенсивності рівне  $\Delta I = I - I_c$ , де  $I$  — інтенсивність виходу із кремнію, що містить кисень,  $I_c$  — іонна емісія із чистого кремнію.

У подібного типу приладах розподіл щільності струму пучка первинних іонів ( $j_n$ ) по радіусу ( $r$ ) описується гаусіаном виду

$$j_n = j_{\max} \cdot \exp(-r/r_s) \quad (5)$$

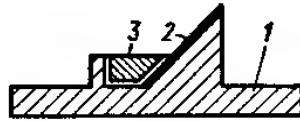
де  $j_{\max}$  - максимальна щільність струму в центрі пучка,  $r_s$  - номінальний радіус фокусування пучка. Пучок падає на поверхню проби не перпендикулярно, а під деяким кутом до нормалі (у нашому приладі цей кут складає  $45^\circ$ ). Для плоско паралельного стравлювання плівки необхідно забезпечити рівномірність щільності пучка вторинних іонів по поверхні проби, що досягається зменшенням діаметру острівця плівки в два рази в порівнянні з діаметром зони травлення пучка. При цьому пучок повинен падати на поверхню плівки перпендикулярно. Пробу слід встановлювати під пучок первинних іонів так, щоб центр острівця плівки співпадав з областю максимальної інтенсивності пучка [1, 170].

У приладі МС- 7201 відсутня система візуального спостереження за пробою під час аналізу і не передбачена можливість установки пластини з пробою перпендикулярно пучку первинних іонів. У зв'язку з цим були розроблені і виготовлені прицільний пристрій і утримувач, що забезпечує похиле (під кутом  $45^\circ$  до горизонталі) положення підкладки з конденсатною плівкою (рис. 8). За допомогою прицільного пристрою утримувач з підкладкою перед введенням в джерело вторинних іонів встановлювали в шлюзі на задане місце. Після шлюзування утримувач розташовується так, що центр острівця напиленої плівки з точністю 0,1 мм співпадає з центром пучка первинних іонів. Номінальний радіус плями фокусування 40 мм; при цьому відмінність щільності струму пучка вторинних іонів ( $\Delta$ ) в центрі ( $r_c=0$ ) і на периферії ( $r_{\text{пер}}=1$  мм)

острівця плівки склала

$$\Delta = j_{\text{макс}} \cdot \exp\left[-\left(r_{\text{неп}}/r_s\right)^2\right] / j_{\text{макс}} \cdot \exp\left[-\left(r_u/r_s\right)^2\right] = 0,999 \quad (6)$$

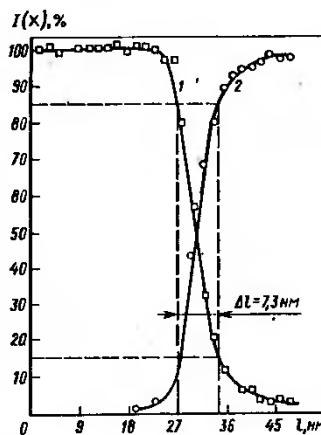
тобто пучок можна було вважати однорідним по площі



**Рис. 8.** Тримач підкладок з конденсатною плівкою: 1- корпус тримача, 2 – підкладка з напиленою плівкою, 3 – фіксуюча вставка.

Враховуючи, що розмір зони травлення таким пучком був більше діаметру острівця плівки, ефектом утворення кратера можна було б нехтувати. У зв'язку з тим, що зона відбору вторинних іонів набагато менше вхідної апертури електростатичної системи мас-спектрометра, що знаходиться близько до зони аналізу, вплив пам'яті приладу був несуттєвим[1, 171].

Первинні іони прискорювали до енергії 4,5 кеВ, щільність струму на поверхні проби 0,05 мА/см<sup>2</sup>. Позитивні вторинні іони відбирали імерсійним об'єктивом, що знаходиться в електричному і механічному контакті з пробєю, і направляли в монопольний мас-аналізатор. Час розгортки спектру в діапазоні m/z від 2 до 65 складало 10 хв, загальний час травлення острівця плівки конденсату - близько 4 год, тобто середня швидкість розпилення дорівнювала 0,25нм/хв. За час розгортки одного спектру знімали шар проби завтовшки 2,5 нм. Протягом аналізу реєстрували в мас-спектрі лінії основних елементів проби, а також ізотопів міді, що утворюються з підкладки навколо острівця плівки. Кінець травлення конденсатної плівки фіксували по припиненню наростання інтенсивності ізотопів міді[1, 171].



**Рис. 9.** Зміни складу іонного струму при пошаровому аналізі двошарової модельної структури: 1 – мідь, 2 – кремній.

Роздільна здатність по глибині є основною характеристикою пошарового аналізу. Для визначення здатності по глибині виготовили модельну пробу. Напиленням міді через круглу маску на підкладку з діоксиду кремнію отримали двошарову структуру Cu / SiO<sub>2</sub>. Товщина плівки h, визначена по формулі

$$h = M/4\pi R^2 \delta (7)$$

( $M$  - навішування,  $R$  - відстань до підкладки,  $\delta$  - густина міді) склала 30 нм. Первинні іони водню мали енергію 4,2 кеВ. Щільність струму первинних іонів на поверхні мішені 0,21 мА/см<sup>2</sup>, діаметр плями 3,5 мм, швидкість травлення 1,9 нм/хв. З результатів, приведених на мал. 15, видно, що зміна реєстрованої мас-спектрометром концентрації від 100% по 15% відбувається на ділянці завтовшки 7,3 нм. Таким чином, здатність по глибині при пошаровому аналізі (на рівні 15%) дорівнює приблизно 7 нм[1, 172].

Отже, пошаровий елементний аналіз твердих тіл методом ВІМС дозволяє визначити склад та концентрацію елементів в плівці, його основною перевагою є роздільна здатність по глибині. Але його найбільшими, але не надто значними, недоліками є час обробки проби та руйнування під час роботи.

### Література

1. Рамендик Г.И. Элементный масс-спектрометрический анализ твердых тел. Физические основы и аналитические характеристики. - М.: Химия, 1993. - 192с.: ил.
2. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок./Пер. с англ. - М.: Мир, 1989. - 342 с.

**Анотація.** Коцур О.С. Пошаровий аналіз елементного складу твердих тіл методом вторинної іонної мас-спектрометрії. У статті розглянуто основні сфери застосування елементного аналізу твердих тіл, що є дуже важливим для розвитку сучасної науки. Більш детально розглянуто пошаровий аналіз методом вторинної іонної мас-спектрометрії. Також зазначено основні переваги та недоліки пошарового аналізу.

*Ключові слова:* елементний аналіз, вторинна іонна мас-спектрометрія, пошаровий аналіз.

**Аннотация.** Коцур О.С. Послойный анализ элементного состава твердых тел методом вторичной ионной масс-спектрометрии. В статье рассмотрены основные области применения элементного анализа твердых тел, что является очень важным для развития современной науки. Более подробно рассмотрен послойный анализ методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Также указаны основные преимущества и недостатки послойного анализа.

*Ключевые слова:* элементный анализ, вторичная ионная масс-спектрометрия, послойный анализ.

**А.Г. Тертична**

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м.Суми*

## АТОМНА ЕНЕРГЕТИКА УКРАЇНИ: ДОСЛІДЖЕННЯ СТАНУ ТА ПЕРСПЕКТИВ РОЗВИТКУ

Сучасний етап розвитку світової енергетики характеризується поглибленням розриву між енергоспоживанням і розвіданою ресурсною базою органічного палива, запаси якого вичерпуються. Станом на початок 2011р., у 31 країні світу в експлуатації знаходяться 439 ядерних енергоблоків ядерних установок загальною встановленою потужністю 372,1 ГВт.

Загалом, ядерні потужності складають сьогодні 15% світових генеруючих потужностей (близько 3 500 ГВт). АЕС вносять найбільшу частку у виробництво



електроенергії Франції (78%), Литви (69%), Словаччини (57%), Бельгії (54%), Швеції (48%), України (48%), Болгарії (44%), Вірменії (42%), Словенії (40%), Південної Кореї (39%), Угорщини (38%), Швейцарії (37%), Німеччини (32%), Японії (30%).

Ядерний сектор енергетики найбільш значний у Франції, Бельгії, Фінляндії, Швеції, Болгарії та Швейцарії, тобто в тих промислово розвинених країнах, де недостатньо природних енергоресурсів. Ці країни виробляють від чверті до половини своєї електроенергії на АЕС.

Атомна енергетика - це складне виробництво, що включає безліч промислових процесів, які разом утворюють паливний цикл.

Існують різні типи паливних циклів, які залежать від типу реактора і від того, як протікає кінцева стадія циклу.

Основний інтерес для ядерної енергетики представляє реакція поділу ядра  ${}_{92}^{235}\text{U}$  (рис.1). Відомі близько 100 різних ізотопів з масовими числами приблизно від 90 до 145, що виникають при поділі цього ядра.

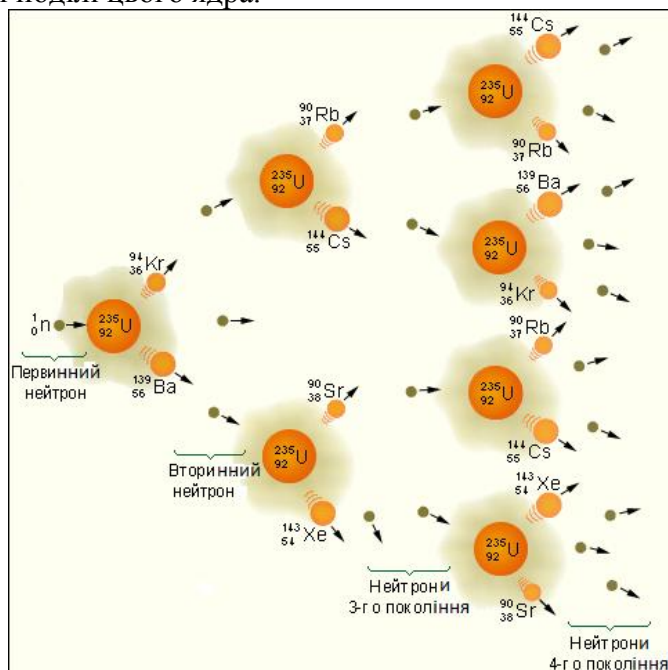


Рис.1. Поділ ядра урану [3]

Пристрій, в якому підтримується керована реакція поділу ядер, називається ядерним (або атомним) реактором.

Головною умовою нормальної роботи ядерного реактора є контрольований процес розподілу урану і відведення надлишкового тепла, що утворюється при цьому.

Головним елементом ядерного реактора є активна зона. У ньому розміщується ядерне паливо і здійснюється ланцюгова реакція поділу.

Для керування роботою реактора в активну зону вводяться регулюючі стрижні з матеріалів, що мають велике перетин поглинання нейтронів. Активна зона енергетичних реакторів оточена відбивачем нейтронів - шаром матеріалу сповільнювача для зменшення витoku нейтронів з активної зони.

Необхідність сповільнювання нейтронів викликається тим, що ефективний перетин ділення ядер палива набагато більше при малих значеннях енергії нейтронів, ніж при великих. В якості сповільнювача застосовують графіт, важку або легку воду, берилій, органічні рідини. Тепловий реактор може працювати навіть на природному урані, якщо сповільнювачем служить важка вода або графіт. При інших сповільнювачах необхідно використовувати збагачений уран. Для швидких реакторів

не потрібно сповільнювач, а теплоносій не повинен уповільнювати нейтрони. Для забезпечення високої концентрації ядерного палива необхідно досягнення максимального тепловиділення на одиницю об'єму активної зони. В якості теплоносія можна використовувати і пари води.

Типові схеми енергетичних реакторів на теплових нейтронах наведені на рис 2.

Основною конструктивною деталлю активної зони є твель, який значною мірою визначає її надійність, розміри і вартість. В енергетичних реакторах, як правило, використовуються стрижневі твели з паливом у вигляді пресованих таблеток двоокису урану, укладених в оболонку зі сталі або цирконієвого сплаву. Твели для зручності збираються в тепловіділяючі збірки (ТВЗ), які встановлюються в активній зоні ядерного реактора.

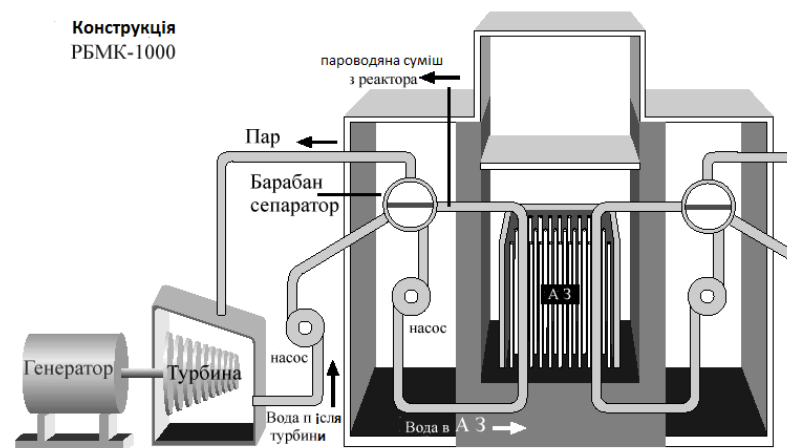


Рис 2. Ядерний реактор РБМК-1000.[3]

У твелах відбувається генерація основної частки (більше 90%) теплової енергії та передача її теплоносію.

За кількістю ядерних реакторів Україна посідає дев'яте місце у світі та п'яте в Європі. Всі реактори типу ВВЕР. В Україні діють 4 атомних електростанцій з 15 енергоблоками, одна з яких, Запорізька АЕС з 6 енергоблоками загальною потужністю в 6000 МВт є найпотужнішою в Європі. У 2009 році відсоток ядерної енергетики склав 48% від усього виробництва електроенергії в Україні. Загальна потужність АЕС склала 13 835 МВт.

У 2000 році атомні електростанції згенерували 46,3 відсотків загальної електроенергії України.

На цей час в Україні на чотирьох майданчиках (АЕС) в експлуатації знаходяться 15 ядерних енергоблоків (переважно - типу ВВЕР-1000) загальною встановленою потужністю 13 835 МВт.

Внесок АЕС у загальне виробництво електроенергії складає майже 50%. Зокрема, у 2010р. АЕС вироблено 89360 млн. кВт-год. електроенергії, що складає 47,5% її загальної кількості. Коефіцієнт використання встановленої потужності енергоблоків АЕС у 2010р. становив 73,6% , що на 5,2% більше ніж у 2009році.

Таким чином усі енергоблоки, що залишились в країні відносяться до ВВЕР, 2 —ВВЕР-440 і 13 — ВВЕР-1000 (таблиця 1).

Таблиця 1[3]

Назва	Енергоблоки	Реактор	Потужність, МВт	Початок будівництва	Ввід в роботу	Вивід з експлуатації
Запорізька АЕС	1	ВВЕР- 1000	1000	1980	1984	
	2	ВВЕР- 1000	1000	1981	1985	
	3	ВВЕР- 1000	1000	1982	1986	
	4	ВВЕР- 1000	1000	1983	1987	
	5	ВВЕР- 1000	1000	1985	1989	
	6	ВВЕР- 1000	1000	1986	1995	
Рівненська АЕС	1	ВВЕР- 440	440	1973	1980	
	2	ВВЕР- 440	440	1973	1981	
	3	ВВЕР- 1000	1000	1980	1986	
	4	ВВЕР- 1000	1000	1986	2004	
Хмельницька АЕС	1	ВВЕР- 1000	1000	1981	1987	
	2	ВВЕР- 1000	1000	1985	2004	
	3	ВВЕР- 1000	1000	1986	план — 2018	
	4	ВВЕР- 1000	1000	1987	план — 2020	
Південно- українська АЕС	1	ВВЕР- 1000	1000	1977	1982	
	2	ВВЕР- 1000	1000	1979	1985	
	3	ВВЕР- 1000	1000	1985	1989	

	4	ВВЕР-1000	1000	1987	Законсервовано	
Чорнобильська АЕС	1	РБМК-1000	1000	1970	1977	1996
	2	РБМК-1000	1000	1973	1978	1991
	3	РБМК-1000	1000	1976	1981	2000
	4	РБМК-1000	1000	1979	1983	1986
	5	РБМК-1000	1000	1981	Відмінено	
	6	РБМК-1000	1000	1981	Відмінено	

Енергетична стратегія України. У проекті оновленої енергетичної стратегії України на період до 2030 р. прийнято, що зростання виробництва електроенергії на рік повинен становити приблизно 2%, частка виробітку електроенергії на АЕС зберігається в межах 47-49%. У цей період передбачається спорудження і введення в експлуатацію нових ядерних енергоблоків потужністю 2-7 ГВт, типи нових енергоблоків поки не визначені, рішення будуть прийматися пізніше. У частині виготовлення свіжого ядерного палива в «Стратегії» говориться, що «після 2030 єдиною складовою ядерного палива, яка не буде виконуватися на території України, це збагачення урану». На основі даних «Стратегії» представлено прогноз вироблення електроенергії на АЕС і витрата запасів природного урану в разі функціонування реакторів на теплових нейтронах типу ВВЕР. З наведених даних випливає, що при роботі АЕС з реакторами на теплових нейтронах у відкритому ядерно-паливному циклі розвіданих запасів урану в Україні вистачить приблизно на 80 років.

Введення замкнутого ядерно-паливного циклу в однокомпонентну структуру АЕ України продовжить життя теплових реакторів приблизно на 20-30 років. Оскільки розробка ядерно-паливного циклу в цілому з реакторами різних типів дуже довготривала задача, то при розробці стратегії розвитку АЕ необхідно комплексне економічне обґрунтування послідовного створення всіх етапів ядерно-паливного циклу з прив'язкою до конкретних тимчасових періодів. Інакше може виникнути ситуація, коли необхідно буде вводити в структуру АЕ нові типи реакторів (у тому числі на швидких нейтронах), а власного палива для їх запуску не буде, тобто потрібно шукати постачальника палива. Але цілком імовірно, що внаслідок виснаження природних ресурсів урану, відсутність достатніх потужностей у світі з напрацювання і виділення вторинного ядерного палива може виникнути дефіцит поставок ядерного палива з боку країн, що розвивають АЕ (монополістів), в інші країни. Крім того, на всю ситуацію в цілому може впливати політична ситуація у світі і відносини монополістів з окремими державами.

## Література

1. [http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2013\\_5/article\\_2013\\_5\\_3](http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2013_5/article_2013_5_3)
2. Оновлення Енергетичної стратегії України на період до 2030 р. від червня 2012 р. [http://mpe.kmu.gov.ua/fuel/doccatalog/document?id=22\\_2032](http://mpe.kmu.gov.ua/fuel/doccatalog/document?id=22_2032).
3. <https://www.google.com.ua/search>.

**Анотація. Тертична А.Г. Атомна енергетика України: дослідження стану та перспектив розвитку.** В статті розглянуто фізичні основи, проблеми та перспективи розвитку атомної енергетики України.

*Ключові слова.* Атомна енергетика, атомне ядро, ядерна реакція, ядерний реактор.

**Аннотация. Тертычная А.Г. Атомная энергетика Украины: исследование состояния и перспектив развития.** В статье рассмотрены физические основы, проблемы и перспективы развития атомной энергетики Украины

*Ключевые слова.* Атомная энергетика, атомное ядро, ядерная реакция, ядерный реактор.

**М.М. Дяченко**

*Институт прикладной физики НАН Украины, м. Суми  
dyachenko.mikhail@mail.ru*

## ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЕЛЕКТРОННОМУ ГАЗІ У LW НАБЛИЖЕННІ

На даному етапі розвитку фізики високих енергій для проведення експериментів із зіткненням зустрічних пучків заряджених частинок життєво необхідно зменшити розкид імпульсів частинок, тобто охолодити пучки. Для цього використовують декілька методів, серед яких чільне місце займає метод електронного охолодження. Він широко застосовується у багатьох сучасних прискорювачах заряджених частинок у всьому світі.

Вперше в 60-их рр.. Будкер Г.І. запропонував ідею методу електронного охолодження [1]. В основі такого методу покладено зіткнення накопичених “гарячих” іонів з частинками “холодного” електронного пучка. При кожному зіткненні частина поперечної енергії іона передається електронам. Таким чином іонний пучок охолоджується, а електронний, відповідно, нагрівається. Нагрітий електронний пучок неперервно виводиться з накопичувальної системи і постійно “оновлюється” холодним пучком, так що циркулюючий пучок постійно охолоджується.

На сучасному етапі розвитку теорії електронного охолодження найбільш актуальною є проблема розходження втрат енергії позитивно та негативно заряджених частинок при русі крізь замагнічений електронний газ. Вперше даний ефект спостерігався в Новосибірську на установці МОСОЛ [2], де значну увагу приділяли вимірюванню сили тертя різнойменно заряджених частинок і було показано, що існує значна залежність втрат енергії зовнішньої частинки від знаку її заряду. Проте не дивлячись на широке застосування методу електронного охолодження теоретичного пояснення цього ефекту ще немає (аналітичні вирази для сили тертя частинки при русі крізь замагнічений електронний газ залежать лише від квадрата заряду частинки).

На сьогодні одним з найбільших науково-дослідних проєктів сучасної фізики є FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). В рамках цього проєкту планується широкий спектр наукових досліджень, серед яких проблеми протон-антипротонних

взаємодій. На накопичувачі заряджених частинок HESR (High Energy Storage Ring) [3] будуть вивчатися саме ці процеси. Для покращення яскравості пучків протонів та антипротонів буде використовуватися електронне охолодження і проблема відмінності охолодження різнойменно заряджених частинок буде дуже актуальною.

В роботах [4,5] були розроблені методи квантової теорії поля для задачі проходження зовнішньої зарядженої частинки крізь електронний газ без зовнішнього магнітного поля та у його присутності. Перевагою даного квантово-польового підходу є відсутність феноменологічних параметрів (на відміну від методу теорії парних зіткнень та діелектричної моделі), також цей підхід дає можливість врахувати залежність втрат енергії частинки від знаку заряду у другому борнівському наближенні.

В даній роботі використовується квантово-польовий підхід для опису проходження зовнішньої зарядженої частинки крізь електронний газ. Знайдено втрати зарядженої частинки в LW наближенні (large wavenumbers approximation) без використання температурної функції Гріна та діаграмної техніки у першому борнівському наближенні.

В роботі розглядається система взаємодіючих електронів та зовнішня частинка, яка проходить крізь електронний газ. Гамільтоніан системи має вигляд:

$$H = H_0 + H_1 = \sum \varepsilon_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}} + \frac{1}{2} \sum V_{\vec{k}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}-\vec{k}}^+ a_{\vec{p}-\vec{k}} a_{\vec{p}+\vec{k}}, \quad (1)$$

а гамільтоніан взаємодії зовнішньої частинки з системою електронів можна записати так:

$$H_i = \sum V_{\vec{k}} a_{\vec{p}}^+ \alpha_{\vec{p}_1-\vec{k}}^+ \alpha_{\vec{p}_1} a_{\vec{p}-\vec{k}}, \quad (2)$$

де  $a_{\vec{p}}^+, a_{\vec{p}}$  - оператори народження та знищення електрона з імпульсом  $\vec{p}$ ,  $V_{\vec{k}}$  - компонента Фур'є потенціалу взаємодії,  $\alpha_{\vec{p}}^+, \alpha_{\vec{p}}$  - оператори народження та знищення зовнішньої частинки з імпульсом  $\vec{p}$ .

Зовнішня частинка вважається достатньо швидкою, щоб виконувалося умова  $e^2/\hbar v \ll 1$ . Тоді повна ймовірність переходу в першому борнівському наближенні, при якому частинка зі стану з імпульсом  $\vec{p}_1$  переходить у стан з імпульсом  $\vec{p}_1 - \hbar \vec{k}$ , а електронний газ – зі стану  $n$  у стан  $m$ , визначається:

$$W_{\vec{k}} = 2\pi V_{\vec{k}}^2 \Phi_{\vec{k}}(\varepsilon_{\vec{p}_1} - \varepsilon_{\vec{p}_1-\vec{k}}), \quad (3)$$

де

$$\Phi_{\vec{k}}(\omega) = \sum_{mm} \left| \left( \sum_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}-\vec{k}} \right)_{mm} \right|^2 e^{\beta(\Omega + \mu N_n - E_n)} \delta(E_m - E_n - \omega). \quad (4)$$

У роботах [4,5] використовувався зв'язок функції (4) з функцією Гріна, який можна записати:

$$\Phi_{\vec{k}}(\omega) = \frac{\text{Im} \tilde{K}(\vec{k}, \omega)}{\pi [1 - \exp(-\beta\omega)]}, \quad (5)$$

де

$$\tilde{K}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, t_1 - t_2) = -i \text{Sp} \left\{ e^{\beta(\Omega + \mu N - H)} \left[ \psi^+(\vec{r}_1, t_1) \psi(\vec{r}_1, t_1) \psi^+(\vec{r}_2, t_2) \psi(\vec{r}_2, t_2) - \psi^+(\vec{r}_2, t_2) \psi(\vec{r}_2, t_2) \psi^+(\vec{r}_1, t_1) \psi(\vec{r}_1, t_1) \right] \right\}, t_1 - t_2 > 0. \quad (6)$$

В даній роботі використовується LW наближення, тобто потрібно провести усереднення по системі не взаємодіючих між собою електронів (в області великих хвильових векторів не потрібно враховувати екранування). Тому двохчасткова корельована функція Гріна (6) має вигляд:

$$\tilde{K}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, t_1 - t_2) = -i \left\{ \left\langle \psi^+(\vec{r}_1, t_1) \psi(\vec{r}_1, t_1) \psi^+(\vec{r}_2, t_2) \psi(\vec{r}_2, t_2) \right\rangle_0 - \left\langle \psi^+(\vec{r}_2, t_2) \psi(\vec{r}_2, t_2) \psi^+(\vec{r}_1, t_1) \psi(\vec{r}_1, t_1) \right\rangle_0 \right\}. \quad (7)$$

Якщо підставити у (7) явний вигляд польових операторів можна отримати:

$$\tilde{K}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, t_1 - t_2) = -\frac{i}{V^2} \sum_{\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_4} \left\{ \langle a_{\vec{p}_1}^+ a_{\vec{p}_2}^+ a_{\vec{p}_3}^+ a_{\vec{p}_4}^+ \rangle_0 - \langle a_{\vec{p}_3}^+ a_{\vec{p}_4}^+ a_{\vec{p}_1}^+ a_{\vec{p}_2}^+ \rangle_0 \right\} e^{i(\vec{p}_2 - \vec{p}_1)\vec{r}_1 + i(\vec{p}_4 - \vec{p}_3)\vec{r}_2} e^{i(\varepsilon_{\vec{p}_1} - \varepsilon_{\vec{p}_2})t_1 + i(\varepsilon_{\vec{p}_3} - \varepsilon_{\vec{p}_4})t_2}. \quad (8)$$

Комутаційні співвідношення між операторами народження та знищення мають вигляд:

$$\{a_{\vec{p}_1}, a_{\vec{p}_2}\} = \{a_{\vec{p}_1}^+, a_{\vec{p}_2}^+\} = 0, \{a_{\vec{p}_1}, a_{\vec{p}_2}^+\} = \delta_{\vec{p}_1 \vec{p}_2}. \quad (9)$$

Використовуючи (9) можна записати:

$$\begin{aligned} \langle a_{\vec{p}_1}^+ a_{\vec{p}_2}^+ a_{\vec{p}_3}^+ a_{\vec{p}_4}^+ \rangle_0 &= \delta_{\vec{p}_1 \vec{p}_2} \delta_{\vec{p}_3 \vec{p}_4} n_{\vec{p}_3} n_{\vec{p}_4} + \delta_{\vec{p}_1 \vec{p}_4} \delta_{\vec{p}_2 \vec{p}_3} (1 - n_{\vec{p}_3}) n_{\vec{p}_1}, \\ \langle a_{\vec{p}_3}^+ a_{\vec{p}_4}^+ a_{\vec{p}_1}^+ a_{\vec{p}_2}^+ \rangle_0 &= \delta_{\vec{p}_1 \vec{p}_2} \delta_{\vec{p}_3 \vec{p}_4} n_{\vec{p}_3} n_{\vec{p}_4} + \delta_{\vec{p}_1 \vec{p}_4} \delta_{\vec{p}_2 \vec{p}_3} (1 - n_{\vec{p}_1}) n_{\vec{p}_3}. \end{aligned} \quad (10)$$

Підставляючи (10) у (8) маємо:

$$\tilde{K}(\vec{r}, t) = -\frac{i}{V^2} \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \left\{ (1 - n_{\vec{p}_2}) n_{\vec{p}_1} - (1 - n_{\vec{p}_1}) n_{\vec{p}_2} \right\} e^{i(\vec{p}_2 - \vec{p}_1)\vec{r}} e^{i(\varepsilon_{\vec{p}_1} - \varepsilon_{\vec{p}_2})t}, \quad (11)$$

де  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, t = t_1 - t_2$ .

Після Фур'є перетворення по  $\vec{r}$  (11) можна отримати:

$$\tilde{K}(\vec{k}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r} \tilde{K}(\vec{r}, t) e^{-i\vec{k}\vec{r}} = -\frac{i}{V} \sum_{\vec{p}} \{n_{\vec{p}-\vec{k}} - n_{\vec{p}}\} e^{i(\varepsilon_{\vec{p}-\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}})t}. \quad (12)$$

Якщо провести також перетворення по  $t$  (12) можна записати:

$$\tilde{K}(\vec{k}, \omega) = \int_0^{\infty} dt \tilde{K}(\vec{k}, t) e^{i\omega t} = -\frac{i}{V} \sum_{\vec{p}} \{n_{\vec{p}-\vec{k}} - n_{\vec{p}}\} \int_0^{\infty} dt e^{i(\omega + \varepsilon_{\vec{p}-\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}})t}. \quad (13)$$

В інтегралі, який входить в (13) необхідно до частоти додати малу уявну добавку, тобто

$$\int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} = \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_0^{\infty} dt e^{i(\omega + i\eta)t} = \frac{i}{\omega + i0}. \quad (14)$$

Враховуючи (14) та переходячи до інтегрування по імпульсу спектральне зображення функції Гріна матиме вигляд:

$$\tilde{K}(\vec{k}, \omega) = \Pi(\vec{k}, \omega) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{n_{\vec{p}} - n_{\vec{p}-\vec{k}}}{\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}-\vec{k}} - \omega - i0}, \quad (15)$$

де  $\Pi(\vec{k}, \omega)$  - поляризаційний оператор в однопетльовому наближенні.

Втрати енергії зарядженої частинки при проходженні через електронну плазму можна записати так:

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k (\varepsilon_{\vec{p}_1} - \varepsilon_{\vec{p}_1 - \hbar\vec{k}}) W_{\vec{k}}. \quad (16)$$

В LW наближенні повна ймовірність має вигляд:

$$W_{\vec{k}} = 2V_k^2 \frac{\text{Im} \tilde{K}(\vec{k}, \omega)}{1 - \exp(-\beta\omega)} = 2V_k^2 \frac{\text{Im} \Pi(\vec{k}, \omega)}{1 - \exp(-\beta\omega)}, \quad (17)$$

де

$$\text{Im} \Pi(\vec{k}, \omega) = n \frac{\sqrt{2\pi\beta}}{2k} e^{-\frac{\beta}{2} \left( \frac{\omega}{k} - \frac{k}{2} \right)^2} [1 - e^{-\beta\omega}]. \quad (18)$$

Тоді враховуючи (16-18) втрати енергії можна записати:

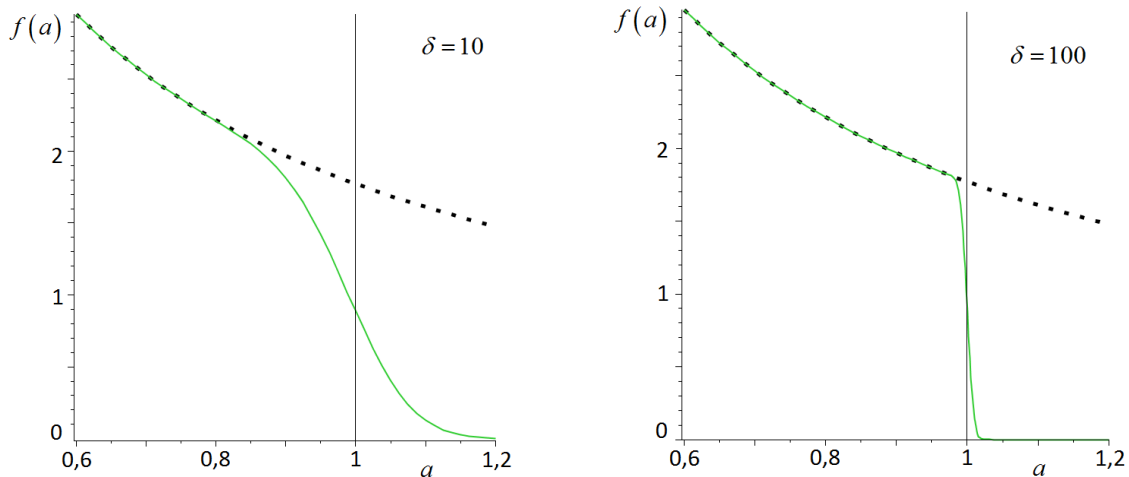
$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = 4n(2\pi\beta)^{1/2} I, \quad (19)$$

де

$$I = \frac{1}{2\delta} \int_{a_1}^{\infty} f(a) da, \quad (20)$$

$$f(a) = \frac{1}{a} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} E(\delta, a) - \frac{1}{\delta a} e^{-\delta^2(1+a^2)} \text{sh}(2\delta^2 a) \right\}, \quad (21)$$

$$E(\delta, a) = \text{erf}[\delta(1+a)] + \text{erf}[\delta(1-a)]. \quad (22)$$



**Рис.1** Точна та приближена залежність функції  $f(a)$  від параметру  $a$  для значень  $\delta = 10$  і  $\delta = 100$ .

У формулах (20-22) введені такі позначення:

$$\delta = \frac{v}{v_e}, k_m = \frac{2vM}{M+1}, a = \frac{k}{k_m}. \quad (23)$$

На рис.1 зображена функція  $f(a)$  та її наближення при  $\delta^2 \gg 1$ , яке використовується у роботі (4).

У граничному випадку  $\delta^2 \gg 1$  втрати енергії зарядженої частинки мають вигляд:

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{4\pi n e^4}{m v} \ln \frac{2Mmv}{\hbar k_1 (M+m)}, \quad (23)$$

де  $k_1$  - проміжний хвильовий вектор, який розмежує області близьких та далеких зіткнень.

### Література

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение. Основные возможности в физике элементарных частиц // УФН. – 1978. – Т.124. – №4. – С. 561-595.
2. N.S. Dikanskii, N.Kh. Kot, V.I. Kudelainen, V.A. Lebedev, V.V. Parkhomchuk, Influence of the sign of the charge of an ion on the friction force in electron cooling // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1988. – Vol. 37. – p. 65-73.
3. B. Galnander et al. HESR electron cooler design study. Technical report. The Svedberg Laboratory, Uppsala University, 2009.
4. Ларкин А.И. Прохождение частиц через плазму // ЖЭТФ. – 1959. – Т.37. – №1. – С. 264-272.
5. Ахиезер И.А. К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле //ЖЭТФ. – 1961. – Т.40. – №3. – С. 954-962.

**Анотація.** Дяченко М.М. Втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі у LW наближенні. Розглянуто процес проходження зарядженої частинки крізь електронний газ методами квантової теорії поля. Зроблений розрахунок втрат енергії зовнішньої частинки в електронній плазмі у першому борнівському наближенні (LW наближення) без використання техніки Матцубари та діаграмної техніки.



**Аннотация.** Дяченко М.М. Потери энергии заряженной частицы в электронной газе в LW приближении. Рассмотрен процесс прохождения заряженной частицы через электронный газ методами квантовой теории поля. Сделан расчет потерь энергии внешней частицы при прохождении через электронную плазму в первом борновском приближении (LW приближение) без использования техники Матцубары и диаграммной техники.

**С. Лебединський**

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми  
lebos8@gmail.com*

## РУХ ЕЛЕКТРОНА У ПАРАЛЕЛЬНИХ МАГНІТНОМУ ТА ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛЯХ

У роботі [1] та ініційованих нею наступних статтях досліджувався вплив зовнішнього однорідного магнітного поля на густину струму польової емісії електронів з металу та напівпровідників. Як заявляє автор статті[1], при виведенні виразу емісійного струму він виходив з припущення, що ймовірність проходження електроном металу потенціального бар'єру не залежить явно від величини зовнішнього магнітного поля в розглянутому випадку колінеарності електричного та магнітного полів. Також автор стверджував, що це припущення не може бути обґрунтоване ні теоретично, ні експериментально, оскільки таких даних на той час не існувало. Висловлювалась думка про те, що коефіцієнт проходження потенціального бар'єру також може залежати і від магнітного поля, що могло суттєво змінити вираз для густини струму польової емісії.

Отже, розглянемо рух електрона в паралельних електричному та магнітному полях, декартові компоненти яких мають наступні значення:

$$\begin{aligned}\vec{E}_0 &= (0, E_0, 0) \\ \vec{H}_0 &= (0, H_0, 0) \\ \vec{A}_0 &= (0, 0, -H_0 x),\end{aligned}\tag{1}$$

де  $E_0$  – напруженість електричного поля,  $H_0$  – напруженість магнітного поля,  $A_0$  – векторний потенціал магнітного поля, так що  $\text{rot} \vec{A} = \vec{H}$

Вихідним рівнянням для поставленої задачі є рівняння Шрьодінгера для хвильової функції електрона в таких полях  $\psi(x, y, z)$ :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi\tag{2}$$

де гамільтоніан  $\hat{H}$  має відомий вигляд [4]:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left( \hat{p} - \frac{e}{c} A \right)^2 + U,\tag{3}$$

де  $\hat{p} = \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right)$ ,  $U = e\vec{E}_0 y$ ,  $e$  – заряд електрона,  $m$  – маса електрона,  $\hbar$  – постійна Планка.

Враховуючи формули (1-3) і те, що ми маємо стаціонарний випадок, рівняння Шрьодінгера для хвильової функції можна записати у вигляді:

$$\left\{ \frac{1}{2m} \left[ -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} + \frac{eH_0}{c} x \right)^2 \right] + eE_0 y \right\} \psi(x, y, z) = \varepsilon \psi(x, y, z)\tag{4}$$

Як видно із (4), гамільтоніан явно залежить лише від двох координат  $x$  та  $y$  і не залежить від координати  $z$ . Завдяки цьому просторову складову хвильової функції будемо шукати у вигляді:

$$\psi(x, y, z) = e^{i p_z z} \tilde{\psi}(x, y)\tag{5}$$

Тоді підставляючи (5) в (4) отримаємо:

$$\left\{ \frac{1}{2m} \left[ -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( p_z + \frac{eH_0}{c} x \right)^2 \right] + eE_0 y \right\} \tilde{\psi}(x, y) = \varepsilon \tilde{\psi}(x, y) \quad (6)$$

Приймаючи до уваги адитивний вид вільного члена диференціального оператора (6) та відношення до координат  $x$  та  $y$  хвильову функцію електрона шукаємо у вигляді добутку двох функцій, які залежать окремо від однієї координати  $x$  або  $y$ :

$$\tilde{\psi}(x, y) = X(x)Y(y) \quad (7)$$

Після підстановки (7) в (6) та враховуючи, що  $f_1(x)+f_2(y)=\varepsilon_x + \varepsilon_y = \varepsilon$  отримаємо:

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + \left[ \frac{2m\varepsilon_x}{\hbar^2} - \frac{\left( p_z + \frac{eH_0}{c} x \right)^2}{\hbar^2} \right] X = 0$$

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} + \left[ \frac{2m\varepsilon_y}{\hbar^2} - \frac{2meE_0 y}{\hbar^2} \right] Y = 0$$

Шляхом введення нових незалежних змінних  $x' = x + \frac{cp_z}{eH_0}$ ,  $y' = y - \frac{\varepsilon_y}{eE_0}$  рівняння можуть бути надані у вигляді:

$$\frac{d^2 X}{dx'^2} + \left[ \frac{2m\varepsilon_x}{\hbar^2} - \frac{\left( \frac{eH_0}{c} x' \right)^2}{\hbar^2} \right] X = 0$$

$$\frac{d^2 Y}{dy'^2} - \frac{2meE_0 y'}{\hbar^2} Y = 0$$

Після введення безрозмірних незалежних координат  $\zeta$ ,  $\eta$  відповідно співвідношенням:  $a\zeta = x'$ ,  $\zeta = \left( x + \frac{cp_z}{eH_0} \right) \left( \frac{eH_0}{\hbar c} \right)^{1/2}$ ,  $y' = b\eta$ ,  $b = \left( \frac{\hbar^2}{2meE_0} \right)^{1/2}$  рівняння приймають вид:

$$\frac{d^2 X}{d\zeta^2} + \left[ \frac{2m\varepsilon_x}{\hbar\omega_H} - \zeta^2 \right] X = 0, \quad \text{де } \omega_H = \frac{eH_0}{mc} \quad (8)$$

$$\frac{d^2 Y}{d\eta^2} - \eta Y = 0 \quad (9)$$

Рівняння (8) являє собою відоме рівняння для функцій Ерміта і має розв'язок тільки при виконанні умови [3]:  $\frac{2m\varepsilon_x}{\hbar\omega_H} = 2n + 1$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  Обмеження  $\varepsilon_x = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_H$ .

Розв'язком рівняння (9) є функція Ейрі [2]

Звернемося далі до розгляду відношення результатів наведеного дослідження до питання автора [1] відносно того впливає чи ні паралельне магнітне поле на коефіцієнт проходження потенціального бар'єру електроном в металі. Як відомо із методу розв'язання рівняння Шрьодінгера для хвильової функції наведеного вище, цей метод показує, що зведення загального рівняння Шрьодінгера до двох незалежних диференціальних рівнянь має місце і в тому випадку, коли електричне поле може бути неоднорідним, але залежить тільки від однієї нормальної до поверхні металу координати. Таким чином у цьому конкретному випадку колінеарних електричного і магнітного поля має місце розщеплення загального рівняння на два непов'язаних між собою рівняння. Звідси слідує висновок, що коефіцієнт проходження потенціального бар'єру при польовій емісії електронів в металі у випадку паралельних електричного і магнітного поля не залежить від магнітного поля. Магнітне поле у цій конфігурації зовнішніх полів лише змінює густину квантових станів електрона в металі і тільки внаслідок цього впливає на густину польової емісії.

### Література

1. Blatt F.J. Phys. Rev. 111, 166 (1963)
2. Watson G.N. A treatise on the theory of Bessel functions, - Cambridge: At the university press, 1922. - 805.
3. В.І. Смирнов Курс высшей математики. Том III часть II, - Москва: Наука, 1974. - 672.

4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика в 10 т. Том 3, – Москва: Наука, 1969. – 767 с.
5. Фурсей Г.Н. Автоэлектронная эмиссия/ Соросовский образовательный журнал, том 6, №11, 2000 г., с. 96-103.

**Анотація. Лебединський Сергій Олександрович. Рух електрона у паралельних магнітному та електричному полях.** У даній роботі розглядається вплив магнітного поля на коефіцієнт проходження потенціального бар'єру при виході електрону з металу у колінеарних електричному та магнітному полях.

*Ключові слова:* польова емісія, повздожне магнітне поле, коефіцієнт проходження.

**Аннотация. Лебединский Сергей Александрович. Движение электрона в параллельных магнитном и электрическом полях.** В данной работе рассматривается влияние магнитного поля на коэффициент прохождения потенциального барьера при выходе электрона из металла в коллинеарных электрическом и магнитном полях.

*Ключевые слова:* полевая эмиссия, продольное магнитное поле, коэффициент прохождения.

**С.О. Люльченко**

*Институт прикладной физики НАН Украины, м. Суми  
Lyulchenko.S.A@gmail.com*

## **ДОСЛІДЖЕННЯ ФОРМУВАННЯ ДОЗОВОГО НАВАНТАЖЕННЯ ВІД ВТОРИННИХ ПРОЦЕСІВ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ПУЧКІВ ІОНІВ З БІОЛОГІЧНИМИ ОБ'ЄКТАМИ**

Розвиток досліджень в області взаємодії випромінювання з речовиною характеризується широкою багатоплановістю й залученням практично всіх розділів фізики. Зростаюча інтенсивність діяльності в цій області обумовлюється, насамперед, високою практичною потребою отриманих даних для створення нових інформаційних, промислових і медичних технологій.

Метою дослідження є моделювання процесу взаємодії іонів та рентгенівського випромінювання з біологічним середовищем. Створення відповідної моделі за допомогою пакета Geant4, яка б дозволила в повній мірі оцінити за рахунок яких вторинних процесів формується сумарне дозове навантаження.

Область фізики, що вивчає взаємодію з речовиною активно розвивається. Існують всесвітньо відомі наукові центри з дослідження таких взаємодій. В рамках даної теми вже було проведено дослідження, результати якого були порівняні з результатами GSI - Центр з вивчення важких іонів імені Гельмгольца (нім. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) [4], відповідно було зроблено висновки про доцільність використання створеної моделі для подальшого вивчення процесів взаємодії з речовиною.

Для дослідження поставлено комп'ютерний експеримент - чисельне моделювання методом Монте-Карло за допомогою пакета Geant4 [5], у якому було здійснено моделювання проходження іона через біологічну речовину, яка перебувала за нормальних умов, густина речовини дорівнює 1,06 (г/см<sup>3</sup>).

При взаємодії протона з речовиною основна частина енергії витрачається на іонізацію, але існує безліч інших процесів, які у порівнянні з втратами енергії на іонізацію досить малі. При кожному іонізаційному зіткненні зарядженої частинки з атомом вибивається один або кілька електронів. Найбільш швидкі з цих електронів

можуть створювати вторинну іонізацію. Вторинні електрони, енергія яких велика в порівнянні з енергією іонізації, називають  $\delta$ -електронами. Проходячи через шар речовини, заряджена частинка зазнає численних пружних взаємодій з атомом як цілим, які являють собою розсіювання в полі ядра атома. Електромагнітна пружна взаємодія з ядрами атомів служить основною причиною розсіювання протонів. Електромагнітне випромінювання виникає при гальмуванні частинки. Черенковське випромінювання виникає в середовищі, коли заряд рухається зі швидкістю, більшою за швидкість світла в цьому середовищі. Також може виникати перехідне випромінювання яке, на відміну від черенковського, не має порогу і буде виникати при будь-яких швидкостях частинки, хоча його інтенсивність зростає із зростанням енергії частинки. Заряджена частинка, що проходить поблизу ядра або електрона, відчуває прискорення, а отже, випромінює енергію. Втрачена часткою на випромінювання енергія обернено пропорційна квадрату маси частинки. Радіаційні втрати при високих енергіях зростають пропорційно енергії. В результаті однократного гальмування в полі ядра електрон випромінює гамма-квант високої енергії, який може утворити електрон-позитронну пару. У речовині народження пари відбувається в полі ядра або в полі електрона. Якщо утворення пари відбувається в полі ядра, то віддача ядра вкрай незначна.[2]

Для аналізу результатів різних експериментів важливо знати, які процеси відбуваються при взаємодії частинки з речовиною мішені. Взаємодія частинок з речовиною залежить від їхнього типу, заряду, маси й енергії. Заряджені частинки іонізують атоми речовини, взаємодіючи з атомними електронами. Взаємодія частинок залежить від таких характеристик речовини, як густина, атомний номер, середній іонізаційний потенціал речовини.

Ядерна медицина є прикладом практичного застосування знань в області взаємодії частинок з речовиною. У наш час протонна терапія - найбільш потужний засіб для одержання дуже високої конформності дозових розподілів. За рахунок наявності піка Бреग्га використання протонів дозволяє діяти на пухлину більш локально, наносячи при цьому досить малу шкоду здоровим клітинам.

Методи досліджень з використанням рентгенівського випромінювання набули широкого розповсюдження у різних областях науки та техніки. Так, вони застосовуються для виявлення дефектів та визначення якісного і кількісного складу матеріалів, у біології та медицині, для характеристики та реставрації об'єктів культурної спадщини, та ін.

Бурхливий розвиток рентгенівських методів досліджень спостерігається у зв'язку з побудовою джерел синхротронного випромінювання з високою яскравістю. Значним поштовхом для розробки медичної техніки стало визнання необхідності ранньої діагностики (на першій та другій стадії) найбільш загрозливих захворювань людства: онкологічних, серцево-судинних та неврологічних.

В медичній практиці звичайно застосовуються поліхроматичні джерела рентгенівського випромінювання, недоліком яких є недостатній контраст зображень і надмірний рівень опромінювання пацієнтів. При застосуванні монохроматичних джерел рентгенівського випромінювання можна значно підвищити якість проведення масового скринінгу та знизити дозу, що отримує пацієнт, за рахунок застосування методу рентгенівського фазового контрасту.

Треба відмітити, що квазімонохроматичні пучки рентгенівського випромінювання застосовуються також для вивчення ефектів, що відбуваються при локальному опроміненні безпосередньо в клітині та її оточенні, що надзвичайно важливо для подальшого розвитку ядерної медицини.

Таким чином вивчення процесів взаємодії рентгенівського випромінювання та іонних пучків з біологічними об'єктами, а саме вивчення формування дозового

навантаження, являє собою важливу частину загальної задачі вивчення взаємодій випромінювання з біологічними об'єктами.

### Література

1. B.Gottschalk, R.Platais, H.Paganetti. Nuclear interaction of 160 Me protons stopping in copper: a test of Monte Carlo nuclear models. Med.Phys. 26, 1999.
2. M.Goitein, G.T.Y.Chen. Beam scanning for heavy charged particle radiotherapy. Med.Phys.10, 831,1983.
3. W.T.Chu, B.A.Ludewigt, T.R.Renner. Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams. Rev.Sci.Instrum. 64 2055, 1993.
4. <http://gsi.de/>
5. <http://geant4.cern.ch/>

**Анотація.** Люльченко С.О. Дослідження формування дозового навантаження від вторинних процесів при взаємодії рентгенівського випромінювання та пучків іонів з біологічними об'єктами. Створена модель для дослідження взаємодії рентгенівського випромінювання з біологічними об'єктами, вдосконалено модель для дослідження взаємодії іонів з біологічним середовищем. Отримано дозове навантаження від вторинних процесів для рентгенівського випромінювання і для іонних пучків. При моделюванні було використано пакет Geant4.

*Ключові слова:* Geant4, моделювання, модель, біологічне середовище, іон, поглинута доза, дозове навантаження, рентгенівське випромінювання, ядерна медицина.

**Аннотация.** Люльченко С.А. Исследование формирования дозовой нагрузки от вторичных процессов при взаимодействии рентгеновского излучения и пучков ионов с биологическими объектами. Создана модель для исследования взаимодействия рентгеновского излучения с биологическими объектами, усовершенствована модель для исследования взаимодействия ионов с биологической средой. Рассчитана дозовая нагрузка от вторичных процессов для рентгеновского излучения и для ионных пучков. При моделировании использовался пакет Geant4.

*Ключевые слова:* Geant4, моделирование, модель, биологическая среда, ион, поглощенная доза, дозовая нагрузка, рентгеновское излучение, ядерная медицина.

**О. П. Новак, Р. І. Холодов**

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми  
novak-o-p@ukr.net*

### МОДЕЛЮВАННЯ ЯВИЩ В МАГНІТОСФЕРІ МЕТОДОМ PARTICLE IN CELL

Спорадичне декаметрове (ДКМ) випромінювання системи Юпітер-Іо було відкрито в 1955 р. Незважаючи на значний прогрес у дослідженні особливостей цього явища, донині не існує загальноприйнятого його пояснення. Одне з найбільш важливих питань стосується природи колективного механізму

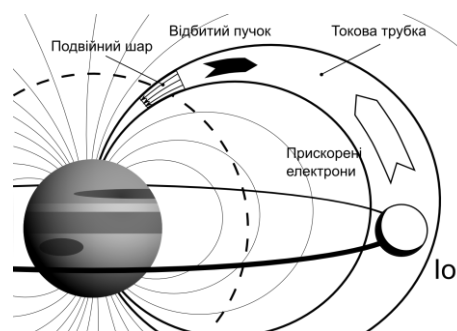


Рис. 1. Рух електронів в токовій трубці Іо.

випромінювання, здатного забезпечити велику потужність ДКМ імпульсів. Значна яскравісна температура свідчить про циклотронний механізм випромінювання, а максимальна частота відповідає максимальному значенню магнітного поля Юпітера. В роботі [1] для пояснення потужності ДКМ випромінювання застосовується механізм надвипромінювання Діке. При цьому в електронному згустку в магнітосфері Юпітера відбувається фазовий перехід: електрони, що обертаються в магнітному полі, фазуються завдяки дипольній взаємодії. Як наслідок, інтенсивність когерентного випромінювання значно зростає.

Негативний дрейф частот ДКМ імпульсів ( $\dot{\nu} < 0$ ) свідчить про те, що випромінюючі електрони рухаються вгору вздовж токової трубки Іо. Згідно із загальноприйнятою моделлю прискорення в області Іо [1], електрони, прискорені потенціалом Іо, рухаються спочатку в напрямі Юпітера, а потім відбиваються від верхніх шарів його іоносфери у зворотному напрямі (рис. 1). Механізм такого відбиття електронного пучка від магнітосфери досі не досліджувався й, імовірно, включає в себе утворення подвійного електричного шару в плазмі. Метою даної роботи є комп'ютерне моделювання взаємодії електронного пучка з границею плазми з використанням методу частинок в комітках, або РІС.

Розглянемо головні особливості методу. Пряме чисельне інтегрування рівнянь руху всіх  $N$  частинок в плазмі практично неможливе, оскільки вимагає недосяжних обчислювальних ресурсів. Тому використовують менше число частинок  $N_p$ , маса і заряд яких пропорційно збільшені [2]:

$$e \rightarrow e\sigma, \quad m \rightarrow m\sigma, \quad \sigma = N / N_p. \quad (1)$$

Звернемо увагу, що для збереження основних характеристик плазми – дебаївського радіусу, плазменної частоти та теплової швидкості,

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}, \quad \lambda_D = \sqrt{kT / 4\pi n e^2}, \quad v_T = \sqrt{kT / m}, \quad (2)$$

температура модельної плазми також повинна бути збільшена,  $kT \rightarrow \sigma kT$ . Це призводить до підвищення теплових шумів у модельній плазмі та є недоліком методу.

Необхідно зазначити, що характерною рисою плазми є велика кількість частинок в дебаївській сфері, а отже згладженість сумарного поля, що діє на частинки, та їх траєкторій. Щоб зберегти ці риси в модельній плазмі з малим числом частинок, використовують модельні частинки скінченного розміру. Поля таких частинок не містять кулонівських розбіжностей  $\sim 1/r^2$ , характерних для точкових частинок.

Невід'ємною рисою методу РІС є використання сумарного самоузгодженого поля, яке розраховується у вузлах просторової сітки. На практиці це дозволяє значно скоротити об'єм розрахунків порівняно з прямим інтегруванням рівнянь руху та обчисленням сумарного поля для кожної частинки, оскільки число вузлів сітки обирається значно меншим за число частинок. Слід, однак, мати на увазі, що використання сітки є джерелом похибок і може призвести до нефізичних ефектів. Одним з таких є наявність самоприскорення модельних частинок.

Підводячи підсумок, метод РІС полягає у наступному:

1. Виходячи з характеристик досліджуваної системи, задаються характеристики модельної плазми: заряд та маса частинок, їх початковий розподіл за швидкостями та координатами.
2. Виконується головний цикл програми – розраховується еволюція системи.
  1. За відомими координатами та швидкостями частинок розраховується сумарне поле у вузлах сітки (етап Ейлера).
  2. Обчислюються сили, що діють на частинки, інтерполюючи відомі значення поля у вузлах. Оновлюються координати та швидкості частинок (етап

Лагранжа).

Метою даного дослідження було створення прототипу програми для моделювання плазми методом РІС. Наявність в досліджуваній системі (магнітосфері) магнітного поля, яке пригнічує поперечний рух, дозволяє обмежитись одновимірною моделлю. Крім того, в найпростішому випадку можна знехтувати власним магнітним полем електронів плазми.

Звернемо увагу, що одновимірна модель означає наявність симетрії по координатам  $x, y$ , а не одновимірність самої плазми. Модельні частинки при цьому мають вигляд нескінченних листів деякої товщини  $\Delta$ , а число  $\sigma$  являє собою поверхневу концентрацію такого листа. Відповідно величини  $e, m, kT$  мають зміст поверхневих густин заряду, маси та енергії, а  $n$  – лінійної концентрації модельних частинок. Було проведено моделювання плазми як з постійною концентрацією, так і розподіленою за законом Больцмана,  $n = n_0 \exp(-h/d)$ . При цьому іонна компонента вважалася нерухомою.

Розглянемо питання похибок алгоритму. Як відомо [3], алгоритм стає нестійким, якщо не виконуються наступні вимоги:

$$\Delta t < 1/\omega_p, \quad \Delta_g < \pi\lambda_D, \quad (3)$$

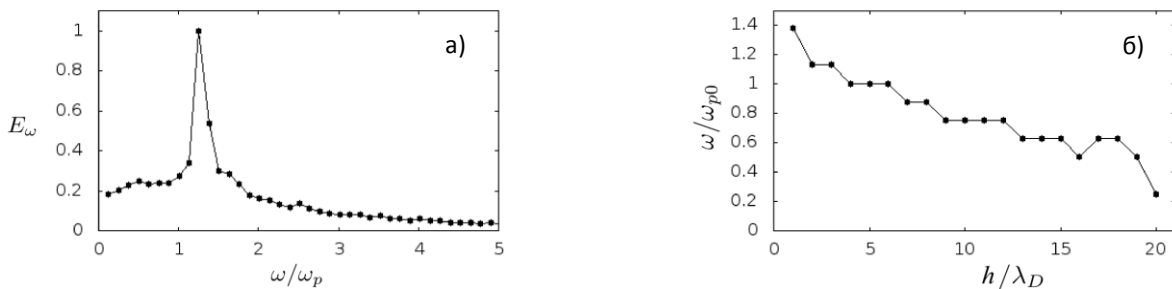
де  $\Delta_g$  – розмір комірки (відстань між вузлами сітки),  $\Delta t$  – величина кроку за часом. Додатково, необхідно забезпечити умови, в яких можна знехтувати згаданим ефектом самоприскорення частинок. Щоб дослідити це питання, достатньо розглянути систему з однієї частинки та обчислити поле, яке вона створює на сітці. Саме це поле буде діяти на частинку на етапі Лагранжа і призведе до самоприскорення. Поклавши для зручності  $\Delta_g = \lambda_D$  та вимірюючи відстань у дебаївських радіусах, можна знайти відношення потенціальної енергії самодії до теплової  $kT$  у вигляді

$$U_{self} / kT \sim 1/4n. \quad (4)$$

На рис. 2а зображено спектр коливань плазми, рівномірно розподіленої на довжині  $11\lambda_D$ . Значення основної частоти  $\omega \approx 1.14\omega_p$  відповідає максимально можливій довжині стоячої хвилі  $\lambda/2 = 11\lambda_D$  відповідно до відомого зв'язку між частотою та довжиною хвилі ленгмюрівських коливань,

$$\omega^2 = \omega_p^2 (1 + 3\lambda_D^2 K^2), \quad K = 2\pi/\lambda. \quad (5)$$

У випадку больцманівського розподілу за висотою картина коливань стає більш складною і їх спектр розширюється, однак основна частота експоненційно зменшується з висотою внаслідок зменшення концентрації електронів (рис. 2б).



**Рис. 2.** а) Спектр коливань плазми, рівномірно розподіленої на довжині  $11\lambda_D$ . б) Залежність основної частоти коливань від висоти в плазмі з больцманівським розподілом концентрації частинок,  $d = 7\lambda_D$ .

### Література

1. Р. І. Fomin, А. Р. Fomina, V. N. Mal'nev. Ukr. J. Phys. **49**(1), 3 (2004).
2. Ч. Бедсел, А. Ленгдон. Физика плазмы и численное моделирование.(М.,

Энергоатомиздат, 1989).

3. G. Lapenta. J. Comp. Phys. 231(3), 795 (2012).

**Анотація. О. П. Новак, Р. І. Холодов. Моделирование явищ в магнітосфері методом Particle In Cell.** Проведено моделювання коливань рівноважної плазми з рівномірним та больцманівським розподілами концентрації методом PIC. Даний метод можна використати для дослідження взаємодії електронних пучків з верхніми шарами магнітосфери Юпітера в області авроральної плями Іо.

*Ключові слова: магнітосфера, Юпітер, плазма, particle-in-cell.*

**Аннотация. А. П. Новак, Р. И. Холодов. Моделирование явлений в магнитосфере методом Particle In Cell.** Проведено моделирование колебаний равновесной плазмы с равномерным и больцмановским распределениями концентрации методом PIC. Данный метод можно использовать для исследования взаимодействия электронных пучков с верхними слоями магнитосферы Юпитера в области аврорального пятна Ио.

*Ключевые слова: магнитосфера, Юпитер, плазма, particle-in-cell.*



Наукове видання

# **СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ**

## **МАТЕРІАЛИ**

III Міжрегіональної науково-практичної конференції  
молодих учених  
(Суми, 16-17 квітня 2014 року)

Відповідальний за випуск: Завражна О.М.

Здано в набір 30.03.2014. підписано до друку 2.04.2014.  
Формат 60×84/4. Гарн. Times New Roman. Друк ризогр.  
Ум. друк. арк. 2,7. Тираж – 100