

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

ІНСТИТУТ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»

КАФЕДРА МАТЕРІАЛІВ РЕАКТОРОБУДУВАННЯ ТА ФІЗИЧНИХ ТЕХНОЛОГІЙ

Пояснювальна записка

до дипломного проекту (роботи)

БАКАЛАВРА

на тему

Імпульсний вплив потужних пучків заряджених частинок на
поверхню твердих тіл

The pulse effect of powerful charge particles beams on solids surface

Виконав(ла): студент 4 курсу навчання
за ОПП бакалавр
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали
освітня програма: Прикладна фізика

Кагановський Павло Олександрович

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Керівник к.ф.-м.н., с.н.с. Гречко Я.О.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент к.ф.-м.н., доц. Серета І.М.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Харків – 2024 рік

РЕФЕРАТ

В роботі представлені результати дослідження імпульсного впливу потужних пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі об'ємного заряду, та плазми високої густини на поверхню твердого тіла в сильнострумовому імпульсному плазмовому діоді. На прикладі зразка зі сплаву ВК8 з шаруватим покриттям (MoTi)N-Mo встановлено, що така обробка поверхні суттєво впливає на структуру приповерхневої зони. Відмічається вивід на поверхню чітких граней зерен в результаті полікристалізації, накопичення та зростання приповерхневих вакансійних дефектів та їхнє перетворення у кратери. Визначений вплив полярності підключення високовольтного електрода на активну потужність та енергію, що виділяється в розряді. Показано, що зміна полярності не призводить до суттєвих змін в динамічних характеристиках розряду. Рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, має практично однакові значення.

Ключові слова: пучки заряджених частинок, густа плазма, подвійний шар, активна потужність, модифікація поверхні твердого тіла.

ABSTRACT

The results on the study of the pulse effect of powerful charged particles beams, accelerating in a double layer of space charge, and high-density plasma on the solid surface in a high-current pulsed plasma diode are presented in this work. Using the example of a sample made of the WK8 alloy with a layered coating (MoTi)N-Mo it has been established that this surface treatment significantly affects the structure of the near-surface zone. The removal of clear grain faces to the surface as a result of polycrystallization, accumulation and growth of near-surface vacancy defects and their transformation into craters is noted. The effect of the polarity of the high-voltage electrode connection on the active power and energy released in the discharge has been determined. It has been shown that the change in polarity does not lead to significant changes in the dynamic characteristics of the discharge. The level of active power and energy released in the discharge under conditions of double layer formation have almost the same values.

Key words: charged particles beams, dense plasma, double layer, active power, solid surface modification.

ЗМІСТ

ВСТУП	5
.....	
РОЗДІЛ 1. ПЕРСПЕКТИВНІ ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ СИЛЬНОСТРУМОВИХ ІМПУЛЬСНИХ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК	8
.....	
1.1. Інтенсивні пучки заряджених частинок як драйвери для інерційного термоядерного синтезу	8
.....	
1.2. Модифікація поверхні матеріалів імпульсними інтенсивними пучками заряджених частинок	11
.....	
РОЗДІЛ 2. УСТАТКУВАННЯ І МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	15
.....	
2.1. Загальна схема експериментальної установки	15
.....	
2.2. Розрядна комірка сильнострумове імпульсного плазмового діода	17
.....	
2.3. Зони виділення енергії в розрядній комірці сильнострумове імпульсного плазмового діода	20
.....	
2.4. Методика розрахунку активної потужності, що виділяється в розряді	24
...	
РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ПОТУЖНОГО ПУЧКА ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ТА ГУСТОЇ ПЛАЗМИ НА ПОВЕРХНЮ ТВЕРДОГО ТІЛА	26
.....	

3.1. Вплив полярності підключення високовольтного електрода на енергію, що виділяється в розряді	26
.....	
3.2. Опромінення поверхні твердого тіла пучками заряджених частинок, прискореними у подвійному шарі об'ємного заряду, та плазмою високої густини	33
.....	
ВИСНОВКИ	42
.....	
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	44
.....	

ВСТУП

Сильнострумові імпульсні пучки заряджених частинок знаходять широке застосування в науці та сучасних технологіях. Зокрема вони використовуються в дослідженнях термоядерного синтезу [1, 2], при генерації потужних імпульсів електромагнітного випромінювання (НВЧ-випромінювання, жорсткого рентгенівського, випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні) [3–5], накачки газових лазерів потужного випромінювання, обробці та модифікації поверхні твердого тіла [6–9]. Перевагою використання сильнострумових імпульсних пучків є можливість отримання великих значень імпульсної потужності на рівні десятків, сотень та навіть тисячі мегават, що є складно досяжним у стаціонарних системах. Це дозволяє досліджувати процеси та властивості матеріалів при критичних та надкритичних навантаження, що є недосяжним у випадку використання стаціонарних пучків.

Багато робіт присвячено дослідженню використання інтенсивних пучків заряджених частинок для обробки поверхні твердого тіла. Надвисокі швидкості нагрівання та охолодження дозволяють отримувати унікальні структури та властивості матеріалів, що суттєво відрізняються від їх будови та властивостей у вихідному рівноважному стані, модифікувати поверхню, формувати особливі захисні та зміцнюючі поверхневі шари [10–12]. Результатом такого впливу є підвищення міцності, зносостійкості та корозійної стійкості матеріалів [13–16]. Використання такого методу відкриває можливість для створення нових технологій радіаційної обробки матеріалів та є актуальним для дослідження.

Перспективним напрямком генерації інтенсивних пучків заряджених частинок є використання самостійного плазмово-пучкового розряду, який надає унікальну можливість локального та швидкого виділення енергії біля поверхні твердого тіла, що обробляється [17]. Формування та прискорення інтенсивних пучків заряджених частинок відбувається в подвійному шарі об'ємного заряду,

на якому зосереджується основне падіння напруги розряду [18]. Прискорюючись в електричному полі подвійного шару інтенсивний пучок виділяє свою енергію одразу за зоною прискорення, на відстані, що порівняна з товщиною шару. Такий механізм передачі енергії є найбільш ефективним за умов низького тиску. Порівнюючи з механізмом зовнішньої інжекції пучка, що формується прискорювачем заряджених частинок, механізм генерації інтенсивного пучка в подвійному шарі має суттєву перевагу, оскільки в цьому випадку відсутній простір транспортування пучка та немає необхідності в зарядовій компенсації потужних пучків при їх транспортуванні.

Метою роботи було визначення можливості проведення імпульсного впливу потужних пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі об'ємного заряду, та плазми високої густини на поверхню твердого тіла в сильнотривовому імпульсному плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода.

Для досягнення поставленої мети вирішувалися наступні завдання:

- 1) Експериментально дослідити вплив полярності підключення високовольтного електрода на енергію, що виділяється в розряді, для визначення оптимального місця розташування зразка в розрядному проміжку.
- 2) Провести опромінення зразка потужними пучками заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі об'ємного заряду, та плазмою високої густини в сильнотривовому імпульсному плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода при різних режимах роботи.
- 3) Визначити рівень потужності та енергії, що виділяється в розряді, під час проведення процесу опромінення зразка.
- 4) Дослідити поверхню зразка після опромінення за допомогою скануючого електронного мікроскопа та визначити елементний склад поверхні зразка методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії.

Робота складається зі вступу, трьох розділів, висновків та списку використаних джерел. У вступі викладена оцінка сучасного стану проблеми на основі аналізу вітчизняної і зарубіжної літератури, актуальність роботи, мета та основні завдання роботи.

В першому розділі представлений літературний огляд по темі дослідження. Наведені перспективні галузі застосування сильнострумівих імпульсних пучків заряджених частинок, зокрема інерційного термоядерного синтезу та модифікації поверхневого шару матеріалів.

Другий розділ присвячений опису устаткування та методики, що використовувалися при проведенні експериментальних досліджень. Зокрема наведена загальна схема експериментальної установки та розрядної комірки сильнострумівого імпульсного плазмового діода. Окремо приділено увагу зонам виділення енергії в розрядній комірці для визначення оптимального положення зразків при їх обробці та методиці розрахунку активної потужності, що виділяється в розряді.

В третьому розділі представлені результати експериментальних досліджень зі впливу потужних пучків заряджених частинок та густої плазми на поверхню твердого тіла. Наведені результати впливу полярності підключення високовольтного електрода на енергію, що виділяється в розряді, та результати опромінення поверхні твердого тіла пучками заряджених частинок, прискореними у подвійному шарі об'ємного заряду, та плазмою високої густини в розрядній комірці сильнострумівого імпульсного плазмового діода.

У висновках наведена оцінка отриманих результатів щодо можливості проведення імпульсного впливу потужних пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі об'ємного заряду, та плазми високої густини на поверхню твердого тіла в сильнострумівому імпульсному плазмовому діоді. Надані рекомендації щодо подальших досліджень в цьому напрямку та ефективного використання результатів дослідження.

РОЗДІЛ 1

ПЕРСПЕКТИВНІ ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ СИЛЬНОСТРУМОВИХ ІМПУЛЬСНИХ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

1.1. Інтенсивні пучки заряджених частинок як драйвери для інерційного термоядерного синтезу

Сильнострумові імпульсні електронні та іонні пучки знайшли широке застосування у вирішенні актуальної сучасної проблеми – дослідженні керованого термоядерного синтезу [1, 2]. При вирішенні цієї проблеми на сьогоднішній день найбільших успіхів досягнуто в двох напрямках. Перше з них ґрунтується на створенні, нагріванні та майже стаціонарному утриманні, за допомогою магнітного поля, високотемпературної плазми, в якій має здійснюватися реакція термоядерного синтезу. Другий напрям це інерційний термоядерний синтез (ІТС), який передбачає симетричне опромінення різного роду пучками малих сферичних капсул, що містять термоядерне паливо – суміш дейтерію та тритію. У процесі такого опромінення відбувається дуже швидке нагрівання, випаровування і розліт речовини поверхні капсул, що викликає народження ударної хвилі, що стискає речовину всередині капсули з щільністю, яка в 10^3 – 10^4 разів перевищує щільність твердого тіла. При цьому речовина настільки сильно стискається і нагрівається, що навіть за той короткий час, поки існує стислий стан, встигає відбутися термоядерна реакція, яка продовжується на стадії розльоту мішені. В якості пучків, що опромінюють, або так званих драйверів, можуть використовуватися електронні, іонні, лазерні пучки, а також потужні потоки м'якого рентгенівського випромінювання. За результатами чисельного моделювання процесів, що відбуваються всередині капсули, для досягнення прийнятної ефективності в ході здійснення ІТС потрібна потужність

драйверів на рівні 10^{14} – 10^{15} Вт протягом часу ~ 10 нс та запасом енергії в них на рівні 10 МДж.

Використання в якості драйвера електронних пучків має низку переваг перед іншими типами драйверів. Серед них основними є те, що досягнуто необхідної потужності та енерговмісту в драйвері ($P \sim 10^{14}$ Вт, $E \sim 1$ – 3 МДж – прискорювач PBFA-I Sandia National Lab., США); отримана висока (до 70–80 %) ефективність перетворення накопиченої енергії в енергію пучка; здійснено фокусування електронного пучка безпосередньо в діоді на поверхні сферичної оболонки діаметром 0,4 см, здійснено її сферично-симетричний стиск; досягнуто високих параметрів експерименту: густина струму пучка $j_e \sim 2 \cdot 10^7$ А/см², густина потужності $P \sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (прискорювач PBFA-I Sandia National Lab., США) [19].

Разом з тим, електронні пучки мають і низку недоліків, які на сьогоднішній день не дозволяють розвивати дослідження з ІТС у цьому напрямку. Це велика глибина гальмування електронів у речовині, за рахунок чого речовина мішені розігрівається самим пучком, а також його гальмівним випромінюванням, що робить проблематичним більш щільніше стиснення речовини мішені. Крім того є жорсткі вимоги на сферичність електронного потоку при опроміненні мішені, порушення яких призводить до відхилення електронів пучка власним магнітним полем і тим самим дефокусування пучка.

Дуже перспективним драйвером для вирішення проблеми ІТС є іонні пучки, застосування яких має низку переваг. По перше на сьогодні практично досягнута необхідна потужність пучка та енергія в імпульсі. Так, наприклад, на прискорювачі PBFA-II (рис. 1.1) в Sandia National Lab., США [19], були отримані наступні параметри пучка атомів Li: енергія частинок – 10 МеВ, струм – 2 МА, потужність – 20 ТВт, енергія в імпульсі – 3,6 МДж. Окрім того досягнуто високої (~ 70 %) ефективності генерації потужних іонних пучків. Серед інших переваг є те, що іонні пучки мають малу глибину поглинання в речовині при класичному

механізмі поглинання, а також дуже малим відбиттям від мішені; практично немає жорсткого рентгенівського випромінювання, яке прогріває мішень і ускладнює її стискання; у речовині мішені, що випаровується, не виникають такі плазмові явища, як турбулентність, погіршення теплопровідності, а також відсутність генерації надтеплових електронів у плазмі, що розлітається з поверхні капсули. Наявність таких електронів призводить до швидкого розвитку нестійкостей у цій плазмі, що у свою чергу спричиняє порушення симетрії обтиснення.

Що стосується недоліків такого драйвера, то серед них необхідно відзначити недостатню, отриману на сьогоднішній день, для вирішення проблеми ІТС густину потужності на поверхні малих капсул, яка обумовлена складністю транспортування і особливо фокусування таких інтенсивних пучків іонних. Це обумовлює подальші дослідження в галузі генерації надінтенсивних іонних потоків. Проте варто також відзначити, що на сьогодні досягнуто значених результатів в області створення драйверів на основі інтенсивних лазерних пучків, а також Z-пінчів, що генерують потужні потоки м'якого рентгенівського випромінювання, які є фундаментом для створення установок наступного покоління.



Рис. 1.1. Фотографія установки PBFA-II під час розряду [19]

1.2. Модифікація поверхні матеріалів імпульсними інтенсивними пучками заряджених частинок

У сучасних технологіях обробки матеріалів висококонцентровані джерела енергії знаходять широке застосування. До таких джерел енергії відносяться плазмові потоки, лазерні, іонні та електронні пучки. Перспективними є низькоенергетичні сильнострумові імпульсні електронні пучки, що дозволяють регулювати в широкому інтервалі енергію електронів, глибину їхнього проникнення в метал, характеристики та динаміку температури та напруження. Об'ємний характер виділення енергії та можливість зміни тривалості імпульсу роблять імпульсний електронний пучок універсальним джерелом. Розрізняють високоенергетичні та низькоенергетичні сильнострумові електронні пучки. Низькоенергетичні пучки мають суттєві переваги перед високоенергетичними, оскільки дозволяють забезпечити високу (до 35 Дж/см^2) густину енергії пучка електронів при низькій напрузі прискорення та енергії електронів, що не перевищує 20–30 кеВ, що суттєво спрощує радіаційний захист [20].

Імпульсні інтенсивні пучки іонів зазвичай застосовують для легування та модифікації поверхні твердих тіл, включаючи метали, кераміку, полімери та змішані матеріалів, а також для синтезу тонких плівок і нанопорошків. Швидка термічна обробка іонами є досить перспективною для великомасштабного комерційного використання завдяки високому питомому енерговиділенню іонів без відбиття, що призводить до зміни мікроструктури, зменшення розміру зерна, утворення метастабільної фази та покращення механічних та інших властивостей в обробленій області [21].

На сьогоднішній день достатньо велика кількість експериментальних та теоретичних досліджень присвячені модифікації властивостей поверхні металу за допомогою імпульсних (10^{-7} – 10^{-4} с) сильнострумових (1 – 100 А/см^2) пучків електронів та іонів з енергією до кількох сотень кеВ [22]. Взаємодія таких пучків

з матеріалом супроводжується різними явищами, серед яких надзвичайно швидке нагрівання та охолодження поверхневого шару, створення великого градієнта тиску та різні фазові переходи матеріалу. В результаті такої взаємодії можна отримати значне покращення різних властивостей (твердість, корозійна стійкість, зносостійкість еластичність тощо) поверхневого шару матеріалу глибиною до декількох десятків мкм, а також досягти ефектів, які недосяжні при традиційних методах обробки [13–16].

Наступним явищем є генерація динамічних напружень у твердому тілі, розповсюдження ударних хвиль, радіаційно і термоградієнтно стимульоване перенесення вакансій, домішок. Різноманітність цих процесів, що об'єднуються єдиною назвою абляційних процесів, визначається, в основному, сортом частинок, що бомбардують, величинами питомої потужності та енергії пучків, оскільки довжина пробігу частинок у твердому тілі, істотною мірою, визначає величину питомого енерговиділення [23]. У цьому плані іони мають переваги перед електронами, однак, складність установок у разі іонів залишають електронні пучки досить привабливим інструментом не тільки для досліджень, але і для практичних застосувань.

Однією з особливостей взаємодії пучок-мішень є генерація плазми поблизу металевої мішені, яка може суттєво впливати на процеси модифікації властивостей поверхні. У випадку сильнострумівих електронних пучків ця плазма утворюється іонізацією електронним ударом моношарів адсорбованого газу та атомів металу, що випаровуються з мішені, нагрітої пучком електронів високої енергії. Іони плазми можуть поширюватися в напрямку, протилежному руху електронного пучка, що призводить до нейтралізації просторового заряду електронного пучка і, відповідно, до зміни властивостей руху пучка.

Експериментальні дослідження, проведені в роботі [24], з використанням сильнострумівих електронних пучків тривалістю до 200 мкс, енергією електронів ~ 100 кеВ і густиною електронного струму на мішені ~ 10 А/см², що

генеруються установкою GESA I та GESA II (рис. 1.2), дозволили визначити деякі основні властивості плазми, що утворюється поблизу різних металевих мішеней. В роботі використовується сильноточовий імпульсний електронний пучок, який генерується у вакуумному діоді з вибухово-емісійним катодом та транспортується до мішені в магнітному полі, що направляє та замагнічує пучок. Ці дослідження показали, що при часовій затримці ≥ 40 мкс від початку взаємодії електронного пучка з мішенню відбувається інтенсивне випаровування нейтралів з поверхні мішені зі швидкістю $2 \cdot 10^5$ см/с і швидкістю випаровування 10^{24} частинок/(см²·с), а також, що густина та температура електронів утвореної плазми досягає $n_e \leq 4 \cdot 10^{14}$ см³ і $T_e \sim 0,5$ еВ відповідно.

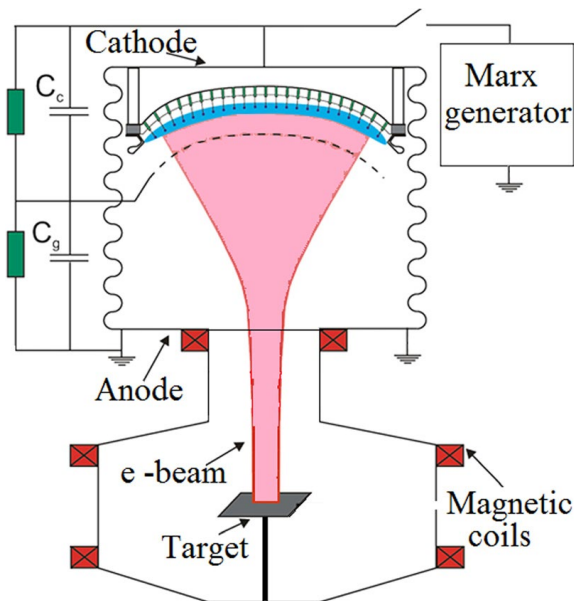


Рис. 1.2. Схематичне зображення експериментальної установки GESA [24]

Використання таких інтенсивних імпульсних електронних пучків дозволяє дуже ефективно та швидко виділяти енергію в поверхневих шарах матеріалів (рис. 1.3). Поверхня матеріалу оплавляється одним імпульсом на глибину до 100 мкм залежно від питомого енерговиділення ($5\text{--}60$ Дж/см²). Після закінчення імпульсу (~ 10 мкс) шар розплаву охолоджується за рахунок теплопровідності зі швидкостями охолодження $10^6\text{--}10^9$ К/с. Таким чином, у модифікованому поверхневому шарі утворюються мікрокристалічні, нанокристалічні або навіть

аморфні структури, які демонструють покращену твердість, стійкість до корозії та зносостійкість. На сьогоднішній день одним із важливих застосуванням є поверхневе сплавлення металів з різними матеріалами. Також в центрі уваги прикладних досліджень знаходиться легування алюмінію на сталевих поверхнях для покращення корозійної стійкості.

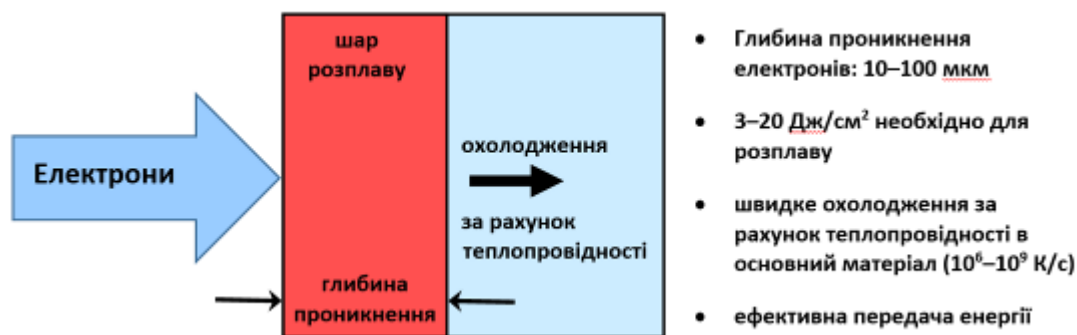


Рис. 1.3. Схема виділення енергії імпульсним електронним пучком в поверхневому шарі матеріалу

Вважається, що одним із основних негативних ефектів, викликаних обробкою імпульсним енергетичним пучком, є утворення кратерів на поверхні, що зазвичай розглядається як погіршення стану поверхні [25]. Наслідками утворення кратерів є збільшення шорсткості поверхні та утворення в приповерхневому шарі локальних областей із сильно нерівномірними деформовано-напруженими станами. Ці зміни мають погіршувати міцність і корозійну стійкість матеріалу. Однак нещодавні дослідження показали, що за належної обробки механізм утворення кратерів можна використовувати для видалення домішок на поверхневому шарі за допомогою так званого ефекту «вибіркового очищення». На прикладі нержавіючої сталі 316L та сплав NiTi було показано, що такий ефект покращує стійкість до корозії [12]. З іншого боку, вважається, що утворення кратерів певною мірою пов'язане з утворенням ударних хвиль, які породжують значну модифікацію матеріалу. Механізми утворення кратерів вивчаються окремо для контролю виникнення кратерів та властивостями, з якими вони пов'язані.

РОЗДІЛ 2

УСТАТКУВАННЯ І МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1. Загальна схема експериментальної установки

Експериментальні дослідження впливу пучків заряджених частинок та плазми високої густини на поверхню твердих тіл проводилися в експериментальній установці, загальна схема якої наведена на рис. 2.1.

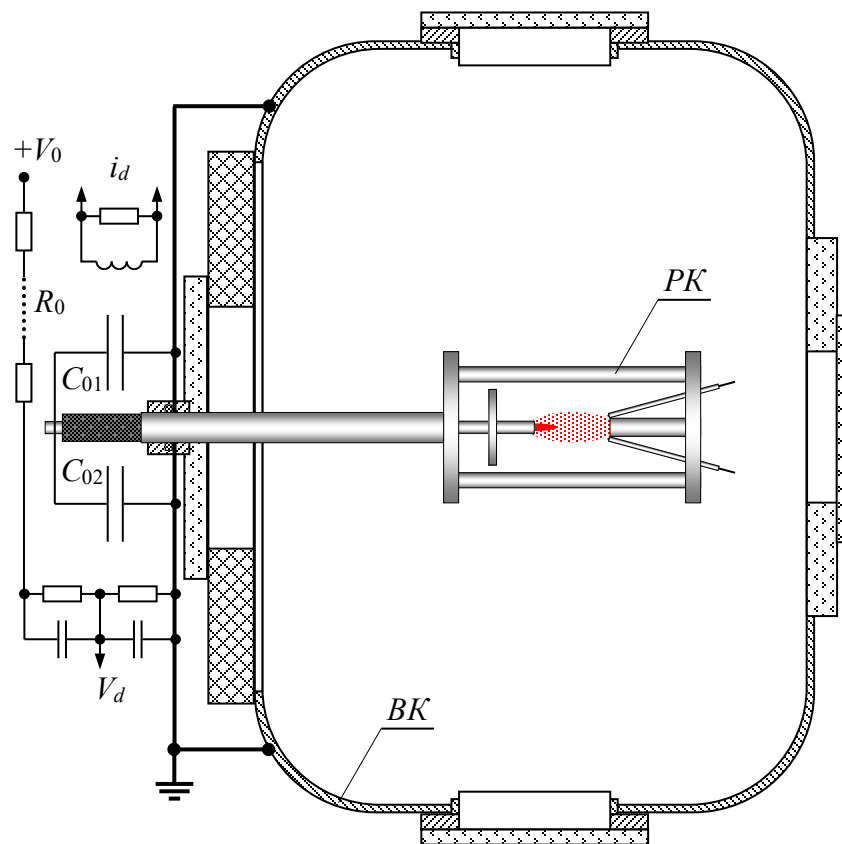


Рис. 2.1. Загальна схема експериментальної установки

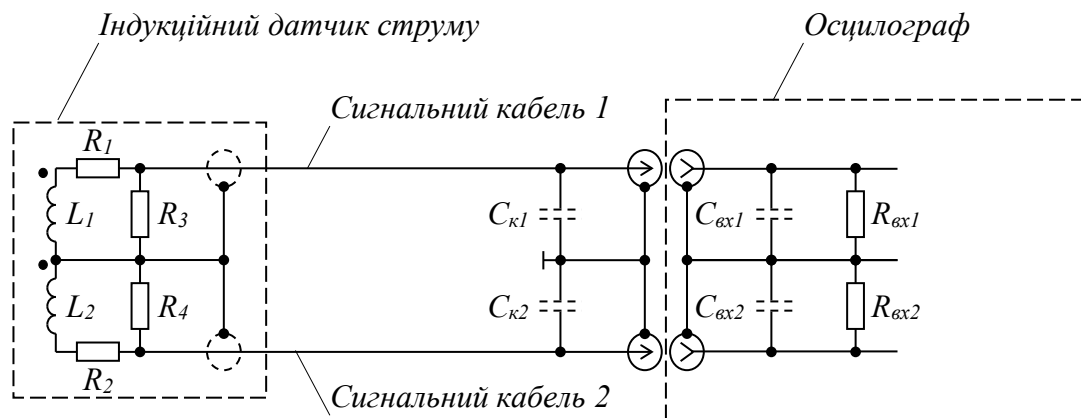
Розрядна комірка сильнотривового імпульсного плазмового діода PK поміщалася у вакуумну камеру BK , яка в подальшому відкачувалася до робочого тиску $\sim 10^{-6}$ Тор. Відкачка вакуумної камери до низького тиску здійснювалася за допомогою турбомолекулярного вакуумного насоса з максимальною швидкістю

відкачки 600 л/с. Форвакуумна відкачка вакуумної камери і турбомолекулярного насосу здійснювалась насосом типу 2НВР-5ДМ. Використання турбомолекулярного насосу забезпечувало здебільшого чистий безолійний вакуум, що необхідний для проведення технологічних процесів обробки поверхні твердих тіл.

Вимірювання форвакуумного тиску у вакуумній камері та на виході турбомолекулярного насосу відбувався відповідно з використанням термодатчиків типу ПМТ-2, а вимірювання низького тиску в камері – за допомогою іонізаційного датчика типу ПМІ-2.

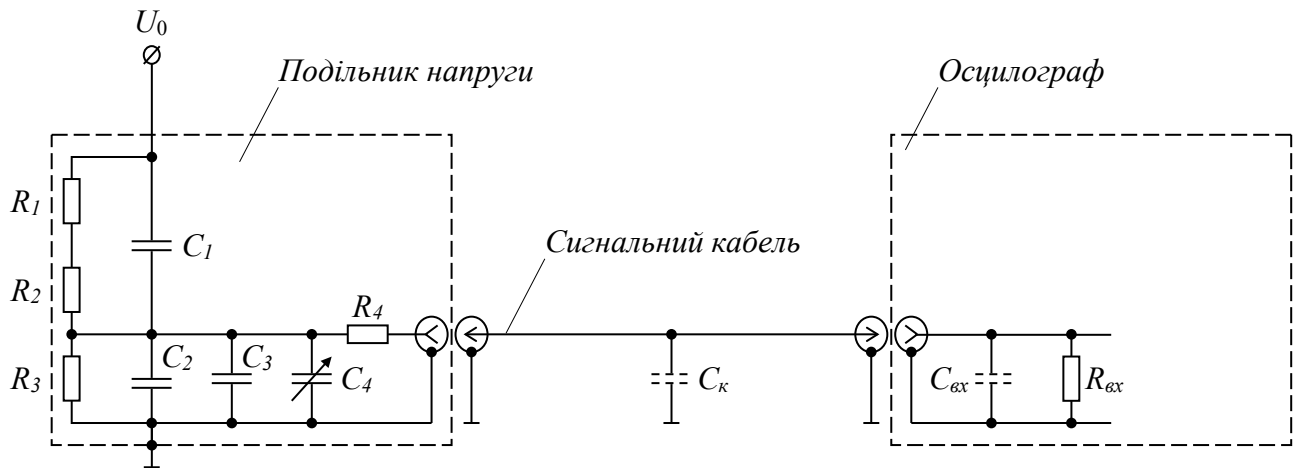
В якості джерела живлення розрядної комірки використовувалася конденсаторна батарея C_0 сумарною ємністю 1,914 мкФ, яка заряджалася через зарядний опір R_0 до напруги V_0 від 4 до 12 кВ.

Для діагностики розрядного струму використовувався індукційний датчик струму i_d , еквівалентна схема якого наведена на рис. 2.2, а для контролю розряду конденсаторної батареї – збалансований подільник напруги з гасінням зворотної хвилі V_d , еквівалентна схема якого зображена на рис. 2.3.



L_1, L_2 – індуктивності котушок, що вимірюють; R_1, R_2 – власні опори котушок, що вимірюють; R_3, R_4 – вимірювальні опори; $C_{к1}, C_{к2}$ – паразитні ємності сигнальних кабелів; $C_{вх1}, C_{вх2}$ – паразитні ємності входів осцилографа; $R_{вх1}, R_{вх2}$ – входні опори осцилографа.

Рис. 2.2. Схема індукційного датчика струму

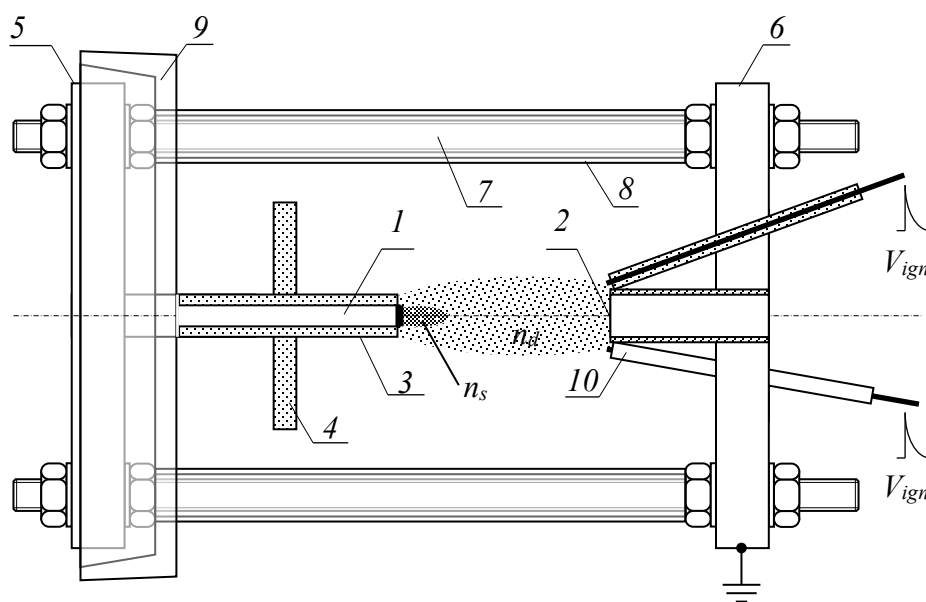


U_0 – напруга, що вимірюється; R_1, R_2, C_1 – елементи високовольтного плеча подільника напруги; R_3, C_2, C_3, C_4 – елементи низьковольтного плеча подільника напруги; R_4 – резистор гасіння зворотної хвилі; $C_к$ – паразитна ємність сигнального кабелю; $C_{вх}$ – паразитна ємність входу осцилографа; $R_{вх}$ – вхідний опір осцилографа.

Рис. 2.3. Схема збалансованого подільника напруги з гасінням зворотної хвилі

2.2. Розрядна комірка сильнотривого імпульсного плазмового діода

Схематичне зображення розрядної комірки сильнотривого імпульсного плазмового діода представлено на рис. 2.4. Плазмовий діод включав в себе два мідні електроди: стрижневий електрод 1, який напряму підключався до конденсаторної батареї та на початку мав високий потенціал позитивної полярності, а також трубчатий електрод 2, який на початку мав потенціал землі. Трубчатий електрод підключався до конденсаторної батареї через ланцюг зворотного струму 7. З метою уникнення замикання струму на стінку камери, всі струмопровідні елементи розрядної комірки закривалися скляними ізоляторами 8, 9. Електроди діода кріпилися до фланців кріплення 5, 6, які з'єднувалися шиною зворотного струму 7.



1 – високовольний стрижневий електрод; 2 – заземлений трубчатий електрод;
 3 – керамічний ізолятор; 4 – керамічний гребінь; 5, 6 – фланці кріплення;
 7 – шини зворотного струму; 8, 9 – скляні ізолятори; 10 – електроди підпалу

Рис. 2.4. Схематичне зображення розрядної комірки сильнострумового імпульсного плазмового діода

Ключовою особливістю даної розрядної комірки було обмеження робочої поверхні високовольтного електрода трубчатим керамічним ізолятором 3, таким чином, що робочою поверхнею залишався лише торець цього електрода. Таке обмеження робочої поверхні високовольтного електрода сприяло концентрації на електрод високої густини розрядного струму (до 2 MA/cm^2) та забезпечувало формування подвійного шару об'ємного заряду біля його поверхні. Площа робочої поверхні заземленого електрода становила $2,35 \text{ cm}^2$ (діаметр та довжина електрода 1 см та 3 см, відповідно), площа робочої поверхні заземленого електрода могла варіюватися від $0,02 \text{ cm}^2$ до $0,2 \text{ cm}^2$ (діаметр електрода відповідно від 0,15 см до 0,5 см). Відстань між електродами була не змінна та складала 5 см.

Розряд збуджувався за умов низького тиску $\sim 10^{-6}$ Тор після подачі імпульсу напруги на електроди підпалу 10, які були виготовлені з вольфрамового дроту,

що поміщався в керамічний ізолятор. Імпульсна напруга $V_{ign} = 0,5\text{--}4$ кВ підводилась до електродів від пристрою підпалу. За рахунок поверхневого пробоя між електродами підпалу та трубчатим електродом формувалася первинна плазма з густиною до 10^{12} см⁻³, що заповнювала весь розрядний проміжок. Для рівномірного заповнення розрядного проміжку первинною плазмою необхідно було забезпечити синхронність спрацьовування всіх трьох електродів підпалу. Для цього електрична схема пристрою підпалу включала в себе трансформатор, який при подачі напруги на один з електродів підпалу автоматично підвищував напругу на двох інших. Цим досягалося також стійка повторюваність підпалу від імпульсу до імпульсу.

Після заповнення розрядного проміжку первинною плазмою відбувалося замикання проміжку та протікання струму, за рахунок розряду конденсаторної батареї. На цьому етапі вся прикладена до розряду напруга була зосереджена на подвійному шарі біля поверхні високовольтного електроду. Електрони первинної плазми прискорюючись в подвійному шарі опромінювали робочу поверхню високовольтного електрода, що призводило до її нагрівання, випаровування, іонізації парів та створення густої приелектродної плазми з густиною до $10^{16}\text{--}10^{17}$ см⁻³.

При розширенні густої приелектродної плазми вглиб розрядного проміжку розрядний струм поступово зростає, що в свою чергу призводить до зменшення активного опору розряду. В момент, коли активний опір розряду стає менше подвоєного хвильового опору $\rho = \sqrt{L/C}$, розряд переходить до сильнострумової індуктивної стадії з амплітудою струму до 35 кА і періодом коливання $\sim 3,5$ мкс. Загальна тривалість розряду, в залежності від зарядної напруги, становила $\sim 10\text{--}20$ мкс.

З переходом до сильнострумової індуктивної стадії подвійний шар біля високовольтного електрода зникає, оскільки порушуються умови його існування (зникало обмеження на протікання струму за рахунок підвищення концентрації

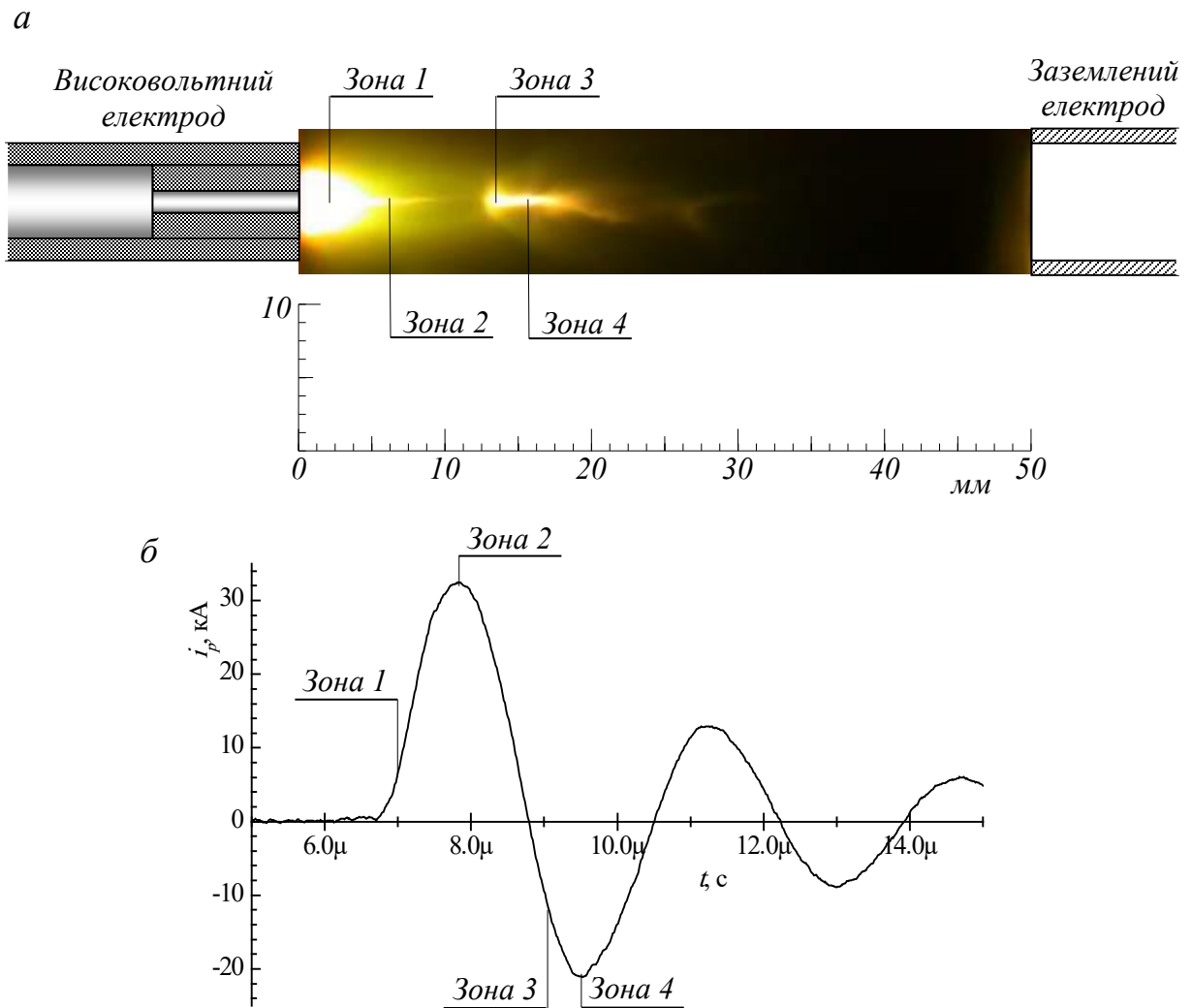
плазми), проте періодично в розрядному проміжку утворювалися та зникали інші подвійні шари, змінюючи свою локалізацію та величину падіння потенціалу в шарі.

2.3. Зони виділення енергії в розрядній комірці сильнострумове імпульсного плазмового діода

Для визначення оптимального положення зразків при обробці інтенсивними пучками заряджених частинок, прискореними у подвійному шару, та густою плазмою необхідно було з'ясувати локалізацію зон виділення енергії в розрядному проміжку. В проведених попередніх дослідженнях [26] були визначені чотири основні області утворення подвійного шару в розрядній комірці та відповідно зони локального виділення енергії в розряді. На рис. 2.5а показане схематичне зображення розрядної комірки з фотографією розрядного проміжку в момент розряду та відміченими на фото характерними зонами виділення енергії. З рисунка видно, що кожній зоні виділення енергії відповідає густа плазма, яка має різні розміри та форми. Динаміка плазмових утворень напряму залежить від динаміки розрядного струму (рис. 2.5б).

Зона 1 відповідає густій приелектродній плазмі, що формується в момент переходу розряду від високовольтної до сильнострумової індуктивної стадії. В цьому випадку на подвійному шарі біля високовольтного електрода зосереджується майже вся активна напруга розряду. Саме в цей момент в розряді виділяється основна доля енергії. Зона 2 формується при досягненні розрядним струмом максимального значення. В цьому випадку власне магнітне поле, що утворюється при протіканні розрядного струму, стискає плазму в радіальному напрямку. Як наслідок спостерігається ускладнення перенесення струму плазмою і в області стискання плазми формується подвійний шар, який виділяє свою енергію в цій зоні.

Зона 3 та зона 4 формується подібно зоні 1 та зоні 2, відмінність лише в направленні електронного пучка прискореного в подвійному шарі. У першому півперіоді, коли високовольтний електрод має позитивну полярність, електронний пучок направлений до його поверхні, у другому півперіоді, коли полярність змінюється – навпаки, від його поверхні.



a – схема розрядної комірки з характерними зонами поглинання енергії;
b – осцилограма розрядного струму з чередуванням зон поглинання енергії

Рис. 2.5. Зони поглинання енергії у плазмовому діоді з обмеженою поверхнею високовольтного електрода [26]

Рис. 2.6 схематично демонструє конфігурацію подвійного шару відповідно до зон виділення енергії (рис. 2.5) та показує направленість електронного пучка в тому чи іншому випадку.

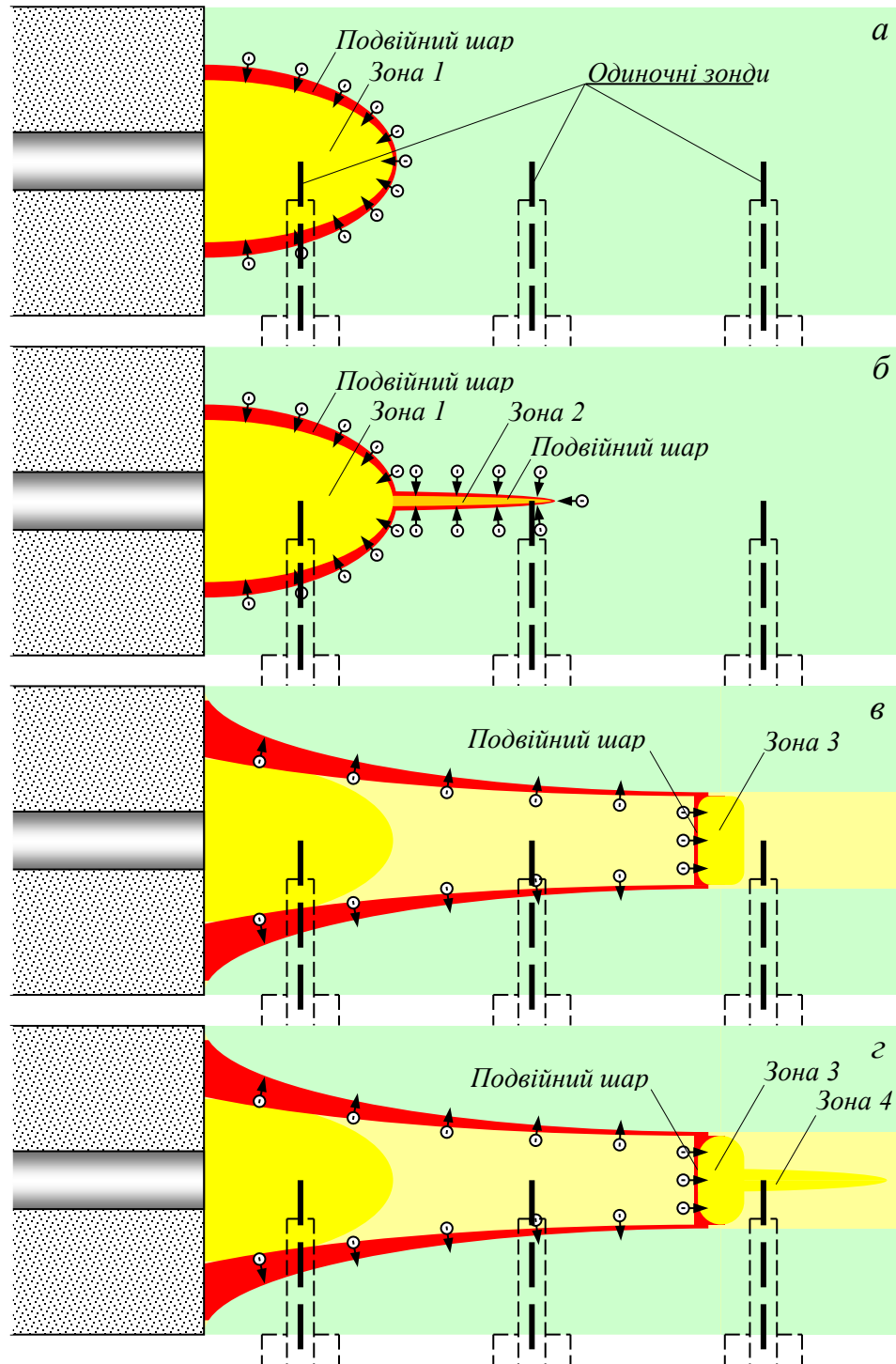


Рис. 2.6. Схематичне зображення конфігурацій подвійного шару об'ємного заряду відповідно до зон поглинання енергії (рис. 2.5)

Підтвердженням зон виділення енергії є проведені в роботі [27] дослідження просторового розподілу інтенсивності випромінювання з плазми багаторазово іонізованих атомів олова. Ці дослідження були виконані за допомогою швидкісної (роздільна здатність за часом 10 нс) матриці фотоemisійних детекторів вакуумного ультрафіолетового (ВУФ) випромінювання. В роботі [28] було показано, що за генерацію інтенсивного ВУФ випромінювання відповідає пучковий механізм розігріву плазми за рахунок формування в плазмі подвійного шару. На рис. 2.7. наведений просторовий розподіл інтенсивності ВУФ випромінювання для перших трьох півперіодів коливань розрядного струму. Саме в ці півперіоди спостерігається інтенсивне випромінювання з плазми.

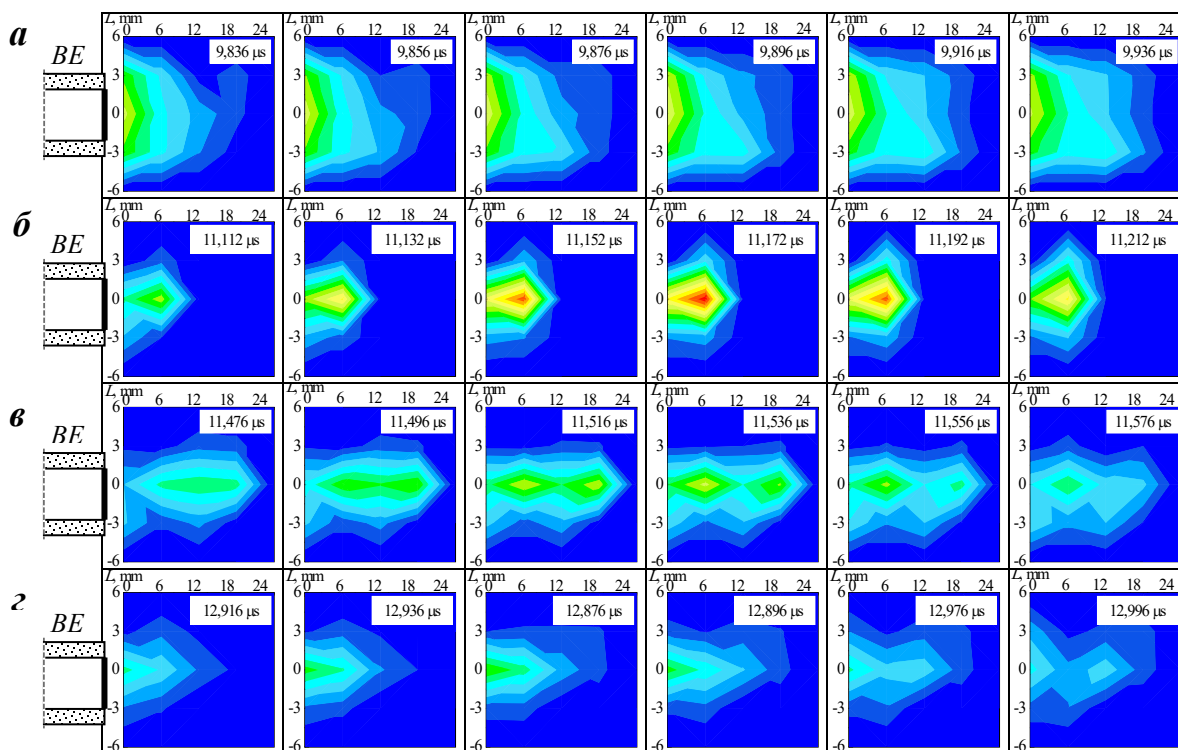


Рис. 2.7. Просторовий розподіл інтенсивності ВУФ випромінювання з плазми багаторазово іонізованих атомів олова в 1-му (а), 2-му (б, в) та 3-му (г) півперіодах протікання розрядного струму [27]

З рисунка видно, що в першому півперіоді (рис. 2.7 а) випромінювання спостерігається з густої приелектродної плазми, поперечні розміри якої порівняні з розміром високовольтного електрода, та відповідає зоні 1 виділення енергії. Рис. 2.7 б та рис. 2.7 в відповідає зонам виділення енергії 3 та 4. Випромінювання в цьому випадку генерується з густих плазмових згустків зміщених вздовж осі розряду. Варто відмітити, що зона 2 виділення енергії не спостерігається на наведеному просторовому розподілі інтенсивності випромінювання, оскільки ВУФ випромінювання з цієї області генерується переважно у повздовжньому напрямку, в той час як ВУФ матриця реєструвала лише поперечне випромінювання.

2.4. Методика розрахунку активної потужності, що виділяється в розряді

Для оцінки імпульсного впливу інтенсивних пучків заряджених частинок на поверхню твердих тіл необхідно було визначити рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді та, відповідно, на поверхні зразка. Визначення динаміки активної потужності в сильнострумових імпульсних розрядах є досить нетривіальним завданням. Якщо струм розряду – це величина, що вимірюється, то безпосереднє вимірювання активної напруги в імпульсному сильнострумовому розряді практично неможливо. Для оцінки рівня активної потужності використовувалася методика розрахунку активної потужності сильнострумового імпульсного розряду [29]. Згідно з цією методикою активна потужність розряду $P_a(t)$ визначається за експериментально отриманою часовою залежністю розрядного струму $i_d(t)$ за наступним виразом:

$$P_a(t) = \left[V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d(\tau) d\tau - \left(L_{cp} + 8 \cdot 10^{-3} l_d \cdot \frac{a \cdot i_d^4}{1 - a \cdot i_d^4} \right) \cdot \frac{di_d}{dt} \right] \cdot i_d - R_{cp} \cdot i_d^2 \quad (2.1)$$

де V_0 – зарядна напругу; C_0 – ємність конденсаторної батареї; L_{cp} – сумарна індуктивність розрядного ланцюга; R_{cp} – сумарний активний опір розрядного ланцюга; l_d – довжина розрядного проміжку; a – коефіцієнт пропорційності.

Варто відзначити, що при розрахунку активної враховувалася не вся активна потужність, а лише та, що обумовлена пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі. Саме подвійний шар відповідає за локальне введення енергії в розряд, зважаючи на потужний колективний дисипативний механізм передачі енергії від електронного пучка до плазми. Тому в активній напрузі розряду, розглядалася тільки та її частина, яка зосереджена на подвійному електричному шарі об'ємного заряду. Приелектродні стрибки потенціалу та активне падіння напруги на плазмовому стовпі за рахунок зіткнень не розглядалися.

У виразі для активної потужності використовується дійсне значення розрядного струму, яке відновлюється за формою розрядного струму, що отримана з індукційного датчика струму (рис. 2.2), за наступним виразом:

$$\frac{1}{\mu} \cdot i_1 = \left(1 + \frac{R_w R C_p}{L}\right) \cdot V_R + R C_p \cdot \left[\frac{dV_R}{dt} - \frac{dV_R}{dt} \Big|_{t=0} \right] + \frac{R_w + R}{L} \cdot \int_0^t V_R(\tau) d\tau \quad (2.2)$$

де L – котушка індукційного датчика струму; R_w – активний опір котушки датчика, R – вимірювальний опір; C_p – паразитна ємність; V_R – сигнал, що спостерігається на осцилографі; $\mu = L/RM$ – коефіцієнт чутливості датчика, M – коефіцієнт зв'язку між провідником зі струмом i_1 та вимірювальною обмоткою датчика.

РОЗДІЛ 3

ВПЛИВ ПОТУЖНОГО ПУЧКА ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ТА ГУСТОЇ ПЛАЗМИ НА ПОВЕРХНЮ ТВЕРДОГО ТІЛА

3.1. Вплив полярності підключення високовольтного електрода на енергію, що виділяється в розряді

Формування зон виділення енергії в розряді залежить від місця локалізації подвійного шару та напрямку прискорення електронного пучка. Обмеження робочої поверхні високовольтного електрода сприяє формуванню подвійного шару біля його поверхні. На подвійному шарі зосереджується майже вся активна напруга, що прикладається до розрядного проміжку. При позитивній полярності, коли в перший момент часу високовольтний електрод знаходиться під позитивним потенціалом відносно заземленого електрода, електронний пучок в непарному півперіоді розрядного струму прискорюється до поверхні високовольтного електрода. Іонний пучок, навпаки, прискорюється від його поверхні. У парному півперіоді полярність протікання струму змінюється, відповідно змінюється і напрям прискорення пучків заряджених частинок.

При опроміненні поверхні зразка пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі, важливо обрати оптимальне місце його розташування в розрядному проміжку для отримання заданих параметрів. Від місця розташування зразка в певний період протікання розряду залежить вид заряджених частинок (електрони або іони), якими буде опромінюватися зразок, а також рівень потужності пучка та енергії, що буде виділятися на його поверхні. Для цього потрібно було дослідити яким чином впливає полярність підключення високовольтного електрода на динаміку протікання розряду та рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді.

На рис. 3.1. наведена динаміка розрядного струму (*a*), активної напруги розряду (*б*), активної потужності розряду (*в*, *г*) при позитивній та негативній полярності підключення високовольтного електрода. Чорна крива на рис. 3.1*в* відповідає сумарній активній потужності розряду, яка включає в себе потужність, що обумовлена пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі, та потужність, що виділяється на активному опорі розрядного ланцюга. Червона крива на рис. 3.1*в* відповідає потужності, що виділяється в розрядному ланцюзі на її активному опорі. Рис. 3.1*г* демонструє динаміку активної потужності, що обумовлена пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі. Саме ця потужність представляє інтерес для дослідження, оскільки вона відповідає за локальне введення потужності в розряд. Представлені часові залежності розрядних характеристик були отримані при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 11$ кВ, що відповідає початковому енергозапасу $W_0 \sim 115$ Дж.

Порівнюючи між собою динаміки розрядних характеристик при позитивній та негативній полярності підключення високовольтного електрода можна побачити, що зміна полярності не призводить до їх суттєвих змін. Максимальний розрядний струм в обох випадках складає ~ 25 кА (рис. 3.1*а*). З динаміки активної напруги (рис. 3.1*б*) видно, що при переході розряду від високовольтної до сильнострумової стадії спостерігається значний стрибок напруги, який пов'язаний з формуванням подвійного шару. В цей момент відбувається основне введення потужності в розряд. У випадку позитивної полярності рівень потужності, що локально вводиться в розряд, досягає 60 МВт (рис. 3.1*г*). У випадку негативної полярності рівень цієї потужності досягає 40 МВт, хоча падіння напруги на подвійному шарі в обох випадках мають приблизно однакові значення ~ 6 кВ. Різниця в рівнях потужності пов'язана з тим, що формування подвійного шару у випадку позитивної полярності відбувається при більшому значенні розрядного струму ніж у випадку

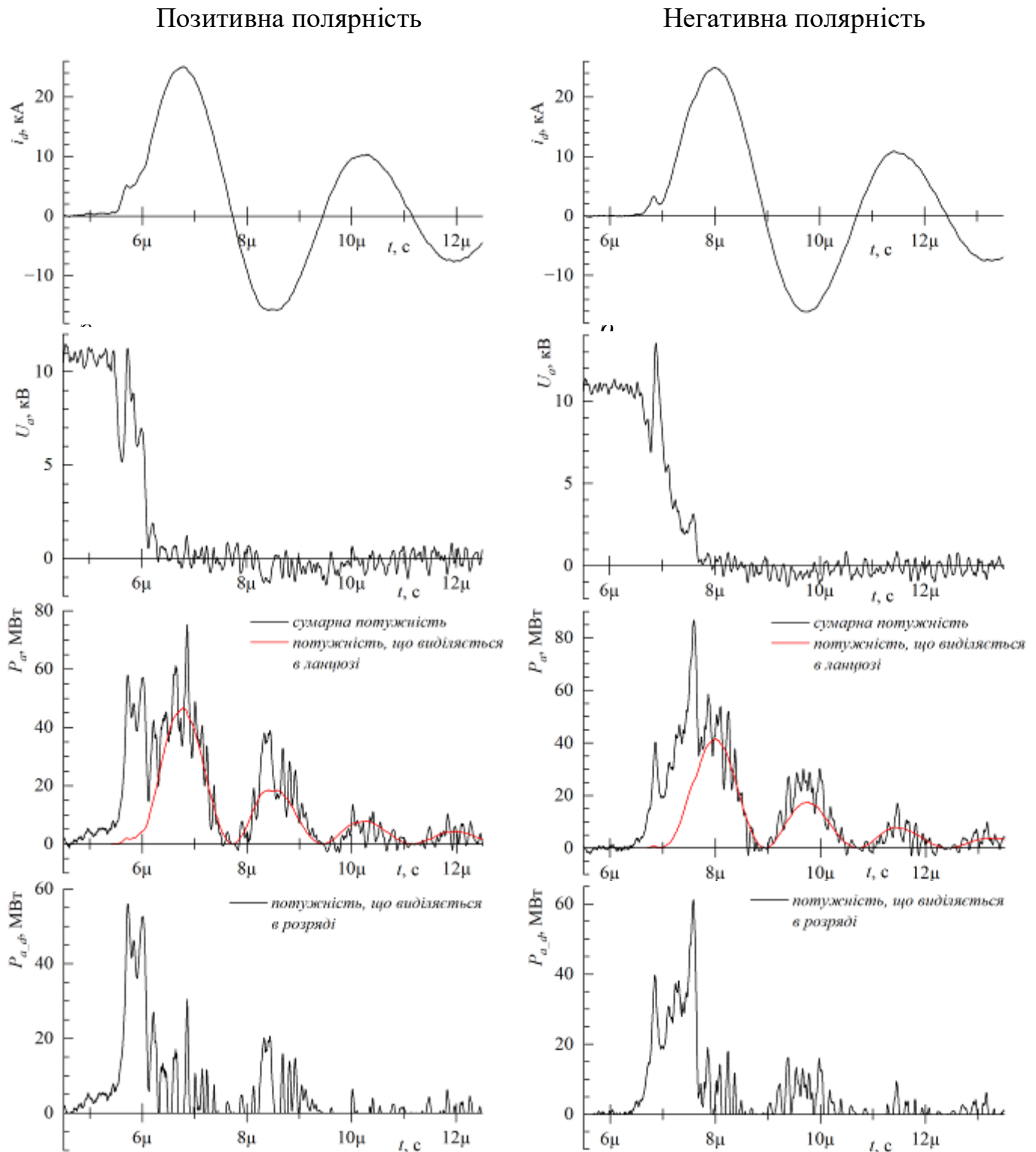


Рис. 3.1. Динаміка розрядного струму (а), активної напруги розряду (б), активної потужності розряду (в, г) при позитивній і негативній полярності підключення високовольтного електрода та зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ

негативної полярності. Проте у випадку негативної полярності спостерігається подальший стрибок активної напруги розряду поблизу максимуму розрядного струму з відповідним введенням локальної потужності в розряд на рівні 60 МВт. У випадку позитивної полярності на максимумі розрядного струму також спостерігається пікове введення потужності на рівні 30 МВт. Також з динаміки активної потужності розряду видно, що в обох випадках спостерігається введення активної потужності в розряд величиною до 20 МВт.

На рис. 3.2 представлена динаміка питомої енергії, що виділяється в розряді, при позитивній (червона крива) і негативній (чорна крива) полярності підключення високовольтного електрода та зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ. Під терміном питома енергія мається на увазі відношення енергії, що виділяється в розряді, до енергії збереженої в конденсаторній батареї. Суцільна крива відповідає сумарній енергії, що виділяється в розряді, пунктирна – енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару. Енергії розраховувалися із динаміки активної потужності представленої на рис. 3.1.

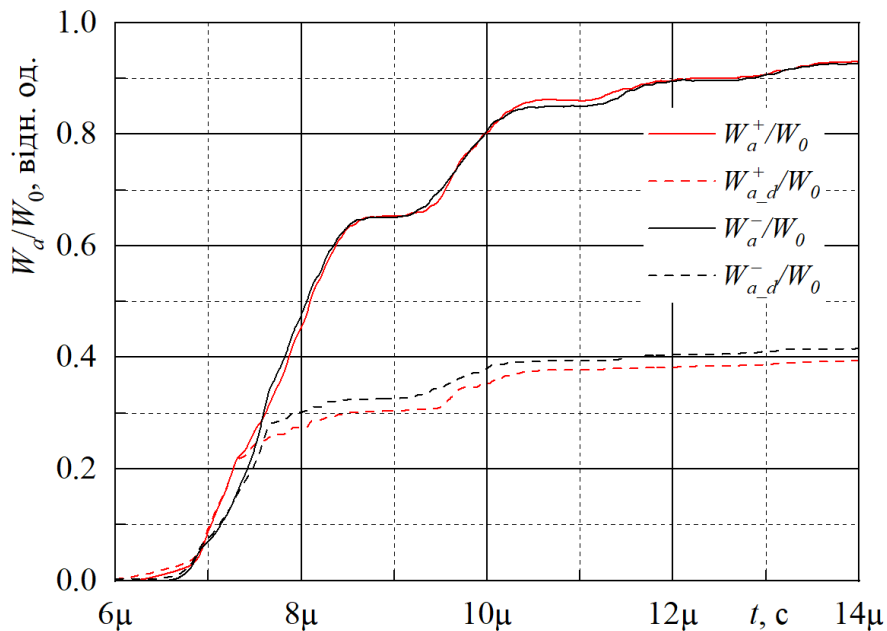


Рис. 3.2. Динаміка питомої енергії, що виділяється в розряді, при позитивній і негативній полярності підключення високовольтного електрода при зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ

З рисунка видно, що основна частина енергії виділяється в першому півперіоді розрядного струму. Порівнюючи динаміки питомої енергії для позитивної та негативної полярності можна побачити, що динаміки сумарної питомої енергії, мають подібну форму та значення амплітуди. Проте є відмінності в динаміці питомої енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару. У випадку негативної полярності амплітудні значення енергії вищі ніж у випадку позитивної полярності. Для з'ясування причини такого підвищення енергії при зміні полярності необхідно було дослідити енергію, що виділяється в розряді, для різних значень енергозапасу конденсаторної батареї.

На рис. 3.3 наведена залежність енергії, що виділяється в розряді в першому півперіоді розрядного струму, від енергозапасу конденсаторної батареї. Червоний колір кривих відповідає позитивній полярності, чорний колір – негативній полярності. Суцільною лінією показана сумарна енергія, що виділяється в розряді, пунктирною лінією – енергія, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару. На рис. 3.4 представлена залежність питомої енергії, що виділяється в розряді в першому півперіоді розрядного струму, від енергозапасу конденсаторної батареї. Колір та тип ліній відповідає лініям на рис. 3.3. Перший півперіод був вибраний виходячи з того, що в цьому півперіоді спостерігається основне (до 70%) виділення енергії в розряді. З рисунків видно, що значення сумарної енергії при позитивній та негативній полярності збігаються майже в усьому діапазоні представленого енергозапасу. Також видно, що значення енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару при негативній полярності перевищують значення при позитивній полярності. Це перевищення не суттєве (в межах похибки), і ймовірно пов'язане з особливостями розрахунку активної потужності розряду, зокрема через те, що при негативній полярності спостерігається плавне

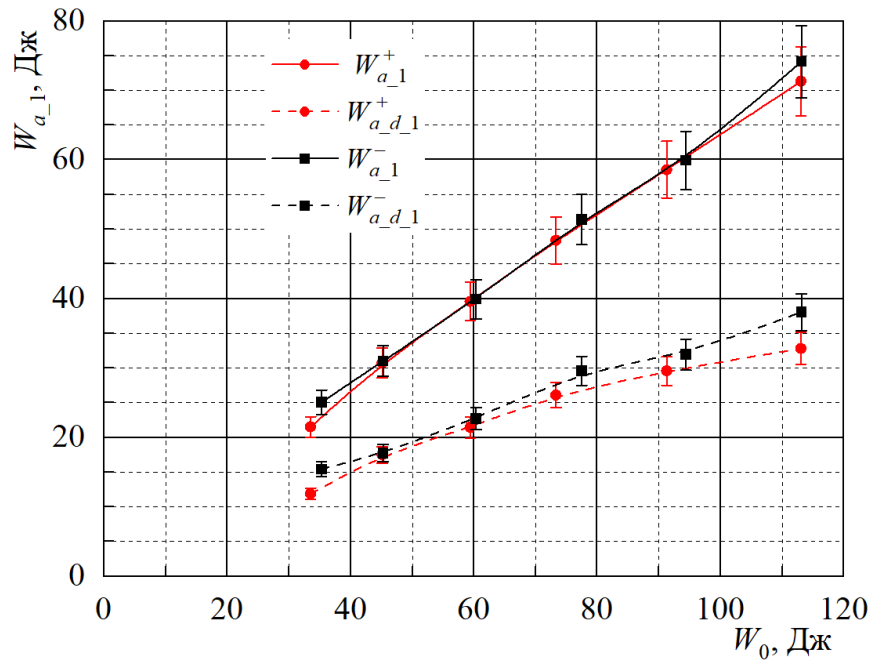


Рис. 3.3. Залежність енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді розрядного струму, від енергозапасу конденсаторної батареї

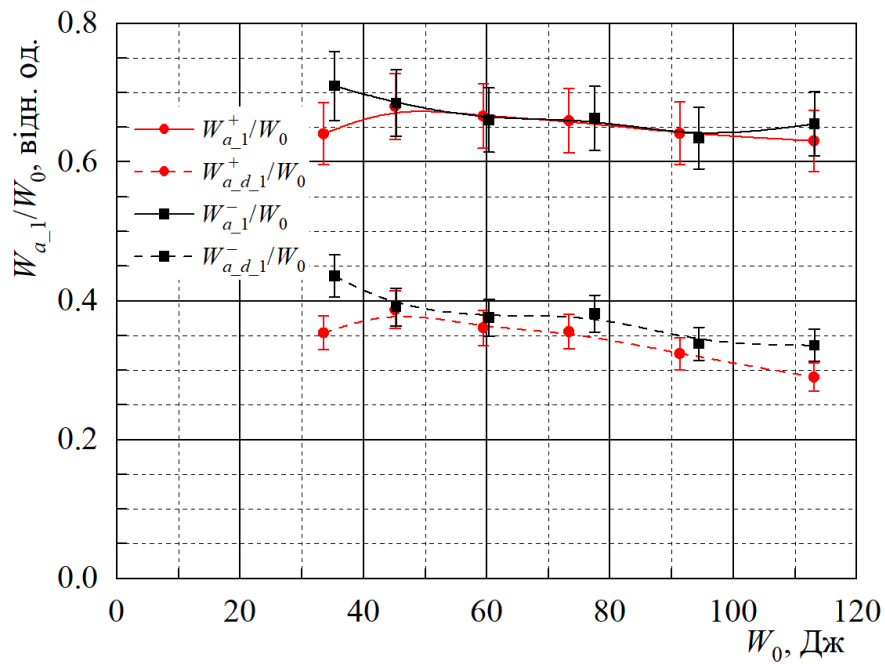


Рис. 3.4. Залежність питомої енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді розрядного струму, від енергозапасу конденсаторної батареї

зростання струму на етапі переходу від високовольтної до сильнотрумової стадії. Це може давати свій вклад при розрахунку активної потужності розряду.

Проведені дослідження впливу полярності підключення високовольтного електрода на активну потужність та енергію, що виділяється в розряді, показують, що зміна полярності не призводить до суттєвих змін в динамічних характеристиках розряду. Рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, має майже однакові значення. Це дає можливість змінюючи полярність підключення високовольтного електрода змінювати напрямок руху пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі, при однакових рівнях потужності та енергії, що виділяється в розряді. Це є важливим при виборі місця розташування зразка, що опромінюється, в розрядному проміжку.

При опроміненні поверхні зразка пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі, важливо також визначити рівень густини потужності, що буде виділятися на поверхні зразка, та її залежність від розміру зразка. На рис. 3.5 наведена залежність питомої густини потужності, що виділяється на поверхні зразка, від його перерізу для двох значень зарядної напруги $V_0 \sim 6$ кВ ($W_0 \sim 34$ Дж) – чорна лінія, та $V_0 \sim 11$ кВ ($W_0 \sim 115$ Дж) – червона лінія. Представлена залежність дає можливість розрахувати орієнтовну густину потужності, що виділяється на поверхні зразка, від його розміру та енергозапасу конденсаторної батареї. Цей зв'язок може бути записаний наступним співвідношенням:

$$\frac{N_P}{W_0} = \frac{0.5132}{S_s} \left[\frac{MBt}{Дж \cdot см^2} \right] \quad (3.1)$$

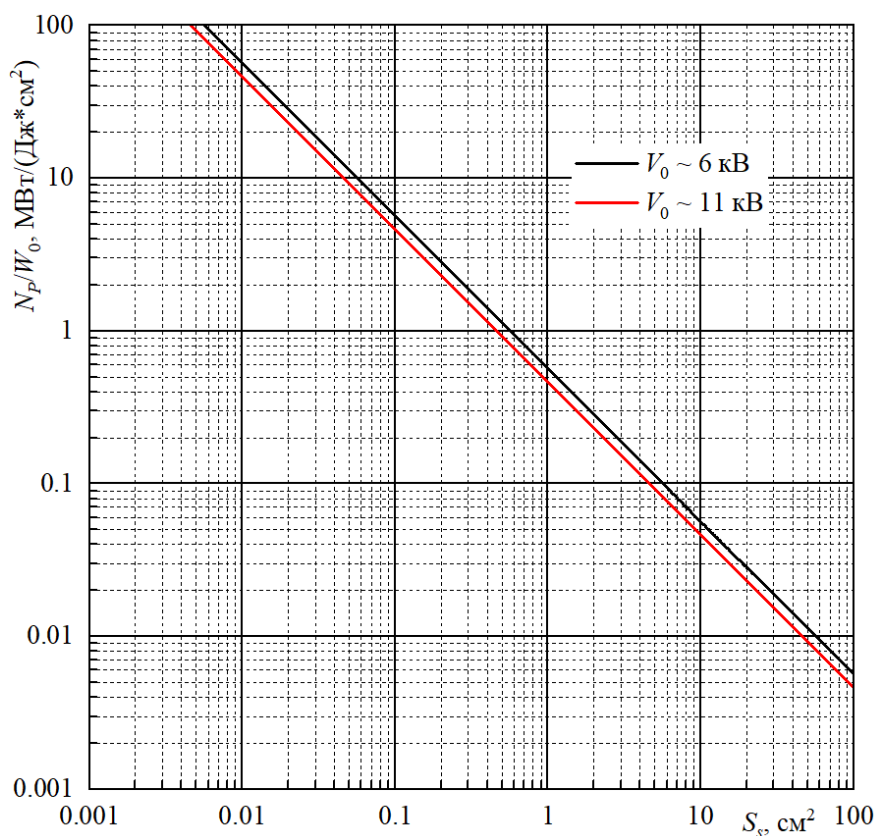
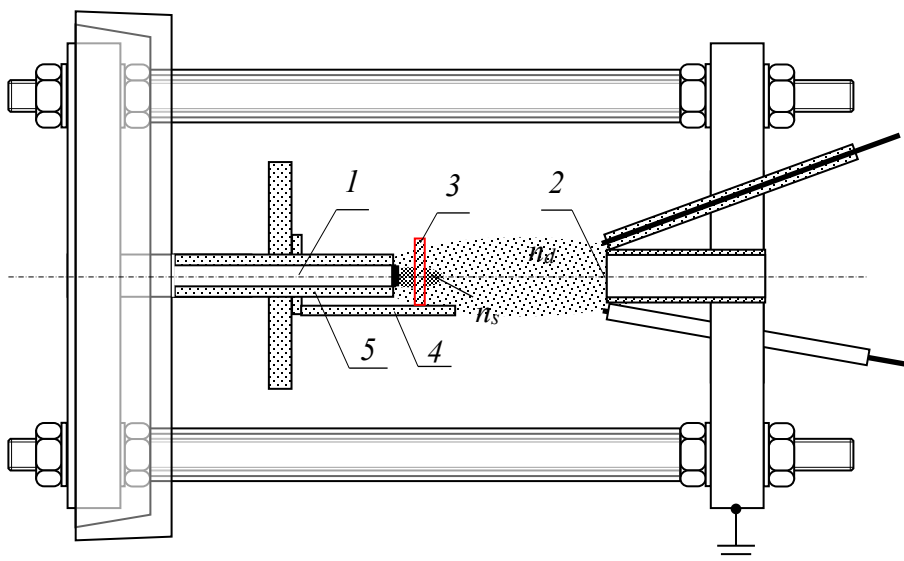


Рис. 3.5. Залежність питомої густини потужності, що виділяється на поверхні зразка, від його перерізу

3.2. Опромінення поверхні твердого тіла пучками заряджених частинок, прискореними у подвійному шарі об'ємного заряду, та плазмою високої густини

Процес опромінення поверхні зразка пучками заряджених частинок, прискореними у подвійному шарі об'ємного заряду, та плазмою високої (10^{16} – 10^{17} см^{-3}) густини проводився наступним чином. Зразок, що опромінювався, 3 поміщався в розрядний проміжок між електродами плазмового діода (рис. 3.6). Зразок розміщувався на скляному столику 4, який був з'єднаний з керамічним ізолятором 5 високовольтного електрода 1, на відстані ~ 3 – 5 мм від торця електрода. Така відстань була вибрана для стабільного збудження сильнотрумової стадії розряду, а також, як показали попередні дослідження просторового розподілу випромінювання з плазми, ця відстань співпадає з зоною виділення енергії у першому півперіоді протікання розрядного струму.



1 – високовольтний електрод; 2 – заземлений електрод; 3 – зразок, що опромінюється; 4 – столик для розміщення зразка; 5 – керамічний ізолятор

Рис. 3.6. Схематичне зображення розрядної комірки сильнотривового імпульсного плазмового діода при опроміненні поверхні твердого тіла

В якості зразка був вибраний різець зі сплаву ВК8 (92WC+8Co, мас.%) з шаруватим покриттям (MoTi)N-Mo, осадженим вакуумно-дуговим методом. Поверхню зразка було поділено на чотири зони, які по-черзі піддавались опроміненню пучками заряджених частинок та плазмою з різною кількістю імпульсів та рівнем активної потужності розряду. Під час опромінення однієї зони інші три зони були захищені від плазмового впливу скляним ізолятором. Перша зона не піддавалася обробки. Друга зона обробки зразка опромінювалась при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 5$ кВ (енергозапас конденсаторної батареї $W_0 \sim 24$ Дж) та сумарній кількості імпульсів – 5. Опромінення третьої зони здійснювалось при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 10$ кВ ($W_0 \sim 95$ Дж) та сумарній кількості імпульсів – 2. Четверта зона опромінювалась при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 10$ кВ та кількості імпульсів – 5. На рис. 3.7 представлена фотографія розрядного проміжку в момент опромінення зразка при зарядній напрузі $V_0 \sim 10$ кВ.



Рис. 3.7. Фотографія розрядного проміжку в момент опромінення зразка

На рис. 3.8 та рис. 3.9 наведені динаміки розрядного струму та активної потужності, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, при опроміненні зразка при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 5$ кВ та $V_0 \sim 10$ кВ, відповідно. З рисунків видно, що максимальний струм розряду в момент опромінення зразка при зарядній напрузі $V_0 \sim 5$ кВ досягав 14 кА, а при зарядній напрузі $V_0 \sim 10$ кВ – 28 кА. Рівень активної потужності, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, досягав ~ 17 МВт при зарядній напрузі $V_0 \sim 5$ кВ та ~ 80 МВт при $V_0 \sim 10$ кВ.

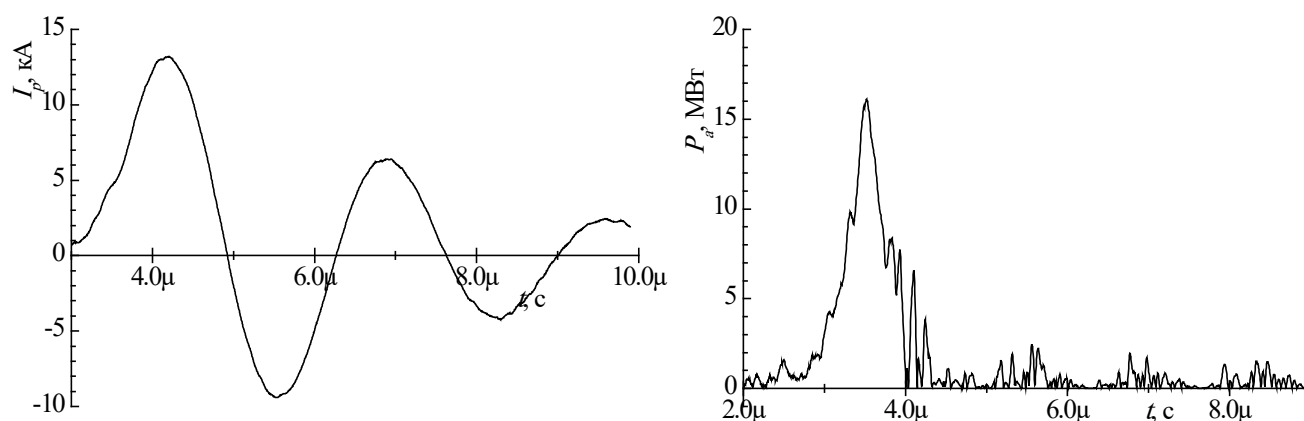


Рис. 3.8. Динаміка розрядного струму (а) та активної потужності розряду (б) при опроміненні зразка при зарядній напрузі $V_0 \sim 5$ кВ

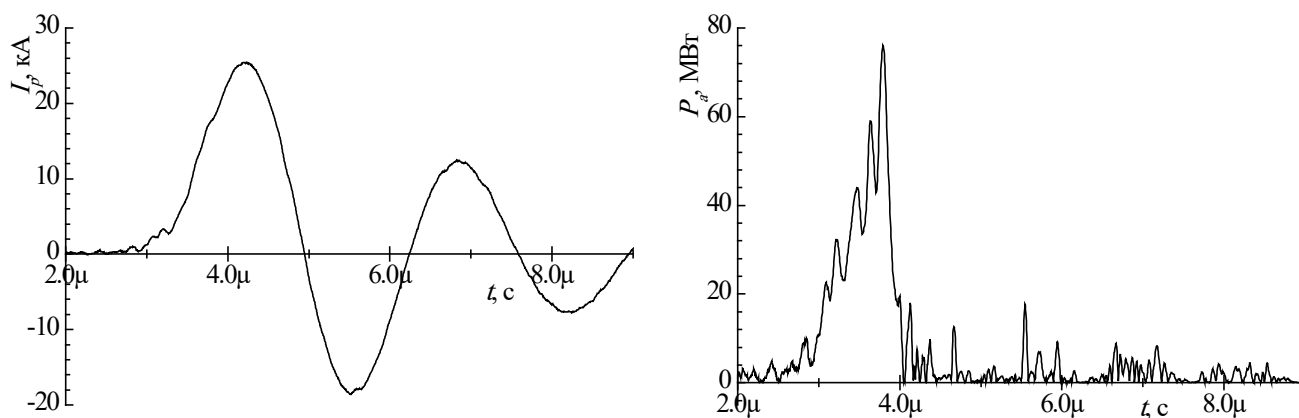
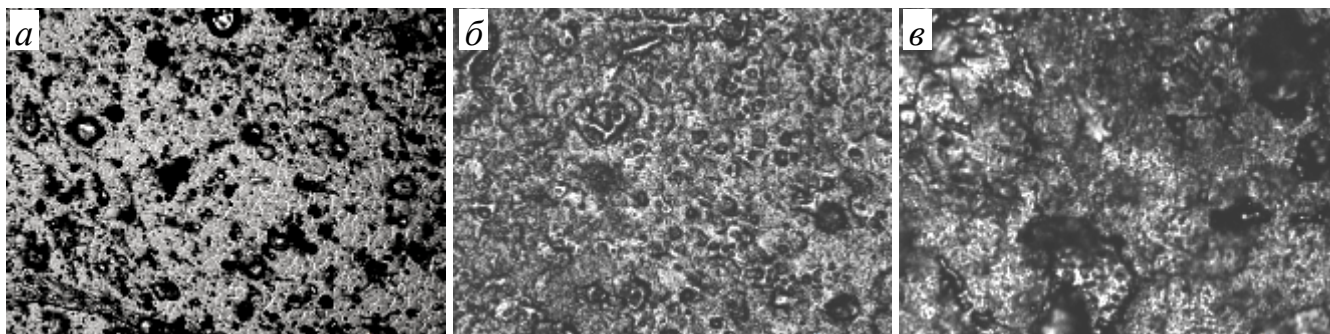


Рис. 3.9. Динаміка розрядного струму (а) та активної потужності розряду (б) при опроміненні зразка при зарядній напрузі $V_0 \sim 10$ кВ

На рис. 3.10 та рис. 3.11 представлені електронно-мікроскопічні зображення поверхні зразка для наведених вище зон опромінення зразка з різним збільшенням. Зображення отримані на растровому електронному мікроскопі Tescan Vega 3 LMN з детектуванням відбитих електронів (ВЕ).

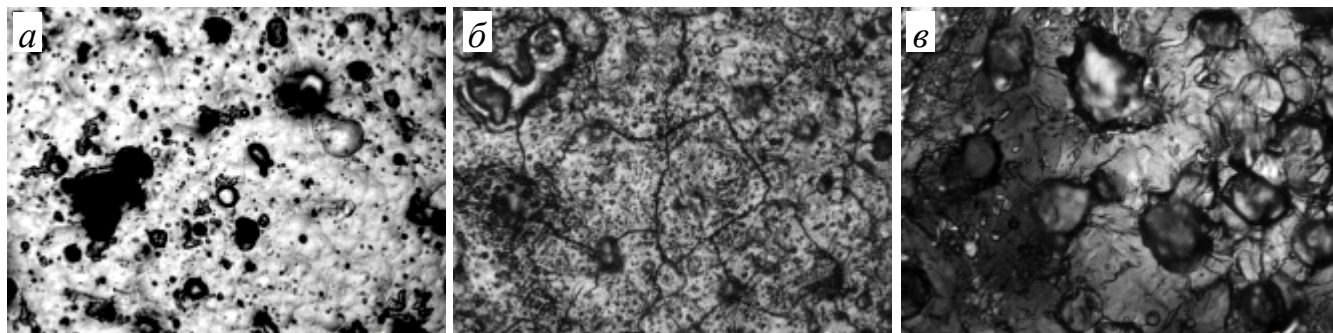


(а) – перша зона (без опромінення); (б) – третя зона ($V_0 \sim 10$ кВ, 2 імпульси);
(в) – четверта зона ($V_0 \sim 10$ кВ, 5 імпульсів)

Рис. 3.10. SEM зображення поверхні зразка для різних зон обробки при збільшенні $\times 500$

Видно, що обробка поверхні зразка потужними пучками заряджених частинок та плазми високої густини суттєво вплинула, в першу чергу, на структуру приповерхневої зони зразка. На вихідній поверхні (рис. 3.10 а) спостерігаються дефекти розмірами від часток мкм до 10 мкм, а також крапельна фракція (розмір крапель від 1 мкм до 10 мкм), утворення якої є притаманним для

вакуумно-дугових покриттів. Границі зерен кристалітів виявляються світлішими за об'єм, дефекти та пори на границях практично не помітні. Кристалітна структура є дрібнодисперсною, матеріал побудований частинками, лінійний розмір перетину переважної більшості яких не перевищує декількох мікрометрів.



(а) – перша зона (без опромінення); (б) – третя зона ($V_0 \sim 10$ кВ, 2 імпульси);
(в) – четверта зона ($V_0 \sim 10$ кВ, 5 імпульсів)

Рис. 3.11. SEM зображення поверхні зразка для різних зон обробки при збільшенні $\times 1250$

Після енергетичного впливу на поверхню пучка заряджених частинок спостерігаються структурні зміни. Відмічається вивід на поверхню чітких граней зерен, накопичення та зростання приповерхневих вакансійних дефектів та їхнє перетворення у кратери. Для покращення роздільної здатності зображень зразків, підданих енергетичному впливу, були зроблені збільшені зображення (рис. 3.11 б, в). Для вихідного зразка (рис. 3.11 а) це не дало додаткової інформації, а на зразках, підданих енергетичному впливу, замість світлих границь проявилися темні границі великих кристалітів, лінійні розміри яких сягають 20–30 мкм, що може свідчити про збиральну рекристалізацію, яка відбулася у матеріалі. Вимірювання мікротвердості поверхні зразка зафіксували зростання показника після обробки протягом 2 імпульсів (~ 190 Дж) та зменшення величини мікротвердості після впливу 5 імпульсів (~ 475 Дж), що, вірогідно, свідчить про збільшення в'язкості приповерхневих шарів за рахунок повнішого

сплавлення (рис. 3.11 в) та може бути використано для зменшення крихкості зразка.

На рис. 3.12 наведені зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo без опромінення, що були отримані за допомогою скануючого електронного мікроскопа (SEM) при енергії пучка 5 кеВ (а) та 30 кеВ (б) та методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDS-аналіз) при енергії пучка 5 кеВ (в, г) та 30 кеВ (д, е). Енергії пучка електронів 5 кеВ та 30 кеВ, що використовувались для вивчення поверхні, відповідали глибині проникнення пучка в зразок близько 0.2–0.3 мкм та 4.5–4.8 мкм, відповідно.

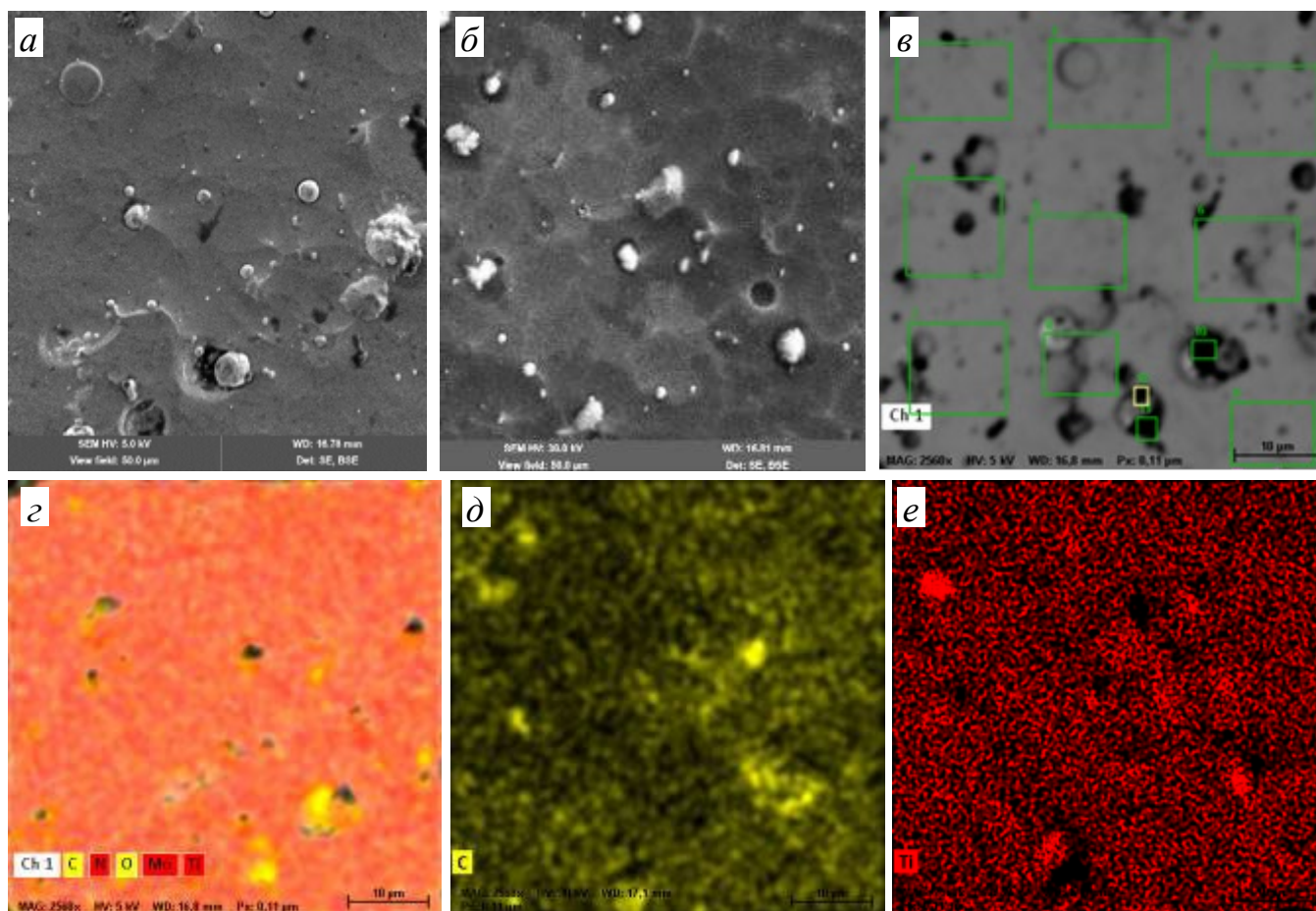


Рис. 3.12. Зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo у вихідному стані: SEM, енергія пучка 5 кеВ (а) та 30 кеВ (б); EDS-аналіз при енергії пучка 5 кеВ (в, г) та 30 кеВ (д, е)

Приповерхневий (енергія пучка електронів 5 кеВ) розподіл основних елементів покриття Mo, Ti, N (рис. 3.12 з) по поверхні є досить рівномірним, хоча поверхня забруднена вуглецем та киснем, скоріше за все – карбідами та оксидами металів покриття. В глибині (енергія пучка електронів 30 кеВ) зафіксовані скупчення карбідів титану та збіднені титаном зони (рис. 3.12 д, е), про що свідчить відповідність жовтих (вуглець, рис. 3.12 д) та червоних (титан, рис. 3.12 е) плям на рентгенівських картах. Лінійні розміри цих елементів на досліджених ділянках зразка становлять 2,5–6 мкм.

На рис. 3.13 представлені зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo після опромінення двома імпульсами з активною потужністю в максимумі до 80 МВт.

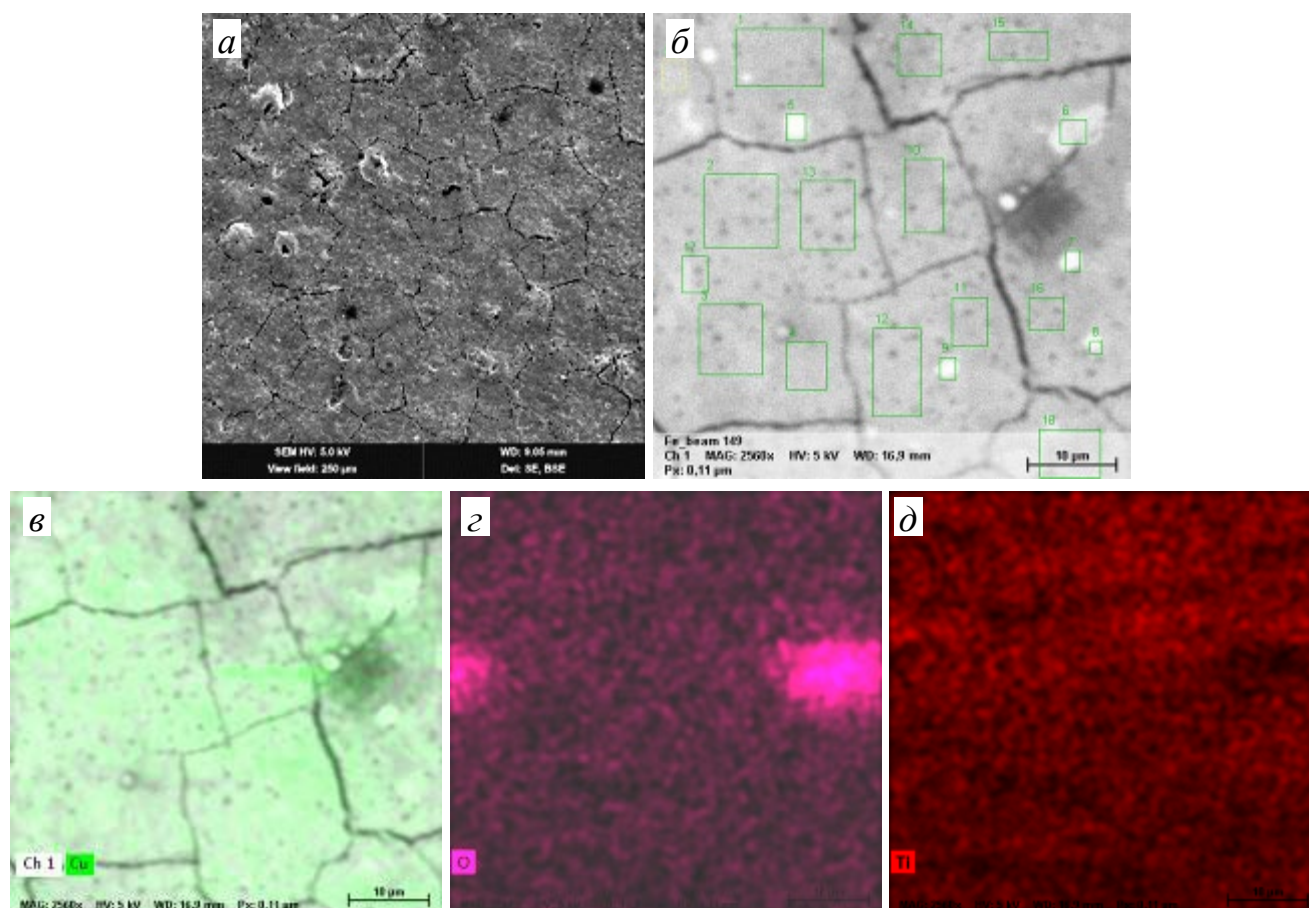


Рис. 3.13. SEM (а, б) та EDS (в, г, д) зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo після опромінення двома потужними імпульсами (енергія електронного пучка 5 кеВ)

Видно, що обробка поверхні двома імпульсами з потужністю в максимумі до 80 МВт призводить до її очищення від забруднень, а Ti-C-N вкраплення спеклися та проявились границі зерен в результаті полікристалізації. Варто відзначити наявність значної кількості дефектів-кратерів на поверхні, що ілюструє певну руйнівну дію потужного опромінення інтенсивними іонними пучками. Аналіз ЕДРС карт також свідчить, що на поверхні очікувано фіксується нерівномірно розподілена мідь, оскільки у пристрої були використані мідні електроди діода. Для усунення цього недоліка можна використовувати електроди виготовлені з того ж матеріалу, що і зразок, або компонентів його покриття.

Детальний аналіз SEM зображення зразка (рис. 3.13 *a*) свідчить про оплавлення матеріалу поверхні під дією потужних енергетичних імпульсів та наступну кристалізацію при охолодженні. Вельми цікаво, що границі кристалітів значною мірою побудовані ланцюгами пор, а в середині зерен пори практично відсутні. Утворення поміченої ланцюгової пористості може бути наслідком окрихчення цих зон при швидкому охолодженні теплопровідністю у масивну підкладку після вимкнення енергетичного впливу.

На рис. 3.14 наведені аналогічні зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo після опромінення п'ятьма імпульсами з активною потужністю в максимумі до 80 МВт. Зазначимо, що електронно-мікроскопічне зображення (рис. 3.14 *a*) представлено у двох варіантах детектування електронів – відбиті електрони (композиційний контраст, ліворуч), вторинні електрони (топографічний контраст, праворуч). Видно, що після обробки поверхні п'ятьма імпульсами з потужністю до 80 МВт, як і в попередньому випадку, проявляються границі зерен в результаті полікристалізації, але більш виразно. Зерногранична поруватість перетворилася на практично суцільні лінії, що відокремлюють кристаліти, та змінилася високою внутрішньозеренною поруватістю. На поверхні також наявні певні домішкові вкраплення, які вдалося розпізнати завдяки зображенням з різним детектуванням електронів. На композиційному зображенні

ці елементи виглядають темними плямами, а на топографічному – зернами невеликого розміру.

Скупчення титану, які видно на ЕДС картах, ймовірно відповідають місцям, де були локалізовані вкраплення Ti, C та N. Білі краплі на зображеннях скоріш за все це саме мідні краплі, розподілені на поверхні зразка, оскільки, як і в попередньому випадку, вони спостерігаються лише на зображеннях, отриманих при енергії скануючого пучка 5 кеВ. Необхідно відмітити, що у випадку опромінення зразка п'ятьма імпульсами спостерігається суттєво менша кількість міді на поверхні, ніж при опроміненні двома імпульсами, що можна пояснити активним її випаровуванням.

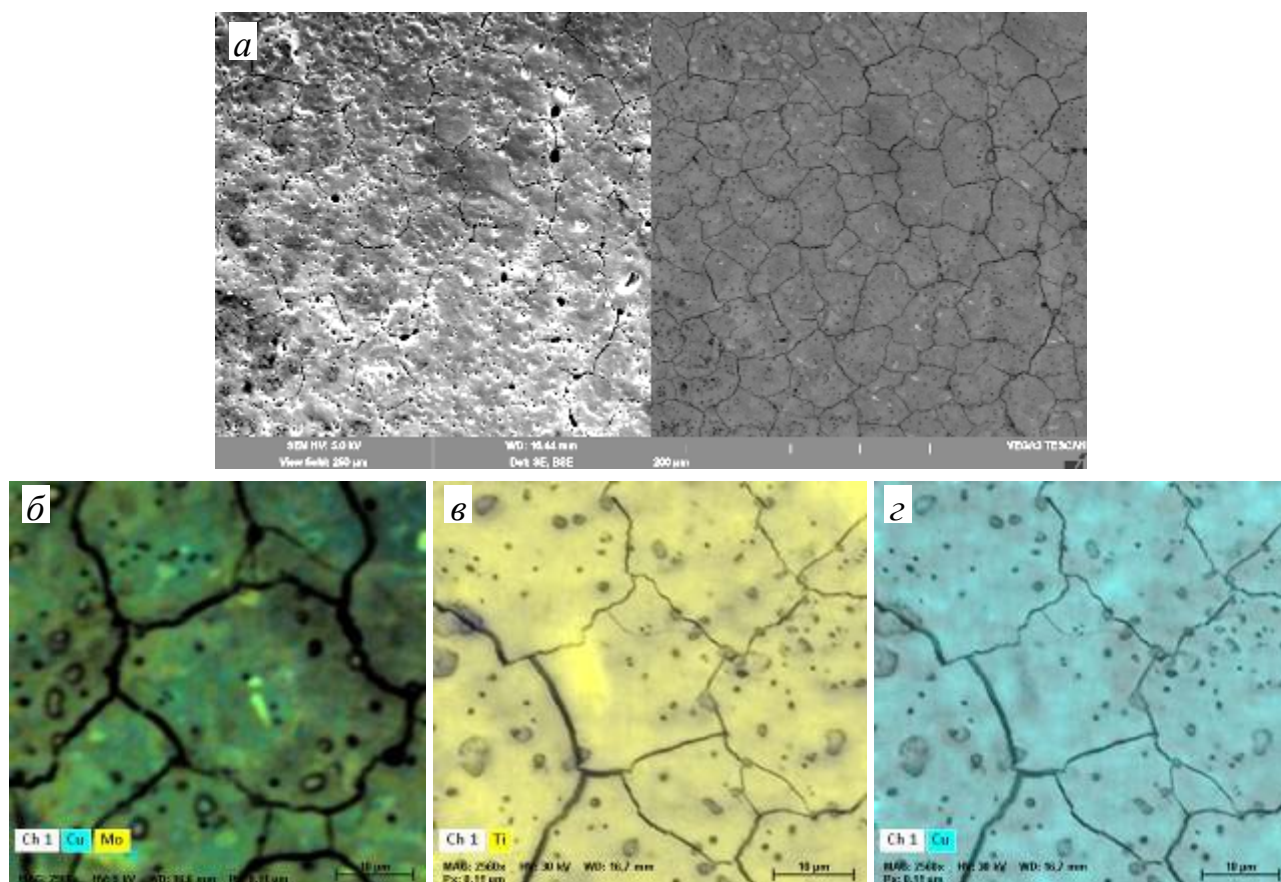


Рис. 3.14. SEM (а) та EDS (б, в, г) зображення поверхні зразка з покриттям (MoTi)N-Mo після опромінення п'ятьма потужними імпульсами, енергія електронного пучка 5 кеВ (б) та 30 кеВ (в, г)

ВИСНОВКИ

Таким чином, можна зробити наступні висновки. В роботі показана можливість проведення імпульсного впливу потужних пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі об'ємного заряду, та плазми високої густини на поверхню твердого тіла в сильнострумовому імпульсному плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода. На прикладі зразка зі сплаву ВК8 (92WC+8Co, мас.%) з шаруватим покриттям (MoTi)N-Mo на основі електронно-мікроскопічного аналізу було встановлено, що обробка поверхні зразка потужними пучками заряджених частинок та плазми високої густини суттєво впливає на структуру приповерхневої зони. Відмічається вивід на поверхню чітких граней зерен, накопичення та зростання приповерхневих вакансійних дефектів та їхнє перетворення у кратери.

Визначено, що обробка поверхні двома імпульсами з активною потужністю в максимумі до 80 МВт призводить до її очищення від забруднень, спікання Ti-C-N вкраплень та прояву чіткої границі зерен в результаті полікристалізації. Крім того, при такій обробці спостерігається оплавлення матеріалу поверхні з наступною кристалізацією при охолодженні. Відмічається утворення певної ланцюгової пористості, коли границі кристалітів значною мірою побудовані ланцюгами пор, а в середині зерен пори практично відсутні. Це може бути наслідком окрихчення цих зон при швидкому охолодженні теплопровідністю у масивну підкладку після вимкнення енергетичного впливу.

Показано, що при опроміненні п'ятьма імпульсами з активною потужністю в максимумі до 80 МВт більш виразно проявляються границі зерен в результаті полікристалізації. Зерногранична поруватість перетворюється на практично суцільні лінії, що відокремлюють кристаліти, та змінюється високою внутрішньозеренною поруватістю.

Аналіз методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії виявив, що на поверхні зразка, в обох випадках опромінення, фіксується нерівномірно розподілена мідь. Це пов'язано з використанням мідних електродів плазмового діода. Для усунення цього недоліка запропоновано використовувати електроди виготовлені з того ж матеріалу, що і зразок, або компонентів його покриття.

Проведені дослідження впливу полярності підключення високовольтного електрода на активну потужність та енергію, що виділяється в розряді. Результати дослідження показали, що зміна полярності не призводить до суттєвих змін в динамічних характеристиках розряду. Рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, має майже однакові значення. Це дає можливість змінюючи полярність підключення високовольтного електрода змінювати напрямок руху пучків заряджених частинок, що прискорюються в подвійному шарі, при однакових рівнях потужності та енергії, що виділяється в розряді. Це є важливим при виборі місця розташування зразка, що опромінюється, в розрядному проміжку.

Результати, отримані в роботі, відображають важливий науково-технічний внесок в розвиток методів модифікації матеріалів та відкривають перспективи для подальших досліджень у цьому напрямку. Отримані результати мають потенціал для застосування у галузях, де важливим є покращення властивостей поверхонь матеріалів. Наприклад, при виробництві інженерних конструкцій із металів і сплавів, модифікованих таким методом, можна очікувати покращення міцності та зносостійкості деталей. Крім того, можливе застосування цих результатів у виробництві корозійностійких матеріалів, що має велике значення для промисловості, де важливо забезпечити тривалу експлуатацію матеріалів.

Подальші дослідження в цьому напрямку передбачають детале вивчення експлуатаційних характеристик (міцність, зносостійкість, корозійна стійкість) отриманих зразків для визначення ефективності представленого методу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Sinars D.B., et al. Review of pulsed power-driven high energy density physics research on Z at Sandia // *Physics of Plasmas*. 2020. Vol. 27, Iss. 7. P. 070501 (26 pp).
2. Horioka K. Progress in particle-beam-driven inertial fusion research: Activities in Japan // *Matter and Radiation at Extremes*. 2018. Vol. 3, Iss. 1. P. 12–27.
3. Hafez H.A., et al. Intense terahertz radiation and their applications // *Journal of Optics*. 2016. Vol. 18, No. 9. P. 093004 (48pp).
4. Schoenlein R., et al. Recent advances in ultrafast X-ray sources // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. 2019. Vol. 377, Iss. 2145. P. 20180384 (37 pp).
5. Bostedt Ch., et al. Ultra-fast and ultra-intense x-ray sciences: first results from the Linac Coherent Light Source free-electron laser // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2013. Vol. 46, Iss. 16. P. 164003.
6. Bluhm H., et al. High power particle beams and pulsed power for industrial applications // *AIP Conference Proceedings*. 2002. Vol. 650, No. 1. P. 9–16.
7. Qin Y., et al. Deep Modification of materials by thermal stress wave generated by irradiation of high-current pulsed electron beams // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. 2009. Vol. 27, Iss. 3. P. 430–435.
8. Dong C., et al. Surface treatment by high current pulsed electron beam // *Surface and coatings technology*. 2003. Vol. 163. P. 620–624.
9. Morini F., et al. Surface properties modification of magnesium alloys by low energy high current pulsed electron beam // *Surface and Coatings Technology*. 2021. Vol. 420. P. 127351 (12 pp).
10. Fetzer R., An W., Weisenburger A., Mueller G. Surface Layer Dynamics During E-Beam Treatment // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2013. Vol. 41, No. 10. P. 2858–2864.

11. Hao S., Wu P., Zou J., Grosdidier T., Dong C. Microstructure evolution occurring in the modified surface of 316L stainless steel under high current pulsed electron beam treatment // *Applied Surface Science*. 2007. Vol. 253, Iss. 12, 5349–5354.
12. Fetzer R., Mueller G., An W., Weisenburger A. Metal surface layers after pulsed electron beam treatment // *Surface & Coatings Technology*. 2014. Vol. 258. P. 549–556.
13. Hao S., Zhao L., Zhang Y., Wang H. Improving corrosion and wear resistance of FV520B steel by high current pulsed electron beam surface treatment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2015. Vol. 356. P. 12–16.
14. Engelko V., et al. Surface modification/alloying using intense pulsed electron beam as a tool for improving the corrosion resistance of steels exposed to heavy liquid metals // *Journal of Nuclear Materials*. 2011. Vol. 415, Iss. 3. P. 270–275.
15. Zhang C., et al. The impact of high current pulses electron beam on the microstructure and surface properties of Sn/Al system // *Journal of Alloys and Compounds*. 2021. Vol. 861. P. 157980 (10 pp).
16. Zou J.X., Zhang K.M., Hao S.Z., Dong C., Grosdidier T. Mechanisms of hardening, wear and corrosion improvement of 316L stainless steel by low energy high current pulsed electron beam surface treatment // *Thin Solid Films*. 2010. Vol. 519, Iss. 4. P. 1404–415.
17. Hrechko Ya.O., et al. Self-Sustained Plasma-Beam Discharge at High Energy Density // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2018. Vol. 46, Iss. 10. P. 3541–3546.
18. Block L.P. A double layer review // *Astrophysics and Space Science*. 1978. Vol. 55. P. 59–83.
19. Matzen M.K. Pulsed power sciences at Sandia National Laboratories-The next generation. // *2007 16th IEEE International Pulsed Power Conference*. 2008. Vol. 1. P. 1–15.

20. Kvasnytskyi V.V., et al. Application of the high current electron beam for surface modification of iron, stainless steel and heat-resistant alloy // *Electronic Processing of Materials*. 2009. Vol. 45, Iss. 3. P. 14–20.
21. Renk T.J., et al. Materials modification using intense ion beams // *Proceedings of the IEEE*. 2004. Vol. 92, No. 7. P. 1057–1081.
22. Levko D., et al. Numerical simulation of the plasma generated by the interaction high-current electron beam with Al target // *Journal of Applied Physics*. 2013. Vol. 113, Iss. 12. P. 123302 (6 pp).
23. Neklyudov I.M., et al. On some processes during the interaction of a powerful pulse electron beam with the surfaces of solid bodies // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2003. No. 4. P. 326–328.
24. An W., et al. Characterization of high-current electron beam interaction with metal targets // *Journal of Applied Physics*. 2011. Vol. 110, Iss. 9. P. 093304.
25. Zhang K., Zou J., Grosdidier T., Dong C. Formation and evolution of craters in carbon steels during low-energy high-current pulsed electron-beam treatment // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. 2009. Vol. 27, Iss. 5. P. 1217–1226.
26. Hrechko Y.O., Azarenkov N.A., Tseluyko A.F., Ryabchikov D.L., Sereda I.N. Methods for control the self-sustained plasma-beam discharge at high energy density // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2019. No. 4. P. 151–154.
27. Babenko I.V., Hrechko Y.O., Azarenkov N.A., Sereda I.N., Ryabchikov D.L. Matrix detector to determine the spatial distribution of VUV-radiation from plasma diode // *Physics of Plasmas*. 2021. Vol. 28, Iss. 5. P. 053502 (5 pp).
28. Borgun I.V., et al. Double electric layer influence on dynamic of EUV radiation from plasma of high-current pulse diode in tin vapor // *Physics Letters A*. 2013. Vol. 377, Iss. 3–4. P.307–309.
29. Hrechko Y.O., et al. Features of active power definition in high-current pulsed discharge // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2016. No. 6. P. 48–51.