

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**Ромашенко Олена Володимирівна**

УДК 533.9

**ДИСЕРТАЦІЯ**  
**«ДИНАМІКА ТА ФАЗОВІ СТАНИ МАКРОЧАСТИНОК**  
**В ПУЧКОВО-ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМАХ»**

01.04.08 – фізика плазми  
(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня  
доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

\_\_\_\_\_ О. В. Ромашенко

Науковий консультант: Гірка Ігор Олександрович,  
доктор фізико-математичних наук, професор,  
член-кореспондент НАН України

Харків – 2021

## АНОТАЦІЯ

*Ромащенко О. В.* Динаміка та фазові стани макрочастинок в пучково-плазмових системах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (Фізико-математичні науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертаційну роботу присвячено теоретичному дослідженню та числовому моделюванню взаємодії макрочастинок (МЧ) з низькотемпературною плазмою низького тиску, в якій присутні пучки електронів чи іонів. Показано, що фізичні механізми динаміки та фазових станів МЧ в пучково-плазмових системах є комплексними. Розглянуто процеси заряджання МЧ у плазмі з електронним (іонним) пучком, процеси енергетичного обміну між МЧ та плазмою з пучком електронів (іонів), що визначають динаміку та фазові стани МЧ в пучково-плазмових системах. У дисертації розкрито питання про методи очищення плазми від МЧ. Особливу увагу приділено альтернативним засобам зменшення забруднень МЧ покриттів без застосування магнітних фільтрів.

Розглянуто фізичні механізми заряджання МЧ у плазмових системах у присутності низькоенергетичного пучка електронів з енергією до 10 кеВ та густиною струму до декількох кА/см<sup>2</sup>. Детально вивчено вплив різних процесів електронної емісії на заряджання МЧ у плазмі з електронним пучком. Зокрема, розглянуто вторинну електрон-електронну емісію на МЧ, що безпосередньо зумовлена бомбардуванням поверхні МЧ електронним пучком. До того ж вивчено наслідки бомбардування МЧ електронним пучком, такі як, термоелектронна та автоелектронна емісії, які виникають через підвищення, відповідно, температури та електричного поля МЧ. Теоретична модель

заряджання МЧ у плазмових системах з електронним пучком модифікована таким чином, щоби врахувати можливі процеси електронної емісії з поверхні МЧ, такі як вторинна електрон-електронна емісія, термоелектронна, авто-електронна та термо-автоелектронна емісії. Визначено вплив кожної з цих емісій окремо на заряджання МЧ.

Заряджання МЧ у плазмі з електронним пучком досліджено у межах класичної теорії обмеженого орбітального руху (ООР) та на підставі дискретної моделі у припущенні, що МЧ являє собою сферичний зонд, що перебуває під плаваючим потенціалом. Визначено плаваючий потенціал МЧ з балансу потоків заряджених частинок, що поглинаються поверхнею МЧ, та потоків електронів, що емітують з неї. Чисельно розраховано плаваючий потенціал МЧ у низькотемпературній газорозрядній плазмі низького тиску з електронним пучком для випадків, коли концентрації електронного пучка та плазми співпадають, та коли концентрації відрізняються. Проведено порівняльний аналіз плаваючого потенціалу МЧ з двох типів матеріалів: з високим ( $\delta_m > 1$ ) та низьким ( $\delta_m < 1$ ) максимальними коефіцієнтами електронної емісії.

Досліджено флуктуації заряду МЧ у плазмових системах у присутності електронного пучка, що пов'язані з випадковістю процесу заряджання. Заряджання МЧ розглянуто як одно-кроковий марків процес. Здобуто аналітичний вираз функції розподілу МЧ за зарядами у плазмі з електронним пучком з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії внаслідок розв'язання рівняння Фоккера-Планка. Показано, що функція розподілу МЧ за зарядами залежить від концентрацій плазми та електронного пучка.

Розраховано критичні температури МЧ з різних речовин, за яких слід враховувати термоелектронну емісію. Встановлено, що критична температура МЧ залежить від температури електронів та концентрації плазми. Розраховано плаваючий потенціал МЧ у плазмі з електронним пучком для двох граничних

випадків, які спостерігаються у різних діапазонах енергії електронного пучка: для МЧ з високою температурою та відносно малою напруженістю електричного поля на її поверхні та для МЧ з низькою температурою та сильним електричним полем.

Досліджено динаміку плаваючого потенціалу та температури МЧ, що міститься у плазмі з електронним пучком, внаслідок розв'язання системи рівнянь балансу струмів та енергій. Детально розглянуто чинники, що призводять до нагрівання та охолодження МЧ. Показано, що МЧ здебільшого нагрівається електронним пучком. Досліджено можливість випаровування МЧ електронним пучком. Показано, що інтенсивність випаровування МЧ у плазмі з електронним пучком визначається розміром та теплофізичними властивостями речовини МЧ, параметрами плазми та енергією електронного пучка. Здобуто залежність часу повного випаровування МЧ від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для різних матеріалів МЧ.

Розглянуто можливість електростатичного руйнування МЧ електронним пучком з енергією електронів  $\varepsilon_e = 2 \div 5$  кеВ. Проведено аналіз стійкості рідкометалевої МЧ, що має високий негативний заряд ( $10^5 e$ ). Здобуто критерій електростатичного руйнування МЧ, що враховує енергію електронного пучка. Проведено аналіз умов, за яких відбувається руйнування МЧ електронним пучком. Здобуто залежність критичного радіусу купрумної МЧ від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка. Показано, що позбавлення МЧ від надлишкового негативного заряду відбувається шляхом релеєвого розпаду її на частини або внаслідок автоелектронної (термо-автоелектронної) емісії.

Розглянуто можливість повного випаровування МЧ у пучково-плазмовому розряді при температурах МЧ, нижчих за температуру кипіння. Визначено швидкості МЧ, які може бути повністю або частково випарені при їхньому проходженні крізь плазму з гарячими електронами.



Здобуто залежність часу повного випаровування МЧ від температури плазмових електронів.

Досліджено динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду за умов, що відповідають різним технологічним процесам: вакуумно-дуговому осадженню (ВДО) тонких плівок та плазмовій іммерсійній імплантації іонів (ПІМІ); вакуумно-дуговому осадженню у присутності реакційного газу.

Проаналізовано вплив зарядового стану йонів на потенціал та температуру МЧ. Запропоновано пояснення відсутності МЧ на осаджених поверхнях покриттів при потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи. При описі процесів заряджання МЧ та енергообміну між МЧ та плазмовими частинками враховано скінченність шару просторового заряду навколо МЧ. Здобуто критичні розміри МЧ, що визначають динаміку температури залежно від плазмових параметрів. Досліджено можливість розпорошення МЧ іонним пучком.

Досліджено вплив потенціалу зсуву підкладки на заряджання і динаміку МЧ у приповерхневому плазмовому шарі. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ на поверхнях покриттів при докладанні до підкладки постійного та імпульсного негативних потенціалів зсуву. Дослідження проведено за умов, що відповідають ВДО тонких плівок та ПІМІ. Для опису заряджання МЧ у плазмовому шарі побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є модель плазмового шару та модель заряджання МЧ на основі теорії ООР. У випадку постійного потенціалу зсуву підкладки використано стаціонарну модель плазмового шару, а у випадку імпульсного потенціалу зсуву – змінну з часом модель. У випадку низькоенергетичної ПІМІ з імпульсами довгої тривалості припущено, що плазмовий шар є стаціонарним.

Заряджання МЧ у приповерхневому плазмовому шарі досліджено з

урахуванням як емісійних процесів з поверхні МЧ, так і вторинної іон-електронної емісії з підкладки, що виникає внаслідок бомбардування підкладки багатозарядними металевими йонами. Встановлено ролі потенціальної електронної емісії (ПЕЕ) та кінетичної електронної емісії (КЕЕ) з підкладки з високим потенціалом зсуву на заряджання та динаміку МЧ у плазмовому шарі. Вплив ПЕЕ на заряджання та динаміку МЧ у плазмовому шарі досліджено для потенціалу зсуву підкладки від  $-20$  В до  $-300$  В, а вплив КЕЕ – для потенціалу зсуву підкладки  $-(1\div 2)$  кВ. Розраховано заряд МЧ залежно від положення МЧ усередині шару. Здобуто критерій відбиття МЧ від підкладки, що враховує вплив потенціалу зсуву підкладки. Якісно та кількісно описано фізичний механізм відбиття МЧ від підкладки. Розраховано критичні розміри МЧ, вище яких електростатичне відбиття МЧ від підкладки є неможливим.

У випадку ПМІМІ з короткими імпульсами ( $<10$  мкс) розглянуто еволюцію заряду МЧ з часом. Досліджено динаміку заряджання МЧ як упродовж імпульсу, так і в інтервалі між імпульсами. Показано, що заряд та поведінка МЧ залежать від параметрів імпульсного потенціалу: таких як тривалість імпульсу, період та амплітуда потенціалу.

Досліджено вплив реакційного газу на динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ у вакуумно-дуговому розряді у присутності реакційного газу на підставі аналізу динаміки МЧ. Доведено, що реакційний газ впливає на число МЧ не лише завдяки процесам на поверхні катоду, а також завдяки плазмовим параметрам, які є відповідальними за заряджання та динаміку МЧ. Для того, щоб дослідити динаміку МЧ у плазмовому потоці, запропоновано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є плазмово-хімічна модель, одновимірна модель гідродинаміки та теорія заряджання обмеженого орбітального руху. Проаналізовано перебіг плазмово-хімічних

реакцій у вакуумно-дуговому розряді за наявності газу нітрогену. Визначено основні процеси, які є відповідальними за генерацію та втрату металевих і газових іонів у вакуумно-дуговому розряді, що горить у присутності нітрогену. Для спрощення плазмово-хімічної моделі зроблено такі припущення: (1) металеві іони утворюються внаслідок їх зарядового обміну з молекулами нітрогену; (2) водночас газові йони утворюються як унаслідок перезаряджання, так і внаслідок електронної іонізації. Теоретичні моделі заряджання та динаміки МЧ розроблені для двох ділянок вакуумно-дугового розряду: у розрядному проміжку та у приповерхневому плазмовому шарі. В обох моделях йдеться про плазму з зіткненнями. Проте, у гідродинамічній моделі плазмового шару на відміну від моделі розрядного проміжку не враховано генерацію йонів. Теоретична модель протестована для МЧ у плазмі вакуумної дуги з титановим катодом з робочим газом нітрогеном у діапазоні тисків  $0.001 \div 1.33$  Па. Обчислено плазмові параметри вакуумно-дугового розряду, такі як склад плазми, швидкості йонів, струми йонів, залежно від частоти зіткнень у плазмі та від тиску газу. Проведено аналіз найважливіших сил, що впливають на рух МЧ у розрядному проміжку: електростатичної сили, сили тертя з боку нейтралів та сили йонного захоплення. Розраховано заряд МЧ у плазмовому шарі з урахуванням залежності зарядового складу йонів, потоків та енергій йонів від тиску газу.

Досліджено заряджання та рух МЧ у вакуумно-дугових джерелах плазми з криволінійним магнітним фільтром з урахуванням вторинної іон-електронної емісії з підкладки. Розглянуто вплив радіального електричного поля на рух МЧ у магнітному фільтрі. Визначено умови, за яких можливо проходження МЧ крізь магнітний фільтр.

Запропоновані у дисертаційній роботі теоретичні моделі дають можливість пояснити фізичні явища, що спостерігають в експериментах. Результати моделювання добре узгоджуються з результатами попередніх

експериментів. Здобуті результати можна використовувати для контролю МЧ у плазмових технологіях, таких як вакуумно-дугове осадження тонких плівок та плазмова імерсійна іонна імплантація.

**Ключові слова:** низькотемпературна плазма, макрочастинка, електронний пучок, іонний пучок, вакуумно-дуговий розряд, вторинна електронна емісія, потенціальна електронна емісія, кінетична електронна емісія, магнітний фільтр.

## ABSTRACT

*Olena V. Romashchenko.* Dynamics and phase states of macroparticles in the beam-plasma systems. – Qualification scientific work is as a manuscript.

Thesis for a Doctoral Degree in Physics and Mathematics: Speciality 01.04.08 – Plasma Physics (Physics and Mathematics). – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The thesis is devoted to the theoretical study and numerical modeling of the interaction of macroparticles (MPs) with the low-temperature plasma of the low pressure in the presence of the electron or ion beams. The physical mechanisms of the MP dynamics and phase states in the beam-plasma systems are shown to be complex ones. The processes of the MP charging in the plasma with electron (ion) beam, the processes of the energy exchange between the MP and the plasma with electron (ion) beam, that influence the dynamics and phase states of the MP in the beam-plasma systems, are considered. The thesis focuses on the methods of the plasma purification from MPs. The main attention is paid to the alternative methods of reducing the MP contaminations in coatings without applying any magnetic filters.

The physical mechanisms of the MP charging in the plasma systems in the presence of low-energy electron beam with energy below 10 keV and the current density below a few kA/cm<sup>2</sup> are considered. The effect of different electron emission

processes on MP charging in the plasma with electron beam is studied in detail. In particular, the effect of the secondary electron-electron emission, which is directly induced by electron beam bombardment, on MP is considered. Besides, the consequences of the MP bombardment by the electron beam due to the increasing of temperature and absolute value of negative potential of the MP are examined, namely the thermionic and field electron emissions.

The theoretical model of the MP charging in the beam-plasma systems is modified to account the possible electron emission processes from the MP surface, such as secondary electron-electron emission, the thermionic electron emission, the field electron emission and thermal-field electron emission. The role of each electron emission is determined.

The charging of MP in the plasma with electron beam is investigated in the framework of the classical orbit motion limited (OML) approximation and on the basis of the discrete charging model considering the MP as a floating electrostatic probe. The floating potential of the MP in the plasma with electron beam is obtained from the balance of particle fluxes which are collected by the MP surface and emitted from it. The numerical calculations of MP potential are carried out in the cases of the low-temperature gaseous plasma of the low pressure in the presence of electron beam, which density is either the same as the plasma one or when they differ from each other. A comparative analysis of the floating potential of the MP with low ( $\delta_m < 1$ ) and high ( $\delta_m > 1$ ) coefficients of secondary electron emission is carried out.

The MP charge fluctuations due to the stochastic nature of charging process are studied. MP charging is described as one-step Markov process. An analytical expression for the MP charge distribution function is derived from Fokker-Planck equation taking into account the processes of the collection of the plasma electrons and ions by the MP surface and secondary electron-electron emission from it. The calculated charge distribution function depends on the densities of the plasma and of the electron beam.

The critical temperature  $T_{cr}$  for MP with different work function materials, at which the thermal electron emissions from the MP surface must be taken into account is obtained. It is found that the MP critical temperature  $T_{cr}$  depends on the plasma density and the electron temperature. MP potential in the plasma with the electron beam is calculated for two limiting cases, which correspond to different energy ranges of electron beam: for MP with high temperature and weak surface electric field, and for MP with low temperature and strong surface electric field.

The dynamics of the potential and temperature of the MP immersed in the plasma with electron beam are studied by solving the system of the balance equations of the currents and energies. The factors that lead to the heating and cooling of the MP are considered in detail. It is shown that MP is mainly charged by electron beam. The possibility of the MP evaporation by the electron beam is studied. It is shown that the rate of the MP evaporation is determined by the MP size and the internal properties of the substance, the plasma parameters and the electron beam energy. The dependence of the total evaporation time of the MP on the electron beam energy is obtained.

The possibility of the electrostatic disruption of MP by the electron beam with energy  $\varepsilon_e = 2 \div 5$  keV is studied. The stability of liquid metal MP, which has high negative charge ( $10^5 e$ ), is analyzed. The criterion of MP electrostatic decay, which predicts the energy of electron beam, is derived. The plasma conditions, under which the electron beam can destroy a MP, are analyzed. The dependence of the critical radius of the copper MP on the electron beam energy is obtained. It is shown that MP can lose the excess negative charge due to Rayleigh decay or due to the field electron emission (thermal-field electron emission).

The possibility of the MP total evaporation in the beam–plasma discharge at the temperatures below the boiling point is investigated. The velocities of the MPs, which can be completely or partly evaporated during their motion through the plasma with hot electrons, are determined. The dependence of the total evaporation time of

the MP on the temperature of the plasma electron is obtained.

The dynamics and phase states of the MP in the plasma of the vacuum arc discharge are investigated under conditions, which are relevant to different plasma processing such as vacuum arc deposition (VAD) of the thin films, plasma immersion ion implantation (PIII), and reactive vacuum arc deposition.

The effects of ion charge state and ion energy on the potential and temperature of the MP are investigated. The absence of MPs on the substrate surface in the case of high-current pulsed arc regime of the planar magnetron sputtering system is explained. The processes of the MP charging and energy exchange between the MP and plasma particles are described with taking into account the finite sheath of the space charge around the MP. The critical sizes of the MP which determine the temperature dynamics for given plasma parameters are obtained. The possibility of the sputtering of MP by the ion beam is studied.

The effect of substrate biasing on the charging and dynamics of MP in the plasma sheath near the substrate is investigated. The reduction of the MPs on the substrate surface is explained for two cases: when the applied bias to the substrate is constant, and when it is pulsed. The investigation is carried out under conditions, which are relevant to VAD of the thin films and PIII. To describe the MP charging in the sheath a self-consistent combined theoretical model is developed. This model consists of plasma sheath model and charging model of MP based on OML theory. In the case of constant bias, the sheath model is stationary, and, in the case of pulsed bias, it is time dependent. In the case of PIII with long pulse duration, the sheath is described as a stationary one.

The MP charging in the plasma sheath near the substrate is studied with taking into account the emission processes from MP surface as well as secondary ion-electron emission from the substrate due to bombardment by multiply charged ions. The roles of potential electron emission (PEE) and kinetic electron emission (KEE) from the high voltage substrate on the charging and dynamics of the MP in the sheath

are established. The effect of PEE from the high voltage substrate on the charging and dynamics of the MP in the plasma sheath is examined for bias voltage ranging from  $-20$  to  $-300$  V, and the effect of KEE – for bias voltage of about  $-(1\div 2)$  kV. The dependence of the MP charge on the MP local position within the sheath is obtained for different values of the substrate bias. The repulsion criterion for MP, which predicts the influence of the substrate bias, is derived. The physical mechanism of the MP repulsion from the substrate is described quantitatively and qualitatively. The MP critical sizes, above which the MP electrostatic reflection from the substrate is impossible, are calculated.

In the case of PIII with short pulse duration ( $<10$   $\mu\text{sec}$ ), the MP charge temporal evolution is considered. The MP charge dynamics during voltage pulse as well as during interval between pulses are investigated. It is shown that the charge and the behaviour of the MP depend on pulsed bias parameters such as pulse duration, duty cycle and bias amplitude.

The effect of reactive gas on the dynamics and phase states of the MPs in the plasma of the vacuum arc discharge is investigated. The reduction of MPs in the cathodic vacuum arc is explained from the viewpoint of the MP dynamics. It is proved that presence of the reactive gas leads to the MP reduction due to the processes on the cathode surface as well as the plasma parameters, which are responsible for the charging and dynamics of the MP. A combined model which incorporates plasma-chemistry model, one-dimensional fluid model, and orbital motion limited theory, is proposed to investigate the MP dynamics in the plasma flux. The plasma-chemistry reactions in the vacuum arc in the presence of nitrogen are analyzed. The main processes, which are responsible for the generation and losses of the metal and gas ions in the vacuum arc operated in a nitrogen atmosphere, are established. To simplify the plasma-chemistry model it is assumed that (1) the metal ions are produced by their charge exchange reaction with nitrogen, (2) the gas ions are produced by charge exchange as well as by electron impact ionization. The



theoretical models of the MP charging and dynamics are developed for both regions of the vacuum discharge: for the interelectrode region and sheath region near the substrate. Both models deal with the collisional plasma, but the latter model does not include any ion generation. The theoretical model is tested for MP in the titanium cathodic vacuum arc operated in a nitrogen atmosphere in the gas pressure range  $0.001 \div 1.33$  Pa. The dependences of the plasma parameters, such as plasma composition, the ion velocities, and the ion currents, on the number of collisions and gas pressure are obtained. The most important forces that influence the MP motion in the interelectrode region, such as the electrostatic force, the ion drag force, the neutral drag force, are analyzed. The MP charge in the collisional plasma sheath is calculated taking into account the dependence of the charge state of ions, ion fluxes and ion energies on the background gas pressure.

The charging and motion of the MP in the vacuum-arc plasma sources with curvilinear magnetic filter are studied with taking into account the secondary ion-electron emission from the substrate. The effect of radial electric field on the MP motion in the magnetic filter is examined. The plasma conditions, under which the MP can pass through the magnetic filter, are analyzed.

The theoretical models, proposed in the thesis, make it possible to explain the phenomena observed in the previous experiments. The results of modelling are in the good agreement with the experimental results. The obtained results can be applied to the control of the MPs in the plasma processing such as to vacuum arc deposition of the thin films and plasma immersion ion implantation.

**Key words:** low-temperature plasma, macroparticle, electron beam, ion beam, vacuum-arc discharge, secondary electron emission, potential electron emission, kinetic electron emission, magnetic filter.

## Список публікацій здобувача за темою дисертації

### *Наукові праці у наукових фахових виданнях України:*

1. Бизюков А. А., **Ромашченко Е. В.**, Серeda К. Н., Чибисов А. Д., Кашаба А. Е. Динамика капельной фазы в плазме дугового разряда низкого давления // Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2004. Вип. 3 (25), № 642. С. 42–46.

*Особистий внесок: Дисертантка здобула критичні розміри МЧ з різних речовин, що визначають динаміку температури, залежно від плазмових параметрів; побудувала діаграму груп макрочастинок за критичними розмірами.*

2. Бизюков А. А., Серeda К. Н., Кашаба А. Е., **Ромашченко Е. В.**, Чибисов А. Д., Поневчинский В. В., Слепцов В. В. Испарение макрочастиц в плазме сильнотоочного импульсного дугового разряда низкого давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2006. № 5. С. 136–141.

*Особистий внесок: Дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; запропонувала модель, яка пояснює відсутність МЧ на осаждених поверхнях покриттів у потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи.*

3. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D., Nazarov A. V. Emission characteristics and potential of macroparticle in beam-plasma discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2008. № 6 (58). P. 162–164.

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель заряджання МЧ у плазмі пучково-плазмових систем з урахуванням автоелектронної емісії, а також з урахуванням обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.*

4. Бизюков А. А., **Ромашенко Е. В.**, Серeda К. Н, Чибисов А. Д. Нагрев и испарение металлических макрочастиц в пучково-плазменных системах // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2010. № 4 (68). С. 189–192.

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають електронний пучок; здобула залежність температури МЧ від часу в плазмі вакуумно-дугового розряду за наявності електронного пучка.*

5. Бизюков А. А., Чибисов А. Д., Ромашенко Е. В., Коваленко В. В. Эффективность магнитной сепарации макрочастиц в вакуумно-дуговых системах нанесения покрытий // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія «Фізика». 2015. № 38. С. 28–32.

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у вакуумно-дуговій системі залежно від енергії вторинних електронів.*

***Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

6. Bizyukov A. A., Kashaba A. Ye., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Tarasov I. K., Abolmasov S. N. Features of high-current pulsed regimes in magnetron sputtering systems // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2005. № 2. P. 167–169. (Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; виконала розрахунки динаміки розподілу температури у приповерхневому шарі матеріалу мішені магнетронної розпилювальної системи при підведенні тепла до поверхні за умови низького тиску робочого газу.*

7. Biziukov A. A., Chibisov A. D, **Romashchenko E. V.** Effect of the parameters of a gas-dicharge plasma on the equilibrium temperature and floating potential of a macroparticle // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2012. № 6 (82). P. 175–177. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка удосконалила теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають електронний пучок, урахувавши обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.*

8. Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Problems of Atomic Science and Technology, Series “Plasma Physics”. 2013. № 1 (83). P. 183–185. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель зарядового обміну МЧ з плазмою та електронним пучком на основі дискретної теорії та класичної теорії обмеженого орбітального руху; здобула аналітичний вираз для функції розподілу МЧ за зарядами.*

9. Biziukov A. A., Chibisov A. D., Sereda K. N., **Romashchenko E. V.**, Dimitrova V. Charging processes and phase state of macroparticles in low-pressure arc discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2013. № 4 (86). P. 176–178. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у плазмі вакуумної дуги з урахуванням іон-електронної емісії та термоелектронної емісії; визначила вплив зарядового стану йонів на потенціал і температуру МЧ.*

10. Biziukov A. A., Sereda K. N., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kovalenko V. V. Capture and transport of macroparticles in curved plasma dust at low magnetic field in the presence of an electron beam // Problems of Atomic

Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2014. № 6 (94). P. 164–167. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка здобула критичний радіус МЧ, яка може бути захопленою в криволінійному плазмоводі.*

11. Biziukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.**, Chibisov A. D. Charging of macroparticles in a high-voltage vacuum arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2015. № 1 (95). P. 246–248. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду як функцію локального положення МЧ у плазмовому шарі з урахуванням потенціальної електронної емісії з підкладки, що викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

12. Biziukov A. A., Chibisov D. V., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kovalenko V. V. Dynamics of macroparticles in a magnetic filter for a vacuum arc plasma sources // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2015. № 4 (98). P. 298–301. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка удосконалила модель динаміки МЧ у магнітному фільтрі вакуумно-дугових джерел плазми; проаналізувала умови, за яких можливе транспортування МЧ крізь фільтр.*

13. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Macroparticle reflection from a biased substrate in plasma ion implantation systems // East European Journal of Physics. 2020. № 1. P. 60–65. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі при плазмовій іммерсійній імплантації іонів з урахуванням кінетичної електронної емісії з підкладки, яка викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

**Наукові праці у наукових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:**

14. Biziukov A. A., Girka O. I., Kashaba A. Ye., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D. Phase states of macroparticles under interection of keV ion beam with dusty plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2010. № 6 (70). P. 147–149. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка розв’язала рівняння балансів енергії та маси МЧ в іонно-плазмовій системі.*
15. Biziukov A. A., Chibisov A. D., **Romashchenko E.V.**, Kolyada Yu. E. Vapoization of metallic macroparticles in high temperature technology plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2016. № 6 (106). P. 268–271. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка визначила швидкості макрочастинок, які можуть бути повністю або частково випарені при їхньому проходженні крізь плазму з гарячими електронами.*
16. Biziukov A. A., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kolyada Yu. E. Decay of liquid metallic macroparticles in plasma-beam systems due to Rayleigh instability // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2017. № 1 (107). P. 163–166. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель електростатичного руйнування макрочастинок електронним пучком; провела аналіз умов, за яких відбувається руйнування МЧ електронним пучком.*
17. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Charging of a macroparticle in cathodic arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2018. № 4 (116). P. 176–180. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі вакуумної дуги з урахуванням залежності зарядового складу іонів, потоків та енергій іонів від тиску реакційного газу.*

18. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2019. № 1 (119). P. 112–115. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка дослідила вплив зіткнень іонів з нейтралами на динаміку МЧ; здобула залежності сили тертя з боку нейтралів та сили тертя з боку йонів від частоти зіткнень.*

19. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Effect of pulsed substrate biasing on macroparticle in vacuum arc // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2019. № 4 (122). P. 120–123. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель взаємодії МЧ з плазмою поблизу підкладки, до якої застосовано імпульсний потенціал зсуву.*

***Наукові праці у зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

20. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D. Electric potential of a macroparticle in beam-plasma system // Plasma Physics Reports. 2009. Vol. 35, Iss. 6. P. 449–501. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка поширила теорію обмеженого орбітального руху на випадок заряджання МЧ з урахуванням електрон-електронної емісії; здобула критичні розміри МЧ, які підлягають руйнуванню електронним пучком.*

21. Biziukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.** Transport of a macroparticle in vacuum arc sheath // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. Vol. 44, Iss. 7. P. 1050–1056. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель, що дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду; якісно та кількісно описала фізичний механізм електростатичного відбиття МЧ від підкладки та здобула критерій відбиття МЧ від підкладки.*

22. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Effect of background gas pressure on macroparticles in cathodic arc plasma deposition // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, Iss. 3. P. 1494–1499. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель, яка дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому потоці, що формується у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду в присутності реакційного газу.*

***Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:***

23. Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Nano- and micro-sized structures in plasmas : International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and the Adjoint Workshop, 17–22 Sept. 2012. : abstr. Kharkiv, 2012. P. 153.

*Особистий внесок: Дисертантка здобула аналітичний вираз для функції розподілу МЧ за зарядами.*

24. Girka I. O., Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Krivonosov S. D. Effect of multiply charged ions on macroparticles dynamics // Nano- and micro-sized structures in plasmas: International Conference-School on Plasma Physics and



Controlled Fusion and The Adjoint Workshop, 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 168.

*Особистий внесок: Дисертантка визначила вплив зарядового стану йонів на потенціал і температуру МЧ.*

25. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Macroparticle in beam-plasma systems // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12-15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 116.

*Особистий внесок: Дисертантка визначила критичні швидкості МЧ, які здатні електростатично відбитися від підкладки.*

26. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 107.

*Особистий внесок: Дисертантка дослідила вплив зіткнень іонів з нейтралами на динаміку МЧ; здобула залежності сили тертя з боку нейтралів та сили тертя від частоти зіткнень.*

27. **Romashchenko E.**, Girka I., Biziukov A. Macroparticles in ion beam processing // Deutsche Physikalische Gesellschaft-Fruhjahrstagung, 13–17 Marz 2017. : abstr. Bremen, 2017. P. 106.

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі при плазмовій імерсійній іонній імплантації з урахуванням кінетичної електронної емісії з підкладки, яка викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

## ЗМІСТ

|                                                                                                         |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ                                                                               | 25 |
| ВСТУП                                                                                                   | 26 |
| РОЗДІЛ 1. МАКРОЧАСТИНКИ У ВАКУУМНО-ДУГОВИХ<br>ДЖЕРЕЛАХ ПЛАЗМИ                                           | 38 |
| 1.1 Емісія макрочастинок у плазмі вакуумної дуги                                                        | 38 |
| 1.1.1 Особливості емісії макрочастинок у вакуумно-дуговому<br>розряді та теорії емісії                  | 38 |
| 1.1.2 Характеристики макрочастинок                                                                      | 41 |
| 1.2 Зарядження макрочастинок у плазмі                                                                   | 46 |
| 1.2.1 Дебаєве екранування макрочастинок                                                                 | 47 |
| 1.2.2 Моделі зарядження макрочастинок у плазмі                                                          | 50 |
| 1.2.3 Вторинна електронна емісія з поверхні макрочастинок                                               | 55 |
| 1.2.4 Плаваючий потенціал і заряд макрочастинок                                                         | 59 |
| 1.2.5 Динаміка зарядження макрочастинок та флуктуації заряду                                            | 63 |
| 1.3 Динаміка макрочастинок у плазмі                                                                     | 64 |
| 1.4 Енергетичний баланс макрочастинок у плазмових системах                                              | 67 |
| 1.5 Методи очищення плазми від макрочастинок у вакуумно-дугових<br>джерелах плазми                      | 69 |
| 1.5.1 Магнітні фільтри                                                                                  | 69 |
| 1.5.2 Альтернативні методи очищення плазми від макрочастинок                                            | 70 |
| Висновки до розділу 1                                                                                   | 75 |
| РОЗДІЛ 2. МАКРОЧАСТИНКА У ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМАХ З<br>ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ                                    | 76 |
| 2.1 Електричний потенціал та заряд макрочастинок з урахуванням<br>вторинної електрон-електронної емісії | 77 |

|                                                                                                               |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
|                                                                                                               | 23  |
| 2.2 Флуктуації заряду макрочастинки з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії                       | 95  |
| 2.3 Вплив різних процесів електронної емісії на зарядження макрочастинки у плазмі з електронним пучком        | 105 |
| 2.4 Нагрівання та випаровування макрочастинки електронним пучком                                              | 123 |
| 2.5 Розпад макрочастинки під дією електронного пучка                                                          | 139 |
| 2.6 Випаровування макрочастинки у пучково-плазмовому розряді з гарячими електронами                           | 147 |
| Висновки до розділу 2                                                                                         | 157 |
| РОЗДІЛ 3. ДИНАМІКА ТА ФАЗОВІ СТАНИ МАКРОЧАСТИНКИ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ                           | 160 |
| 3.1 Динаміка краплинної фази в плазмі вакуумно-дугового розряду                                               | 161 |
| 3.2 Вплив зарядового стану йонів на потенціал та температуру макрочастинки в плазмі вакуумно-дугового розряду | 173 |
| Висновки до розділу 3                                                                                         | 186 |
| РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ НЕГАТИВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ЗСУВУ ПІДКЛАДКИ НА МАКРОЧАСТИНКУ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ    | 188 |
| 4.1 Зарядження та динаміка макрочастинки в плазмі вакуумно-дугового розряду при осадженні покриттів           | 189 |
| 4.1.1 Модель приповерхневого плазмового шару                                                                  | 189 |
| 4.1.2 Зарядження макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі                                              | 198 |
| 4.1.3 Динаміка макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі                                                | 202 |
| 4.1.4 Чисельне моделювання зарядження та динаміки макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі             | 204 |

|                                                                                                                 |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.2 Зарядження та динаміка макрочастинки у плазмових системах іонної імплантації                                | 214 |
| 4.3 Зарядження та динаміка макрочастинки у вакуумно-дуговому розряді при імпульсному потенціалі зсуву підкладки | 223 |
| Висновки до розділу 4                                                                                           | 230 |
| РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ГАЗУ НА МАКРОЧАСТИНКУ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ                                        | 232 |
| 5.1 Хімічна модель плазми дугового розряду                                                                      | 233 |
| 5.2 Вплив газу на зарядження та динаміку макрочастинки у розрядному проміжку вакуумної дуги                     | 240 |
| 5.3 Вплив газу на зарядження та динаміку макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі                        | 254 |
| 5.4 Фазові стани макрочастинки в плазмі вакуумно-дугового розряду за наявності газу нітрогену                   | 263 |
| Висновки до розділу 5                                                                                           | 267 |
| РОЗДІЛ 6. МАКРОЧАСТИНКА У ВАКУУМНО-ДУГОВИХ СИСТЕМАХ З МАГНІТНИМ ФІЛЬТРОМ                                        | 269 |
| 6.1 Рух плазмових потоків у криволінійному магнітному фільтрі                                                   | 270 |
| 6.2 Зарядження макрочастинки у вакуумно-дугових джерелах плазми з магнітним фільтром                            | 273 |
| 6.3 Рух макрочастинки у криволінійному магнітному фільтрі                                                       | 277 |
| Висновки до розділу 6                                                                                           | 282 |
| ВИСНОВКИ                                                                                                        | 284 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ                                                                                      | 287 |
| ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації                                                      | 315 |
| ДОДАТОК Б. Акт впровадження результатів науково-дослідної роботи                                                | 323 |

## ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

МЧ – макрочастинка

КП – катодна пляма

ВДО – вакуумно-дугове осадження

ПІМІ – плазмова імерсійна імплантація іонів

ВЕЕ – вторинна електронна емісія

ВЕЕЕ – вторинна електрон-електронна емісія

ВІЕЕ – вторинна іон-електронна емісія

ПЕЕ – потенціальна електронна емісія

КЕЕ – кінетична електронна емісія

ООР – обмежений орбітальний рух

БЗІ – багатозарядні іони

## ВСТУП

Плазмові технології з використанням пучків іонів та електронів інтенсивно розробляють і впроваджують протягом багатьох років. Пучково-плазмові системи широко використовують для модифікації властивостей матеріалів та плазмової обробки поверхонь [1–6]. Зокрема, бомбардуванням поверхні мішені пучками заряджених частинок змінюють оптичні, електричні та механічні властивості поверхні. Потужні електронні пучки також використовують для нагрівання плазми та генерації прискорених електронів з енергією, що перевищують енергію інжекції [7]. Для йонно-плазмової обробки поверхонь використовують іонні потоки, які генеруються вакуумно-дуговими йонними джерелами [8]. Залежно від енергії бомбардувальних іонів, значення якої складають від 20÷50 еВ до 100 кеВ і вище, можливі різні фізичні процеси: осадження та травління покриттів, ерозія (розпорошення) поверхні, йонно-променеве очищення та йонна імплантація [9]. Бомбардування мішені йонами низьких енергій (від десятків до декількох сотень еВ) використовують для вакуумно-дугового осадження (ВДО) тонких плівок та покриттів. Для йонної імплантації діапазон енергій лежить від 1 кВ до 100 кВ, з нижньою границею для виробництва напівпровідників, та верхньою – для металургійної промисловості. Комбіноване бомбардування мішені йонами високих і низьких енергій використовують у методі металевої плазмової імерсійної імплантації іонів (ПІМІІ) з осадженням покриттів [10, 11]. Додавання реакційного газу ( $N_2$ ,  $O_2$ ) до робочої камери дає можливість проводити синтез нітридів та оксидів для отримання функціональних, міцних, зносостійких та декоративних покриттів [12, 13].

Наявність макрочастинок (МЧ) у пучково-плазмових системах є істотною перешкодою для багатьох технологічних застосувань, зокрема, для застосувань, пов'язаних із вакуумною дугою [14, 15]. Генерація металевої плазми у вакуумно-дуговому розряді завжди супроводжується виробництвом

МЧ. Унаслідок ерозії катоду разом із плазмовим потоком емітує значне число МЧ. Крапельна фаза ерозії катоду визначається теплофізичними властивостями матеріалу катоду, струмом та тривалістю вакуумної дуги [16]. Для легкоплавких матеріалів катоду, таких як купрум, алюміній, срібло, оливо, обсяг МЧ за деяких умов може сягати  $60 \div 90$  % від загального перенесення маси [17, 18]. МЧ являють собою краплини розплавленого матеріалу катоду, за винятком тугоплавких матеріалів катоду. В останньому випадку МЧ – це тверді уламки катодного матеріалу. МЧ мають типові розміри від 0.1 мкм до 100 мкм та швидкості від 1 м/с до 800 м/с [19]. Рухаючись у напрямку підкладки, МЧ взаємодіють із плазмою, внаслідок чого МЧ можуть або охолоджуватися, або нагріватися та випаровуватися. Залежно від фазового стану відбувається або прилипання МЧ до поверхонь, або відбиття їх від підкладки, або занурення у приповерхневий шар підкладки [9, 19]. Виникають неоднорідності поверхні різних типів, що впливає на якість осаджених плівок та поверхонь. При цьому погіршуються такі характеристики поверхонь як адгезія, шорсткість, корозійні та інші властивості. Втім, наявність МЧ у технологічній плазмі не завжди є критичним фактором. Наприклад, при нанесенні TiN, як декоративного або зносостійкого покриття на різці інструментів, наявністю МЧ можна знехтувати. Проте, у таких галузях, як оптика та мікроелектроніка, наявність МЧ має принциповий характер та є суттєвою перепорою для виробництва якісних плівок. Так, в оптиці МЧ відіграють роль центрів розсіювання, вони збільшують оптичні збитки та зменшують контраст. Покриття пристроїв мікроелектроніки є особливо уразливими до наявності МЧ, оскільки товщина осаджених плівок становить  $0.01 \div 1$  мкм, що є порядку розмірів МЧ.

Чимало зусиль докладено, щоб отримати чисті плівки та покриття без ушкоджень МЧ [20]. Основним методом видалення МЧ з потоку вакуумно-дугової плазми є використання магнітних фільтрів різноманітної конфігурації [21–23]. Проте, застосування магнітних фільтрів призводить до

суттєвої втрати продуктивності технологічного процесу, тому в останні роки паралельно до новітніх систем фільтрації інтенсивно розробляють і нефільтрові методи очищення плазми. Такі методи не забезпечують повного очищення плазми, проте є простішими та мають нижчу вартість. Наприклад, в Інституті фізики НАН України запропоновано систему фільтрації, яка не передбачає видалення крапельної фази з плазмового потоку [24, 25]. Додавання електронного пучка до плазмової системи дає можливість випаровувати та руйнувати МЧ.

Результати експериментальних досліджень упродовж останніх років указують на те, що зменшити та запобігти забрудненню поверхонь та покриттів МЧ можливо й шляхом коригування параметрів технологічних процесів, таких як реакційний газ, магнітне поле, струм, потенціал зсуву підкладки, тощо [26–29].

**Обґрунтування вибору теми дисертації** полягає тому, що існує нагальна потреба в розв’язуванні задач, як фундаментального, так і прикладного характеру, що стосуються МЧ в пучково-плазмових системах. Сукупність результатів експериментальних досліджень потребує детального теоретичного обґрунтування. До фундаментальних задач, які розглянуті у дисертаційній роботі, належать теорія заряджання МЧ у плазмі з електронним (іонним) пучком, а також теорія енергетичного обміну між МЧ та плазмою з пучком електронів (іонів), що визначають динаміку та фазові стани МЧ в пучково-плазмових системах. Задачі прикладного характеру пов’язані з удосконаленням магнітних фільтрів для видалення МЧ та розвитком альтернативних ефективних методів очищення плазми від МЧ.

Вищезазначене й зумовило вибір теми дисертаційної роботи, її мету та проблеми дослідження.



### **Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.**

Результати досліджень дисертаційної роботи були здобуті в межах виконання науково-дослідної роботи з таких держбюджетних тем:

«Взаємодія плазми та випромінювання із макро- та мікроповерхнями», № ДР 0112U005919 (2012–2015 рр.),

«Комплексні дослідження процесів взаємодії потоків заряджених частинок із речовиною», № ДР 0117U004869 (2017–2019 рр.),

«Оптимізація формування і контролю потоків електронів і гальмівного випромінювання в радіаційних технологіях», № ДР 0120U102300 (2020 р.),

«Вплив внутрішніх ступенів вільності частинок на фізичні характеристики квантових систем поблизу фазових переходів», № ДР 0120U102252 (2020 рр.).

**Мета і завдання дослідження.** Основною метою дисертаційної роботи є вивчення впливу пучків електронів та йонів на динаміку та фазові стани МЧ у низькотемпературній плазмі; виявлення чинників, що зумовлюють зменшення вмісту МЧ у плазмовому потоці вакуумної дуги, а також на осаджених покриттях.

Для досягнення цієї мети потрібно було вирішити такі **завдання**:

1. Виявити загальні закономірності заряджання МЧ у плазмі у присутності пучків електронів (іонів). Визначити вплив емісійних процесів на заряджання МЧ. Побудувати теоретичні моделі заряджання МЧ у плазмі у присутності пучків електронів (іонів) з урахуванням емісійних процесів у розрядному проміжку, а також у плазмовому шарі поблизу підкладки.
2. Виявити загальні закономірності енергетичного обміну МЧ з плазмою та з пучками заряджених частинок. Визначити вплив емісійних процесів на температуру МЧ. Побудувати теоретичну модель енергетичного обміну МЧ з плазмою та з пучками заряджених частинок з урахуванням емісійних процесів.

3. Дослідити фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду для імпульсного та стаціонарного режимів роботи.
4. Дослідити динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду за умов, що відповідають різним технологічним процесам: вакуумно-дуговому осадженню тонких плівок та плазмовій імерсійній іонній імплантації іонів; вакуумно-дуговому осадженню у присутності реакційного газу.
5. Дослідити вплив параметрів технологічних процесів, таких як енергія пучків, тиск реакційного газу нітрогену, потенціал зсуву на підкладці та інших, на динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду.
6. Запропонувати теоретичні моделі, які дають можливість пояснити фізичні явища, що спостерігають в експериментах. Порівняти результати числового моделювання з результатами експериментів.

**Об'єкт дослідження** – макрочастинки (МЧ) в пучково-плазмових системах.

**Предмет дослідження** – динаміка та фазові стани макрочастинок у плазмових системах з пучками електронів (іонів).

**Методи досліджень.** У дисертаційній роботі використано аналітичні та числові методи теорії фізики плазми. Заряджання МЧ досліджено у межах теорій, що виходять з теорії електростатичних зондів: теорії обмеженого орбітального руху; поширеної теорії орбітального руху, яка враховує скінченність шару просторового заряду навколо МЧ, та Бомової теорії, яка враховує напрямлені швидкості йонів на межі шару навколо МЧ. Флуктуації заряду описані на підставі дискретної моделі. Функцію розподілу заряду визначено з рівняння Фоккера-Планка. Динаміку МЧ у плазмі вакуумної дуги у присутності реакційного газу досліджено в межах комбінованої теоретичної моделі, яку побудовано на підставі плазмової хімії, одновимірної багато-рідинної гідродинаміки та теорії обмеженого орбітального руху.

**Наукова новизна одержаних результатів** полягає в тому, що **вперше:**

1. Досліджено динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду за умов, що відповідають різним технологічним процесам: вакуумно-дуговому осадженню тонких плівок та плазмовій імерсійній іонній імплантації; вакуумно-дуговому осадженню у присутності реакційного газу.
2. Вивчено вплив параметрів технологічних процесів, таких як енергія та концентрація пучків, тиск газу нітрогену, потенціал зсуву на підкладці на динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду.
3. Визначено вплив багатозарядних іонів на динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дуговому розряду.
4. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ на поверхнях покриттів при докладанні до підкладки постійного та імпульсного негативних потенціалів зсуву. Для цього побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є модель плазмового шару та модель заряджання МЧ на основі теорії обмеженого орбітального руху. У випадку постійного потенціалу зсуву підкладки використано стаціонарну модель плазмового шару, а у випадку імпульсного потенціалу зсуву – змінну з часом модель.
5. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ у вакуумно-дуговому розряді у присутності реакційного газу нітрогену, який впливає на заряджання та динаміку МЧ у плазмі, а також на зменшення її температури. Для цього побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є плазово-хімічна модель, гідродинамічна модель розрядного проміжку та модель заряджання на основі теорії обмеженого орбітального руху.
6. Визначено роль вторинної йон-електронної емісії з підкладки у заряджанні та динаміці МЧ у приповерхневому плазмовому шарі. Показано, що

коефіцієнт вторинної електронної емісії відіграє вирішальну роль у електростатичному відбитті МЧ від підкладки.

7. Теоретично обґрунтовано можливість руйнування МЧ електронним пучком. Проаналізовано умови, за яких відбувається руйнування МЧ електронним пучком. Здобуто критерій електростатичного руйнування МЧ, що враховує енергію електронного пучка.
8. Досліджено флуктуації заряду МЧ у плазмі з електронним пучком. Здобуто час релаксації заряду МЧ до рівноважного значення залежно від енергії електронного пучка.

### **Практичне значення одержаних результатів.**

1. Запропоновані у дисертаційній роботі теоретичні моделі дають можливість пояснити фізичні явища, що спостерігають в експериментах:
  - 1) зменшення числа та розмірів МЧ у плазмі при інжекції електронного пучка у вакуумно-дугові технологічні системи нанесення покриттів;
  - 2) зменшення вмісту МЧ на покриттях при підвищенні потенціалу зсуву підкладки у вакуумно-дуговому розряді;
  - 3) зменшення вмісту МЧ на покриттях при докладанні імпульсного потенціалу зсуву до підкладки у вакуумно-дуговому розряді;
  - 4) відсутність МЧ на осаджених покриттях при потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи;
  - 5) зменшення вмісту МЧ на покриттях при підвищенні тиску реакційного газу у вакуумно-дуговому розряді.
2. Здобуті результати можна використовувати для контролю МЧ у плазмових технологіях, таких як вакуумно-дугове осадження тонких плівок і плазмова імерсійна іонна імплантація.
3. Здобуті результати сприятимуть удосконаленню магнітних фільтрів для видалення МЧ з плазмового потоку.

4. Здобуті результати можуть бути використані для розвитку альтернативних методів очищення плазми від МЧ без застосування магнітних фільтрів; розробки систем фільтрації, що не передбачають видалення краплинної фази з плазмового потоку.

**Особистий внесок здобувача** полягає в тому, що усі наукові узагальнення, положення, результати та висновки, викладені у дисертації, виконані дисертанткою особисто. Дисертантка безпосередньо брала участь у постановці проблеми, розробці теоретичних моделей, що описують фізичні процеси макрочастинок у плазмових системах за наявності пучків електронів (іонів), у проведенні числового моделювання на підставі запропонованої моделі, у написанні та підготовці наукових статей [170, 178, 187, 194, 195, 198, 199, 204, 205, 207, 219, 224, 229, 236, 240, 243, 254, 264, 266, 274, 277, 278] та тез доповідей на міжнародних наукових конференціях [179, 220, 235, 244, 265].

У роботі [170] дисертантка поширила теорію обмеженого орбітального руху на випадок заряджання МЧ з урахуванням електрон-електронної емісії; здобула критичні розміри МЧ, які підлягають руйнуванню електронним пучком.

У роботах [178, 179] дисертантка побудувала теоретичну модель зарядового обміну МЧ з плазмою та електронним пучком на основі дискретної теорії та класичної теорії обмеженого орбітального руху; здобула аналітичний вираз для функції розподілу МЧ за зарядами.

У роботі [187] дисертантка побудувала теоретичну модель заряджання МЧ у плазмі пучково-плазмових систем з урахуванням автоелектронної емісії, а також з урахуванням обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.

У роботі [194] дисертантка удосконалила теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають

електронний пучок, урахувавши обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.

У роботі [195] дисертантка побудувала теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають електронний пучок; здобула залежність температури МЧ від часу в плазмі вакуумної дуги за наявності електронного пучка.

У роботі [198] дисертантка побудувала теоретичну модель електростатичного руйнування МЧ електронним пучком; провела аналіз умов, за яких відбувається руйнування МЧ електронним пучком.

У роботі [199] дисертантка визначила швидкості МЧ, які можуть бути повністю або частково випарені при їхньому проходженні крізь плазму з гарячими електронами.

У роботі [204] дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; виконала розрахунки динаміки розподілу температури у приповерхневому шарі матеріалу мішені магнетронної розпилювальної системи при підведенні тепла до поверхні за умови низького тиску робочого газу.

У роботі [205] дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; запропонувала модель, яка пояснює відсутність МЧ на осаджених поверхнях покриттів у потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи.

У роботі [207] дисертантка здобула критичні розміри МЧ з різних речовин, що визначають динаміку температури, залежно від плазмових параметрів; побудувала діаграму груп МЧ за критичними розмірами.

У роботах [219, 220] дисертантка розраховувала потенціал МЧ у плазмі вакуумно-дуговому розряді з урахуванням іон-електронної емісії та

термоелектронної емісії; визначила вплив зарядового стану йонів на потенціал і температуру МЧ.

У роботі [224] дисертантка розв'язала рівняння балансів енергії та маси МЧ в іонно-плазмовій системі.

У роботі [229] дисертантка побудувала теоретичну модель, що дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду; якісно та кількісно описала фізичний механізм електростатичного відбиття МЧ від підкладки та здобула критерій відбиття МЧ від підкладки.

У роботі [235] дисертантка визначила критичні швидкості МЧ, які здатні електростатично відбитися від підкладки.

У роботі [236] дисертантка розраховувала потенціал МЧ у приповерхневому плазмовому шарі як функцію локального положення МЧ у плазмовому шарі з урахуванням потенціальної електронної емісії з підкладки, що викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.

У роботах [240, 244] дисертантка розраховувала заряд МЧ у плазмовому шарі при плазмовій імерсійній іонній імплантації з урахуванням кінетичної електронної емісії з підкладки, яка викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.

У роботі [243] дисертантка побудувала теоретичну модель взаємодії МЧ з плазмою поблизу підкладки, до якої застосовано імпульсний потенціал зсуву.

У роботі [254] дисертантка побудувала теоретичну модель, яка дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому потоці, що формується у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду у присутності реакційного газу.

У роботах [264, 265] дисертантка дослідила вплив зіткнень іонів з нейтралами на динаміку МЧ; здобула залежності сили тертя з боку нейтралів та сили тертя з боку йонів від частоти зіткнень.

У роботі [266] дисертантка розрахувала заряд МЧ у приповерхневому плазмовому шарі з урахуванням залежності зарядового складу йонів, потоків та енергій йонів від тиску реакційного газу.

У роботі [274] дисертантка здобула критичний радіус МЧ, яка може бути захопленою у криволінійному плазмоводі.

У роботі [277] дисертантка розрахувала потенціал МЧ у вакуумно-дуговій системі залежно від енергії вторинних електронів.

У роботі [278] дисертантка удосконалила модель динаміки МЧ у магнітному фільтрі вакуумно-дугових джерел плазми; провела аналіз умов, за яких можливе транспортування МЧ крізь фільтр.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертаційної роботи представлені та доповідалися на таких міжнародних конференціях:

International Conference School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop “Nano- and micro-sized structures in plasmas”, Alushta (Crimea), Ukraine, September 17–22, 2012;

International Conference School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop “Nano- and micro-sized structures in plasmas”, Kharkiv, Ukraine, September 15–18, 2014;

International Conference School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016;

Deutsche Physikalische Gesellschaft-Fruhjahrstagung Spring Meeting of the Matter and Cosmos Section, Bremen, Germany, March 13–17, 2017;

XIV International Conference “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”, Kharkiv, Ukraine, August 27–31, 2018;

International Conference School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 10–13, 2018.

**Публікації.** Результати дисертаційної роботи опубліковані у 27 наукових працях, серед яких 14 статей [178, 194, 198, 199, 204, 219, 224, 236, 240, 243,



264, 266, 274, 278] у виданнях України, що індексуються в міжнародних наукометричних базах; 3 статті [170, 229, 254] в зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що індексуються в міжнародних наукометричних базах; 5 публікацій [187, 195, 204, 205, 207, 277] у фахових виданнях України, що додатково відображають наукові результати дисертації, та 5 тез доповідей на міжнародних фахових наукових конференціях [179, 220, 235, 244, 265].

**Структура дисертації.** Дисертаційна робота складається зі вступу, 6 розділів, висновків, списку використаних джерел та 2 додатків. Загальний обсяг дисертації складає 323 сторінки, з них 265 сторінок основного тексту. Дисертаційна робота містить 80 рисунків та 4 таблиці. Список використаних літературних джерел містить 278 найменувань на 28 сторінках.

## РОЗДІЛ 1

### МАКРОЧАСТИНКИ У ВАКУУМНО-ДУГОВИХ ДЖЕРЕЛАХ ПЛАЗМИ

#### 1.1 Емісія макрочастинок у плазмі вакуумної дуги

##### 1.1.1 Особливості емісії макрочастинок у вакуумно-дуговому розряді та теорії емісії

Формування та емісія макрочастинок (МЧ) нерозривно пов'язані з процесами у катодній плямі (КП) на поверхні катода [30]. КП мають вигляд рухомих малих світних ділянок плазми  $10^{-8} \div 10^{-6} \text{ м}^2$ , що безперервно пересуваються по поверхні катода. Плазма вакуумної дуги утворюється внаслідок випаровування матеріалу катода в КП та його подальшої йонізації у локальній ділянці, що межує з КП. Тому поблизу катода концентрація плазми є достатньо високою та сягає  $10^{26} \text{ м}^{-3}$  [31]. Водночас разом з плазмовим потоком емітують МЧ, які являють собою краплини розплавленого матеріалу катода, за винятком тугоплавких матеріалів катода. У цьому випадку МЧ – це тверді уламки катодного матеріалу. В широкому розумінні слова МЧ – це надважкі частинки порівняно з елементарними частинками.

Основними продуктами ерозії катода вакуумно-дугового розряду є йони та МЧ [32, 33]. До того ж нейтральний пар складає незначну частку ( $<1 \%$ ). Крапельна фаза ерозії катода визначається теплофізичними властивостями матеріалу катода, струмом та тривалістю вакуумної дуги [16]. Вміст МЧ у загальному перенесенні маси зростає із зменшенням температури плавлення матеріалу катода. Так, для катодів з тугоплавких металів, таких як молібден та вольфрам, частка МЧ у загальній ерозії катода складає лише декілька відсотків. Для легкоплавких металів, таких як купрум, алюміній, срібло, оливо, навпаки, обсяг МЧ за деяких умов може сягати  $60 \div 90 \%$  від загального перенесення

маси [17, 18]. Аналогічний взаємозв'язок між температурою плавлення матеріалу катоду та генерацією МЧ не було підтверджено для складних катодів. Наприклад, відбувається інтенсивна емісія МЧ з WC катоду, температура плавлення якого є досить високою ( $\sim 3100$  K) [34]. Попри те, що експерименти були проведені майже для усіх матеріалів катоду, не вдалося встановити кількісне співвідношення між емісією МЧ та температурою плавлення матеріалу катоду. Вміст МЧ у загальному перенесенні маси дещо зростає також зі збільшенням струму вакуумної дуги, температури поверхні катоду [35].

Емісія МЧ зумовлена процесами у КП та залежить від характеристик КП, таких як розміри КП, тип КП, температура у КП, швидкість пересування КП по поверхні катоду та час перебування КП на поверхні катоду [36]. Перебування КП на поверхні катоду триває від нано- до мікросекунд. Час перебування КП на поверхні катоду впливає на топлення матеріалу катоду. При великій швидкості пересування КП по поверхні катоду, час перебування КП на поверхні катоду є малим, що в свою чергу зменшує ступінь топлення матеріалу. Як наслідок, зменшується крапельна фаза у плазмовому потоці.

Розвиток уявлень про процеси у КП та емісію МЧ формувався на підставі робіт [36–45]. Ютнер [36, 37] висловив припущення, що емісія МЧ відбувається завдяки формуванню ерозійних кратерів на поверхні катоду. Більшість теорій емісії МЧ ґрунтуються на принципі формування ерозійних кратерів на поверхні катоду. Згідно з теорією МакКлує (стаціонарною теорією) [46], електрони та йони виштовхуються із зони йонізації внаслідок сильного градієнту тиску. Разом із потоком іонів у прямому напрямку, присутні прискорені йони у зворотному напрямку, що тиснуть на шар рідкого металу на поверхні кратеру. Рідкометалеві МЧ формуються з розплавленої речовини металу на поверхні кратеру КП під дією тиску плазми вакуумної дуги. Йони чинять більший тиск у центрі кратера, ніж по краях, тому емісія МЧ

відбувається під малими кутами до поверхні катоду. МакКлує [46] розрахував зворотний тиск іонів для купрумної вакуумної дуги при густинах струму  $10^{10} \div 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>. Згідно з проведеними розрахунками, зворотний тиск лежить у проміжку  $1.7 \times (10^6 \div 10^8)$  Па, а швидкості МЧ за цих самих умов становлять  $20 \div 200$  м/с. МЧ рідко утворюються з одного кратеру. Зливаючись, кратери генерують більше розплавленого матеріалу катоду, що еквівалентно дії одного великого кратера.

У випадку катоду з тугоплавких металів, таких як молібден і вольфрам, або з графіту, емісія МЧ відбувається іншим шляхом [47]. МЧ полишають катод не у вигляді розплавлених краплин, а у вигляді твердих уламків. Для цього випадку вибухову теорію емісії МЧ запропонували Раховський та Ягудаєв [48]. Згідно з цією теорією ерозія катода відбувається внаслідок термopужних напружень, що виникають в області КП. Ці напруження у рази перевищують межу міцності матеріалу катоду.

Згодом Г. А. Місяць запропонував іншу вибухову теорію генерації МЧ на базі ектонної моделі КП вакуумної дуги [49]. Встановлено, що в основі фізичних процесів у КП лежать мікробибухи на катоді, які супроводжуються вибуховою електронною емісією [50]. Це зумовлено високою питомою потужністю ( $\sim 10^{13}$  Вт/м<sup>2</sup>), яку викликає Джоулеве розігрівання під впливом струму високої густини ( $10^9 \div 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>) [51]. Достатньо висока густина струму у КП зумовлена тим, що струми протікають крізь площини КП мікронних розмірів. Вибухова електронна емісія відбувається у вигляді окремих порцій електронів, так званих ектонів. Ектони утворюються внаслідок взаємодії рідкометалевого струменя з прикатодною плазмою [52]. Вони забезпечують випаровування та йонізацію матеріалу катоду. Під дією реактивної сили рідкий метал виштовхується з КП у вигляді струменів та краплин. Внаслідок того, що КП мають внутрішню структуру у вигляді комірок з розмірами порядку мікрон

та часом життя порядку десятків наносекунд, відбувається циклічна емісія плазмових струменів та МЧ [53].

Нещодавно І. Жирков разом зі співавторами [34] запропонував ще одну версію вибухової теорії генерації МЧ. Ця теорія ґрунтується на ефекті Ліденфроста на поверхні катоду та вибуху ділянки дотику між краплиною та КП. Показано, що емісія МЧ відбувається під малими кутами до поверхні катоду під впливом спільної дії тисків плазми та вибуху у точці дотику.

Підсумовуючи, можна казати, що на сьогодні теорія емісії МЧ не є усталеною. Залишаються питання, стосовно яких наукова спільнота не має одностайної думки.

### **1.1.2 Характеристики макрочастинок**

Основними характеристиками МЧ є розмір МЧ, швидкість МЧ і кут емісії. Зазвичай, МЧ являють собою краплини розплавленого матеріалу катоду з типовими розмірами від 0.1 мкм до 100 мкм. Менші за розмірами МЧ складно виявити внаслідок недостатньої чутливості вимірювальної техніки. Проте, МЧ з розмірами близько 5 нм спостерігали у роботах [54, 55]. Відхилення від типових розмірів МЧ має місце у випадку складних катодів. Так, великі МЧ з розмірами 0.7 мм спостерігали у вакуумно-дуговому розряді з  $\text{Mo}_{0.78}\text{Cu}_{0.22}$  катодом [56]. Такі результати пояснювали різницею у температурах плавлення та кипіння речовин Мо та Си. Розміри МЧ також залежать від струму вакуумної дуги. Так, при струмах, близьких до граничного струму дуги, МЧ мають максимальний розмір  $0.1 \div 0.2$  мкм, але для вищих струмів розміри МЧ досягають десятків мікронів [35].

Доволі часто за допомогою оптичної та електронної мікроскопії досліджують вже осаджені МЧ на поверхні покриттів. Проте, число МЧ, які емітовані з катоду, не збігається з числом осаджених МЧ, оскільки частина МЧ

відбивається від підкладки. При стиканні з поверхнею підкладки рідкометалеві МЧ деформуються і можуть мати вигляд кільця, що призводить до суттєвого збільшення їхньої адгезії. Показовий приклад зображено на Рис.1.1.

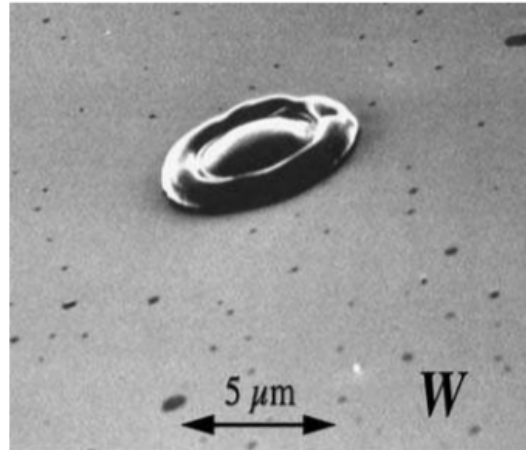


Рис.1.1 Деформація вольфрамової МЧ діаметром 5 мкм

При ерозії матеріалу катоду плазмовий потік направлено перпендикулярно до поверхні катоду у той час, як більшість МЧ у вакуумній дузі залишають катод під малими кутами до цієї поверхні [32]. Емісію МЧ під малими кутами пояснює стаціонарна теорія МакКлуе [46] та вибухова теорія І. Жиркова [34]. Емітовані з КП МЧ рухаються майже по прямих траєкторіях зі швидкостями від 1 м/с до 800 м/с [19]. Результати вимірювань швидкості МЧ за допомогою лазерного методу Допплера вказують на те, що великі МЧ є повільнішими [57]. Наприклад, у імпульсному вакуумно-дуговому розряді швидкість МЧ з купруму сягає 750 м/с для малих МЧ та 200 м/с – для великих МЧ. Надвеликі МЧ (100 мкм) мають швидкість приблизно декілька м/с [58]. Тобто, швидкості МЧ сильно варіюються. Швидкість МЧ також залежить від типу розряду. МЧ у стаціонарному вакуумно-дуговому розряді рухаються зі швидкостями нижчими, ніж в імпульсному чи квазістаціонарному розряді через різні теплові режими катоду [15]. Наприклад, МЧ у стаціонарному

вакуумно-дуговому розряді з титановим катодом рухаються зі швидкостями  $1 \div 30$  м/с [59].

Велике число робіт присвячено експериментам з визначення функції розподілу МЧ за розмірами, кутами та швидкостями залежно від матеріалу та температури катодного матеріалу, розрядного струму, електричного поля, магнітного поля, гравітації, відстані від катоду, потенціалу зсуву підкладки, тиску газу, тощо [59–66]. Результати експериментів свідчать, що більшість МЧ рухається під малими кутами ( $< 30^\circ$ ) до площини катоду. Проте, потік МЧ, який емітований у напрямку, перпендикулярному до поверхні катоду, залишається досить великим. Згідно з Даалдером [33], максимум кутового розподілу МЧ з купруму лежить в інтервалі кутів  $20^\circ \div 30^\circ$ . До того ж, максимум кутового розподілу збільшується зі зменшенням розмірів МЧ. Схожі результати було здобуто у Плютто [17], Аксенова [63], Куцнера [66]. На Рис. 1.2 зображено кутовий розподіл об'єму титанових МЧ для різних значень тиску нітрогену. Характер кутового розподілу титанових МЧ не змінюється за наявності нітрогену, але максимальний розмір МЧ при цьому зменшується від 40 мкм до 30 мкм.

Нещодавно проведено оптичне дослідження характеристик МЧ (діаметру, швидкості та напрямку емісії) в імпульсному вакуумно-дуговому розряді з купрумним катодом [67]. Використання методу TOF (time-of-flight) надало можливість кількісно виявити нові закономірності між характеристиками МЧ. За кутом емісії МЧ були поділені на дві групи: МЧ, що емітують під малими кутами до поверхні катоду ( $< 20^\circ$ ), та МЧ, що емітують під великими кутами до поверхні катоду ( $> 20^\circ$ ). Для цих груп розподіли за кутами та співвідношення між швидкостями та розмірами МЧ мають різний характер.

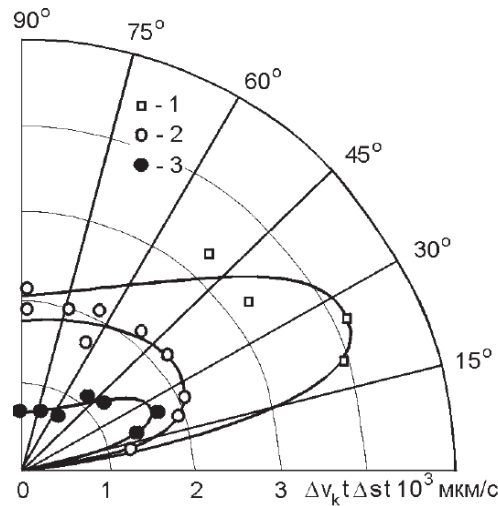


Рис. 1.2 Кутовий розподіл об'єму титанових МЧ, що падають на одиницю поверхні впродовж одиниці часу, для різних значень тиску нітрогену:

1 –  $10^{-3}$  Па, 2 – 0.1 Па, 3 – 1 Па [63]

Іншу велику групу робіт присвячено дослідженням функції розподілу МЧ за розмірами. Згідно з Даалдером [33], функція розподілу за розмірами МЧ з купруму спадає по експоненті. Для великих струмів дуги ( $\sim 1$  кА) експоненційна залежність є трішки слабкішою [35]. Раховський та Ягудаєв [48] спостерігали гіперболічно спадаючу функцію розподілу. Тума та інші [44] також отримали монотонно спадаючу функцію розподілу МЧ з купруму, згідно з якою більшість МЧ мають розміри, менші за 1 мкм. С. Андерс та інші [18] провели детальне дослідження розподілів МЧ за розмірами для різних матеріалів катоду: Pb, Ag, Cu, Pt, W, N. Установлено, що розподіл МЧ підпорядкований такій закономірності: число МЧ зменшується при збільшенні їхніх розмірів у все зростаючій степені. Узагальнюючи експериментальні дані, здобули таку функцію розподілу МЧ за розмірами [9]

$$f(d) = Cd^{-\alpha}, \quad (1.1)$$



де  $d$  – це діаметр МЧ;  $C$  і  $\alpha$  – константи, які залежать від матеріалу, тиску газу. Наприклад, для стаціонарної купрумної дуги  $\alpha = 3.38$ , для імпульсної купрумної дуги  $\alpha = 2.85$  [67]. Функція розподілу  $f(d)$  означає число МЧ на елементі поверхні підкладки  $\Delta S$ , що осаджені впродовж часу конденсації  $t$ . Ступеневий характер  $f(d)$  повністю підтверджує встановлений фізичний механізм процесів, що відбуваються у КП. Типовий приклад функції розподілу зображено на Рис.1.3. Функцію розподілу доцільно зображати у логарифмічному масштабі у вигляді прямих ліній. Тоді число МЧ зменшується приблизно лінійно зі збільшенням логарифму діаметра МЧ.

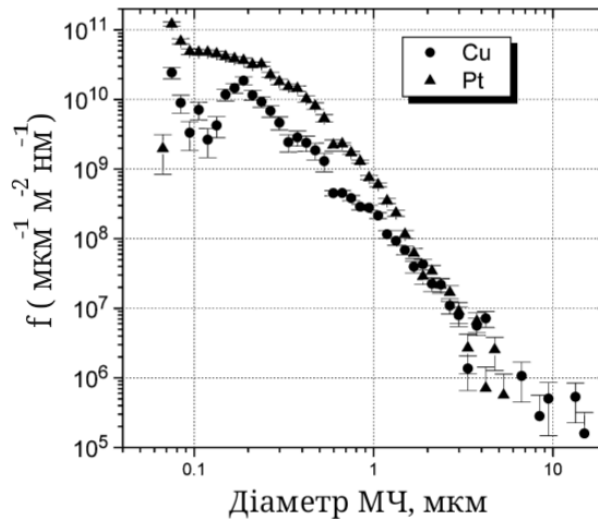


Рис. 1.3 Функція розподілу за розмірами для МЧ з купруму та платини, яка нормована на розміри МЧ у мкм, площу у  $\text{м}^2$  та товщину плівки у нм [68]

При аналізі функцій розподілу МЧ за розмірами постає закономірне запитання: «Які МЧ здійснюють більший внесок у загальне перенесення маси?» З одного боку, МЧ з великими розмірами мають більшу масу, але вони рідко зустрічаються. З іншого боку, більшість МЧ – це частинки з малими розмірами, але такі МЧ мають малу масу. Інтегруванням функції розподілу МЧ за масами можна здобути масу, яку переносять МЧ даного розміру. Андерс та

інші [18] знайшли, що відношення загальної маси, яка осаджена на плівках у вигляді МЧ, до осадженої маси йонів складає від 3.5% для вольфраму до 90 % для олива. При цьому, для Ag, Cu, Pt, W, N перенесення маси здебільшого здійснюється МЧ з середніми діаметрами  $2\div 5$  мкм, для легкоплавкого Pb – навпаки, з великими діаметрами  $20\div 50$  мкм. Згідно з Даалдером [33], при ерозії катоду з купруму перенесення маси здебільшого здійснюється МЧ з розмірами  $10\div 40$  мкм. Хороших В. М. [59] досліджував краплинну фазу ерозії катоду стаціонарної вакуумної дуги з титановим катодом. Результати свідчать, що попри те, що малих за розмірами МЧ більше, саме великі МЧ роблять основний внесок у загальне перенесення маси. Внесок МЧ, розміри яких є меншими за 2 мкм, до загальної ерозії катоду не перевищує  $5\div 6$  %.

Інші складні характеристики МЧ, такі, як обертання МЧ у плазмовому струмені, несферичність форми, тощо, викладені у роботах [19, 69].

## 1.2 Зарядження макрочастинки у плазмі

Однією з фундаментальних характеристик МЧ є заряд, який залежить від параметрів плазми. Розуміння процесів зарядження МЧ є важливим для вивчення взаємодії між МЧ і плазмою, МЧ і електродами, а також взаємодії між МЧ. Заряд МЧ визначає рух МЧ у плазмі та можливість видалення МЧ з плазмового потоку. МЧ у плазмі, зазвичай, заряджається негативно, але за деяких умов може набувати й позитивного заряду. Зарядження МЧ вивчалось багатьма авторами для різних типів розрядів, таких як жевріючий [70, 71], високочастотний [72, 73], імпульсний вакуумно-дуговий розряд [74], ємнісний розряд [75], розряди зі схрещеними полями [76] та у космічній плазмі [77]. Установлено особливості поведінки МЧ для кожного типу розряду. Крім того, зарядження МЧ вивчали як у розрядному проміжку [78], так і у плазмовому

шарі розряду [79–81]. Детальний аналіз різних механізмів заряджання МЧ проведено у роботах Дж. Горі [82] та В. Фортова разом зі співавторами [83].

Заряджання МЧ визначається властивостями плазми, що оточує МЧ. Існують два принципово різні методи для дослідження механізмів зарядження МЧ:

- 1) модель ізольованої МЧ: нехтують взаємодією досліджуваної МЧ з іншими МЧ;
- 2) модель “пилової” плазми, в якій враховують взаємодію між МЧ.

У цьому розділі, як і у наступних, використовуватимемо першу модель.

Поглинання плазмових електронів та іонів поверхнею МЧ є основним процесом заряджання МЧ. Крім того, існують додаткові емісійні та радіаційні процеси, які слід ураховувати за деяких умов. МЧ перебуває під плаваючим потенціалом  $\phi_{Pl}$ , якщо сума усіх струмів на поверхню МЧ дорівнює нулю:

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_{\alpha} I_{\alpha} = 0. \quad (1.2)$$

Для того, щоби розрахувати плаваючий потенціал  $\phi_{Pl}$ , використовують різні моделі для опису заряджання МЧ.

### 1.2.1 Дебаєве екранування макрочастинки

МЧ, як і будь-який ізольований заряджений об’єкт, занурений у плазму, має негативний плаваючий потенціал унаслідок великої рухливості електронів порівняно з іонами. Проте, електричне поле МЧ або іншого зарядженого тіла відчувається лише на відстані порядку довжини Дебая  $\lambda_D$ . Екранування електростатичних полів у плазмі є наслідком колективних ефектів у плазмі. Для того, щоби система заряджених частинок мала колективні властивості, розмір системи  $L$  має бути набагато більшим за довжину Дебая,  $L \gg \lambda_D$ . Радіус Дебая  $\lambda_D$  – це найважливіший характерний масштаб, який застосовують як для

опису плазми, так і для опису поведінки МЧ у плазмі. На підставі довжини Дебая  $\lambda_D$  добирають наступні безрозмірні параметри:

$a/\lambda_D$  – відношення радіусу МЧ  $a$  до довжини Дебая  $\lambda_D$ ;

$\lambda_D/\lambda_{e,i}$  – відношення довжини Дебая  $\lambda_D$  до довжини вільного пробігу електронів (іонів)  $\lambda_{e,i}$ .

Безрозмірний параметр  $a/\lambda_D$ , наприклад, визначає межі застосування моделей для опису зарядження МЧ: таких як обмежений орбітальний рух [84], модель Бома [85]. Параметр  $\lambda_D/\lambda_{e,i}$  визначає межі застосування моделі обмеженого орбітального руху [84] і моделей з урахуванням зіткнень [86–88]. У термінах цих відношень розраховують струми на МЧ, плаваючий потенціал МЧ та прикладені до МЧ сили.

Зазвичай, якщо незаряджену МЧ внести до плазми, то вона набуватиме негативного заряду. Розподіл електростатичного потенціалу поблизу МЧ визначається як самим зарядом МЧ, так і оточуючими МЧ плазовими частинками. Останні утворюють навколо МЧ електронно-йонну хмару, що екранує МЧ.

Розподіл електростатичного потенціалу  $\phi(r)$  поблизу МЧ задовольняє рівнянню Пуассона у сферичних координатах [89]

$$\Delta\phi = -\frac{e}{\varepsilon_0}[Zn_i - n_e], \quad (1.3)$$

де  $\varepsilon_0$  – це діелектрична стала,  $e$  – елементарний заряд,  $Z$  – зарядовий стан іонів. Концентрації електронів  $n_e$  та йонів  $n_i$  підпорядковуються закону Больцмана:

$$n_\alpha = n_0 \exp\left(-\frac{q_\alpha \phi}{k_B T_\alpha}\right), \quad \alpha = e, i. \quad (1.4)$$

Якщо абсолютна величина потенціалу є достатньо низькою,  $e\phi \ll k_B T_{e,i}$ , то рівняння Пуассона можна розв'язати аналітично. За цих припущень задача зводиться до лінеаризованої задачі, розв'язком якої є таке:

$$\phi(r) = \phi(a) \frac{a}{r} \exp\left(-\frac{a-r}{\lambda_D}\right). \quad (1.5)$$

В (1.5)  $\phi(a)$  – це електричний потенціал на поверхні МЧ;

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}, \quad (1.6)$$

де  $\lambda_D$  – лінеаризована довжина Дебая, яка складається з електронної та йонної довжин Дебая

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_i}{n_i Z^2 e^2}}. \quad (1.7)$$

Потенціал (1.5) являє собою екранований кулонів потенціал, що дістав назву потенціалу Дебая-Хюккеля. Як можна бачити з виразу (1.5), потенціал поблизу МЧ зменшується експоненціально та вже на відстані  $r > \lambda_D$  набагато менший за звичайний кулонів потенціал. Отже, МЧ ефективно взаємодіє лише із зарядженими частинками, що містяться у Дебаєвій сфері. У низькотемпературній плазмі лінеаризована довжина  $\lambda_D$  Дебая для МЧ мікронних розмірів складає від декількох до десятків мікрон.

Крім того, поняття довжини екранування  $\lambda_D$  узагальнили для окремих випадків. Наприклад, увели магнітну довжину екранування  $\lambda_{Dm}$  та звукову довжину екранування  $\lambda_{Dz}$  [86]. До того ж, на характер екранування впливають рух плазми, зіткнення частинок у плазмі, анізотропія плазми, тощо [87, 88]. У цих випадках довжина екранування також відрізняється від (1.6).

### 1.2.2 Моделі заряджання макрочастинки у плазмі

Задачу обчислювання плаваючого потенціалу МЧ, головним чином, розв'язують на підставі теорії електростатичних зондів, оскільки ізольовану МЧ у плазмі можна розглядати, як сферичний зонд, що міститься під плаваючим потенціалом. Фундатори теорії зондів – теорії обмеженого орбітального руху (ООР) – Мотт-Сміт та Ленгмюр розглянули орбіти частинок у шарі просторового заряду сферичного та циліндричного зондів [84]. Така теорія породила чимало наслідувачів. Перша теорія ООР не припускала існування радіусу поглинання навколо зонда. Теорія зондів дає можливість розрахувати струми електронів та йонів на електростатичний зонд як функцію потенціалу зонда та його форми. Максимальний іонний струм визначається кутовим моментом іонів. Плаваючий потенціал зонду здобувають з балансу струмів іонів та електронів на зонд. Згодом теорію ООР та її удосконалені варіанти застосували до заряджання МЧ [90–92]. Так само, як і в теорії електростатичних зондів, плазмові частинки, що потрапляють на поверхню МЧ, поглинаються або рекомбінують. Нейтральні частинки, що утворюються внаслідок рекомбінації, або залишаються на поверхні МЧ, або повертаються знову до плазми.

Умовою застосування теорії ООР є така подвійна сильна нерівність

$$a \ll \lambda_D \ll \lambda_{e,i}, \quad (1.8)$$

тобто, радіус Дебая набагато більший за радіус МЧ  $a$ , але набагато менший за довжину вільного пробігу електронів (іонів)  $\lambda_{e,i}$ . Крім того, МЧ вважають ізольованою, тобто, інші МЧ не впливають на рух електронів та йонів поблизу МЧ. Це можливо, якщо радіус Дебая  $\lambda_D$  є набагато меншим за середню відстань між МЧ  $d$ ,  $\lambda_D \ll d$ .

Коли плазмові частинки перетинають сферу Дебая, вони відчувають електричне поле МЧ та їхні траєкторії змінюються під впливом центральної електростатичної сили. Поглинання електронів та йонів поверхнею МЧ визначається орбітальним рухом заряджених частинок навколо МЧ. Іонний та електронний струми на МЧ у наближенні ООР дорівнюють [84]:

у разі  $\varphi_{Пл} < 0$

$$I_i = \pi a^2 n_i Z e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left( 1 - Z \frac{e \varphi_{Пл}}{k_B T_i} \right), \quad (1.9)$$

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e \varphi_{Пл}}{k_B T_e}\right); \quad (1.10)$$

у разі  $\varphi_{Пл} > 0$

$$I_i = \pi a^2 n_i Z e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \exp\left(-Z \frac{e \varphi_{Пл}}{k_B T_i}\right), \quad (1.11)$$

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left( 1 + \frac{e \varphi_{Пл}}{k_B T_e} \right), \quad (1.12)$$

де  $T_e$  – це температура електронів;  $T_i$  – температура йонів;  $m_e$  – маса електронів;  $m_i$  – маса йонів,  $k_B$  – коефіцієнт Больцмана.

У випадку негативно зарядженої МЧ,  $\varphi_{Пл} < 0$ , переріз поглинання електронів є меншим за геометричні розміри МЧ, а переріз поглинання йонів, навпаки, більшим. Таким чином, електронний струм на поверхню МЧ зменшується, а йонний струм збільшується. У протилежному випадку, коли  $\varphi_{Пл} > 0$ , електрони притягуються до МЧ, а йони відштовхуються; тому електронний струм збільшується, а йонний струм, навпаки, зменшується.

Теорію ООР можна поширити на випадок йонів з напрямленими швидкостями. Наприклад, такі швидкості мають йони у приелектродній і пристіночній ділянках плазми газового розряду під впливом зовнішнього електричного поля. У вакуумно-дуговому розряді йони вже при генерації з КП

мають надзвукові швидкості, що відповідають енергіям  $20 \div 200$  еВ. У цьому випадку для розрахунку струму йонів використовують зсунуту функцію розподілу Максвелла за швидкостями [93]:

$$f_i(v_i) = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_i (v_i - u_i)^2}{2k_B T_i} \right), \quad (1.13)$$

де  $u_i$  – це напрямлена швидкість іонів.

Якщо напрямлена швидкість іонів є набагато більшою за теплову швидкість іонів,  $u_i \gg v_i$ , тоді йонний струм на МЧ дорівнює

$$I_i \cong \pi a^2 Z e n_i u_i \left( 1 - Z \frac{2e\varphi_{пл}}{m_i u_i^2} \right), \text{ якщо } 1 - Z \frac{2e\varphi_{пл}}{m_i u_i^2} > 0, \quad (1.14)$$

$$I_i = 0, \text{ якщо } 1 - Z \frac{2e\varphi_{пл}}{m_i u_i^2} \leq 0. \quad (1.15)$$

Теорія ООР є найпоширенішою для розрахунку заряду і потенціалу МЧ. Заряд, який розрахований у наближенні ООР, добре узгоджується з експериментально виміряним зарядом. Основною перевагою теорії ООР можна вважати те, що поперечний переріз поглинання плазмових частинок здобувають лише з законів збереження енергії та моменту імпульсу, не враховуючи розподіл електростатичного потенціалу навколо МЧ. Проте, нелінійний розподіл електростатичного потенціалу утворює потенціальний бар'єр, що впливає на заряджання. Крім того, умова застосування теорії ООР (1.8) порушується у плазмових розрядах з тиском. Доволі часто довжина вільного пробігу йонів є ненабагато більшою за довжину Дебая. Особливо це стосується плазмових розрядів з інертними газами, які мають великий переріз реакцій зарядового обміну. У разі  $\lambda_D / \lambda_i \geq 0.1$ , зіткнення йонів з нейтрами впливають на потік іонів. Зокрема, зіткнення, завдяки яким відбувається



перезаряджання йонів на нейтралах, призводять до захоплення йонів та до збільшення йонного струму [94].

У плазмі з зіткненнями доцільніше записати умову застосування теорії ООР у термінах струмів [94]:

$$I_{i,z} \ll I_{i,OOP}, \quad (1.16)$$

де струм  $I_{i,OOP}$  визначається формулою (1.13), а струм з урахуванням зіткнень визначається так:

$$I_{i,z} = (4/3)\pi R_0^3 n_i v_{in}. \quad (1.17)$$

В (1.17)  $v_{in} = v_i \sigma_{in} n_n$  – це частота зіткнень;  $R_0$  – радіус сфери, яка оточує МЧ ( $a \ll R_0$ ). Радіус  $R_0$  можна оцінити з рівняння  $|U(R_0)| \cong k_B T_i$ , де  $|U(r)|$  – потенціальна енергія електричної взаємодії йона з МЧ;  $R_0$  – відстань, на якій кінетична енергія перетворюється на потенціальну енергію.

Згідно з роботою [94], вдосконалена формула йонного струму (1.9) на МЧ у наближенні ООР з урахуванням зіткнень іонів має вигляд

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left( 1 - \frac{e\varphi_{пл}}{k_B T_i} + 0.1 \left( \frac{e\varphi_{пл}}{k_B T_i} \right)^2 \frac{\lambda_D}{\lambda_i} \right). \quad (1.18)$$

Ще одним недоліком теорії ООР є припущення, що електрони та йони у плазмі розподілені за законом Максвелла. Проте, як відомо, для багатьох випадків функція розподілу електронів у плазмовому розряді краще апроксимується або бі-Максвеловим, або Дрюїввестеновим розподілами, ніж суто Максвеловим розподілом [95]. Також теорія ООР є непридатною для опису МЧ, яку оточує тонкий шар просторового заряду. Такий випадок має місце або у густій плазмі, або для МЧ з великим радіусом,  $a \gg \lambda_D$ . Модифіковану теорію ООР для випадку  $a \gg \lambda_D$  запропоновано у роботі [96].

Така теорія добре узгоджується з чисельним моделюванням плаваючого потенціалу МЧ за типових умов токамаку [97].

Інша теорія зондів – це теорія радіального руху Алена, Бойда та Рейнольдса, так звана теорія АБР [98]. Теорія АБР розглядає суто радіальний рух іонів, крім того, нехтує зіткненнями йонів з нейтралами. Згідно з цієї моделлю, іони починають свій рух з нескінченності з нульовою кінетичною енергією та радіально прискорюються до зонду. Теорія АБР ґрунтується на розв’язанні рівняння Пуассона з іонами без зіткнень і больцмановими електронами. Недоліком теорії АБР є припущення, що йони не мають кутового моменту.

Бернштейн та Рабинович [99] також продовжили розвивати теорію зондів, запропоновану Мотт-Смітом та Ленгмюром. У межах теорії ООР припускають, що йони на межі плазмового шару мають розподіл Максвелла за швидкостями. Бернштейн та Рабинович отримали вираз густини йонів для довільного розподілу їх у плазмі, але наприкінці повернулися до моноенергетичних іонів і вже для такого розподілу розв’язали рівняння Пуассона.

У випадку  $a \geq \lambda_D$  найчастіше використовують наближення Бома для оцінки йонного струму на зонд. Іонний струм на межі плазмового шару дорівнює [85]

$$I_{i,B} = 0.61 n_0 \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A, \quad (1.19)$$

де  $A$  – це площа поверхні зонда,  $n_0$  – густина плазми,  $u_B = \sqrt{k_B T / m_i}$  – бомова швидкість.

### 1.2.3 Вторинна електронна емісія з поверхні макрочастинки

Як зазначалося вище, МЧ набуває негативного заряду внаслідок поглинання електронів та йонів з плазми. Поглинання плазмових електронів та йонів поверхнею МЧ є основним, але не єдиним процесом заряджання МЧ. Зокрема, електронна емісія з поверхні МЧ може бути викликана високою температурою, потужним електричним полем, бомбардуванням фотонами, зарядженими частинками, тощо [93]. Додаткові емісійні процеси призводять до зменшення абсолютної величини негативного заряду МЧ та, навіть, можуть призводити до позитивного заряджання МЧ [100, 101]. Зацікавленість викликає й ефект “flip-flop” – ефект різнойменних зарядів [102].

Електронна емісія, яку викликають електрони або йони, має назву вторинної електронної емісії [93]. Спинимось на електронній емісії, яку викликають електрони. Електрони, що потрапляють на поверхню МЧ зуть первинними, а емітовані з поверхні МЧ електрони – вторинними.

Кількісною характеристикою вторинної електрон-електронної емісії (ВЕЕЕ) є коефіцієнт  $\delta$ , який визначається, як відношення числа  $N_2$  усіх електронів, що емітують упродовж одиниці часу з поверхні мішені, до числа  $N_1$  електронів, що потрапляють за цей самий час на мішень [103]:

$$\delta = \frac{N_2}{N_1} = \frac{I_2}{I_1}. \quad (1.20)$$

В (1.20)  $I_2 = eN_2/t$  – це струм вторинних електронів;  $I_1 = eN_1/t$  – струм первинних електронів;  $e$  – заряд електрона.

Відомо кілька напівемпіричних формул для коефіцієнта  $\delta$  [104–109]. Першим апроксимацію коефіцієнта ВЕЕЕ  $\delta$  запропонував Стернглас [3] у такому вигляді:

$$\delta = 7.4\delta_m \frac{E}{E_m} \exp\left(-2\sqrt{\frac{E}{E_m}}\right), \quad (1.21)$$

де  $\delta_m$  – це максимальне значення  $\delta$ ;  $E$  – енергія моноенергетичного пучка первинних електронів;  $E_m$  – енергія первинного пучка електронів при  $\delta = \delta_m$ .

Коефіцієнт ВЕЕЕ  $\delta$  залежить як від енергії  $E$  моноенергетичного пучка первинних електронів, так і від матеріалу мішені, з якої вона виготовлена. Залежно від типу мішені коефіцієнт  $\delta_m$  може бути як менший, так і більший за одиницю. Коефіцієнт  $\delta$  зростає до деякого максимуму при декількох сотнях електрон вольтів, а далі поступово зменшується. Залежність  $\delta(E)$  є універсальною для різних матеріалів за умови нормування  $\delta$  на  $\delta_m$  та  $E$  на  $E_m$ . Універсальну криву Стернгласса зображено на Рис. 1.4. Дрейн і Селптер [105] отримали подібну функцію  $\delta$ . Для енергій  $E/E_m < 2$  обидві криві майже ідентичні, але для високих енергій мають різні асимптоти.

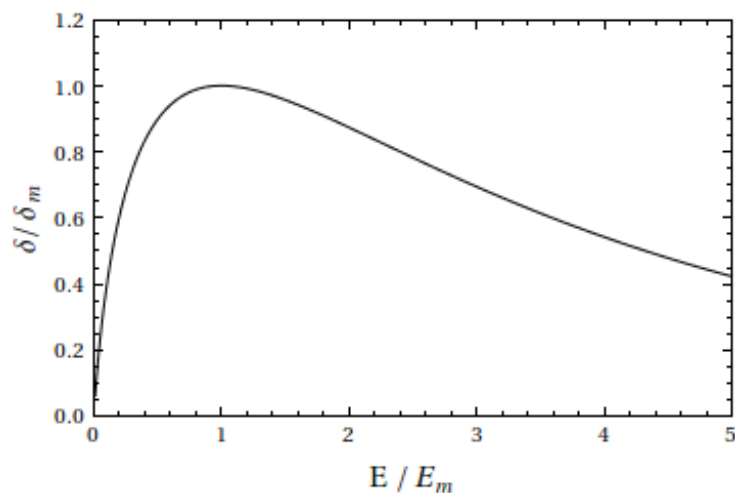


Рис.1.4 Безрозмірний коефіцієнт електрон-електронної емісії

Вище йшлося про падіння електронів перпендикулярно до поверхні, але МЧ має сферичну форму, та електрони падають під різними кутами до поверхні МЧ. Шоу зі співавторами [106] розробили теорію ВЕЕЕ для

сферичних МЧ. У межах цієї теорії електронний струм на поверхню МЧ дорівнює

$$I_e = en_e \sqrt{\frac{2(E - e\varphi_{\Pi l})}{m_e}}, \quad (1.22)$$

а струм вторинних електронів з поверхні МЧ є такий:

$$I_{e,BE} = en_e \sqrt{\frac{2(E - e\varphi_{\Pi l})}{m_e}} \delta(E - e\varphi_{\Pi l}), \quad e\varphi_{\Pi l} < 0, \quad (1.23)$$

$$I_{e,BE} = en_e \sqrt{\frac{2(E - e\varphi_{\Pi l})}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi_{\Pi l}}{k_B T_{BE}}\right) \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi l}}{k_B T_{BE}}\right) \delta(E - e\varphi_{\Pi l}), \quad e\varphi_{\Pi l} > 0, \quad (1.24)$$

де  $T_{BE}$  – це температура вторинних електронів. Розрахунки показали, що коефіцієнт ВЕЕЕ  $\delta$  для сферичної МЧ є дещо вищим, ніж для випадку падіння електронів на плоску поверхню.

У космічній плазмі електрони не є моноенергетичними, а мають розподіл за енергіями. Крім того, плазмові частинки падають на МЧ ізотропно. Для такого випадку Мейер-Вернет [102] знайшов струм вторинних електронів з МЧ у наближенні Максвелового розподілу первинних електронів з температурою  $T_e$ . Дрейн і Селптер [105] зробили спрощені розрахунки. Вони використовували середню енергію електронів  $\langle E \rangle = 2k_B T_e$  замість усереднення коефіцієнта  $\delta$  за енергетичним спектром.

У вакуумно-дуговому розряді важливу роль відіграє вторинна іон-електронної емісія (ВІЕЕ). Струм вторинних електронів  $I_e = eN_e/t$  пов'язаний зі струмом падаючих іонів  $I_i = ZeN_i/t$  через коефіцієнт [110]

$$\gamma = \frac{N_e}{N_i} = Z \frac{I_e}{I_i}, \quad (1.25)$$

де  $Z$  – це зарядовий стан іона.

Коефіцієнт BIEE  $\gamma$  є пропорційним до зарядового стану йона. Це означає, що зі збільшенням зарядового стану ймовірність BIEE збільшується, а багатозарядні іони можуть викликати BIEE з коефіцієнтом  $\gamma$ , більшим за одиницю [111]. На Рис. 1.5 (а) зображено коефіцієнти емісії  $\gamma$  для однозарядних, двозарядних та тризарядних іонів Zr, та на Рис. 1.5 (б) – середні коефіцієнти емісії  $\gamma$  для різних типів металевих іонів.

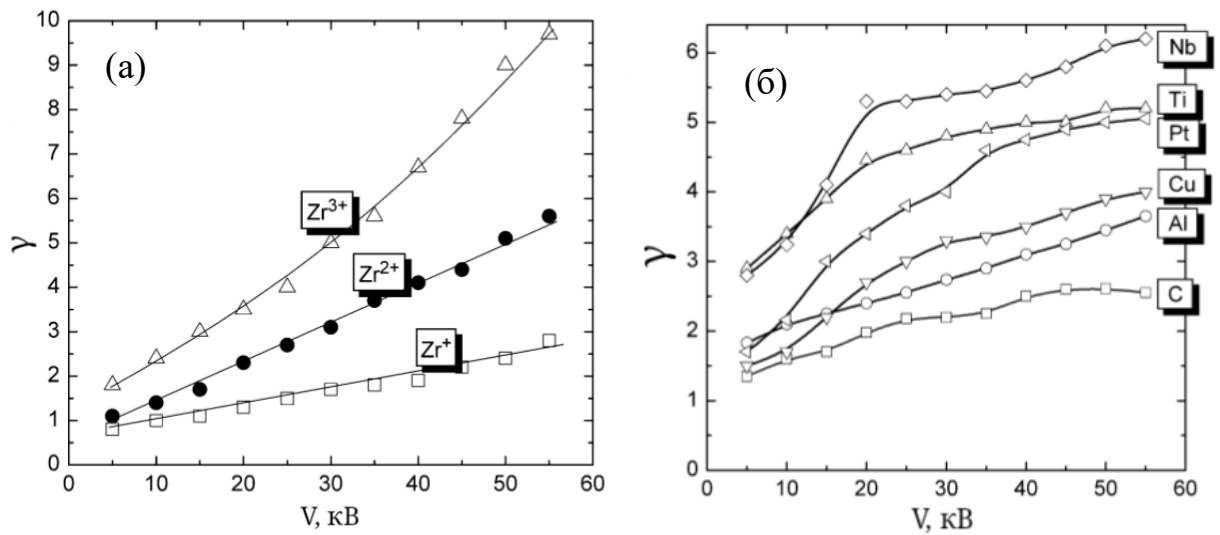


Рис. 1.5 Коефіцієнт іон-електронної емісії  $\gamma$  як функція потенціалу зсуву, прикладеного до підкладки: (а) для багатозарядних іонів Zr, що налітають на підкладку з алюмінію; (б) для металевих іонів, що налітають на підкладку з нержавіючої сталі [9]

Існує два типи виривання йоном електронів з поверхні речовини. Залежно від того, яким є вид енергії падаючих іонів, відповідальних за емісію, відрізняють кінетичну електронну емісію (КЕЕ) та потенціальну електронну емісію (ПЕЕ). КЕЕ має місце лише тоді, коли енергія падаючих іонів перевищує деяку границю, зазвичай, приблизно 1 кеВ. Такі енергії йонів притаманні йонній імплантації. У процесі КЕЕ кінетична енергія йона йде на

виробництво, транспорт і емісію електронів з мішені. Межа КЕЕ залежить від роботи виходу електронів з металу та енергії Фермі. Для енергій, нижчих за 1 кеВ, відбувається лише ПЕЕ.

Напівемпіричну формулу для коефіцієнту ПЕЕ  $\gamma_{II}$  для одноразово заряджених іонів запропоновано у роботі [112]. Вираз для коефіцієнту  $\gamma_{II}$  є таким:

$$\gamma_{II} = 0.032 \times (0.78I - 2e\Phi), \quad (1.26)$$

де  $I$  – це енергія йонізації,  $e\Phi$  – робота виходу електронів у одиницях еВ.

Проте, аналітичний вираз для коефіцієнту потенціальної емісії, яку викликають багатозарядні іони (БЗІ), відсутній у поточній літературі.

Шапіро та Рокко надали таку напівемпіричну формулу для коефіцієнту КЕЕ  $\gamma_K$  для йонів неону та аргону [113]

$$\gamma_K = a(\nu_i - \nu_{i0}), \quad (1.27)$$

де  $\nu_i$  – це енергія падаючого йона. Сталі  $a$  та  $\nu_{i0}$  залежать від типу падаючих іонів, від матеріалу поверхні, умов бомбардування, температури та інше.

#### 1.2.4 Плаваючий потенціал та заряд макрочастинки

Поглинання електронів та йонів з плазми поверхнею МЧ є основним, але не єдиним процесом заряджання МЧ. До того ж існують додаткові емісійні та радіаційні процеси, які потрібно враховувати за деяких умов. МЧ перебуває під плаваючим потенціалом, коли сума струмів на поверхні МЧ дорівнює нулю. У найпростішому випадку, коли емісійними процесами можна знехтувати, плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{II}$  обчислюють з балансу струмів електронів та йонів з плазми:

$$I_i(\varphi_{II}) + I_e(\varphi_{II}) = 0, \quad (1.28)$$

де  $I_i$  – це струм іонів плазми;  $I_e$  – струм електронів плазми.

Оскільки теплова швидкість електронів є набагато більшою за теплову швидкість іонів, електрони досягають поверхні МЧ швидше, ніж іони. Таким чином, МЧ поглинає більш електронів, ніж іонів. Як результат, плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Pl}$  є негативним.

Баланс струмів (1.28) у наближенні ООР являє собою трансцендентне рівняння

$$1 - \frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_e} = \left( \frac{m_i}{m_e} \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i} \exp\left( \frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_e} \right). \quad (1.29)$$

Для заданих плазмових параметрів плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Pl}$  чисельно обчислюється з цього рівняння. Нормований плаваючий потенціал МЧ  $z = -(e\varphi_{Pl})/k_B T_e$  залежить від відношення мас, температур і густин іонів та електронів. З урахуванням умови квазінейтральності,  $n_e = n_i$ , залишаються два параметри, від яких залежить плаваючий потенціал,  $\tau = T_e/T_i$  та  $\mu = m_i/m_e$ . У даному випадку рівняння для визначення плаваючого потенціалу (1.29) набуває вигляду

$$\exp(-z) = \frac{1 + z\tau}{\sqrt{\mu\tau}}. \quad (1.30)$$

Наприклад, у плазмі з  $T_e = T_i$  ( $\tau = 1$ ) плаваючий потенціал МЧ дорівнює у плазмі водню:  $\varphi_{Pl} = -2.5 k_B T_e/e$  (формула Спітцера) [114], аргону:  $\varphi_{Pl} = -3.95 k_B T_e/e$ , криптону:  $\varphi_{Pl} = -4.3 k_B T_e/e$ . При  $T_e \gg T_i$ , що відповідає  $\tau \rightarrow \infty$ , нормований плаваючий потенціал МЧ  $z \approx 1$ . Залежності безрозмірного плаваючого потенціалу  $z$  МЧ від відношення температур електронів та йонів  $\tau$  для різних елементів розраховані у роботі [83]. Показано, що при збільшенні відношення температур  $\tau$  безрозмірний плаваючий потенціал МЧ зменшується. До того ж, речовини з більшим порядковим номером елементу



мають і більший потенціал  $z$ . Проте виявлено, що у широкому діапазоні температур залежність потенціалу від  $\tau$  є слабкою. Так, для  $\tau \sim 10 \div 100$ , безрозмірний потенціал лежить у межах  $z \sim 2 \div 4$ .

Особливістю розрахованого плаваючого потенціалу МЧ на підставі теорії ООР є те, що він не залежить від радіусу МЧ, тому немає граничного переходу до пласкої поверхні при великих радіусах МЧ.

Інша зарядова теорія – теорія АБР. Вона дає можливість точно розрахувати плаваючий потенціал, якщо МЧ є сильно зарядженою. Проте, у випадку МЧ з низьким потенціалом, коли не можна нехтувати кутовим моментом, теорія АБР стає непридатною. Кеннеді та Аллен [115] застосували теорію АБР до заряджання МЧ з великим радіусом,  $a > \lambda_D$ . Знайдено, що нормований плаваючий потенціал МЧ є функцією відношення мас електрона та йона,  $m_i/m_e$ , та відношення радіусу МЧ до Дебаєвого радіусу,  $a/\lambda_D$ ; а  $\varphi_{Pl}$  дорівнює декільком еВ. Але у разі  $a \ll \lambda_D$  виникає наступна суперечність: плаваючий потенціал  $\varphi_{Pl}$  прямує до нуля, а це не має фізичного сенсу. У протилежність, теорія ООР надає плаваючий потенціал, який не залежить від розмірів МЧ.

Важливими властивостями вакуумної дуги є наявність багатозарядних іонів з надзвуковими швидкостями [116]. А. Андерс [117] розрахував плаваючий потенціал «холодної» МЧ у потоці багатокомпонентної рухомої плазми з усередненим зарядовим станом  $Z$  і швидкостями йонів  $v_i$  у межах теорії ООР. Плаваючий потенціал знаходять із трансцендентного рівняння, він дорівнює

$$\varphi_{Pl} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[ \frac{v_i}{v_{e,T}} \left( 1 - Z \frac{2e\varphi_{Pl}}{m_i v_i^2} \right) \right]. \quad (1.31)$$

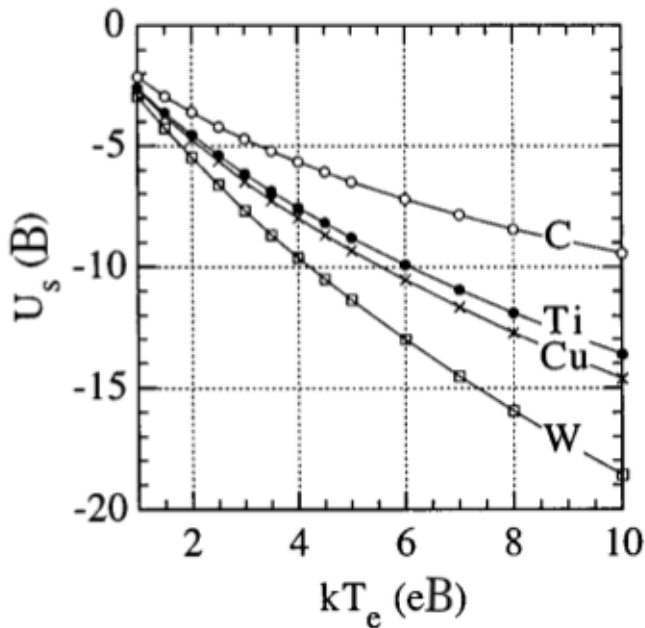


Рис.1.6 Залежність плаваючого потенціалу МЧ від електронної температури для швидкості плазми  $v_i = 10^4$  м/с [9]

Для рухомої плазми залежності плаваючого потенціалу МЧ з різних матеріалів від електронної температури зображено на Рис. 1.6.

Зв'язок між плаваючим потенціалом МЧ та її зарядом можна встановити, якщо розглядати МЧ як сферичний конденсатор, який складається з двох сферичних пластин, які розташовані на відстані  $\lambda_D$  одна від одної. Ємність такого конденсатора складає [93]

$$C = 4\pi\epsilon_0 a(1 + a/\lambda_D). \quad (1.32)$$

Як можна бачити, ємність МЧ у плазмі є більшою, ніж у вакуумі. У разі  $a \ll \lambda_D$  ємність  $C \approx 4\pi\epsilon_0 a$ . Оскільки

$$Q = C\phi_{Pl}, \quad (1.33)$$

то заряд дорівнюватиме

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a\phi_{Pl}. \quad (1.34)$$

Як можна бачити, заряд МЧ лінійно залежить від її радіусу. Плаваючий потенціал МЧ, навпаки, не залежить від радіусу. У газорозрядній плазмі за типових умов з  $T_e = 1$  еВ МЧ радіусом  $a \sim 1$  мкм має заряд  $Q = (1 \div 3) \times 10^3 e$  [83].

Вище проаналізовано плаваючий потенціал та заряд МЧ без урахування емісійних процесів. Урахування емісійних процесів є надто трудомісткою задачею. Найчастіше, залежно від переважаючого процесу, автори використовують спрощені моделі для опису заряджання МЧ у плазмі.

### 1.2.5 Динаміка заряджання макрочастинки та флуктуації заряду

При дослідженні заряджання МЧ треба мати на увазі, що МЧ не заряджається миттєво. Якщо внести незаряджену МЧ до плазми, негативний заряд МЧ зростає за абсолютною величиною від нуля до рівноважного значення  $Q_0$  доти, доки не зрівняються потоки електронів і йонів на МЧ. Заряджання МЧ у лабораторній плазмі займає від 0.1 мкс до десятків мкс [83]. Динаміка заряджання МЧ визначається рівнянням

$$\frac{dQ}{dt} = I_i + I_e. \quad (1.35)$$

З розв'язання рівняння (1.35) можна зробити наступні висновки [118]:

$$1) \frac{dQ}{dt} = 0$$

$$I_i(Q_0) + I_e(Q_0) = 0. \quad (1.36)$$

Розв'язком цього рівняння є рівноважний заряд, який відповідає плаваючому потенціалу.

2) За початкових умов  $t=0$ ,  $Q=0$ , рівняння (1.35) дає повністю нелінійний процес заряджання.

3) Якщо заряд  $Q$  слабко відхиляється від свого рівноважного заряду  $Q_0$ , рівняння (1.35) дає лінійний час релаксації  $\tau$ .

Найбільший інтерес становить останній випадок. Заряд МЧ може флукутувати навколо свого рівноважного значення  $Q_0$ , наприклад, при зміні плазмових умов. Що більша величина флуктуації, то вона менш імовірна.

Зарядження МЧ можна розглядати, як зарядження сферичного конденсатора через електричний опір  $R$ . Аналогом рівняння, що описує зарядження МЧ, є рівняння електричного коливального контуру, який складається з резистора та конденсатора. Розв'язок цього рівняння є таким [118]:

$$\varphi(t) = \varphi(t=0)e^{-t/\tau} + \varphi_{\text{пл}}(1 - e^{-t/\tau}), \quad (1.37)$$

де час релаксації  $\tau$  становить

$$\tau = RC. \quad (1.38)$$

Опір  $R$  є аналогом дотичної до вольт-амперної характеристики сферичного зонда, що перебуває під плаваючим потенціалом,  $R = -dU/dI$ . Оскільки  $\tau = RC \propto a^{-1}$ , час релаксації для великих МЧ виявляється меншим, ніж для маленьких МЧ.

У викладеній вище теорії ООР струми, що надходять до поверхні МЧ, вважалися безперервними. Насправді, струми складаються з дискретних зарядів (з індивідуальних електронів та йонів) та надходять до поверхні МЧ упродовж скінченних проміжків часу. Флуктуації заряду можна розглядати як Марків процес чи процес Гауса. Чисельне моделювання флуктуацій заряду проведено у роботах [119–122].

### 1.3 Динаміка макрочастинки у плазмі

МЧ під час руху в плазмі зазнає впливу конкуруючих сил: сили тяжіння  $\vec{F}_g$ , електростатичної сили  $\vec{F}_E$ , сили йонного захоплення  $\vec{F}_i$ , сили тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$  та термофоретичної сили  $\vec{F}_T$ . Рівнодіюча усіх сил дорівнює

$$\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_E + \vec{F}_i + \vec{F}_h + \vec{F}_T. \quad (1.39)$$

Перша сила, сила тяжіння  $\vec{F}_g$ , є основною силою

$$\vec{F}_g = M\vec{g}, \quad (1.40)$$

де  $M$  – це маса МЧ,  $\vec{g}$  – прискорення вільного падіння.

У зовнішньому електричному полі МЧ зазнає дії електростатичної сили [123]

$$\vec{F}_E = Q\vec{E} \left( 1 + \frac{(a/\lambda_d)^2}{3(1 + a/\lambda_d)} \right). \quad (1.41)$$

Аналітичний вираз для сили  $\vec{F}_E$  здобуто у припущенні, що електричне поле не руйнує шар просторового заряду навколо МЧ. У протилежному випадку відбуватиметься поляризація.

У випадку  $a \ll \lambda_d$  вираз (1.41) зводиться до звичайної формули для точкового заряду

$$\vec{F}_E \approx Q\vec{E}. \quad (1.42)$$

Наступна сила – це сила йонного захоплення  $\vec{F}_i$ , яка має дві складові: силу прямого зіткнення  $\vec{F}_{np}$  та силу Кулона  $\vec{F}_K$  [117]:

$$\vec{F}_i = \vec{F}_{np} + \vec{F}_K. \quad (1.43)$$

Як можна бачити з Рис. 1.7, у випадку малих напрямлених швидкостей іонів, тобто, коли швидкості є меншими за бомову швидкість  $v_B$ , рівнодіюча сила переважно визначається силою Кулона. Навпаки, для  $u_i \gg v_B$  найбільший внесок у загальну силу здійснює сила прямих зіткнень.

Сила тертя, що діє на МЧ з боку нейтралів, надається співвідношенням Ейнштейна [124]:

$$\vec{F}_h = -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi} a^2 n m_h v_{T,h} (\vec{V} - \vec{v}_h), \quad |\vec{V} - \vec{v}_h| \ll v_{T,h} \quad (1.44)$$

$$\vec{F}_n = -\pi a^2 n m_n |\vec{V} - \vec{v}_n| (\vec{V} - \vec{v}_n), \quad |\vec{V} - \vec{v}_n| \gg v_{T,n}, \quad (1.45)$$

де  $\vec{V}$  – це швидкість МЧ,  $n$  – густина нейтральних атомів,  $T_n$  – температура нейтрального газу,  $m_n$  – маса нейтральних атомів,  $v_{T,n} = \sqrt{8k_B T_n / \pi m_n}$  – теплова швидкість нейтральних атомів. При великих швидкостях МЧ сила тертя є прямо пропорційною квадрату відносної швидкості.

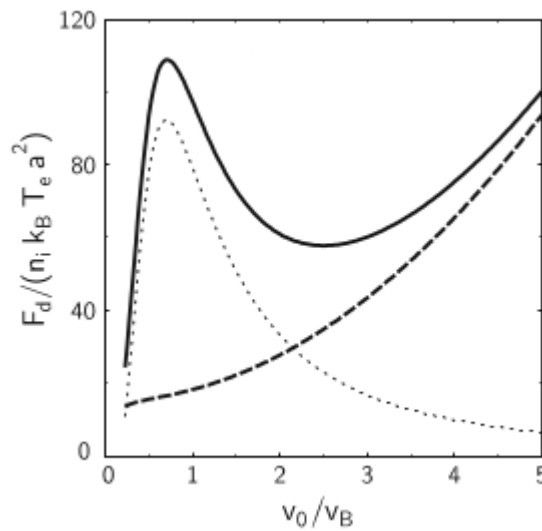


Рис. 1.7 Залежність безрозмірної рівнодіючої сили йонного захоплення (суцільна лінія) та її компонентів: кулонової сили (точкова лінія) та сили прямих зіткнень (пунктирна лінія) від відношення напрямленої швидкості йонів та бомової швидкості [118]

Термофоретична сила зумовлена градієнтом температури нейтрального газу

$$\vec{F}_T = -\frac{4\sqrt{2}\pi}{15} \frac{a^2}{v_{T,n}} \chi \nabla T_n, \quad (1.46)$$

де  $\chi$  – це теплопровідність газу. Сила  $\vec{F}_T$  діє на МЧ у зворотному до градієнту напрямку, тобто, у бік зменшення температур.

Усі вищезгадані сили залежать від радіусу МЧ у наступній послідовності:

$$\vec{F}_E \propto a, \quad \vec{F}_i, \vec{F}_n, \vec{F}_T \propto a^2, \quad \vec{F}_g \propto a^3.$$

Важливість кожної сили визначається характером руху МЧ, зокрема, можливістю захоплення МЧ. Низку експериментальних і теоретичних робіт присвячено дослідженню сил, що діють на МЧ, та динаміці МЧ за різних умов [94, 125, 126].

#### 1.4 Енергетичний баланс макрочастинки у плазмових системах

Разом зі струмами електронів та йонів з плазми, які заряджають МЧ, до поверхні МЧ надходять потоки енергії, що спричиняють зміну її температури. Зіткнення плазмових частинок з поверхнею МЧ призводить до перетворення кінетичної та потенціальної енергій іонів та електронів у теплову енергію МЧ, та тим самим, до її нагрівання. З іншого боку, електрони можуть залишати поверхню МЧ внаслідок вторинної електронної емісії або термоелектронної емісії, тим самим охолоджуючи її.

Рівняння енергетичного балансу описує закон збереження енергії під час теплообміну МЧ з плазмою

$$MC \frac{dT_{MЧ}}{dt} = \sum P_{\alpha}, \quad (1.47)$$

де  $C$  – це питома теплоємність матеріалу МЧ,  $M$  – маса МЧ,  $T_{MЧ}$  – температура МЧ,  $P$  – потужності, які пов'язані з охолодженням або нагріванням МЧ.

Рівняння енергетичного балансу для МЧ, зануреної в плазму вакуумно-дугового розряду, було розв'язано для різних матеріалів МЧ і за різних плазмових умов у роботах [20, 117, 127, 128]. Боксман та Голдсмит у роботі [20] знайшли, що МЧ з купруму втрачає 30 % від своєї початкової маси внаслідок іонного бомбардування. Розрахунки проводилися у припущенні, що

спочатку МЧ нагрівається до деякого рівноважного стану, а саме, доти, доки енергія, яку поглинає МЧ, дорівнюватиме енергії, що втрачає МЧ при випаровуванні. Після чого нейтральні атоми мають залишати поверхню МЧ після кожного зіткнення йона з МЧ. Чен та інші [128] враховували енергетичні втрати МЧ внаслідок випромінювання та термоелектронної емісії.

А. Андерс у роботі [117] проаналізував енергетичний баланс МЧ з урахуванням конкуруючих процесів: нагрівання внаслідок електронного та йонного бомбардування, а також охолодження внаслідок випромінювання та випаровування. Залежність потужності випаровування МЧ з різних матеріалів представлено на Рис.1.8. Автор дійшов висновку, що у «звичайній» плазмі за відсутності зовнішніх джерел нагрівання повне випаровування МЧ є неможливим.

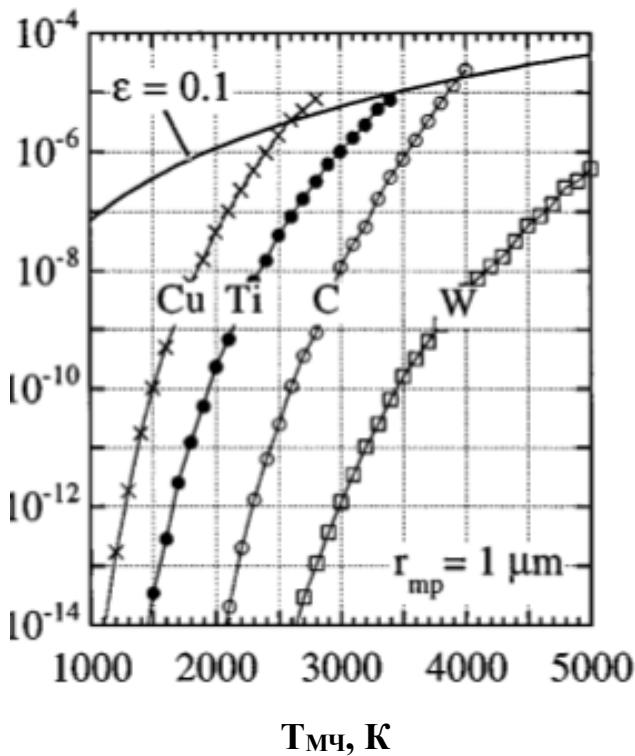


Рис.1.8 Охолодження МЧ з радіусом 1 мкм через випаровування [117]



## **1.5 Методи очищення плазми від макрочастинок у вакуумно-дугових джерелах плазми**

### **1.5.1 Магнітні фільтри**

Використання магнітних фільтрів різноманітної конфігурації є основним методом сепарації (видалення) крапельної фази з потоку вакуумно-дугової плазми [129–132]. Фільтрована плазма дає можливість отримати високоякісні покриття та тонкі плівки. Магнітні фільтри поділяють на два основних типи: з прямолінійним та криволінійним плазмоводом [22]. Прямолінійні плазмоводи мають найменші плазмові втрати, але разом з тим не відбувається повного позбавлення від МЧ, тому що катод та підкладка розташовані на одній лінії [131]. Магнітний фільтр з криволінійним плазмоводом є найпоширенішим засобом для очищення лабораторної та технологічної плазми [129, 130]. Класичний магнітний фільтр, який являє собою чверть магнітного тора з обертом плазмового потоку на кут  $90^\circ$ , запропонував І.І. Аксьонов разом зі співавторами у ННЦ ХФТІ НАН України [129]. Бажання підвищити ступінь очищення плазми від МЧ спонукало до розробки магнітних фільтрів з обертами плазмового потоку, більшими за  $90^\circ$ . Існують магнітні фільтри з кутами оберту  $120^\circ$ ,  $180^\circ$  та навіть з вищими [133]. Підвищення ступені очищення плазми від МЧ потребує ускладнення конструкції фільтра. Так С. Андерс разом зі співавторами [23] запропонував конструкцію з двох послідовно з'єднаних у протилежних напрямках плазмоводів у вигляді чверті тору, які утворюють S-подібну форму. Така конструкція дійсно підвищує якість фільтрації плазми, але разом із тим збільшуються й плазмові втрати. Ускладнення конструкції фільтрів, з одного боку, підвищує ступінь очищення плазми від МЧ, але з іншого боку, знижує швидкість нанесення покриттів, що призводить до зниження ефективності плазмових систем. Ефективність плазмового транспорту зменшується в міру збільшення довжини фільтра [22].

Аналіз згаданих методів фільтрованого вакуумно-дугового осадження та інших, а також перспективи їх використання наведено у роботах [133–143].

### **1.5.2 Альтернативні методи очищення плазми від макрочастинок**

Застосування магнітних фільтрів призводить до суттєвої втрати продуктивності технологічного процесу, тому в останні роки паралельно до новітніх систем фільтрації інтенсивно розробляють і нефільтрові методи очищення плазми. Такі методи не забезпечують повного очищення плазми, проте є більш простішими та мають нижчу вартість. За останні роки у цій галузі досліджень відбулись значні зрушення. Докладний аналітичний огляд методів придушення емісії МЧ у вакуумно-дугових джерелах без використання магнітних фільтрів наведено у роботах [20, 144].

Придушити емісію МЧ можна ще на етапі формування плазмових потоків завдяки застосуванню особливих режимів роботи вакуумно-дугового розряду, таких як імпульсна вакуумна дуга [145], вакуумна дуга, що керується магнітним полем (steering arc) [146]; вакуумна дуга з гарячим тугоплавким анодом (HRAVA) [147], шунтована вакуумна дуга [144], екранована вакуумна дуга [148] та інші [144].

Керування рухом КП по поверхні катоду дає можливість контролювати крапельну фазу ерозії катоду. Так, при використанні імпульсних режимів роботи вакуумно-дугового розряду час перебування КП на поверхні катоду зменшується, що призводить до зменшення крапельної фази ерозії катоду. Аналогічно, застосування магнітного поля у вакуумно-дуговому розряді впливає на рух КП. В міру підвищення індукції магнітного поля швидкість пересування КП по поверхні катоду зростає [146]. Оскільки радіус КП обернено пропорційний до швидкості КП, а маса та число МЧ пропорційні до об'єму КП, то збільшення швидкості КП призводить до придушення емісії МЧ.

В Інституті Фізики НАН України запропоновано систему фільтрації, яка не передбачає видалення крапельної фази з плазмового потоку [24, 25]. Додавання електронного пучка до плазмової системи дає можливість випаровувати та руйнувати МЧ.

Результати експериментальних досліджень упродовж останніх років указують на те, що зменшити та запобігти забруднення поверхонь та покриттів МЧ можливо й шляхом коригування параметрів технологічних процесів, таких як реакційний газ, магнітне поле, струм, потенціал зсуву підкладки, тощо [26–29].

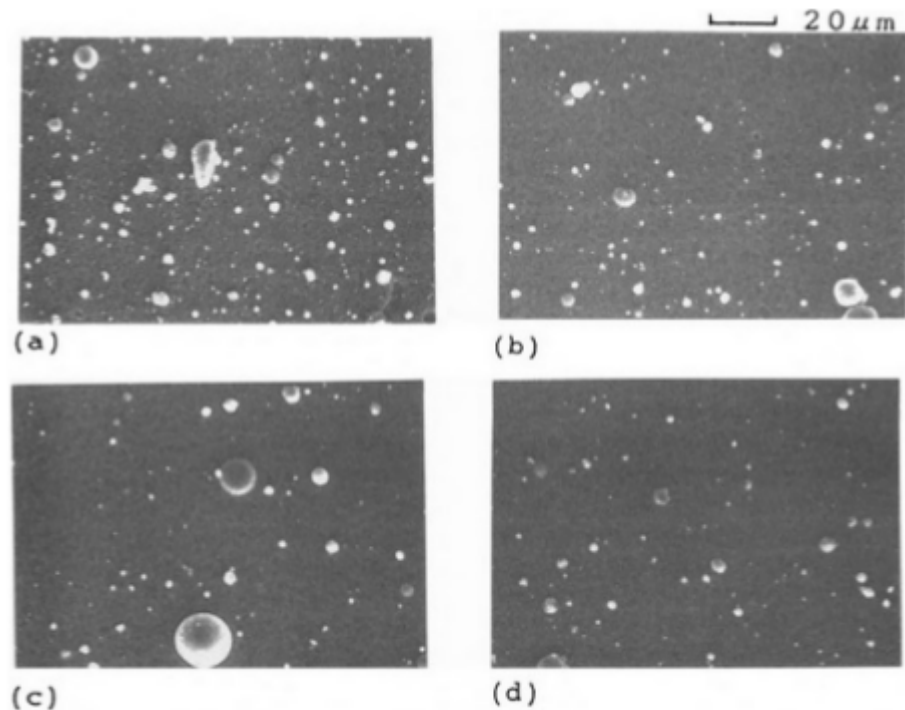


Рис.1.8 МЧ на поверхні TiN плівки за різних потенціалів зсуву підкладки:

(а) – 20 В, (б) – 100 В, (с) – 200 В, (д) – 400 В [26]

Проведено низку експериментів з дослідження впливу негативного потенціалу зсуву на МЧ у вакуумно-дуговому розряді [26, 27, 149–152]. Тай разом зі співавторами [26] досліджував вплив потенціалу зсуву підкладки на

число осаджених МЧ на покриттях при плазмово-іонній обробці та площу, яку вони займають. На Рис. 1.8 представлено мікрофотографії поверхні зразків після плазмово-йонної обробки для різних потенціалів зсуву підкладки. Як можна бачити з Рис. 1.8 (а), при застосуванні потенціалу зсуву – 20 В підкладка густо покрита МЧ. Підвищення негативного потенціалу зсуву підкладки від –20 В до – 400 В призводить до суттєвого зменшення вмісту МЧ у покриттях. Характерною особливістю є те, що великі МЧ все ж таки досягають поверхні покриття.

Кейдар [149, 150] досліджував вміст МЧ у вакуумно-дуговому розряді з Cu, Ti, Zr, Cr катодами для двох випадків: (1) якщо підкладка перебуває під плаваючим потенціалом; (2) якщо до підкладки прикладений негативний потенціал зсуву – 1000 В. В останньому випадку число МЧ зменшується у 3-4 рази для усіх матеріалів катоду.

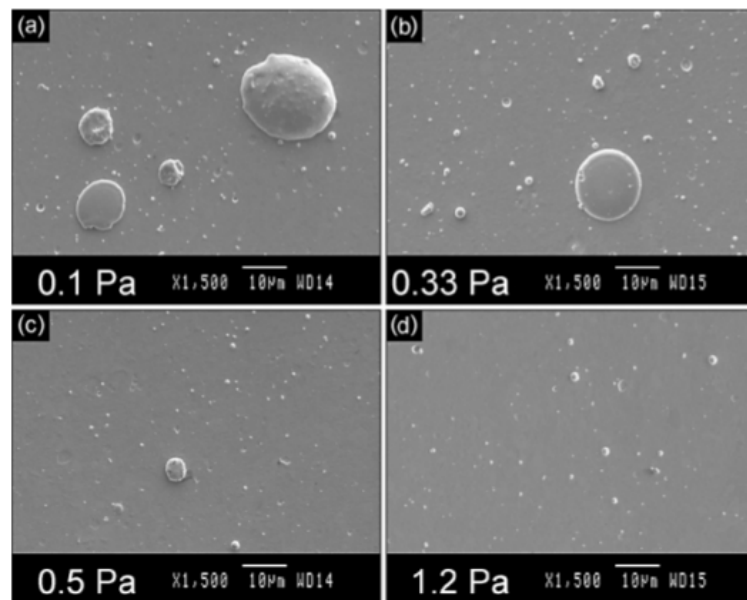


Рис.1.9 МЧ на поверхні TiN плівки за різних значень тиску нітрогену [28]

Результати експериментів [153–159] засвідчують, що використання імпульсного потенціалу зсуву підкладки є додатковим фактором зменшення числа МЧ. Так, підвищення частоти імпульсу з 10 до  $10^5$  імпл/с при амплітуді потенціалу зсуву 2 кВ призводить до зменшення числа МЧ у титановій плазмі вакуумно-дугового розряду утричі.

Напуск реакційного газу до робочої камери також призводить до зменшення розмірів МЧ та їх вмісту на осаджених поверхнях [160–166]. Чимало робіт присвячено експериментальному дослідженню числа та розмірів МЧ при осадженні TiN поверхонь [28, 29, 63, 160–164]. Аксьонов І. І. та інші [63] досліджували краплинну фазу ерозії катоду стаціонарної вакуумної дуги (при тривалості горіння розряду від декількох десятків секунд та вище) як у високому вакуумі, так і з додаванням до камери робочого газу нітрогену. Знайдено, що МЧ мають максимальний розміри 40 мкм у відсутності газу, та 30 мкм за тиску нітрогену 1 Па. До того ж, вміст МЧ на покриттях зменшується вдвічі за тиску 1 Па. Схожі результати щодо вмісту МЧ отримали Харріс та інші [28], але їхні дані по розмірам МЧ дещо різняться. Так, максимальний діаметр МЧ зменшується від 68 мкм при 0.1 Па до 8 мкм при 1.2 Па, а вміст МЧ на покриттях при цьому також зменшувався майже вдвічі.

На Рис. 1.9 представлено мікрофотографії поверхні зразків після плазово-йонної обробки за різних значень тиску нітрогену [28]. Як можна бачити з Рис. 1.9 (а), за тиску газу 0.1 Па спостерігаються великі за розміром МЧ. При зміні тиску газу від 0.1 Па до 1.2 Па число МЧ суттєво зменшується, та за тиску газу 1.2 Па зовсім не спостерігається великих МЧ. Також зменшуються й розміри МЧ. Так, за цих самих значень тиску газу максимальний діаметр МЧ зменшується від 68 мкм до 8 мкм. Здобуті результати пояснювали утворенням на поверхні катоду хімічних сполук, що мають більш високу температуру плавлення, ніж чисті метали [63]. Таке пояснення не може бути повністю задовільним, оскільки результати

експериментальних досліджень вказують на додаткові чинники, що впливають на вміст МЧ на осаджених плівках і покриттях. Так, для складних катодів додатково має значення тип КП на поверхні катоду. І. Жирков та інші [165] порівняли загальний об'єм МЧ для катоду з Ti-Al та елементарних катодів з Ti та Al. З підвищенням тиску відбувався перехід КП з типу 2 до типу 1 для катоду з Ti-Al, проте для титанового катоду трансформація КП не відбувалася. Автори зробили висновок, що обидва чинники: висока температура плавлення нітридів на поверхні катоду та зміна типу КП, – призводять до зменшення розмірів та числа МЧ. Ще один можливий чинник, який впливає на число МЧ з підвищенням тиску, – це електростатичне відбиття МЧ від підкладки [9]. Висловлено припущення, що під час руху МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду у присутності реакційного газу відбувається нітридизація поверхні МЧ, внаслідок чого МЧ коливатиметься поблизу підкладки [9]. Кейдар та інші [160] запропонували модель електростатичного відбиття МЧ від підкладки при вакуумно-дуговому осадженні у присутності реакційного газу. Знайдено, що в міру підвищення тиску газу плаваючий потенціал підкладки збільшується, тим самим збільшується й електростатичне відбиття. Проте, як відомо, більшість методів вакуумно-дуговому осадженні покриттів відбувається при додатковому застосуванні негативного потенціалу зсуву до підкладки. Тому така модель описує частковий випадок.

Дослідження спільного впливу тиску газу та застосування негативного потенціалу зсуву на МЧ показали, що ефект тиску газу на МЧ є слабшим за ефект потенціалу зсуву [167].

Усі вищезгадані методи придушення емісії МЧ є перспективними для очищення лабораторної та технологічної плазми.

## Висновки до розділу 1

1. Здійснено порівняльний аналіз теорій заряджання МЧ на базі теорії зондів. Основну теорію ООР порівняно з її удосконаленими варіантами та з іншими теоріями. Використання теорії ООР обмежено для опису МЧ у плазмі з зіткненнями, у плазмі з магнітним полем, у густій плазмі, а також для МЧ з відносно великим радіусом.

2. На сьогодні бракує знань про механізми взаємодії МЧ з пучками електронів та йонів у плазмі. Тому подальші дослідження слід зосередити на вивченні ролі вторинної електрон-електронної та йон-електронної емісій на заряджання, динаміку та фазові стани МЧ.

3. Висловлене припущення про зменшення числа МЧ у вакуумно-дуговому розряді у присутності реакційного газу завдяки підвищенню температури плавлення катоду не можна вважати повністю задовільним, оскільки характеристики та динаміка МЧ зумовлені як процесами у КП на поверхні катоду, так і параметрами плазми у пучково-плазмових системах.

4. Процеси заряджання та динаміка МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду при докладанні до підкладки постійного та імпульсного негативного потенціалу зсуву при вакуумно-дуговому осадженні тонких плівок та йонній імплантації потребують подальшого дослідження.

5. Плазмові втрати у магнітних фільтрах призводять до зниження їхньої ефективності, тому оптимізація ефективності магнітних фільтрів та пошук альтернативних методів видалення та придушення МЧ є пріоритетною задачею.

## РОЗДІЛ 2

### МАКРОЧАСТИНКА У ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМАХ З ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ

Низькоенергетичні електронні пучки з енергіями електронів декілька кеВ широко використовують для модифікації властивостей поверхонь [1–3]. В першу чергу електронний пучок впливає на заряджання МЧ у плазмі. За відсутності електронного пучка поглинання плазмових електронів і йонів поверхнею МЧ є основним процесом заряджання МЧ у плазмі газових розрядів низького тиску. Електронний пучок у плазмових системах викликає додаткові емісійні процеси з поверхні МЧ. Вторинна електронна емісія безпосередньо зумовлена бомбардуванням поверхні МЧ електронним пучком. Термоелектронна та автоелектронна емісії є наслідками бомбардування поверхні МЧ електронним пучком через підвищення, відповідно, температури та електричного поля МЧ.

За відсутності електронної емісії, МЧ у низькотемпературній газорозрядній плазмі залишається «холодною» та має негативний плаваючий потенціал унаслідок великої рухливості електронів порівняно з іонами. Присутність електронного пучка, з одного боку, сприяє високому негативному заряджання МЧ [168]; з іншого боку, додаткові емісійні процеси призводять до зменшення абсолютної величини негативного потенціалу МЧ, та навіть можуть призводити до позитивного заряджання МЧ [93].

У цьому розділі дисертації розглянуто фізичні механізми заряджання МЧ у плазмових системах за наявності низькоенергетичного пучка електронів з енергією до 10 кеВ та густиною струму до декількох кА/см<sup>2</sup>. Процес заряджання досліджено у межах класичного наближення обмеженого орбітального руху (ООР) [84] та на підставі дискретної моделі. Розглянуто флуктуації заряду МЧ, які пов'язані з випадковістю процесу заряджання.



Розраховано плаваючий потенціал МЧ з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії, термоелектронної, автоелектронної та термо-автоелектронної емісій з поверхні МЧ. Визначено роль кожної з цих емісій окремо на заряджання МЧ. Також досліджено процеси енергообміну між МЧ та плазмою з електронним пучком. Розглянуто можливість випаровування та руйнування МЧ електронним пучком.

## **2.1 Електричний потенціал та заряд макрочастинки з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії**

Розглянемо заряджання МЧ у низькотемпературній газорозрядній плазмі низького тиску з температурою електронів  $T_e$  порядку декілька еВ та температурою йонів  $T_i$  близько 1 еВ у присутності електронного пучка. У першому розділі було домовлено використовувати модель ізольованої МЧ, тобто вважалось, що макрочастинки рознесені на нескінченно далеку віддаль та не взаємодіють між собою. Таким чином компонентами неізотермічної плазми є теплові електрони та йони, моноенергетичний пучок електронів, а макрочастинки не входять до складників плазми. Заряджання МЧ відбувається шляхом поглинання поверхнею МЧ плазмових електронів і йонів, а також електронів пучка. Бомбардування МЧ плазмовими частинками та електронами пучка призводить до виникнення вторинної електронної емісії з поверхні МЧ. Враховуючи вищезазначені процеси, можна записати еволюцію заряду МЧ з часом у вигляді рівняння:

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_j I_j, \quad j = e, i, b, s, \quad (2.1)$$

де сума розраховується по всім струмам  $I_j$ , що надходять та виходять з поверхні МЧ, враховуючи відповідний знак. Індексом  $j$  позначено:  $e$  – електрони плазми,  $i$  – йони плазми,  $b$  – електрони пучка,  $s$  – вторинні

електрони, що емітують з поверхні МЧ. У даному підрозділі розглянуто ефективну електронну емісію внаслідок бомбардування МЧ зарядженими частинками (електронами, йонами, електронами пучка). Пружно та непружно відбитими вторинними електронами знехтувано.

Розглянемо внесок кожної компоненти пучкової плазми до ефективної вторинної електронної емісії з поверхні МЧ. Припустимо, що йони плазми є одноразово зарядженими. Для того, щоб визначити струм вторинної електронної емісії необов'язково знати розподіл вторинних електронів за швидкостями, достатньо знати коефіцієнт вторинної електронної емісії. Коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії не залежить від енергії падаючих на МЧ йонів плазми. Згідно з Райзером [169]:

$$\gamma \approx 0.016 \times (I - 2e\Phi), \quad (2.2)$$

де  $I$  – це енергія йонізації,  $e\Phi$  – робота виходу електронів у одиницях еВ. Наприклад, для йонів нітрогену  $N_2^+$  ( $I=15.58$  еВ), які падають на титанову МЧ ( $e\Phi = 4.3$  еВ), коефіцієнт  $\gamma$  становить 0.095. Попри те, що це груба оцінка, можна вважати, що  $\gamma$  не перевищує 0.1. Таким чином, струм вторинних електронів  $I_{i-e} = 0.1 I_e$  на порядок менший за струм плазових електронів.

На відміну від  $\gamma$  коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії залежить від енергії падаючих на МЧ електронів та має такий вигляд [104]:

$$\delta = 7.4 \delta_m \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m} \exp\left(-2\sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m}}\right), \quad (2.3)$$

де  $\delta_m$  – це максимальне значення  $\delta$ ;  $\varepsilon_e$  – енергія моноенергетичного пучка первинних електронів;  $\varepsilon_m$  – енергія первинного пучка електронів, для якого  $\delta = \delta_m$ .

Струм вторинної електронної емісії, викликаної бомбардуванням поверхні МЧ електронами плазми, для випадку негативно зарядженої МЧ, дорівнює [106]

$$I_{e-e} = \frac{8\pi^2 a^2 e}{m_e} \int_{-e\varphi_{\Pi l}}^{\infty} \varepsilon_e \delta(\varepsilon_e - e\varphi_{\Pi l}) f(\varepsilon_e - e\varphi_{\Pi l}) d\varepsilon_e, \quad \varphi_{\Pi l} < 0, \quad (2.4)$$

електрона. Вираз у дужках  $(\varepsilon_e - e\varphi_{\Pi l})$  дорівнює кінетичній енергії електрона при зіткненні з поверхнею МЧ. Якщо МЧ є негативно зарядженою, електрони у шарі просторового заряду навколо МЧ сповільнюються і перед тим, як досягнути поверхні МЧ, втрачають кінетичну енергію  $e\varphi_{\Pi l}$ .

Підстановка коефіцієнту  $\delta$  (2.3) до (2.4) надає можливість виконати інтегрування та знайти вираз для струму вторинної електронної емісії. Зв'язок між струмами вторинних і первинних електронів є таким [102]:

$$I_{e-e} = 3.7 \delta_m I_e F(\varepsilon_m / 4k_B T_e), \quad (2.5)$$

де

$$F(x) = x^2 \int_0^{\infty} \exp(-(xt^2 + t)) dt. \quad (2.6)$$

Функцію  $F(x)$  можна апроксимувати так

$$F(x) \approx \frac{1}{x} = \frac{4k_B T_e}{\varepsilon_m}, \quad (2.7)$$

де  $k_B$  – це стала Больцмана. Оцінімо струм вторинної електронної емісії, викликаної бомбардуванням поверхні МЧ електронами плазми для випадку МЧ з речовини, що має високий максимальний коефіцієнт  $\delta_m$ , наприклад, з вольфраму, який має  $\delta_m = 1.4$  при енергії електронів  $\varepsilon_{em} = 700$  еВ (максимальне значення  $\delta_m$ , для чистих металів не перевищує 2, але є метали і з  $\delta_m < 1$ ). Тоді, при температурі електронів  $T_e = 10$  еВ відношення струмів вторинних електронів та електронів плазми складатиме  $I_{e-e} / I_e = 0.3$ . Отже, вторинна електронна емісія, що викликана плазовими електронами є не набагато більшою за емісію, що викликана плазовими йонами.

Струми вторинних електронів та електронів пучка пов'язані через коефіцієнт  $\delta$  (2.3) таким співвідношенням [103]:

$$I_{e-e} = \delta I_b, \quad \varphi_{\Pi\lambda} < 0. \quad (2.8)$$

Максимальне значення коефіцієнту вторинної електронної емісії  $\delta_m$  може бути більшим за одиницю. Таким чином, вторинною електронною емісією, викликаною бомбардуванням поверхні МЧ плазовими частинками – електронами та йонами, можна знехтувати порівняно з вторинною електронною емісією, що викликана бомбардуванням пучком моноенергетичних електронів.

Час перебування МЧ у плазмі займає від 10 до 500 мкс [82], що є набагато більшим за час заряджання МЧ, упродовж якого усі потоки заряджених частинок на поверхні МЧ урівноважуються. Тому часом заряджання МЧ можна знехтувати, та рівняння (2.1) набуватиме вигляду:

$$\frac{dQ}{dt} = I_i(\varphi_{\Pi\lambda}) + I_e(\varphi_{\Pi\lambda}) + I_b(\varphi_{\Pi\lambda}) - I_{e-e}(\varphi_{\Pi\lambda}) = 0. \quad (2.9)$$

Підставляючи вираз для струму вторинної електронної емісії (2.8) до цього рівняння, одержимо такий баланс струмів:

$$I_i(\varphi_{\Pi\lambda}) + I_e(\varphi_{\Pi\lambda}) + I_b(\varphi_{\Pi\lambda})(1 - \delta) = 0. \quad (2.10)$$

Схематично баланс струмів на МЧ зображено на Рис.2.1. Розв'язком рівняння (2.10) є плаваючий потенціал  $\varphi_{\Pi\lambda}$ . На відміну від випадку простої електрон-іонної плазми, де плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{\Pi\lambda}$  є негативним, у плазмі за наявності електронного пучка електричний потенціал МЧ може бути як негативним, так і позитивним залежно від відношення потоків заряджених частинок, що поглинаються, до потоків, що емітують з поверхні МЧ, а також від енергії електронного пучка [170].

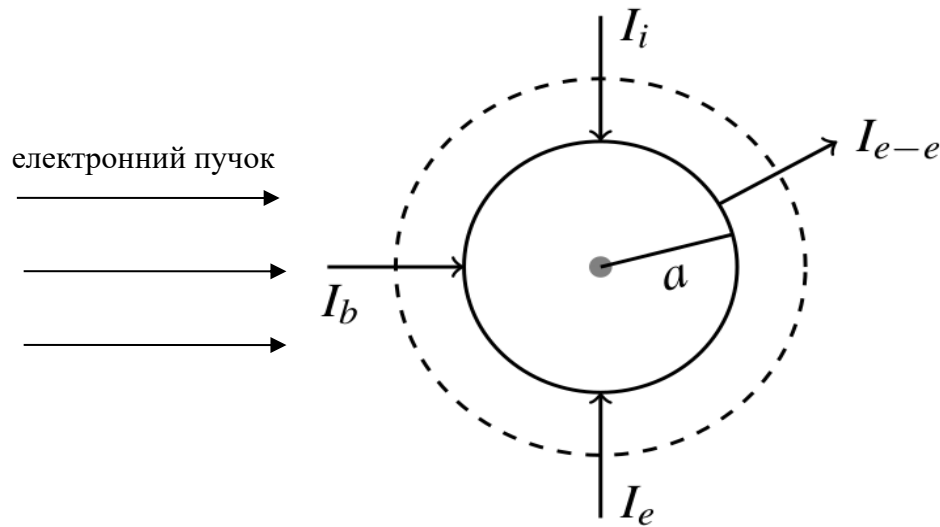


Рис. 2.1 Баланс струмів на МЧ

Для математичного опису динаміки заряджання МЧ припускають, що відстань між МЧ  $d \cong n_{МЧ}^{-1/3}$ , де  $n_{МЧ}$  – концентрація макрочастинок, є набагато більшою за довжину екранування  $\lambda_D$ ,  $n_{МЧ} \lambda_D^3 \ll 1$ . У випадку двокомпонентної плазми електростатичний потенціал навколо МЧ має вигляд потенціалу Дебая-Хюккеля (1.5) [83]. Такий потенціал отримано шляхом розв’язання лінеаризованого рівняння Пуассона за умови, що абсолютна величина потенціалу МЧ є достатньо низькою,  $e\phi_{Пл} \ll k_B T_{e,i}$ , а електрони та йони задовольняють розподілу Больцмана. Загалом просторовий заряд навколо МЧ утворюється за рахунок більш рухомих електронів. Проте, у плазмі за наявності електронного пучка довжина екранування  $\lambda_D$  визначається не лише електронною та йонною компонентами, а також електронами пучка. Ймовірно, що у випадку сильної анізотропії внаслідок наявності електронного пучка йони не встигають рівноважно розподілятися, та розподіл електростатичного потенціалу у плазмі навколо МЧ має складний нелінійний характер, який залежить від напрямку пучка. Теорія обмеженого орбітального руху (ООР) для

сферичного електричного зонда [84] надає можливість розрахувати плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Пл}$ , не враховуючи розподіл електростатичного потенціалу навколо МЧ. Втім, можливість використання теорії ООР обмежено такою умовою: потенціал навколо МЧ на великих відстанях порівняно з радіусом Дебая має спадати повільніше, ніж  $1/r^2$ . Якщо прийняти потенціал навколо МЧ обернено пропорційним від відстані  $r$  так само, як для випадку потенціалу Дебая-Хюккеля (1.5), тоді дебаєве екранування МЧ не є суттєвим та можна використовувати теорію ООР для знаходження потенціалу МЧ.

У газорозрядній плазмі температура електронів  $T_e$  є набагато більшою за йонну температуру  $T_i$ . Електрони та йони у такій неізотермічній плазмі мають власні функції розподілу з різними температурами  $T_e$  та  $T_i$ . При цьому кожна компонента перебуває у термодинамічній рівновазі, але загалом плазма не є рівноважною.

Швидкості електронів з температурою  $T_e$  розподілені у плазмі за законом Максвелла:

$$f_e(v_e) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e} \right), \quad (2.11)$$

де  $n_e$ ,  $m_e$ ,  $v_e$  – це концентрація, маса, та швидкість електронів, відповідно.

Ширина такого розподілу визначається температурою  $T_e$ .

У наближенні ООР, що є коректним у разі повільно спадаючого поля, поперечні перерізи поглинання заряджених частинок здобувають із законів збереження енергії та моменту імпульсу. Так переріз поглинання електронів дорівнює

$$\sigma_e = \pi b_{кр}^2 = \pi a^2 \left( 1 + \frac{2e\varphi_{Пл}}{m_e v_e^2} \right), \quad (2.12)$$

де  $b_{кр}$  – це радіус поперечного перерізу поглинання,  $a$  – радіус МЧ. Оскільки плазмові електрони відхиляються у центральному електричному полі МЧ, то

поперечний переріз поглинання електронів не збігається із поперечним перерізом поглинання МЧ  $\pi a^2$ . У випадку негативно зарядженої МЧ,  $\varphi_{\Pi l} < 0$ , поперечний переріз електронів є меншим за геометричні розміри МЧ внаслідок того, що електрони відбиваються від поверхні. Та навпаки, у разі  $\varphi_{\Pi l} > 0$ , поперечний переріз електронів є більшим за геометричні розміри МЧ.

Електронний струм, який входить до складу рівняння (2.10), можна визначити таким інтегруванням:

$$I_e = e \int_{\nu_{\min}}^{\infty} \nu_e f_e(\nu_e) \sigma_e(\nu_e) d^3 \nu_e. \quad (2.13)$$

Для того, щоби визначити нижню границю інтеграла слід розрізнати два випадки: 1) коли МЧ позитивно заряджена,  $\varphi_{\Pi l} > 0$ ; 2) коли МЧ негативно заряджена,  $\varphi_{\Pi l} < 0$ . У першому випадку,  $\varphi_{\Pi l} > 0$ , електрони притягуються до поверхні МЧ, тому інтегрування слід провести по всіх можливих значеннях швидкості електронів від нуля до нескінченності, тобто  $\nu_{\min} = 0$ . У другому випадку,  $\varphi_{\Pi l} < 0$ , лише енергійні електрони, які мають швидкості

$$m_e \nu_e^2 / 2 \geq m_e \nu_{\min}^2 / 2 = -e \varphi_{\Pi l}, \quad (2.14)$$

здатні подолати електростатичне відштовхування та досягти поверхні МЧ. Таким чином, нижня границя інтеграла така:  $\nu_{\min} = \sqrt{-2qe\varphi_{\Pi l}/m_e}$ .

Підставляючи функцію розподілу Максвелла (2.11) та поперечний переріз (2.12) до інтегралу (2.13), здобудемо такий вираз для електронного струму на поверхню МЧ у наближенні ООР:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e \nu_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_{\Pi l}}{k_B T_e}\right), \quad \varphi_{\Pi l} < 0, \quad (2.15)$$

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e \nu_{Te} \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi l}}{k_B T_e}\right), \quad \varphi_{\Pi l} > 0, \quad (2.16)$$

де  $v_{Te} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$  – це теплова швидкість електронів.

Зовсім інакша справа спостерігається у випадку електронного пучка. Електрони пучка мають високу напрямлену швидкість порівняно із загалом нерухомою електронною компонентою плазми. У цьому випадку для розрахунку струму електронного пучка використовують зсунуту функцію розподілу Максвелла за швидкостями [93]:

$$f_e(v_e) = n_b \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e (v_e - u_e)^2}{2k_B T_e} \right), \quad (2.17)$$

де  $u_e$  – це напрямлена швидкість електронів пучка;  $n_b$  – концентрація електронного пучка.

Здійснюючи інтегрування аналогічно попередньому випадку за формулою (2.13), одержимо струм електронного пучка:

$$I_e = \sqrt{2\pi} a^2 e n_b v_{Te} \left( \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1 + 2x^2 - 2e\varphi_{Pl}/(k_B T_e)}{2x} \operatorname{erf}(x) + \exp(-x^2) \right), \quad (2.18)$$

де  $\operatorname{erf}(x) = \int_0^x \exp(-t^2) dt$  – це функція похибок та  $x \equiv \frac{u_e}{\sqrt{2}v_{Te}}$ .

Розкладаючи в ряд Тейлора вираз у дужках формули (2.18) поблизу точки  $x=0$  у випадку, коли швидкість направлено руху електронів є набагато більшою за їхню теплову швидкість,  $u_e \gg v_{Te}$ , одержимо вираз для струму електронного пучка:

$$I_b = \pi a^2 e n_b u_e \left( 1 - \frac{e\varphi_{Pl}}{\varepsilon_e} \right), \quad \varphi_{Pl} < 0, \quad (2.19)$$

$$I_b = \pi a^2 e n_b u_e \left( 1 + \frac{e\varphi_{Pl}}{\varepsilon_e} \right), \quad \varphi_{Pl} > 0, \quad (2.20)$$

де  $\varepsilon_e = m_e u_e^2 / 2$  – це енергія електронного пучка.



У випадку густої плазми (концентрація плазми  $n_0 = 10^{19} \div 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ), коли довжина екранування  $\lambda_D$  лише в декілька разів вища за розміри МЧ, потрібно враховувати скінченність плазмового шару навколо МЧ. За цих умов струм іонів дорівнює [96]

$$I_i = \pi a^2 n_0 e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left( \frac{s^2}{a^2} (1 - \exp(-\Phi)) + \exp(-\Phi) \right), \quad (2.21)$$

де

$$\Phi = \frac{a^2}{s^2 - a^2} \frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_i}. \quad (2.22)$$

Згідно з формулою (2.21) іонний струм на поверхню МЧ визначається радіусом МЧ  $a$ , розміром шару просторового заряду, що оточує МЧ,  $s = a + \lambda_D$ , а також їхнім відношенням  $s/a$ . У разі  $s/a \ll 1$ , формула (2.21) переходить до відомого виразу йонного струму:

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 e n_0 v_{Ti} \left( 1 - \frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_i} \right), \quad \varphi_{Pl} < 0, \quad (2.23)$$

де  $v_{Ti} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}}$  – це теплова швидкість іонів,  $T_i$  – температура йонів;  $m_i$  – маса йонів.

У випадку негативно зарядженої МЧ ( $\varphi_{Pl} > 0$ ) рівняння балансу (2.10) складається зі струмів (2.23), (2.15) та (2.19). Це рівняння балансу доцільно записати безрозмірним, що досягається шляхом введення наступних параметрів

$$z = \frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_e}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \tau_b = \frac{T_e}{\varepsilon_e}, \quad \tilde{n} = \frac{n_b}{n_0}, \quad \xi = \frac{a}{\lambda_D}. \quad (2.24)$$

Таким чином, безрозмірне рівняння балансу струмів (2.10) з урахуванням (2.21), (2.15) та (2.19) має такий вигляд:

$$\exp(-z) = \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \left( \frac{(\xi+1)^2}{\xi^2} (1 - Y(\xi, \tau, z)) \right) + Y(\xi, \tau, z) - \frac{\tilde{n}}{2\sqrt{\tau}} (1 - z\tau_b)(1 - \delta(\tau_b, z)), \quad (2.25)$$

де

$$Y(\xi, \tau, z) = \exp\left(\frac{\xi^2}{2\xi+1} z\tau\right). \quad (2.26)$$

У разі  $\xi\sqrt{\tau} \ll 1$ , що відповідає випадку плазми низької концентрації, рівняння балансу струмів (2.25) дещо спрощується та набуває такого вигляду:

$$\exp(-z) = \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau) - \frac{\tilde{n}}{2\sqrt{\tau_b}} (1 - z\tau_b) \cdot (1 - \delta). \quad (2.27)$$

Експонента у лівій частині рівняння вказує на те, що лише швидкі електрони з хвоста розподілу Максвелла беруть участь у заряджанні МЧ.

У випадку позитивно зарядженої МЧ ( $\varphi_{\Pi} > 0$ ) вираз для струму вторинної електронної емісії дещо відрізняється від виразу (2.8) для негативно зарядженої МЧ, оскільки вторинні електрони мають подолати електростатичне поле МЧ. У цьому випадку вираз для струму вторинної електронної емісії має такий вигляд [106]:

$$I_{e-e} = \delta I_b \exp\left(-\frac{e\varphi_{\Pi}}{k_B T_{BE}}\right) \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi}}{k_B T_{BE}}\right), \quad \varphi_{\Pi} > 0, \quad (2.28)$$

де  $T_{BE}$  – це температура вторинних електронів. Енергія вторинних електронів дорівнює  $k_B T_{BE} = 0.7e\Phi$ , де  $e\Phi$  – це робота виходу матеріалу [171].

Підставляючи струми (2.16), (2.20) та (2.28) до балансу струмів (2.9) з урахуванням нормування (2.24), одержимо таке рівняння:

$$1 + z + \frac{1}{2\sqrt{\tau_b}} (1 + z\tau_b) \cdot (1 - \delta) = 0. \quad (2.29)$$

У (2.29) потоком іонів до поверхні МЧ знехтувано, оскільки МЧ має достатньо високий потенціал ( $e\varphi_{\text{пл}} \gg k_B T_i$ ). Такий режим заряджання можливий у діапазоні енергій електронного пучка  $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$ . Енергії  $\varepsilon_1$  та  $\varepsilon_2$  визначають діапазон енергій первинних електронів, за яких коефіцієнт  $\delta$  більший за одиницю. Заряджання позитивно зарядженої МЧ триває доти, доки потенціал не досягне значення, за яким більшість вторинних електронів сповільнюватиметься електричним полем МЧ. У цьому разі маємо  $e\varphi_{\text{пл}} \approx \langle \varepsilon \rangle$ , де  $\langle \varepsilon \rangle$  – це середня енергія вторинних електронів, яка становить  $1 \div 5$  еВ.

У випадку плазми високої концентрації, який реалізується при виконанні умови  $n_0 \gg n_b$ , останнім доданком, який є пропорційним до безрозмірної густини  $\tilde{n}$ , у правій частині рівняння (2.25) можна знехтувати. Тоді це рівняння набуває вигляду:

$$\exp(-z) = \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \left( \frac{(\xi+1)^2}{\xi^2} (1 - Y(\xi, \tau, z)) \right) + Y(\xi, \tau, z). \quad (2.30)$$

Це рівняння являє собою баланс струмів на МЧ за відсутності електронного пучка. Плаваючий потенціал МЧ у цьому випадку визначається здебільшого потоком заряджених частинок з плазми, а величина нормованого плаваючого потенціалу МЧ  $z = (e\varphi_{\text{пл}})/k_B T_e$  є функцією відношення температур електрона та йона  $\tau = T_e / T_i$  та їхніх мас  $\mu = m_e / m_i$ .

Числове розв'язання рівнянь (2.25), (2.29), (2.30) проведено для плазми нітрогену без зіткнень з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \div 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Температура електронів плазми дорівнює  $T_e = 10$  еВ, температура йонів –  $T_i = 1$  еВ; концентрація електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ; енергія електронного пучка –  $\varepsilon_e = 0.01 \div 5$  кеВ. Дослідження проведено для двох типів матеріалів МЧ: з низьким ( $\delta_m < 1$ ) та високим ( $\delta_m > 1$ ) максимальними коефіцієнтами електронної емісії. Низький коефіцієнт електронної емісії означає, що МЧ більш поглинає

електронів, ніж випускає. Навпаки, високий коефіцієнт електронної емісії означає, що потік вторинних електронів перевищує потік первинних електронів. Такі коефіцієнти мають, зокрема, титан та вольфрам. Різницю між двома типам коефіцієнтів електронної емісії  $\delta$  продемонстровано на Рис. 2.2, на якому наведено залежності коефіцієнтів  $\delta$  від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для цих матеріалів. Як можна бачити, залежності являють собою плавні криві з максимумом  $\delta_m = 0.83$  для титану, який досягається при енергії електронного пучка  $\varepsilon_{em} = 300$  eV, та з максимумом  $\delta_m = 1.4$  при  $\varepsilon_{em} = 700$  eV для вольфраму [103]. Максимум кривої  $\delta$  для вольфраму лежить вище горизонтальної лінії  $\delta=1$ , а максимум кривої  $\delta$  для титану – нижче. Горизонтальна лінія  $\delta = 1$ , яка перетинає криву  $\delta$  для вольфраму, визначає діапазон енергій електронного пучка  $\varepsilon_{e1} < \varepsilon_e < \varepsilon_{e2}$ , за яким коефіцієнт  $\delta$  більший за одиницю ( $\varepsilon_{e1} = 190$  В,  $\varepsilon_{e2} = 2020$  В).

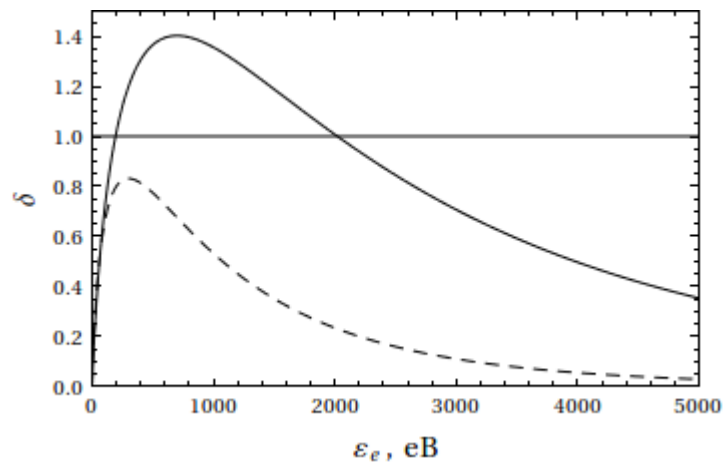


Рис. 2.2 Залежність коефіцієнту електрон-електронної емісії  $\delta$  від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка, який бомбардує МЧ: з титану (пунктирна лінія); з вольфраму (суцільна лінія)

Залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ з титану ( $\delta_m = 0.83$ ) від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для різних відношень концентрацій

електронного пучка та плазми  $\tilde{n} = n_b/n_0 = 1; 0.1; 0.01$  наведено на Рис. 2.3. Сукупність кривих на рисунку ілюструє вплив відношення концентрацій електронного пучка та плазми на плаваючий потенціал МЧ. Якщо концентрація плазми на два порядки вища за концентрацію електронного пучка ( $\tilde{n} = 0.01$ ) плаваючий потенціал  $\varphi_{пл}$  МЧ має слабку залежність від енергії електронного пучка. Потенціал лінійно зменшується від  $-20$  В до  $-40$  В у широкому діапазоні енергій електронного пучка. У випадку  $\tilde{n} = 0.1$  плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{пл}$  монотонно спадає та при  $\varepsilon_e = 300$  еВ, що відповідає максимальному значенню коефіцієнту вторинної емісії  $\delta_m = 0.83$ , має точку перегину. За однакових значень концентрацій плазми та електронного пучка ( $\tilde{n} = 1$ ) плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{пл}$  стрімко спадає та набуває високого негативного потенціалу.

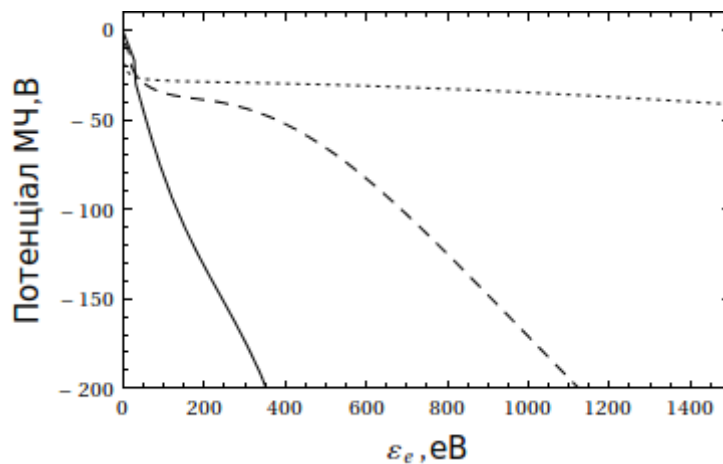


Рис. 2.3 Залежність плаваючого потенціалу МЧ  $\varphi_{пл}$  з титану ( $\delta_m = 0.83$ ) від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для різних відношень концентрацій електронного пучка та плазми  $\tilde{n} = n_b/n_0$ :  $\tilde{n} = 1$  (суцільна лінія);  $\tilde{n} = 0.1$  (штрихова лінія);  $\tilde{n} = 0.01$  (точкова лінія)

За цих самих параметрів пучкової плазми на Рис. 2.4 наведено залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ з вольфраму ( $\delta_m = 1.4$ ) від енергії пучка. У разі  $\tilde{n} = 0.01$  плаваючий потенціал  $\varphi_{пл}$  МЧ майже у всьому діапазоні енергій електронного пучка дорівнює  $-30$  В, що збігається з результатами роботи [83], згідно з якою, у плазмі нітрогену за відсутності електронного пучка при  $\tau = T_e / T_i = 10$  нормований плаваючий потенціал МЧ  $z = -(e\varphi_{пл}) / k_B T_e = 3$ . У випадку  $\tilde{n} = 0.1$  залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ від енергії електронного пучка має мінімум при  $\varepsilon_e = 190$  еВ, який дорівнює  $\varphi_{пл} = -29$  В. В міру зростання енергії електронного пучка  $\varepsilon_e$  абсолютна величина плаваючого потенціалу знижується, але не досягає нуля. У діапазоні енергій  $190 \text{ еВ} < \varepsilon_e < 2020 \text{ еВ}$ , який відповідає  $\delta > 1$ , модуль  $|\varphi_{пл}| < 29$  В. За низької концентрації плазми ( $\tilde{n} = 1$ ) електронний пучок та пов'язана з ним вторинна електронна емісія суттєво впливають на величину плаваючого потенціалу МЧ.

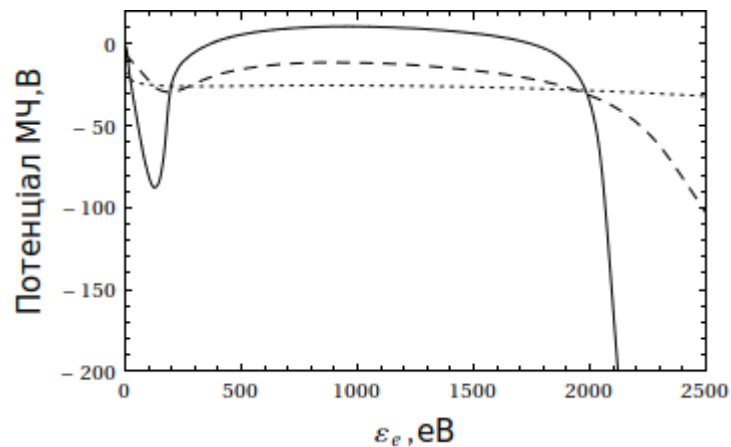


Рис. 2.4 Залежність плаваючого потенціалу МЧ  $\varphi_{пл}$  з вольфраму ( $\delta_m = 1.4$ ) від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для різних відношень концентрацій електронного пучка та плазми  $\tilde{n} = n_b / n_0$ :  $\tilde{n} = 1$  (суцільна лінія);  $\tilde{n} = 0.1$  (штрихова лінія);  $\tilde{n} = 0.01$  (точкова лінія)

Вторинна електронна емісія призводить до зменшення негативного потенціалу МЧ та навіть до зміни знаку потенціалу на протилежний у діапазоні енергій, що відповідає  $\delta > 1$ . У такому випадку рівняння балансу струмів (2.10) переходить до рівняння

$$I_e(\varphi_{\Pi\lambda}) = I_i(\varphi_{\Pi\lambda}) + \Delta\delta I_b(\varphi_{\Pi\lambda}), \quad \text{де } \Delta\delta = \delta - 1. \quad (2.31)$$

Потік емітованих частинок є більшим за потік електронного пучка, що поглинається поверхнею МЧ, та  $\Delta\delta I_b(\varphi_{\Pi\lambda})$  відіграє роль іонного струму. Діапазон енергій електронного пучка  $400 \text{ eV} < \varepsilon_e < 1750 \text{ eV}$ , у якому плаваючий потенціал  $\varphi_{\Pi\lambda}$  МЧ має позитивні значення, є дещо вузьким, ніж діапазон енергій  $\varepsilon_{e1} < \varepsilon_e < \varepsilon_{e2}$ , що відповідає  $\delta > 1$  на Рис. 2.2. Це пов'язано з тим, що плаваючий потенціал залежить не лише від енергії електронного пучка, а також і від інших плазмових параметрів, зокрема, від концентрації плазми. До того ж, максимальний позитивний потенціал МЧ можна здобути із рівняння

$$I_e(\varphi_{\text{макс}}) = I_i(\varphi_{\text{макс}}) + 0.4 I_b(\varphi_{\text{макс}} / 700). \quad (2.32)$$

Згідно із (2.32) МЧ набуває максимального позитивного потенціалу 11 В.

При енергіях електронного пучка  $\varepsilon_e > 2 \text{ кеВ}$  плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{\Pi\lambda}$  є негативним. До того ж,  $|\varphi_{\Pi\lambda}| \gg k_B T_e / e$ . При концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $\tilde{n} = 0.1$ ) плаваючий потенціал МЧ складає  $\varphi_{\Pi\lambda} = -200 \text{ В}$  для енергії електронного пучка  $\varepsilon_e = 3 \text{ кеВ}$ , а при концентрації плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  ( $\tilde{n} = 1$ ) плаваючий потенціал  $\varphi_{\Pi\lambda}$  МЧ має те ж саме значення для енергії пучка  $\varepsilon_e = 2.1 \text{ кеВ}$ . Таким чином, електронний пучок впливає на плаваючий потенціал МЧ тим сильніше, чим нижча концентрація плазми. Як можна бачити з графіків, найбільший вплив електронного пучка на плаваючий потенціал  $\varphi_{\Pi\lambda}$  МЧ спостерігається, якщо концентрації електронного пучка та плазми збігаються ( $\tilde{n} = 1$ ).

Співставлення отриманих залежностей плаваючого потенціалу  $\varphi_{\Pi}$  МЧ з високим ( $\delta_m > 1$ ) і низьким ( $\delta_m < 1$ ) максимальними коефіцієнтами електронної емісії від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка показує, що у випадку вольфрамової МЧ ( $\delta_m > 1$ ) можлива зміна знаку плаваючого потенціалу на протилежний за умови однакових концентрацій електронного пучка та плазми, у той час, як у випадку титанової МЧ з низьким  $\delta_m$  – це неможливо за будь-яких концентрацій плазми та пучка. На характер залежності плаваючого потенціалу від енергії електронного пучка впливають матеріал МЧ та відношення концентрацій електронного пучка та плазми.

Інша основна характеристика МЧ – це заряд. Оскільки плаваючий потенціал  $\varphi_{\Pi}$  МЧ відомий, то можна знайти й заряд МЧ, який, на відміну від плаваючого потенціалу  $\varphi_{\Pi}$  МЧ у наближенні ООР залежить від радіусу МЧ. Якщо потенціал навколо МЧ розглядати, як потенціал Дебая-Хюккеля, то заряд визначається так:  $Q = 4\pi\varepsilon_0 a (1 + a/\lambda_D) \varphi_{\Pi}$ . У максвеловій плазмі з температурою електронів плазми  $T_e = 10$  еВ та температурою йонів  $T_i = 1$  еВ радіус Дебая дорівнює  $\lambda_D = 0.07$  см при концентрації плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Звідси випливає, що заряд МЧ, радіус якої  $a \leq 2$  мкм, лінійно залежить від її радіусу, тобто,  $Q = 4\pi\varepsilon_0 a \varphi_{\Pi}$ . На Рис. 2.5 наведено залежності заряду вольфрамової МЧ ( $\delta_m = 1.4$ ), радіус якої становить 0.1 мкм, 0.5 мкм, 1 мкм та 2 мкм, від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка, якщо концентрації електронного пучка та плазми співпадають  $n_0 = n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  ( $\tilde{n} = 1$ ). Ці залежності мають схожий вигляд та дають можливість виділити три енергетичні діапазони. Перший діапазон – це діапазон відносно низьких енергій електронного пучка,  $\varepsilon_e < 400$  еВ. У цьому діапазоні заряд МЧ має мінімум. Мінімуми заряду для МЧ усіх радіусів збігаються та досягаються при енергії електронного пучка  $\varepsilon_e = 190$  еВ. Мінімум заряду МЧ з радіусом 1 мкм складає  $-5.5 \times 10^4 e$ . Оскільки



заряд МЧ є прямо пропорційним до її радіусу, то мінімум заряду МЧ, радіус якої вдвічі менший, теж є меншим удвічі від попереднього значення. Та навпаки, мінімум заряду МЧ, яка має радіус удвічі більший (2 мкм), є вдвічі більшим, що дорівнює  $-1.25 \times 10^5 e$ . У другому діапазоні,  $-400 \text{ eV} < \varepsilon_e < 1750 \text{ eV}$ , МЧ заряджається позитивно. Межі діапазонів та значення енергій електронного пучка  $\varepsilon_{e1}$  та  $\varepsilon_{e2}$ , за яких коефіцієнт електронної емісії  $\delta = 1$ , не збігаються. Та третій діапазон – це діапазон високих енергій,  $\varepsilon_e > 1750 \text{ eV}$ , де заряди стрімко спадають та МЧ набуває високого негативного заряду. Так, МЧ з радіусом 2 мкм має високий негативний заряд  $10^5 e$  при енергії електронного пучка  $\varepsilon_e = 2 \text{ кеВ}$ , а з радіусами 1 мкм та 0.5 мкм, відповідно, при  $\varepsilon_e = 2.1 \text{ кеВ}$  та  $\varepsilon_e = 2.3 \text{ кеВ}$ . Таким чином, у діапазоні високих енергій електронного пучка,  $\varepsilon_e > 1750 \text{ eV}$ , МЧ з більшим радіусом набувають заряд  $10^5 e$  при менших енергіях електронного пучка. Проте, вольфрамова МЧ з радіусом 2 мкм з

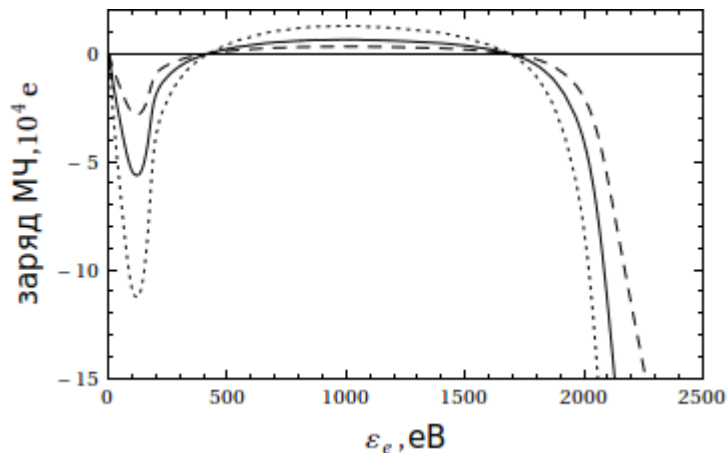


Рис. 2.5 Залежність заряду вольфрамової МЧ від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка, радіус якої становить 0.5 мкм (штрихова лінія), 1 мкм (суцільна лінія), 2 мкм (точкова лінія). Концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

радіусом 2 мкм має високий негативний заряд порядку  $10^5 e$  у двох інтервалах енергій електронного пучка: в інтервалі низьких енергій електронного пучка,  $-100 \text{ eV} < \varepsilon_e < 250 \text{ eV}$ , та при енергії електронного пучка понад 2 кеВ, а МЧ з меншими радіусами набувають такий заряд лише при енергії електронного пучка понад 2 кеВ. До того ж, МЧ з меншими радіусами досягають високого негативного заряду при більших енергіях електронного пучка. Так, МЧ з радіусом 1 мкм має негативний заряд  $10^5 e$  при енергії електронного пучка 2.1 кеВ, а з радіусом 0.5 мкм - такий самий заряд при енергії електронного пучка 2.2 кеВ. Слід підкреслити, що у двокомпонентній лабораторній плазмі МЧ зазвичай має негативний заряд  $10^3 e$  [83].

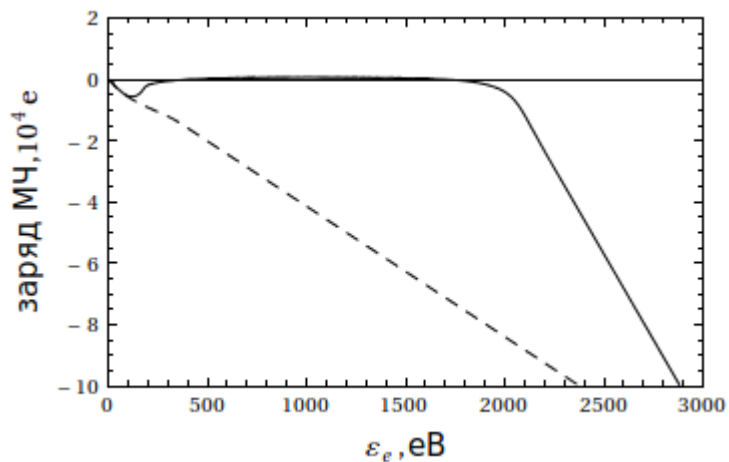


Рис. 2.6 Залежність заряду МЧ з радіусом 0.1 мкм з вольфраму (суцільна лінія) та титану (штрихова лінія) від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка.

Концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

На Рис. 2.6 порівнюються заряди МЧ, радіус якої становить 0.1 мкм, з вольфраму ( $\delta_m = 1.4$ ) та титану ( $\delta_m = 0.83$ ) за таких самих параметрів плазми та пучка, як і у попередньому випадку. З порівняння цих графіків видно, що заряд

титанової МЧ монотонно спадає в міру зростання енергії електронного пучка та є негативним. На противагу титанової МЧ, заряд вольфрамової МЧ проходить крізь мінімум, який дорівнює  $-5.5 \times 10^3 e$ , переходить до позитивних значень, заряд МЧ сягає  $5 \times 10^2 e$  і далі лінійно спадає. Вольфрамова МЧ набуває високого негативного заряду  $10^5 e$  при енергії електронного пучка  $\varepsilon_e = 2.9$  кеВ. Можна бачити, що титанова МЧ набуває такого самого значення заряду при  $\varepsilon_e = 2.4$  кеВ.

## 2.2 Флуктуації заряду макрочастинки з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії

У попередньому підрозділі 2.1 припускалося, що МЧ заряджається миттєво. Виходячи з цього, знайдено плаваючий потенціал  $\phi_{пл}$  та відповідний до нього рівноважний заряд МЧ  $Q$  з балансу струмів (2.9). Насправді, ці струми не є безперервними. Вони складаються з дискретних зарядів (з індивідуальних електронів та йонів) та надходять до поверхні МЧ упродовж скінченних проміжків часу. Динаміка заряджання МЧ визначається таким рівнянням:

$$\frac{dQ}{dt} = I_i + I_e + I_b - I_{e-e} + \Gamma(t), \quad (2.33)$$

це  $\Gamma(t)$  – це стохастична функція, що визначає флуктуації заряду;  $I_i$  – струм іонів плазми,  $I_e$  – струм електронів плазми,  $I_b$  – струм електронного пучка,  $I_{e-e}$  – струм вторинних електронів. Рівняння (2.33) має вигляд схожий до рівняння Ланжевена, що описує рух броунової частинки [172].

Припустимо, що усі йони є однозарядними. При зіткненнях МЧ із зарядженими частинками заряд МЧ  $Q = ze$  змінюється стрибками  $z_i - z_{i-1} = \pm 1$ . Знак «+» означає позитивну зміну заряду внаслідок поглинання

поверхнею МЧ іона, або емісії вторинного електрона. Знак «+» означає поглинання поверхнею МЧ плазмового електрона. Інакше кажучи, відбувається набуття або втрата одиниці заряду. При цьому здійснюється перехід із стану  $z$  до стану  $z + 1$ , або до стану  $z - 1$ . Стохастична функція  $\Gamma(t)$  визначає зміну заряду на одиницю:

$$\Gamma(t) = \sum_i \delta(t - t_i)(\pm 1)_i, \quad (2.34)$$

де  $\delta(t)$  – це дельта функція Дірака.

Стохастична функція  $\Gamma(t)$  задовольняє таким умовам [173]:

$$\begin{aligned} \langle \Gamma(t) \rangle &= 0, \\ \langle \Gamma(t) \Gamma(t + t') \rangle &= 2\tau\sigma^2 \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (2.35)$$

де  $\sigma^2 = \overline{(z - \langle z \rangle)^2}$  – це середнє квадратичне відхилення від середнього заряду  $\langle z \rangle$ ,  $\tau$  – час, за який заряд МЧ переходить до рівноважного стану.

Ймовірність однієї події заряджання не залежить від історії попередньої події, тому генерація та втрата одиниці заряду – це однокроковий Марків процес [174]:

$$\omega_n(z_n, t_n | z_{n-1}, t_{n-1} | \dots | z_1, t_1) = \omega_n(z_n, t_n | z_{n-1}, t_{n-1}), \quad (2.36)$$

Функція розподілу заряду  $f_Z$  задовольняє інтегральному рівнянню Смолуховського [174]:

$$f_z(z, t + \Delta t) = \int \omega(z - \Delta z, \Delta z, \Delta t) f(z - \Delta z, t) d\Delta z, \quad (2.37)$$

де  $\omega(z, \Delta z, \Delta t)$  – це густина ймовірності переходу із стану  $z$  до стану  $z + \Delta z$  впродовж інтервалу часу  $\Delta t$ . Функція розподілу  $f_Z$  визначає ймовірність того, що в момент часу  $t$  МЧ перебуває у стані  $z$ , тобто має дискретний заряд  $z$ .

Якщо зміна заряду  $z$  відбувається майже безперервно, то від інтегрального рівняння Смолуховського для функції розподілу заряду  $f_Z$  (2.37) можна перейти до диференційного рівняння Фоккера-Планка [173, 175]:

$$\frac{\partial f_z}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} [A(z)f_z(z,t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} [B(z)f_z(z,t)] \quad (2.38)$$

з коефіцієнтами

$$A(z) = \left. \frac{\Delta z}{\Delta t} \right|_{\Delta t \rightarrow 0} \quad (2.39)$$

та

$$B(z) = \left. \frac{\Delta z^2}{\Delta t} \right|_{\Delta t \rightarrow 0}. \quad (2.40)$$

Функція розподілу  $f_Z$  є нормованою на одиницю

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_z dz = 1. \quad (2.41)$$

Функція  $f_Z$  є “повільною” функцією заряду, тому рівняння (2.38) можливо переписати у такому вигляді:

$$\frac{\partial f_z}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial z}. \quad (2.42)$$

З такого запису випливає, що рівняння (2.42) має вигляд схожий до рівняння неперервності. На відміну від «звичайного» рівняння неперервності, що описує рух броунової частинки у координатному просторі, рівняння (2.42) описує «рух» у зарядовому просторі, де «потік» визначається так:

$$j = A(z)f_z(z,t) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} [B(z)f_z(z,t)]. \quad (2.43)$$

В (2.43) перший доданок є пропорційним до густини заряду. Другий доданок, який є пропорційним до градієнта густини заряду, напрямлений у бік зменшення функції розподілу. За аналогією, перший доданок – це «гідродинамічний потік», а другий доданок – це «дифузійний потік».

У випадку  $j = 0$ , функція розподілу  $f_Z$  є такою рівноважною функцією:

$$f(z) = \frac{C}{B(z)} \exp \left[ 2 \int \frac{A(z)}{B(z)} dz \right], \quad (2.44)$$

де  $C$  – це константа, яка визначається умовою нормування (2.41).

Функція (2.44) є Гаусовою функцією

$$f(z) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{(z - \langle z \rangle)^2}{2\sigma^2} \right). \quad (2.45)$$

Середній заряд  $\langle Q \rangle = \langle z \rangle e$  знаходять з балансу струмів:

$$\sum_j I_j(\langle Q \rangle) = 0. \quad (2.46)$$

Дисперсія  $\sigma^2$  дорівнює [176]

$$\sigma^2 = \frac{I_i + I_e + I_b - I_{e-e}}{I'_e + I'_b - I'_i - I'_{e-e}}, \quad (2.47)$$

де штрих позначає похідну за зарядом.

Рівняння Фоккера-Планка для заряду (2.38) здобуто у припущенні, що  $\frac{dI(Q)}{dQ} \ll I(Q)$ , тобто поблизу середнього заряду струми є повільними функціями від заряду. Таким чином струми можна розглядати, як неперервні у наближенні теорії обмеженого орбітального руху [84].

Перший коефіцієнт  $A$  рівняння Фоккера-Планка визначається сумою струмів. На відміну від робіт [176, 177], де коефіцієнт  $A$  складається з двох струмів електронів  $I_e$  та йонів плазми  $I_i$ , у роботах [178, 179] нами враховано, що МЧ додатково заряджається електронним пучком, тому до коефіцієнту  $A$  додані струм електронного пучка  $I_b$  та викликаний ним струм вторинної електронної емісії  $I_{e-e}$ . Таким чином, коефіцієнт  $A$  дорівнює:

$$A(z) = \sum_j I_j / e, \quad (2.48)$$

де струми електронів  $I_e$  та йонів плазми  $I_i$ , струм електронного пучка  $I_b$  та струм вторинної електронної емісії  $I_{e-e}$  є, відповідно, такими:

у разі  $\varphi_{\Pi\lambda} < 0$

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_e}\right), \quad (2.49)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 e n_i v_{Ti} \left(1 - \frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_i}\right), \quad (2.50)$$

$$I_b = \pi a^2 e n_b u_e \left(1 - \frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{\mathcal{E}_e}\right); \quad (2.51)$$

$$I_{e-e} = \delta I_b, \quad (2.52)$$

у разі  $\varphi_{\Pi\lambda} > 0$

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e v_{Te} \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_e}\right), \quad (2.53)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 e n_i v_{Ti} \exp\left(-\frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_i}\right), \quad (2.54)$$

$$I_b = \pi a^2 e n_b u_e \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{\mathcal{E}_e}\right), \quad (2.55)$$

$$I_{e-e} = \delta I_b \exp\left(-\frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_{BE}}\right) \left(1 + \frac{e\varphi_{\Pi\lambda}}{k_B T_{BE}}\right), \quad (2.56)$$

де  $n_e$ ,  $n_i$  та  $n_b$  – це концентрації електронів плазми, йонів плазми та електронного пучка;  $v_{Te}$  та  $v_{Ti}$  – це теплові швидкості електронів та йонів плазми,  $u_e$  – швидкість електронів пучка.

Співставлення формул (2.49), (2.50) із формулами (2.53), (2.54) показує, що при зміні знаку потенціалу МЧ на протилежний електрони та йони плазми

відіграють зворотну роль. У випадку негативно зарядженої МЧ електронний струм спадає по експоненті, у той час, як іонний струм лінійно залежить від потенціалу. У випадку  $\varphi_{Пл} > 0$ , навпаки, іонний струм має Больцманівський експоненційний множник, а електронний струм має лінійну залежність від потенціалу. Експонента вказує на те, що лише швидкі електрони (йони) плазми беруть участь у заряджанні МЧ.

Коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії має такий вигляд [104]:

$$\delta = 7.4\delta_m \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m} \exp\left(-2\sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m}}\right), \quad (2.57)$$

де  $\delta_m$  – максимальне значення  $\delta$ ;  $\varepsilon_e$  – енергія моноенергетичного пучка первинних електронів;  $\varepsilon_m$  – енергія первинного пучка електронів, для якого  $\delta = \delta_m$ .

Для того, щоб розрахувати коефіцієнт  $B(z)$ , МЧ розглядають як сферичний конденсатор з ємністю  $C$ , який заряджається через електричний опір  $R$ . Аналогом рівняння, що описує заряджання МЧ, є рівняння електричного коливального контуру, який складається з резистора та конденсатора:

$$\dot{Q} + \frac{1}{RC}Q = 0. \quad (2.58)$$

Заряд  $Q$  на пластинах конденсатора є аналогом заряду МЧ.

Розв'язок цього рівняння є таким [118]:

$$Q(t) = Q(t=0)e^{-t/\tau} + Q_m(1 - e^{-t/\tau}), \quad (2.59)$$

де

$$\tau = RC. \quad (2.60)$$



Аналогом максимального заряду  $Q_m$  на пластинах конденсатора є рівноважний заряд МЧ. Розрізняють два характерних часи заряджання МЧ: час заряджання МЧ  $t_3$  від нуля до рівноважного заряду  $Q_0$  та час релаксації  $\tau$ , що дорівнює часу, за який незаряджена МЧ досягає рівноважного заряду за один  $e$ -крок. Час заряджання МЧ  $t_3$  від нуля до рівноважного заряду  $Q_0$ , який лінійно залежить від струмів, визначають із рівняння (2.33), поклавши  $\langle \Gamma(t) \rangle = 0$ . Для того, щоб обчислити час релаксації  $\tau$  малих збурень заряду до стаціонарного значення, потрібно виразити ємність  $C$  та електричний опір  $R$  через параметри МЧ та плазми.

Під ємністю МЧ розуміють ємність такого сферичного конденсатора, пластини якого розташовані на відстані радіусу Дебая  $\lambda_D$  одна від одної. Ємність такого конденсатора складає [93]

$$C = 4\pi\epsilon_0 a (1 + a/\lambda_D). \quad (2.61)$$

У разі  $a \ll \lambda_D$ ,

$$C \approx 4\pi\epsilon_0 a.$$

Опір  $R$  у випадку МЧ має інший зміст. Опір  $R$  є аналогом дотичної до вольт-амперної характеристики сферичного зонда. МЧ з радіусом  $a$  подібна сферичному електричному зонду, що перебуває під плаваючим потенціалом  $\varphi_{Pl}$ , тому

$$-\frac{1}{R} = \frac{d}{d\varphi} \sum_j I_j \Big|_{\varphi_{Pl}} \quad (2.62)$$

Плаваючий потенціал  $\varphi_{Pl}$  знаходять з балансу струмів (2.46).

Флуктуації в електричних колах виникають унаслідок хаотичного руху рухомих носіїв заряду. Внаслідок цього в електричному колі виникають струм, що має випадкові напрямки та величину, та випадкова електрорушійна (ЕРС) сила. Енергія конденсатора дорівнює середній енергії теплового руху

$$\frac{\langle Q^2 \rangle}{2C} = \frac{k_B T_e}{2}, \quad (2.63)$$

а кореляція флуктуації заряду складає

$$\langle Q(t)Q(t+t') \rangle = C T e^{-t/RC}. \quad (2.64)$$

Скориставшись формулою Ейнштейна для теплового шуму в електричних колах [172]

$$\left. \frac{\langle \Delta Q^2 \rangle}{\Delta t} \right|_{\Delta t \rightarrow 0} = \frac{2k_B T_e}{R}, \quad (2.65)$$

звідси маємо такий другий коефіцієнт рівняння Фоккера-Планка (2.37):

$$B(z) = \frac{2k_B T_e}{R e^2}. \quad (2.66)$$

Коефіцієнт  $B(z) \propto 1/R$ , що у свою чергу, є пропорційним до похідних струмів.

Аналітичний вираз часу релаксації  $\tau$  малих збурень заряду до стаціонарного значення заряду можна здобути для часткових випадків. У разі  $e\varphi_{Pl} \ll \varepsilon_m$ , час релаксації  $\tau$  дорівнює [178]

$$\tau = \varepsilon_0 \sqrt{\pi k T_e} / \sqrt{2} e^2 a n_0 \left( 1 + (1 + \delta) \frac{n_b}{2n_0} \sqrt{\frac{\pi k T_e}{\varepsilon_e}} \right). \quad (2.67)$$

Час релаксації  $\tau$  є зворотно пропорційним до радіусу  $a$  та концентрації плазми  $n_0$ , тому швидше відбувається заряджання великих МЧ у плазмі з високою концентрацією. Також час заряджання  $\tau$  залежить від електронної температури та коефіцієнта вторинної електрон-електронної емісії  $\delta$ .

За відсутності електронного пучка, час релаксації  $\tau$  дорівнює [177]:

$$\tau = \frac{2\varepsilon_0 \sqrt{\pi m_i k T_i}}{\sqrt{2} e^2 a n_0 (1 - \Psi)}, \quad (2.68)$$

та дисперсія дорівнює:

$$\sigma^2 = Ck_B T_e \left( 1 - \frac{1}{1 + T_i/T_e + \Psi} \right), \quad (2.69)$$

де  $\Psi = -(e\varphi_{\text{пл}})/k_B T_e$  – безрозмірний потенціал.

Якщо час релаксації  $\tau$  є зворотно пропорційним до радіусу МЧ  $a$ , то дисперсія, навпаки, є прямо пропорційною до радіусу  $a$ , оскільки  $C \approx 4\pi\epsilon_0 a$ . До того ж дисперсія є пропорційною до енергії флуктуації  $k_B T_e/2$ .

Зарядження МЧ з радіусом 1 мкм досліджено за типових умов лабораторної плазми: плазма гідрогену з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \div 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , температура електронів плазми дорівнює  $T_e = 10 \text{ еВ}$ , температура йонів –  $T_i = 1 \text{ еВ}$ ; концентрація електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ; енергія електронного пучка –  $\epsilon_e = 25 \div 100 \text{ еВ}$ . За таких енергій електронного пучка коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії  $\delta$  є малим,  $\delta = 0.1 \div 0.2$ .

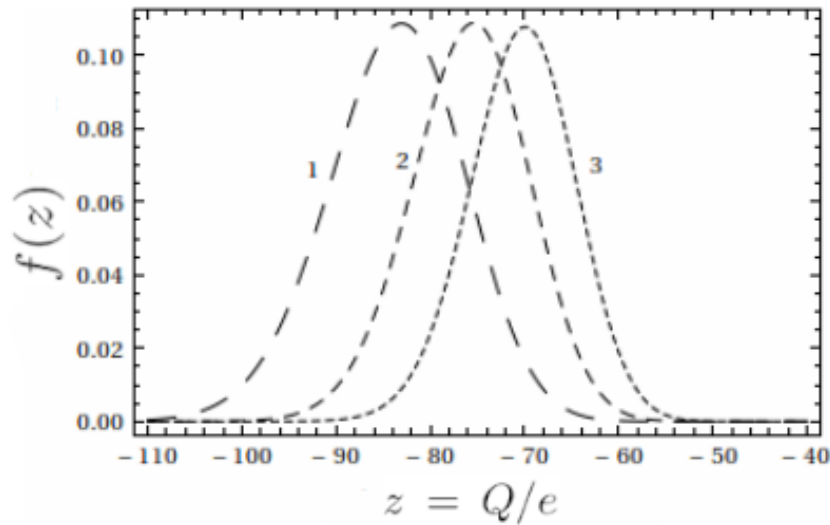


Рис. 2.7 Функція розподілу заряду МЧ за різних значень енергії електронного пучка: 1 –  $\epsilon_e = 70 \text{ еВ}$ ; 2 –  $\epsilon_e = 50 \text{ еВ}$ ; 3 –  $\epsilon_e = 25 \text{ еВ}$ . Концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

Сукупність кривих на рисунках 2.7 та 2.8 ілюструє залежність функції розподілу заряду МЧ від енергії електронного пучка. У випадку плазми з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  (Рис. 2.7) максимуми цих кривих, які визначають рівноважний заряд, при підвищенні енергії пучка зсуваються в бік менших зарядів. Це зумовлено тим, що бомбардування МЧ пучком електронів, призводить до збільшення абсолютної величини негативного заряду у випадку низького коефіцієнту вторинної електронної емісії  $\delta$ . До того ж, функція розподілу розплющується. Проте, у другому випадку на Рис. 2.8 (концентрація плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ), електронний пучок суттєво не впливає на функцію розподілу для МЧ. Як можна бачити з Рис. 2.8, криві розташовані близько одна до одної та відрізняються дуже мало. Це пов'язано з тим, що внесок у зарядження МЧ у цьому випадку здебільшого роблять частинки плазми.

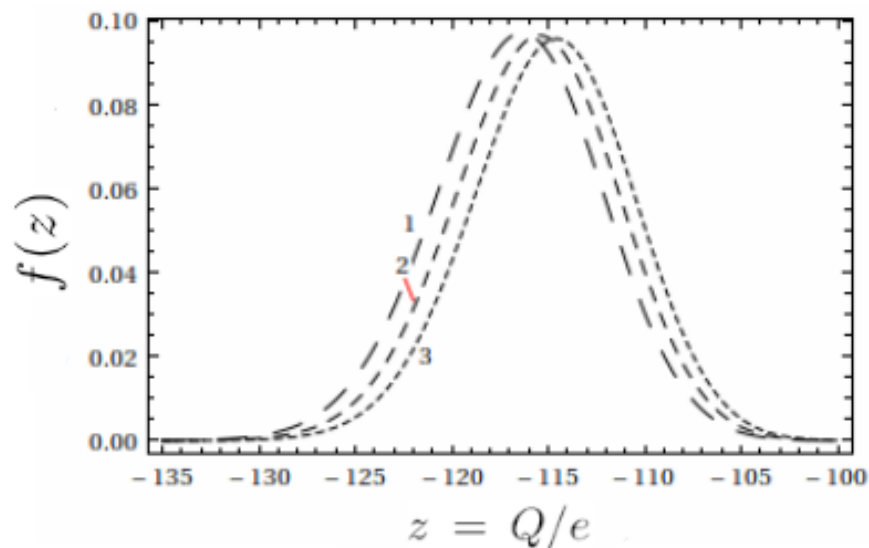


Рис. 2.8 Функція розподілу заряду МЧ за різних значень енергії електронного пучка: 1 –  $\varepsilon_e = 70 \text{ eV}$ ; 2 –  $\varepsilon_e = 50 \text{ eV}$ ; 3 – без електронного пучка. Концентрація плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

На Рис. 2.9 зображено еволюцію заряду з часом за наявності та відсутності електронного пучка при концентрації електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та концентрації плазми –  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ; енергія електронного пучка  $\varepsilon_e = 70 \text{ еВ}$ . Як можна бачити, за наявності електронного пучка МЧ швидше заряджається до рівноважного заряду, що й очікувалось. Значення рівноважного заряду збігаються з максимумами функцій розподілу на Рис.2.8.

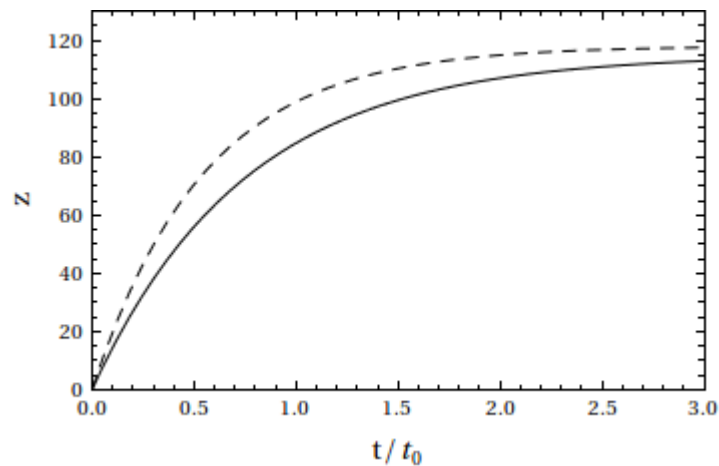


Рис.2.9 Залежність заряду МЧ від безрозмірного часу  $t/t_0$  ( $t_0 = \lambda_{де}/a\omega_{pe}$ , де

$\omega_{pe} = (e^2 n_0 / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}$ ) у плазмі без електронного пучка (суцільна лінія) та

за наявності електронного пучка (штрихова лінія). Концентрація плазми

$n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ,

енергія електронного пучка  $\varepsilon_e = 70 \text{ еВ}$

### 2.3 Вплив різних процесів електронної емісії на зарядження макрочастинки у плазмі з електронним пучком

Як було зазначено у підрозділі 2.1, бомбардування поверхні МЧ електронним пучком викликає вторинну електрон-електронну емісію. Крім того, за певних умов можуть відбуватися термоелектронна, автоелектронна або

термо-автоелектронна емісії з поверхні МЧ. Вплив останніх на заряджання МЧ розглянуто у цьому підрозділі.

Заряджання МЧ у плазмі з електронним пучком досліджують у межах класичної теорії ООР з урахуванням емісійних процесів у припущенні, що МЧ являє собою емісійний зонд, що перебуває під плаваючим потенціалом. Таке припущення є обґрунтованим, оскільки МЧ використовують у якості термоемісійного зонда у плазмовій діагностиці [180]. Плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Pl}$  у плазмі з електронним пучком можна вивести з балансу потоків заряджених частинок, що поглинаються поверхнею МЧ, та потоків електронів, що емітують з неї. Урахування термоелектронної (авто-електронної, термо-автоелектронної) емісії зводиться до додавання ще одного струму  $I_{TE}$  до балансу струмів (2.10). До того ж, температура МЧ практично не впливає на коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії  $\delta$  [103]. Тепер рівняння балансу струмів має такий вигляд:

$$I_i(\varphi_{Pl}) + I_e(\varphi_{Pl}) + I_b(\varphi_{Pl}) + I_{e-e}(\varphi_{Pl}) + I_{e,TE}(\varphi_{Pl}) = 0. \quad (2.70)$$

Слід розрізнявати заряджання позитивної та негативної МЧ. Якщо МЧ є негативно зарядженою,  $\varphi_{Pl} < 0$ , струми електронів  $I_e$  та йонів плазми  $I_i$ , струм електронного пучка  $I_b$  та струм вторинної електронної емісії  $I_{e-e}$  обчислюються за формулами (2.48) – (2.51). У разі,  $\varphi_{Pl} > 0$ , ці ж самі струми обчислюється за формулами (2.52) – (2.55). У відповідності до поставленої задачі  $I_{TE}$  – це струм чи термоелектронної, чи автоелектронної, чи термо- автоелектронної емісії з поверхні МЧ. Електричний струм емісії  $I_{e,TE}$  є аналогом іонного струму, оскільки він так само зменшує негативний заряд МЧ.

Розглянемо окремо вплив кожного із згаданих емісійних процесів на заряджання МЧ, крім вторинної електрон-електронної емісії, вплив якої на МЧ детально досліджений у підрозділі 2.1. По-перше, бомбардування поверхні МЧ

електронним пучком викликає нагрівання поверхні МЧ. Нагріта МЧ дістала назву «гарячої» МЧ. За певної достатньо високої температури МЧ відбувається термоелектронна емісія з поверхні МЧ. Термоелектронна емісія зумовлена тим, що при високих температурах МЧ збільшується кінетична енергія теплового руху електронів. Через це деякі електрони, які мають енергію  $e\Phi + E_F$ , де  $e\Phi$  – робота виходу та  $E_F$  – енергія Фермі, спроможні подолати затримуючий електричний потенціал на межі металу, залишити поверхню МЧ та досягти межі квазінейтральної плазми. Густина струму термоелектронної емісії надається формулою Річардсона-Дешмана [181]:

$$j_{e,T} = j_{e,P-D} = A_P T_{MЧ}^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{k_B T_{MЧ}}\right), \quad (2.71)$$

де  $T_{MЧ}$  – це температура МЧ. Теоретично розрахована емісійна стала  $A_P$  дорівнює  $A_P = 4\pi k_B^2 e m_e / h^3 = 1.2 \times 10^4 \text{ А/м}^2\text{К}^2$ , де  $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$  – стала Планка. Експериментально вимірювана емісійна стала  $A_P$  дещо відрізняється, оскільки залежить від властивостей випромінювальної поверхні, та для більшості металів вона становить  $A_P = (4 \div 7) \times 10^5 \text{ А/м}^2\text{К}^2$  [117]. Таким чином, густина струму термоелектронної емісії залежить від температури МЧ, роботи виходу та властивостей поверхні.

Насамперед, постає запитання: за яких температур МЧ слід враховувати термоелектронну емісію. Таку температуру можна знайти, дорівнюючи потоки заряджених частинок, що надходять до поверхні МЧ та потік термоелектронів, які вириваються з поверхні МЧ. Оскільки потік частинок є обернено пропорційний до квадратного кореня із маси частинок, то потік електронів є набагато більшим за потік іонів, та останнім можна знехтувати.

Густину електронного струму на МЧ можна записати у такому вигляді:

$$j_e = e n_0 \langle v_e \rangle / 4, \quad (2.72)$$

де  $e$  – елементарний заряд,  $n_0$  – концентрація плазми. Середня теплова швидкість електронів  $\langle v_e \rangle$  надається виразом:

$$\langle v_e \rangle = \int f_e(v_e) v_e dv_e / \int f_e(v_e) dv_e. \quad (2.73)$$

Підставляючи Максвелову функцію розподілу електронів за швидкостями  $f_e(v_e)$  до (2.73), одержимо  $\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$ .

Для оцінки густини електронного струму зручно використовувати таку розрахункову формулу:

$$j_e = 2.72 \times 10^{-14} n_0 \sqrt{T_e}, \quad (2.74)$$

де  $j_e$  – у одиницях А/м<sup>2</sup>,  $n_0$  – у одиницях м<sup>-3</sup>,  $T_e$  – у одиницях еВ.

З балансу електронного та термоелектронного струмів

$$j_e = j_{e,T}, \quad (2.75)$$

знайдено критичну температуру для різних матеріалів МЧ. Результати розрахунків наведені у Таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

**Критична температура  $T_{кр}$  (К) незарядженої МЧ з різних речовин**

|       | еФ, еВ | $T_e = 1$ еВ                   |                                | $T_e = 10$ еВ                  |                                |
|-------|--------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
|       |        | $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ | $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ | $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ | $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ |
| Al    | 4.2    | 1937                           | 2117                           | 2023                           | 2218                           |
| Ti    | 4.3    | 1981                           | 2163                           | 2068                           | 2267                           |
| Cu, W | 4.5    | 2066                           | 2255                           | 2156                           | 2363                           |

Оцінку критичної температури проведено для незарядженої МЧ з алюмінію, титану та вольфраму при  $A_P = 6 \times 10^5$  А/м<sup>2</sup>К<sup>2</sup>. Для порівняння температур обрано такі параметри плазми: температура електронів плазми



$T_e = 1$  еВ та  $T_e = 10$  еВ, концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Як можна бачити з Таблиці 2.1, термоелектронна емісія починається при температурах, за яких кипіння самої речовини ще не відбувається. Проте, усі наведені речовини, крім вольфраму, мають критичну температуру, вищу за температуру плавлення. Це пов'язано з тим, що серед речовин вольфрам має найвищу температуру плавлення  $T_{пл} = 3695 \text{ К}$ . Для усіх речовин критична температура МЧ є більшою при температурі електронів  $T_e = 10$  еВ, ніж при  $T_e = 1$  еВ, так само критична температура МЧ є більшою при концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , ніж при  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Наприклад, у випадку МЧ з алюмінію, яка міститься у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та температурою електронів  $T_e = 1$  еВ, термоелектронну емісію слід враховувати при температурі МЧ  $T_{МЧ}$  понад 1937 К. Проте, якщо МЧ міститься у плазмі з такою самою концентрацією, але з температурою електронів  $T_e = 10$  еВ термоелектронну емісію слід враховувати при температурі  $T_{МЧ}$  понад 2023 К. При температурі електронів  $T_e = 10$  еВ критична температура  $T_{кр}$  МЧ у разі концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  приблизно на 200 К вища, ніж при концентрації  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та складає понад 2200 К. До того ж, що більша робота виходу з металу, то більша й критична температура МЧ.

У випадку негативно зарядженої МЧ електричне поле сприяє тому, щоби вторинні електрони залишали поверхню МЧ. Електричне поле прискорює електрони від поверхні МЧ у бік квазінейтральної плазми. Навіть при невеликій напруженості поля  $E$  ( $< 10^4 \text{ В/см}$ ) відбувається збільшення густини струму термоелектронної емісії внаслідок зниження роботи виходу під впливом поля. Це явище дістало назву ефекту Шотткі, який враховують у вигляді доданку Шотткі у рівнянні Річардсона-Дешмана (2.71). Такий вираз іноді називають формулою Річардсона-Шотткі [181]

$$j_{e,TE} = j_{e,P-III} = A_P T_{MЧ}^2 \exp\left(-\frac{e\Phi - b\sqrt{E}}{k_B T_{MЧ}}\right), \quad \varphi_{II} < 0, \quad (2.76)$$

де  $b \equiv \sqrt{e^3/4\pi\epsilon_0}$ . Виривання електронів з металів пов'язане з виконанням роботи виходу. За відсутності електричного поля товщина потенціального бар'єру є необмеженою, а при  $E \neq 0$  звужується. Висота потенціального бар'єру знижується порівняно із звичайною роботою виходу на величину  $e\Delta\Phi = \sqrt{e^3 E/4\pi\epsilon_0}$ .

Оцінімо ступінь впливу електричного поля МЧ на густину струму термоелектронної емісії. Перепишемо формулу (2.76) у такому вигляді:

$$j_{e,TE} = j_{e,T} \exp\left(\frac{b\sqrt{E}}{k_B T_{MЧ}}\right). \quad (2.77)$$

Оскільки напруженість електричного поля на поверхні МЧ з радіусом  $a$  пов'язана з її потенціалом співвідношенням

$$E(a) = \frac{\varphi_{II}}{a}, \quad (2.78)$$

то коригуючий доданок зручно переписати через потенціал МЧ

$$b\sqrt{E} = e\Delta\Phi = \sqrt{\frac{e^3 \varphi_{II}}{4\pi\epsilon_0 a}}. \quad (2.79)$$

Таким чином, внесок ефекту Шотткі в емісійний струм залежить від плаваючого потенціалу  $\varphi_{II}$  МЧ та її розмірів. На прикладі вольфрамової МЧ з радіусом  $a = 1$  мкм, яка міститься у плазмі з електронним пучком, розрахуємо густину струму термоелектронної емісії при заданих значеннях температури та електричного поля. Скористаємося здобутими у попередньому підрозділі 2.1 результатами, а саме, що плаваючий потенціал вольфрамової МЧ у плазмі нітрогену з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  за наявності електронного пучка з енергією  $\varepsilon_e = 1$  кеВ дорівнює  $\varphi_{II} = -12$  В. Тоді при критичній температурі МЧ

$T_{кр} = 2363$  К густина струму термоелектронної емісії становить.  $j_{e,TE} = 0.163$  А/см<sup>2</sup>. Це майже вдвічі вище, ніж густина термоемісійного струму без урахування поправки Шотткі. Таким чином, заряджена МЧ має більшу емісійну здатність, ніж незаряджена. Влив ефекту Шотткі на електричний струм емісії  $I_{e,TE}$  з поверхні МЧ є суттєвим, тому його слід враховувати при знаходженні плаваючого потенціалу МЧ.

У випадку позитивно зарядженої МЧ, навпаки, радіальне електричне поле напрямлено до центру МЧ та перешкоджає видаленню вторинних електронів з поверхні МЧ. Частина емітованих електронів відкидається назад на поверхню МЧ, внаслідок чого струм термоелектронної емісії зменшується та становить [101]

$$j_{e,TE} = A_P T_{MЧ}^2 \left( 1 + \frac{e\varphi_{Пл}}{k_B T_{MЧ}} \right) \exp \left( - \frac{e\Phi + e\Delta\Phi}{k_B T_{MЧ}} \right), \quad \varphi_{Пл} > 0. \quad (2.80)$$

Інший важливий емісійний процес – це автоелектронна емісія. Автоелектронна емісія має місце, якщо поправка Шотткі  $e\Delta\Phi$  є більшою за роботу виходу  $e\Phi$ . Для холодної емісії напруженість електричного поля має дорівнювати  $(2 \div 5) \times 10^7$  В/см. Оцінимо ймовірність автоелектронної емісії з поверхні металевої МЧ. У звичайній двокомпонентній плазмі автоелектронна емісія з поверхні металевих МЧ відсутня. Наприклад, у плазмі нітрогену при  $T_e / T_i = 10$  нормований плаваючий потенціал МЧ  $z = -(e\varphi_{Пл}) / k_B T_e = 3$  [83], а відповідна величина напруженості електричного поля на поверхні МЧ, радіус якої становить 1 мкм, складає  $3 \times 10^5$  В/см, а для МЧ з радіусом 0.1 мкм –  $3 \times 10^6$  В/см. Проте, автоелектронна емісія може відбуватися за умови бомбардування поверхні МЧ потужним енергетичним пучком електронів, коли МЧ набуває високого негативного заряду та створює навколо себе достатньо високе електричне поле. Наприклад, у попередньому підрозділі 2.1 було встановлено надвисоке зарядження вольфрамової МЧ радіусом 0.1 мкм до

заряду  $10^5 e$  у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  при енергії електронного пучка  $\varepsilon_e = 2.8 \text{ кеВ}$ . Відповідний плаваючий потенціал МЧ дорівнює  $\varphi_{пл} = -200 \text{ В}$ , а напруженість електричного поля на її поверхні складає  $2 \times 10^7 \text{ В/см}$ . Отже, при енергіях електронного пучка  $\varepsilon_e$  понад  $2.8 \text{ кеВ}$  слід враховувати автоелектронну емісію.

У випадку сильного електричного поля використовують формулу Фаулера-Нордгейма для автоелектронної емісії [181]:

$$j_{e,E} \equiv j_{e,\Phi-H} = \frac{e^2 E^2}{8\pi\hbar\Phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m_e}(e\Phi)^3}{3ehE} \nu(y)\right), \quad (2.81)$$

де  $\nu(y)$  і  $t(y)$  – це спеціальні функції, чисельно розраховані значення яких наведено у роботі [9].

Аргумент функції Нордгейма

$$y \equiv \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\varepsilon_0}} \frac{1}{e\Phi} \quad (2.82)$$

означає відношення зниження потенціального бар'єру до роботи виходу. Апроксимацію функції  $\nu(y)$  запропонував І. І. Бейліс [182]:

$$\nu(y) = 1 - y^2 \left( 1 + 0.85 \sin\left(\frac{1-y}{2}\right) \right). \quad (2.83)$$

З (2.83) випливає, що  $\nu(y)=1$  для  $y=0$ , та  $\nu(y)=0$  для  $y=1$ .

Друга функція  $t(y)$  пов'язана з  $\nu(y)$  таким співвідношенням:

$$t(y) = \nu(y) - \frac{2}{3} y \frac{d\nu}{dy}. \quad (2.84)$$

Рівняння Фаулера-Нордгейма (2.81) з числовими коефіцієнтами має такий вигляд [9]:

$$j_{e,\Phi-H} = 1.541 \times 10^{-6} \frac{E^2}{e\Phi t^2(y)} \exp\left(-6.834 \times 10^9 \frac{(e\Phi)^{3/2} \nu(y)}{E}\right). \quad (2.85)$$

В (2.85) аргумент функції  $\nu(y)$  дорівнює

$$y = 3.795 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{E}}{e\Phi}, \quad (2.86)$$

де роботу виходу  $e\Phi$  подано в одиницях еВ,  $j_{e,\Phi-H}$  – в одиницях А/м<sup>2</sup> та напруженість електричного поля  $E$  – в одиницях В/м.

На відміну від густини струму термоелектронної емісії (2.76), яка залежить як від температури  $T$ , так і напруженості електричного поля  $E$ , густина струму автоелектронної емісії (2.81) залежить виключно від величини електричного поля. Межі застосування формул Річардсона-Шотткі (2.76) для термоелектронної емісії та формули Фаулера-Нордгейма (2.81) для автоелектронної емісії визначаються такими нерівностями [183]:

$$e\Phi - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} > \frac{\hbar}{\pi\sqrt{m_e}e} \left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}\right)^{3/4} + \frac{k_B T_{MЧ}}{1 - ck_B T_{MЧ}}, \quad (2.87)$$

$$1 - ck_B T_{MЧ} > \sqrt{2f} k_B T_{MЧ}, \quad (2.88)$$

Множники в нерівностях (2.87) та (2.88) визначаються так:

$$c \equiv 2\sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}} \frac{\sqrt{e\Phi}}{eE} t(y), \quad (2.89)$$

$$f \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}} \frac{\nu(y)}{eE\sqrt{e\Phi}} \left(1 - \frac{eE}{4\pi\epsilon_0\Phi^2}\right)^{-1}. \quad (2.90)$$

Результати розв'язання системи нерівностей (2.87) та (2.88) для роботи виходу 4.5 еВ (таку роботу виходу має, зокрема, купрум та вольфрам) наведено на Рис. 2.10 у вигляді двох зон: зони термоелектронної емісії (ТЕ) та зони авто-електронної емісії (АЕ).

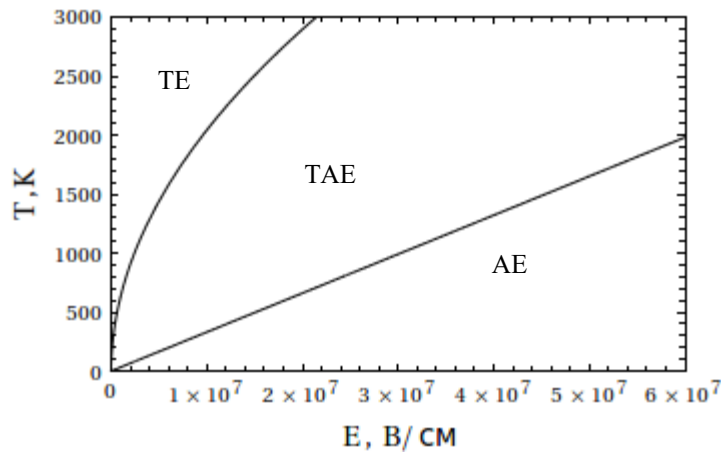


Рис. 2.10 Діаграма зон термоелектронної (ТЕ), термо-автоелектронної (ТАЕ), та автоелектронної (АЕ) емісій у координатах напруженість електричного поля – температура

Криві, що обмежують ці зони, побудовані у координатах «напруженість електричного поля – температура». По горизонталі відкладено напруженість електричного поля в одиницях В/см, по вертикалі – температуру в Кельвинах. Зона ТЕ розташована біля осі  $T$ . Зона АЕ починається від нуля та поширюється в міру зростання напруженості електричного поля  $E$ . Діаграма на Рис. 2.10 надає можливість визначити, за якою формулою слід розраховувати плаваючий потенціал МЧ для даних значень напруженості електричного поля та температури. Втім, поза межами двох зон залишається достатньо великий проміжок – зона термо-автоелектронної емісії (ТАЕ). Формула Річардсона-Шотткі (2.76) дає точні результати лише в граничному випадку відносно малої напруженості електричного поля та високої температури МЧ, а формула Фаулера-Нордгейма (2.81), навпаки, – для низької температури МЧ та сильного електричного поля. Проте, у багатьох практичних випадках, зокрема, у вакуумно-дуговому розряді, обидва параметри, температура  $T$  та напруженість електричного поля  $E$ , мають достатньо великі значення. Так МЧ емітують з катоду з початковою температурою, що дорівнює температурі плавлення речовини. У загальному випадку, що охоплює широкий діапазон значень

напруженості електричного поля та температури, слід користуватися формулою Мерфі-Гуда, яка придатна без обмеження на величини напруженості електричного поля та температури. Формула Мерфі-Гуда враховує, як термоемісію електронів, що проходять вище потенціального бар'єру, так і емісію електронів, що долають потенціальний бар'єр (тунельний ефект). У цьому випадку процеси термоелектронної та автоелектронної емісії неможливо відокремити один від одного. Густина струму електронної емісії за Мерфі-Гудом [181] має таку залежність від прикладеного електричного поля, температури та роботи виходу:

$$j_{e,TE} \equiv j_{e,M-\Gamma} = \frac{em_e(kT_{M\Gamma})^2}{2\pi^2\hbar^3} \left( \frac{\pi h_0}{\sin \pi h_0} \right) \exp\left( -\frac{e\Phi - b\sqrt{E}}{k_B T_{M\Gamma}} \right), \quad (2.91)$$

де

$$h_0 \equiv \left( \frac{E\hbar^4}{m_e^2 e^5} \right)^{1/4} \frac{b\sqrt{E}}{\pi k_B T_{M\Gamma}}, \quad (2.92)$$

$\hbar = h/(2\pi) = 1.05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка.

Формула Мерфі-Гуда (2.91) має два граничні переходи. У випадку слабкого електричного поля та високих температур,  $\pi h_0 \ll 1$ , вона переходить у формулу Річардсона-Шотткі (2.76) для густини струму термоелектронної емісії  $j_{e,T}$ , а у протилежному випадку сильного електричного поля та низьких температур – у формулу Фаулера-Нордгейма (2.81) для густини струму автоелектронної емісії  $I_{e,E}$ . Умови відповідних граничних переходів є такими:

$$j_{e,TE} = \begin{cases} j_{e,T} \equiv j_{e,P-III}, & \pi h_0 \ll 1, \\ j_{e,E} \equiv j_{e,\Phi-H}, & e\Phi < e\Delta\Phi. \end{cases} \quad (2.93)$$

Слід зазначити, що на емісійні струми накладено обмеження незалежно від фізичних механізмів емісії. Це стосується як струму вторинної електронної

емісії, так і струму термоелектронної емісії [184]. Наприклад, підвищення температури не призводить до подальшого збільшення емісійного струму, оскільки поблизу поверхні МЧ утворюється подвійний електричний шар [185]. Це зумовлено тим, що частина електронів, яка емітує з поверхні МЧ, не має достатньої кінетичної енергії для подолання потенціального бар'єру внаслідок обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом. На Рис.2.11 схематично зображено плазмовий шар без обмеження (класичний) та обмеженого просторовим зарядом (ОПЗ).

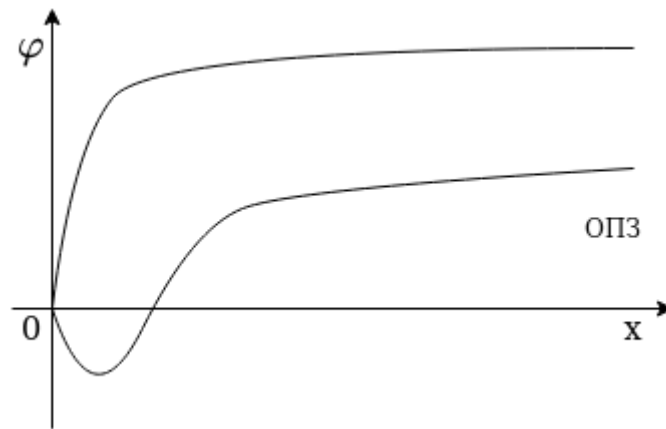


Рис. 2.11 Схематичне зображення плазмового шару

Максимальна величина струму з поверхні МЧ визначається формулою Ленгмюра-Блоджетт для обмеженого струму у сферичному діоді та має такий вигляд [186]:

$$I_{3/2} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m_e}} \frac{U^{3/2}}{\alpha^2}, \quad (2.94)$$

де  $U$  — це різниця потенціалів між електродами.

Функція Ленгмюра  $\alpha = f(r/r_0)$ , яка залежить від відношення радіусів концентричних сфер  $r$  і  $r_0$  [186], визначається таким диференціальним рівнянням:



$$3\alpha \frac{d^2\alpha}{dy^2} + \left(\frac{d\alpha}{dy}\right)^2 + 3\alpha \frac{d\alpha}{dy} - 1 = 0, \quad (2.95)$$

де  $\gamma = \ln(r/r_0)$ .

Поблизу  $\gamma=0$  розв'язок рівняння (2.95) можна подати у вигляді ряду:

$$\alpha = \gamma - 0.3\gamma^2 + 0.075\gamma^3 - 0.014318\gamma^4 + 0.0021609\dots \quad (2.96)$$

Функцію  $\alpha$  затабульовано у роботі [186] для  $r > r_0$  та  $r < r_0$ . В задачі Ленгмюра в якості катода було обрано внутрішню сферу з радіусом  $r_0$ , а анода – зовнішня сфера з радіусом  $r$ . Аналогічно, поверхня МЧ, що емітує електрони, має сферичну форму з радіусом  $r_0 = a$ , а зовнішня сфера має радіус  $r = a + \lambda_d$ . Рівняння (2.94) також відоме під назвою «закон 3/2». Закон 3/2 здобуто у припущенні, що термоелектрони залишають поверхню катода з нульовою швидкістю. У дійсності вони залишають поверхню катода зі скінченною швидкістю, яку можна оцінити за порядком величини з роботи виходу  $e\Phi$ . Слід підкреслити, що струм за законом 3/2 не залежить від радіусів концентричних сфер  $r$  і  $r_0$ , а тільки від їхнього відношення. Проте, це відношення залежить від довжини екранування  $\lambda_d$  (1.6), яка, в свою чергу, залежить від концентрацій електронів та йонів, а також їхніх температур.

Таким чином, залежно від умов задачі вираз для емісійного струму  $I_{e,TE}$  обирається з вищенаведених формул (2.76), (2.81), (2.94) згідно з нерівностями (2.87), (2.88) враховуючи обмеження струму власним просторовим зарядом [187]:

$$I_{e,TE} = \begin{cases} I_{e,TE}, & I_{e,TE} < I_{3/2}, \\ I_{3/2}, & I_{e,TE} \geq I_{3/2}. \end{cases} \quad (2.97)$$

Вираз (2.94) визначає максимальну величину емісійного струму з поверхні МЧ при певному потенціалі МЧ. Оцінимо максимальний потенціал,

до якого може розрядитися МЧ внаслідок автоелектронної емісії при обмеженні емісійного струму власним просторовим зарядом. Для цього потрібно дещо спростити формули для струмів Фаулера-Нордгейма (2.81) та Ленгмюра-Блоджетт (2.94).

Вираз для густини струму автоелектронної емісії, виражений через напруженість електричного поля на поверхні МЧ  $E_s$ , має такий вигляд [188]:

$$j_{e,E} = AE_s^2 \exp\left(-\frac{B}{E_s}\right) \quad (2.98)$$

з постійними коефіцієнтами

$$A = \frac{1.4}{e\Phi} \times 10^{\left(-6 + \frac{4.26}{\sqrt{e\Phi}}\right)}, \quad (2.99)$$

та

$$B = 6.49 \times 10^9 (e\Phi)^{3/2}, \quad (2.100)$$

де роботу виходу  $e\Phi$  подано в одиницях еВ,  $j_{e,E}$  – в одиницях А/м<sup>2</sup> та напруженість електричного поля  $E$  – в одиницях В/м.

Оскільки напруженість електричного поля на поверхні МЧ з радіусом  $a$  пов'язана з її потенціалом співвідношенням  $E_s = \varphi/a$ , то формулу (2.98) для густини струму автоелектронної емісії можна переписати в термінах потенціалу МЧ так:

$$j_{e,E} = A \left(\frac{\varphi}{a}\right)^2 \exp\left(-\frac{Ba}{\varphi}\right). \quad (2.101)$$

Вираз для густини струму за законом 3/2 (2.94) можна переписати у такому вигляді [186]:

$$j_{3/2} = D \frac{\varphi^{3/2}}{r_0^2 \alpha^2}, \quad (2.102)$$

де

$$D = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} . \quad (2.103)$$

Якщо покласти  $b = \lambda_d / a$ , то ряд, що входить до виразу струму (2.102), можна переписати у вигляді

$$\alpha = b^2 - \frac{8}{5}b^2 + \dots \quad (2.104)$$

До того ж, якщо обмежитися першим доданком, то струм за законом 3/2 дорівнюватиме

$$j_{3/2} = D \frac{\varphi^{3/2}}{\lambda_d^2} . \quad (2.105)$$

Струм (2.105) зручно переписати з числовим коефіцієнтом так:

$$j_{3/2} = 2.336 \times 10^{-6} \frac{\varphi^{3/2}}{\lambda_d^2} , \quad (2.106)$$

де густину струму  $j_{3/2}$  подано в одиницях А/м<sup>2</sup>, потенціал – у Вольтах, радіус Дебая  $\lambda_d$  – в метрах.

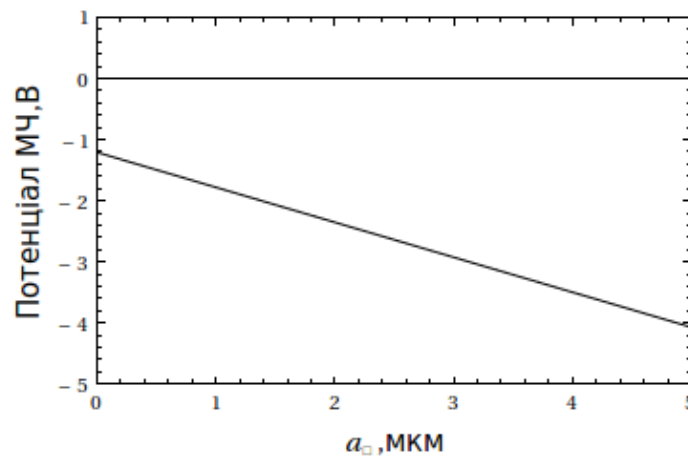


Рис. 2.12 Залежність максимального потенціалу, до якого може розрядитися МЧ внаслідок автоелектронної емісії, від радіусу МЧ

Дорівнюючи струми (2.101) та (2.105), маємо:

$$\frac{A}{a^2} \exp\left(-\frac{Ba}{\varphi}\right) = \frac{D}{\lambda_d^2} \varphi. \quad (2.107)$$

Рівняння (2.107) розв'язано для вольфрамової МЧ. Робота виходу вольфраму  $e\Phi = 4.5$  еВ. Ширина шару просторового заряду розрахована для плазми з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , температурою електронів  $T_e = 10$  еВ, температурою йонів  $T_i = 1$  еВ, та складає  $\lambda_d = 0.02$  см. Розв'язок рівняння (2.107) для вольфрамової МЧ наведено на Рис. 2.12. Крива на Рис. 2.12 визначає максимальний потенціал, до якого може розрядитися МЧ внаслідок автоелектронної емісії при обмеженні емісійного струму власним просторовим зарядом. Як можна бачити, залежність потенціалу від радіусу має лінійний характер:  $\varphi[B] = -0.6a - 1.2$ , де  $a$  має розмірність мкм. Тобто, МЧ, радіус якої становить 5 мкм, може розрядитися не більше, як до  $-4.2$  В. Автоелектронна емісія не призводить до зміни знаку потенціалу внаслідок обмеження струму власним просторовим зарядом.

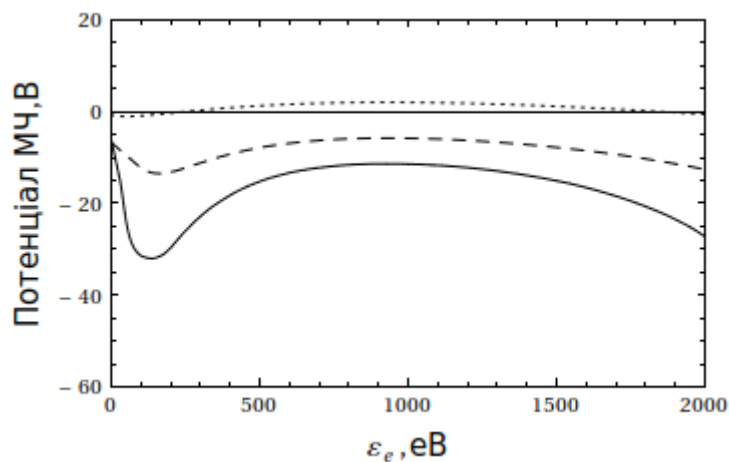


Рис. 2.13 Залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  «холодної» (суцільна лінія) та «гарячої» МЧ з вольфраму, радіус якої становить 1 мкм, від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка при критичній температурі  $T_{кр} = 2363$  К (штрихова лінія) та температурі  $T_{МЧ} = 2500$  К (точкова лінія). Концентрація плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

Рівняння балансу струмів (2.70) чисельно розв'язано для часткових випадків. [189]. Досліджено вплив термоелектронної та автоелектронної емісій на вольфрамову МЧ, яка міститься у плазмі нітрогену з електронним пучком. Діапазон значень напруженості електричного поля та температури МЧ обрано згідно з діаграмою на Рис. 2.10. Параметри пучкової плазми є такими: концентрація плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , температура електронів плазми дорівнює  $T_e = 10 \text{ еВ}$ , температура йонів –  $T_i = 1 \text{ еВ}$ ; енергія електронного пучка  $\varepsilon_e = 0.01 \div 5 \text{ кеВ}$ , температура плазмових електронів  $T_e = 10 \text{ еВ}$ , температура плазмових йонів –  $T_i = 1 \text{ еВ}$ .

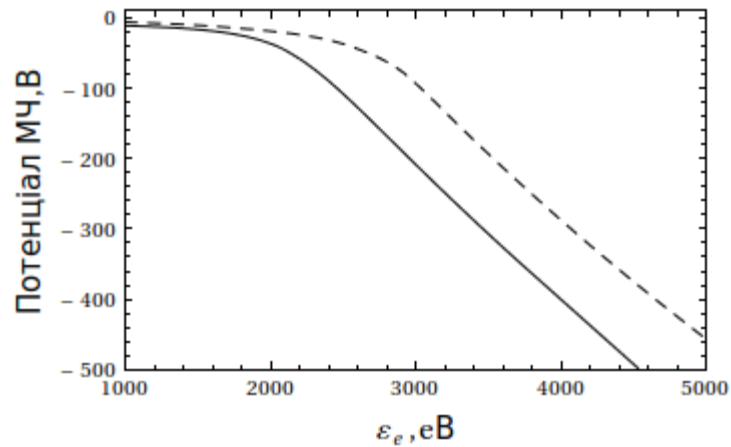


Рис. 2.14 Залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ з вольфраму, радіус якої становить 0.1 мкм, від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка без урахування автоелектронної емісії (суцільна лінія) та з її урахуванням (штрихова лінія).

Концентрація плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,  
 концентрація електронного пучка –  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

Спочатку проведено дослідження впливу термоелектронної емісії з урахуванням поправки Шотткі на вольфрамову МЧ з радіусом 1 мкм при незмінних температурах МЧ  $T_{МЧ} = 2363 \text{ К}$  (це критична температура для вольфраму) та  $T_{МЧ} = 2500 \text{ К}$  у діапазоні енергій електронного пучка.

$\varepsilon_e = 0.01 \div 2$  кеВ. Емісійний струм розрахований за формулою Річардсона-Шотткі (2.76).

На Рис. 2.13 наведено залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  «холодної» та «гарячої» МЧ від енергії електронного пучка  $\varepsilon_e$ . При концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  плаваючий потенціал «холодної» МЧ є негативним на усьому діапазоні енергій електронного пучка. При  $T_{МЧ} = 2363 \text{ К}$ , попри підвищення величини потенціалу, плаваючий потенціал залишається негативним. Якщо МЧ має температуру  $T_{МЧ} = 2500 \text{ К}$ , плаваючий потенціал переходить до позитивних значень. Такі результати здобуті у припущенні, що МЧ не втрачає енергії внаслідок термоелектронної емісії. Видалення позитивно заряджених МЧ із плазмового потоку є складною задачею, оскільки МЧ мають той самий заряд, що і йони.

На Рис. 2.14 наведено залежність плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  від енергії електронного пучка  $\varepsilon_e$  МЧ з радіусом 0.1 мкм, яка має низьку температуру та створює достатньо велике електричне поле. Такі параметри МЧ належать зоні АЕ. Електричний струм емісії у цьому випадку розраховано за формулою Фаулера-Нордгейма (2.81), до складу якої не входить температура. Як можна бачити з графіків на Рис. 2.14, без урахування автоелектронної емісії плаваючий потенціал МЧ при енергії електронів 4 кеВ дорівнює  $\varphi_{пл} = -400 \text{ В}$ , та з урахуванням  $\varphi_{пл} = -300 \text{ В}$ . Автоелектронна емісія призводить до суттєвого зменшення абсолютної величини плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$ . На відміну від термоелектронної емісії автоелектронна емісія не призводить до зміни знаку потенціалу МЧ на протилежний. До того ж, автоелектронна емісія обмежує заряджання МЧ до надвисокого негативного заряду.

## 2.4 Нагрівання та випаровування макрочастинки електронним пучком

У загальному випадку для визначення електричного потенціалу МЧ  $\varphi$  у плазмі з електронним пучком з урахуванням термоелектронної (термо-автоелектронної) емісії слід розв'язувати самоузгоджену задачу: отримувати струм термоелектронної емісії, що визначається температурою МЧ, яка, у свою чергу, залежить від електричного потенціалу МЧ. Для повного опису поведінки МЧ необхідно знати дві величини: температуру  $T$  та електричний потенціал МЧ  $\varphi$ , – у залежності від плазмових параметрів. Оскільки це трудомістка задача, то емісійний струм зазвичай розраховують для фіксованої температури МЧ, що обмежує придатність такого опису. У попередньому підрозділі 2.3 припускалося, що МЧ вже розігріта до деякої температури, вищої за критичну, з якої починається термоелектронна емісія, та плаваючий потенціал  $\varphi_{пл}$  МЧ був розрахований для фіксованої температури МЧ на підставі розв'язання балансу струмів (2.70). Спільне розв'язання рівнянь балансу струмів та енергій враховує вплив одне на одного температури та потенціалу МЧ.

Система пов'язаних рівнянь, що описує динаміку плаваючого потенціалу та температури, має такий вигляд:

$$4\pi\varepsilon_0 a \frac{d\varphi}{dt} = I_e(\varphi) + I_i(\varphi) + I_b(\varphi) + I_{e-e}(\varphi) + I_{e,TE}(\varphi, T_{МЧ}), \quad (2.108)$$

$$Mc \frac{dT_{МЧ}}{dt} = P_e + P_i + P_{e,b} - P_{C-B} - P_n - P_{e-e} - P_{e,TE} - P_B, \quad (2.109)$$

де  $c$  – це питома теплоємність матеріалу МЧ,  $M$  – маса МЧ.

В (2.108)  $I_e(\varphi), I_i(\varphi), I_b(\varphi)$  – це струми електронів плазми, іонів плазми та електронного пучка, які мають вигляд:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right), \quad (2.110)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 e n_0 v_{Ti} \left(1 - \frac{e\varphi}{k_B T_i}\right), \quad (2.111)$$

$$I_b = \pi a^2 e n_b u_e \left(1 - \frac{e\varphi}{\mathcal{E}_e}\right). \quad (2.112)$$

Струми вторинної електронної  $I_{e-e}(\varphi)$  та термо-автоелектронної емісії  $I_{e,TE}(\varphi, T_{MЧ})$  (граничний випадок – термоелектронна емісія) мають такий вигляд [104, 181]:

$$I_{e-e} = \delta I_b, \quad (2.113)$$

$$j_{e,TE} \equiv j_{e,M-\Gamma} = \frac{em_e (kT_{MЧ})^2}{2\pi^2 \hbar^3} \left( \frac{\pi \hbar_0}{\sin \pi \hbar_0} \right) \exp\left(-\frac{e\Phi - b\sqrt{E}}{k_B T_{MЧ}}\right). \quad (2.114)$$

Разом зі струмами електронів, іонів плазми та електронного пучка, що надходять до поверхні МЧ, до поверхні МЧ надходять потоки енергії, що спричиняють зміну її температури. Температура МЧ визначається як параметрами плазми та електронного пучка, так і властивостями МЧ. Завдяки енергії, одержуваній ззовні, МЧ нагрівається. Зіткнення плазмових частинок та електронів пучка з поверхнею МЧ призводять до перетворення кінетичної та потенціальної енергій електронів та йонів у теплову енергію МЧ і, тим самим, до її нагрівання. Одночасно відбувається відведення енергії з поверхні МЧ унаслідок емісії електронів, теплового випромінювання, випаровування та конвективного теплообміну з оточуючим газом. Рівняння енергетичного балансу (2.109) описує закон збереження енергії під час взаємодії МЧ з плазмою та електронним пучком. За відсутності фазового переходу МЧ внаслідок теплообміну нагрівається або охолоджується залежно від переважаючих процесів. У (2.109) потужності  $P_e$ ,  $P_i$  та  $P_{e,b}$  відносяться до



нагрівання МЧ, відповідно, електронами плазми, іонами плазми та електронним пучком. А  $P_{C-B}$ ,  $P_{e,TE}$ ,  $P_{e-e}$ ,  $P_B$ ,  $P_n$  є потужностями, що пов'язані з охолодженням МЧ:  $P_{C-B}$  – внаслідок теплового випромінювання,  $P_{e,TE}$  – внаслідок термо-автоелектронної (термоелектронної) емісії,  $P_{e-e}$  – внаслідок вторинної електронної емісії,  $P_B$  – внаслідок випаровування,  $P_n$  – внаслідок теплообміну з оточуючим газом. Потужності, що пов'язані з охолодженням, залежать від температури МЧ, за винятком потужності  $P_{e-e}$ , що залежить від енергії електронного пучка.

Електрони плазми при взаємодії з МЧ передають їй упродовж одиниці часу сумарну енергію, що складається з кінетичної енергії та енергії, що дорівнює роботі виходу [117]:

$$P_e = I_e \left( \frac{\langle \varepsilon_e \rangle}{e} + \Phi \right). \quad (2.115)$$

У (2.115) середня кінетична енергія електронів плазми  $\langle \varepsilon_e \rangle$  визначається таким співвідношенням:

$$\langle \varepsilon_e \rangle = \int f_e(\varepsilon_e) \varepsilon_e d\varepsilon_e / \int f_e(\varepsilon_e) d\varepsilon_e, \quad (2.116)$$

де  $f_e(\varepsilon_e)$  – це максвелова функція розподілу електронів за енергіями.

Оскільки середня енергія електронів дорівнює  $\langle \varepsilon_e \rangle = 2k_B T_e$ , то потужність, яка пов'язана зі струмом електронів плазми  $I_e$ , складає

$$P_e = I_e \left( \frac{2k_B T_e}{e} + \Phi \right). \quad (2.117)$$

Така потужність визначається температурою електронів, роботою виходу та струмом  $I_e$ , який згідно з формулою (2.110) є прямо пропорційним до концентрації плазми. Електричний струм  $I_e$  є високим за високої концентрації плазми, тобто, поблизу катодної плями. Як наслідок, нагрівання МЧ електронами плазми теж буде максимальним поблизу КП.

Аналогічно визначається потужність, яка пов'язана зі струмом електронного пучка  $I_b$ :

$$P_b = I_b \left( \frac{\varepsilon_e}{e} + \Phi \right), \quad (2.118)$$

де  $\varepsilon_e$  – це енергія електронного пучка.

Швидкість передачі енергії електронним пучком відрізняється від швидкості передачі енергії електронами плазми тим, що вона визначається не лише параметрами плазми, а також параметрами електронного пучка.

Йони, так само, як і електрони, нагрівають МЧ. У випадку однозарядних іонів енергія, яку вони передають МЧ упродовж одиниці часу, визначається таким співвідношенням:

$$P_i = \frac{I_i}{e} (2k_B T_i + e|\varphi| + W_B + W_z + W_i - e\Phi), \quad (2.119)$$

де  $W_B$  – це енергія випаровування одного атома,  $W_z$  – енергія збудження зв'язаних електронів,  $W_i$  – енергія йонізації.

Емісія електронів з поверхні МЧ чинить протилежну дію на МЧ – призводить до її охолодження. Це пов'язано з тим, що електрон мусить витратити енергію, що приблизно дорівнює роботі виходу  $e\Phi$ , для того, щоби вирватися з поверхні МЧ. Тим самим, МЧ втрачає цю енергію.

Охолодження внаслідок термо-автоелектронної (термоелектронної) емісії визначається потужністю

$$P_{e,TE} = I_{e,TE} \left( \frac{2k_B T_{MЧ}}{e} + \Phi \right). \quad (2.120)$$

При термоелектронної емісії струм  $I_{e,TE}$  визначається формулою Річардсона-Дешмана [181]:

$$I_{e,T} = 4\pi a^2 A_P T_{MЧ}^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{k_B T_{MЧ}}\right). \quad (2.121)$$

Звідси випливає, що потужність при охолодженні внаслідок термоелектронної емісії може досягати високих значень або за високої температури МЧ, або за низької роботи виходу електронів з металу. Проте у даній роботі досліджено лише металеві МЧ з великою роботою виходу ( $4.2 \div 4.5$  еВ). При температурі МЧ, меншій за критичну,  $T < T_{кр}$ , струм термоелектронної емісії  $I_{e,TE}$  та відповідна йому потужність у системі рівнянь (2.108)-(2.109) не враховується.

Аналогічно визначається енергія, яку втрачає МЧ упродовж одиниці часу внаслідок вторинної електронної емісії:

$$P_{e-e} = I_{e-e} \left( \frac{\langle \varepsilon_{e-e} \rangle}{e} + \Phi \right), \quad (2.122)$$

де  $\langle \varepsilon_{e-e} \rangle$  – усереднена енергія вторинних електронів. Електрони, що емітують з поверхні МЧ, мають максвеловий розподіл за швидкостями з тепловою енергією  $\langle \varepsilon_{e-e} \rangle = k_B T_e = 1 \div 5$  еВ [171].

До того ж, МЧ частково втрачає енергію внаслідок теплового випромінювання. Потужність визначається відомою формулою Стефана-Больцмана:

$$P_{C-B} = 4\pi a^2 \varepsilon \sigma T_{MЧ}^4, \quad (2.123)$$

де  $\sigma$  – це стала Стефана-Больцмана,  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  В/ м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>,  $\varepsilon$  – коефіцієнт спроможності випромінювання ( $\varepsilon = 1$  для абсолютно чорного тіла). Коефіцієнт спроможності випромінювання  $\varepsilon$  зростає з температурою. Наприклад, для титану коефіцієнт  $\varepsilon$  складає  $\varepsilon = 0.6$  при  $T = 1000$  К, та  $\varepsilon = 0.9$  при  $T = 2000$  К. Теплове випромінювання властиве МЧ як у твердому, так і в рідкому стані.

МЧ втрачає тепло також через теплообмін з оточуючим газом за рахунок різниці температур. За типових плазових умов середня довжина вільного пробігу атомів за кімнатної температури  $T = 300$  К та тиску газу  $p = 1$  Па

складає 0.4 см, а радіус МЧ лежить в межах  $0.1 \div 10$  мкм. Отже, число Кнудсена  $K_n$ , що дорівнює відношенню довжини вільного пробігу атомів до радіусу МЧ, є набагато більшим за одиницю. Таким чином, плазма задовольняє умові молекулярного режиму  $K_n \gg 1$ , та теплообмін без переносу речовини відбувається за таким законом [93]:

$$P_n = 4\pi a^2 k_B n_0 v_{T,n} (T_{MЧ} - T_0), \quad (2.124)$$

де  $T_0$  – це температура газу,  $n_0$  – концентрація газу,  $v_{T,n} = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m_a}}$  – теплова швидкість нейтральних атомів,  $m_a$  – маса атомів газу. Що більшою є різниця температур, то швидше здійснюється передача тепла.

Наступний чинник, що призводить до охолодження МЧ, – це випаровування атомів чи молекул з поверхні МЧ під дією підведеної теплоти. Рідкометалева МЧ, як і будь-яка рідина, випаровується. Перетворення рідини у пару супроводжується відведенням енергії від поверхні МЧ в навколишнє плазмове середовище, що призводить до охолодження МЧ. Залишаючи поверхню МЧ, атоми уносять з собою енергію випаровування та теплову енергію. Відповідна потужність дорівнює [93]:

$$P_B = 4\pi a^2 \Gamma_a (W_B + 2k_B T_{MЧ}), \quad (2.125)$$

де  $\Gamma_a$  – це швидкість випаровування, яка визначає число атомів випарених з одиниці поверхні впродовж одиниці часу.

Згідно з принципом детальної рівноваги потік атомів  $\mu$ , що випаровуються з одиниці поверхні впродовж одиниці часу, дорівнює потоку атомів  $\nu$ , що падають на цю поверхню за цей самий час [190]

$$\Gamma = \mu = \nu = \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8k_B T_0}{\pi m_a}}. \quad (2.126)$$

З точністю до коефіцієнту потік випаровуваних атомів складає

$$\Gamma_a = \frac{\alpha_\kappa p(T_{MЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{MЧ}}}, \quad (2.127)$$

де  $p(T_{MЧ})$  – це рівноважний тиск насиченої пари випаровуваного матеріалу МЧ, який залежить від температури  $T_{MЧ}$  на поверхні МЧ,  $\alpha_\kappa$  – це коефіцієнт аккомодатії, який дорівнює ймовірності того, що при потраплянні на поверхню МЧ молекула пари не відбиватиметься.

Швидкість випаровування з числовими коефіцієнтами має такий вигляд [191]:

$$\Gamma_a = 3.537 \cdot 10^{22} \frac{\alpha_\kappa p}{\sqrt{M_r T_{MЧ}}}, \quad (2.128)$$

де  $M_r$  – це відносна атомна маса. В (2.128) тиск  $p$  подано у одиницях мм рт.ст.,  $\Gamma_a$  – у одиницях  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

За умови рівноваги температура  $T_{MЧ}$  на поверхні рідкометалевої МЧ є сталою та нижчою за температуру усередині МЧ. Градієнт температури у даній моделі не враховано. Швидкість випаровування залежить від температури поверхні, але не залежить від властивостей газу. Насичена пара має таку залежність від температури [192]:

$$\lg p = A + \frac{B}{T} + C \lg T + \frac{D}{T^3}, \quad (2.129)$$

де  $A, B, C, D$  – це коефіцієнти, що визначаються типом речовини [193]. В міру підвищення температури тиск насиченої пари зростає приблизно експоненціально. Серед чистих металів вольфрам має найнижчі значення тиску насиченої пари. Так, за температури  $T = 3000 \text{ К}$  тиск насиченої пари вольфраму складає  $p = 0.01 \text{ Па}$ . До металів з високим значенням тиску насиченої пари відносяться, наприклад, плюмбум та бісмут.

Враховуючи різницю температур МЧ та плазми, швидкість випаровування набуває вигляду [192]:

$$\Gamma_a = \eta \left( \frac{p(T_{MЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{MЧ}}} - \frac{p(T_0)}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_0}} \right), \quad (2.130)$$

де  $p(T_0)$  – це гідродинамічний тиск плазми. При слабкому випаровуванні, що припущено у даній роботі,  $\eta = 1.665$ . При сильному випаровуванні виникають нелінійні явища внаслідок повернення частини нейтральних атомів назад до поверхні МЧ.

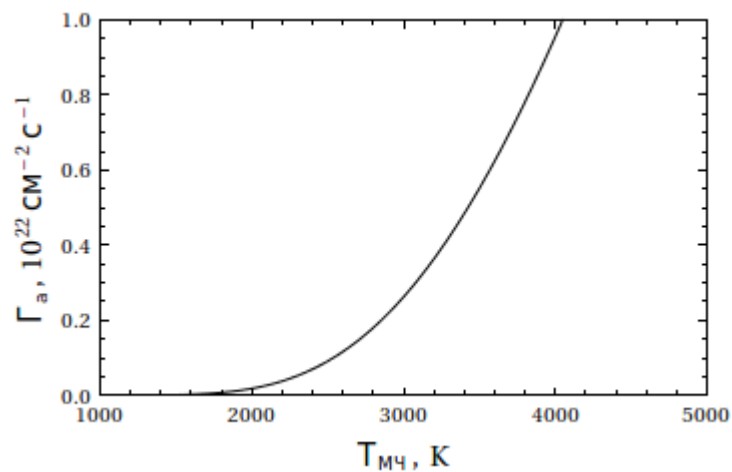


Рис. 2.15 Залежність швидкості випаровування атомів з поверхні купрумної МЧ від температури

Як приклад, на Рис. 2.15 наведено залежність швидкості випаровування атомів з одиниці поверхні купрумної МЧ ( $M_r = 64$ ) від температури. Можна бачити, що швидкість випаровування починає зростати за температури  $T_{MЧ} = 1500$  К. Оскільки швидкість випаровування є зворотно пропорційною до квадратного кореню від атомної маси, помітне випаровування для тяжких елементів починається за більших температур, ніж для легких елементів.

Випаровування, на відміну від кипіння, є дуже повільним процесом, оскільки атоми речовини мають меншу рухливість. Кипіння відбувається набагато інтенсивніше при досягненні МЧ цілком визначеної температури –

температури кипіння  $T_{\kappa}$ . Оскільки втрата маси МЧ під час випаровування є набагато меншою, ніж під час кипіння, то доволі часто масу МЧ, а тим самим й радіус МЧ, у рівнянні балансу енергії припускають сталими. Для врахування зміни маси МЧ під час її нагрівання до температури  $T < T_{\kappa}$  до системи рівнянь балансу струмів та енергій (2.109)–(2.110) додають таке рівняння балансу маси [9]:

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi a^2 \frac{\alpha_{\kappa} p(T_{MЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{MЧ}}} m_a + \frac{I_i}{e} m_i. \quad (2.131)$$

Якщо в (2.131) покласти, що маси йонів та атомів приблизно рівні,  $m_i \approx m_a$ , та переписати масу МЧ так:  $M = 4\pi r^3 \rho / 3$ , то замість рівняння балансу маси (2.131), можна записати рівняння, що описує зміну радіусу МЧ:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{m_i}{\rho} (\Gamma_i - \Gamma_a), \quad (2.132)$$

$\rho$  – це густина речовини.

Зміна радіусу МЧ в часі визначається різницею потоків йонів  $\Gamma_i$  та випаровуваних атомів  $\Gamma_a$ . МЧ набуває масу внаслідок іонного бомбардування та втрачає внаслідок випаровування. З аналізу рівняння (2.120) випливає, що попри те, що густина насиченої пари швидко зростає із збільшенням температури, повне випаровування МЧ у низькотемпературній плазмі за типових умов газового розряду за температури, меншої за температуру кипіння,  $T < T_{\kappa}$ , є неможливим.

Поки кипіння не почалося, температура МЧ зростає. Як тільки починається кипіння, підвищення температури припиняється та температура залишиться незмінною упродовж усього часу процесу кипіння. При досягненні МЧ температури кипіння відбувається фазовий перехід рідини в пару. Температура плавлення  $T_{пл}$  та температури кипіння  $T_{\kappa}$  є основними фізичними характеристиками речовини. Час нагрівання МЧ від початкової температури,

що дорівнює температурі плавлення  $T_{Pl}$ , до температури кипіння  $T_K$  визначають інтегруванням рівняння енергетичного балансу (2.109). Отже, час нагрівання МЧ складає:

$$t_K = \frac{4\pi\rho\alpha^3 c}{3} \int_{T_{Pl}}^{T_K} \frac{dT}{\sum P}, \quad (2.133)$$

де  $\rho$  – це густина речовини. Сума в (2.133) означає

$$\sum P = P_e + P_i + P_{e,b} - P_{e,TE} - P_{C-B} - P_{e-e} - P_B - P_n. \quad (2.134)$$

Під час кипіння маса МЧ змінюється за законом:

$$H \frac{dM}{dt} = \sum P, \quad (2.135)$$

де  $H$  – це питома теплота пароутворення. Сума в (2.135) означає

$$\sum P = P_e + P_i + P_{e,b} - P_{e,TE} - P_{C-B} - P_{e-e} - P_n. \quad (2.136)$$

На відміну від (2.133) до складу суми не входить потужність  $P_B$  унаслідок випаровування при температурі МЧ  $T < T_K$ . В (2.135) потужності, що пов'язані з охолодженням МЧ,  $P_{C-B}$  та  $P_{e,TE}$ , розраховують при температурі кипіння речовини  $T_K$ .

Від рівняння (2.135) можна перейти до рівняння, що описує динаміку радіусу МЧ з часом. Це рівняння має такий вигляд:

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{\sum P}{4\pi r^2 \rho H}. \quad (2.137)$$

Зупинимося на частинних випадках розв'язання системи рівнянь (2.108)–(2.109). Найпростіший випадок – це випадок, що відповідає рівноважному стану МЧ. Це означає, що енергія, яку поглинає МЧ, дорівнює енергії, що втрачає МЧ. Такий стан описується системою рівнянь:

$$I_e(\varphi) + I_i(\varphi) + I_b(\varphi) + I_{e-e}(\varphi) + I_{e,TE}(\varphi, T_{MЧ}) = 0, \quad (2.138)$$

$$P_e + P_i + P_{e,b} - P_{C-B} - P_{e-e} - P_{e,TE} - P_B = 0. \quad (2.139)$$



Розв'язками цієї системи є рівноважна температура та відповідний їй плаваючий потенціал. За певних параметрів плазми та електронного пучка рівноважна температура може дорівнювати температурі кипіння. Проте, найбільший інтерес викликає не рівноважний стан МЧ, а динаміка температури. Оскільки час релаксації потенціалу є на порядок вищим за час релаксації температури, то систему рівнянь (2.108) – (2.109) можна переписати так [194]:

$$I_e(\varphi) + I_i(\varphi) + I_b(\varphi) + I_{e-e}(\varphi) + I_{e,TE}(\varphi, T_{MЧ}) = 0, \quad (2.140)$$

$$Mc \frac{dT_{MЧ}}{dt} = P_e + P_i + P_{e,b} - P_n - P_{C-B} - P_{e-e} - P_{e,TE} - P_B. \quad (2.141)$$

Для аналізу процесів, що призводять до нагрівання та охолодження МЧ, рівняння балансу енергії (2.141) зручно переписати у такому вигляді:

$$\frac{r\rho c}{3} \frac{dT_{MЧ}}{dt} = \Gamma_e W_e + \Gamma_i W_i + \Gamma_{e,b} W_{e,b} - \Gamma_{e-e} W_{e-e} - \Gamma_{e,TE} W_{e,TE} - \Gamma_a W_a - \sigma T_{MЧ}^4 - S \quad (2.142)$$

де  $\Gamma_e, \Gamma_i, \Gamma_{e,b}$  – це потоки заряджених частинок, що надходять до поверхні МЧ, та приносять енергію: електронів плазми, іонів плазми, електронів пучка;  $\Gamma_{e-e}, \Gamma_{e,TE}, \Gamma_a$  – це потоки вторинних електронів, термоелектронів та випаровуваних атомів, що, навпаки, уносять з собою енергію. Остання складова пов'язана з теплообміном з оточуючим газом. В (2.142) використано такі позначення:

$$W_e = 2k_B T_e + e\Phi, \quad (2.143)$$

$$W_{e,b} = \varepsilon_e + e\Phi, \quad (2.144)$$

$$W_i = 2k_B T_i + e|\varphi| + W_B + W_3 + W_i - e\Phi, \quad (2.145)$$

$$W_{e-e} = \langle \varepsilon_{e-e} \rangle + e\Phi, \quad (2.146)$$

$$W_{e,TE} = 2k_B T_{MЧ} + e\Phi, \quad (2.147)$$

$$W_a = W_B + 2k_B T_{MЧ}, \quad (2.148)$$

$$S = k_B n \nu_{T,H} (T_{MЧ} - T_0). \quad (2.149)$$

З рівняння (2.142) можна бачити, що, в першу чергу, динаміка температури залежить від радіусу та речовини МЧ. Наприклад, променеве випромінювання викликає зміну температури з часом, яка є обернено пропорційна до радіусу МЧ (радіус МЧ прийнято незмінним,  $r = a$ ):

$$\frac{dT_{MЧ}}{dt} = -\frac{3\sigma}{a\rho c} T_{MЧ}^4. \quad (2.150)$$

Із виразу (2.150) витікає важливий висновок: що менша МЧ, то швидше вона охолоджується. Це ж саме стосується інших чинників, що призводять до зміни температури МЧ. Під впливом електронів та йонів плазми, а також електронів пучка МЧ з меншим розміром швидше нагрівається. МЧ здебільшого нагрівається електронним пучком. Потужність електронного пучка прямо пропорційна до струму  $I_e$ , який, у свою чергу, є пропорційним до концентрації плазми. На Рис. 2.16 наведено залежність питомої потужності  $P_e$  (віднесеної до одиниці площі), що надходить до купрумної МЧ з радіусом 1 мкм, від енергії електронного пучка для різних концентрацій плазми.

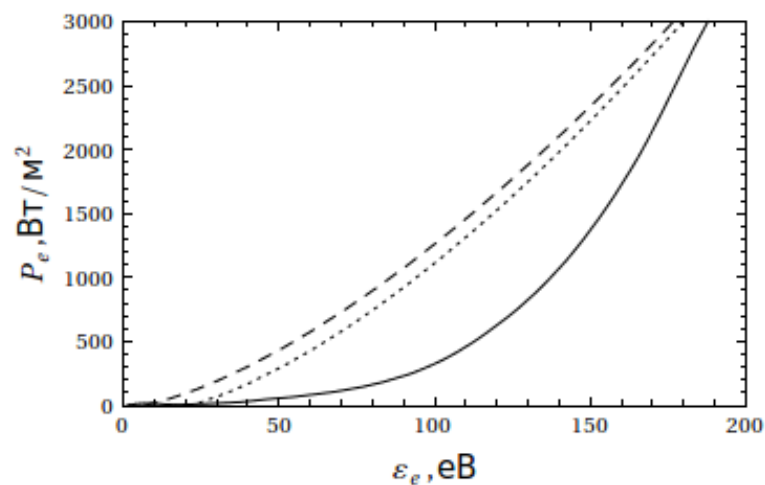


Рис. 2.16 Залежність питомої потужності електронного пучка від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка для різних концентрацій плазми:  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  (суцільна лінія),  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  (штрихова лінія),  $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$  (точкова лінія).

Концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

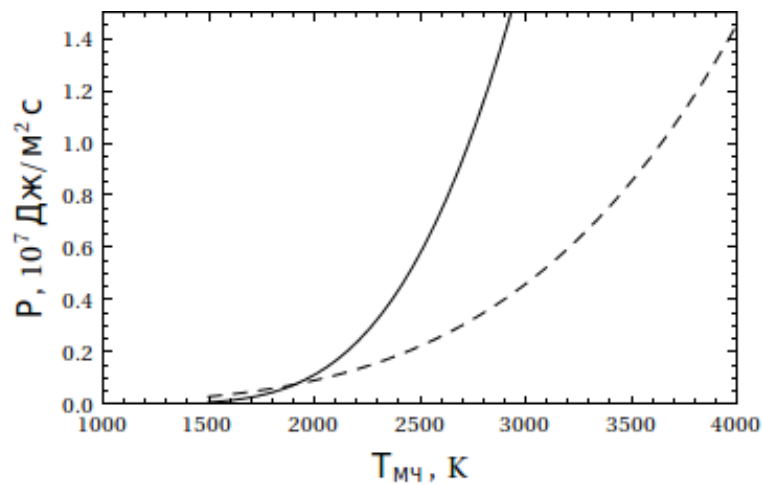


Рис. 2.17 Залежність кількості теплоти, що виділяється МЧ під час охолодження внаслідок випаровування (суцільна лінія) та радіаційного випромінювання (штрихова лінія), від температури МЧ

Оцінимо роль кожного чинника у рівнянні балансу енергії (2.142), що призводить до охолодження МЧ. На початку процесу нагрівання МЧ, коли її температура нижча від критичної,  $T < T_{кр}$ , термоелектронна емісія не відбувається, тому  $P_{e,TE} = 0$ . Теплове випромінювання та випаровування атомів з поверхні МЧ є конкуруючими чинниками.

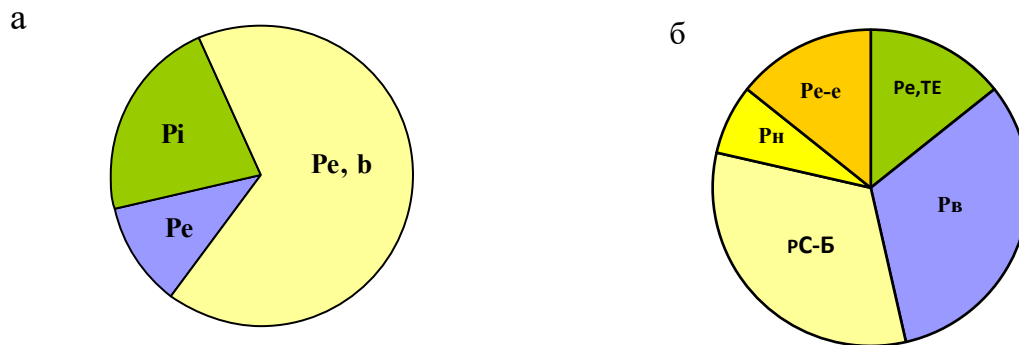


Рис. 2.18 Діаграма внесків різних чинників у нагрівання і охолодження МЧ: а) кількість теплоти, яку поглинає МЧ під час нагрівання; б) кількість теплоти, що виділяється МЧ під час охолодження

Випромінювання відіграє домінуючу роль серед ефектів охолодження за низьких та середніх температур МЧ. Проте, це твердження не завжди є справедливим у разі високих температур МЧ. Це стосується матеріалів з високим тиском пари, які мають низькі температури плавлення та кипіння [117]. Так на Рис. 2.17 показано, що при температурі купрумної МЧ  $T_{МЧ} > 1800$  К охолодження МЧ через випаровування є вищим, ніж через випромінювання. Це зумовлено тим, що купрум вже за температурою.  $T_{МЧ} = 1509$  К, ненабагато вищою від температури плавлення, має тиск насиченої пари 1 Па [9]. Останнім складником, що описує конвективний теплообмін з оточуючим газом у рівнянні (2.142), можна знехтувати у випадку низькотемпературної плазми низького тиску, оскільки  $S/\sigma T^4 \approx 10^{-2}$ . Внесок кожного чинника до теплопередачі до МЧ схематично зображено на Рис. 2.18.

Таблиця 2.2

**Час нагрівання МЧ з радіусами  $a = 1$  мкм та  $a = 10$  мкм від температури плавлення  $T_{пл}$  до температури кипіння  $T_k$**

|    | $\rho$ , г/см <sup>3</sup> | $c$ ,<br>Дж/кгК | $T_{пл}$ , К | $T_k$ , К | $a=10$ мкм:<br>$t$ , 10 <sup>-3</sup> с | $a=1$ мкм:<br>$t$ , 10 <sup>-4</sup> с |
|----|----------------------------|-----------------|--------------|-----------|-----------------------------------------|----------------------------------------|
| Cu | 8.4                        | 385             | 1357         | 2868      | 4                                       | 4                                      |
| Ti | 4.5                        | 523             | 1941         | 3503      | 35                                      | 5                                      |
| Mo | 10.2                       | 251             | 2896         | 4760      | 100                                     | 10                                     |

Числове розв'язання системи рівнянь (2.140) – (2.141) проведено для МЧ з різних матеріалів: купруму, титану та молібдену [195]. На Рис. 2.19 представлено залежність температури МЧ з різних матеріалів від часу для двох початкових радіусів МЧ: 1 мкм та 10 мкм, при бомбардуванні МЧ пучком електронів з енергією електронів  $\varepsilon_e = 5$  кеВ. З графіка залежності температури МЧ від часу випливає, що час нагрівання МЧ з радіусами  $a = 10$  мкм від

температури плавлення  $T_{пл}$  до температури кипіння  $T_k$  складає  $10^{-3} \div 10^{-2}$  с, а МЧ з радіусами  $a = 1$  мкм – складає  $10^{-4}$  с. Звісно, що МЧ з тугоплавкого матеріалу (молібдену) потребують більшого часу для розігріву. Результати розрахунків занесені до Таблиці 2.2.

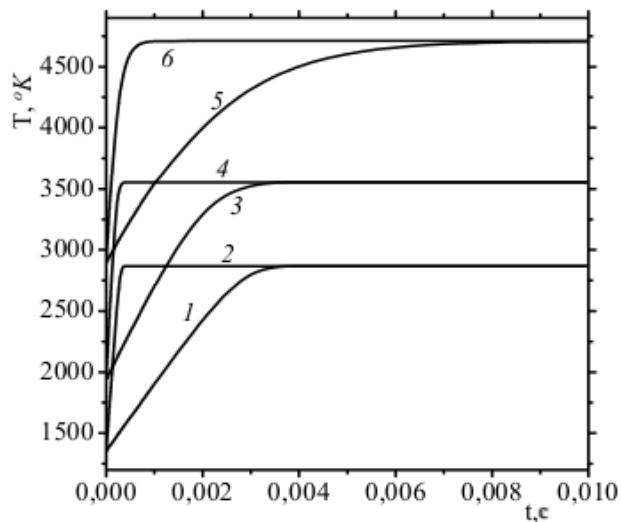


Рис. 2.19 Залежність температури МЧ від часу в плазмі за наявності електронного пучка з енергією електронів  $\varepsilon_e = 5 \text{ кеВ}$ . Концентрація плазми

$n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ :

1 – Cu,  $a = 10$  мкм; 2 – Cu,  $a = 1$  мкм; 3 – Ti,  $a = 10$  мкм; 4 – Ti,  $a = 1$  мкм;

5 – Mo,  $a = 10$  мкм; 6 – Mo,  $a = 1$  мкм

На Рис. 2.20 наведено залежність часу повного випаровування МЧ з початковим радіусом 10 мкм від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка. Для випаровування МЧ з легкоплавкого матеріалу (наприклад, купрум) потрібні електронні пучки з енергіями понад 1 кеВ, а для випаровування МЧ з тугоплавкого матеріалу (наприклад, молібден) потрібні електронні пучки з енергіями понад 6 кеВ. Застосування електронних пучків із більшими енергіями скорочує час випаровування. Так купрумну МЧ з радіусом 10 мкм можна випаровувати за 1 с електронним пучком з енергією 1 кеВ. Час

випаровування такої МЧ скорочується до 0.1с при бомбардуванні МЧ електронним пучком з енергією 3.7 кеВ.

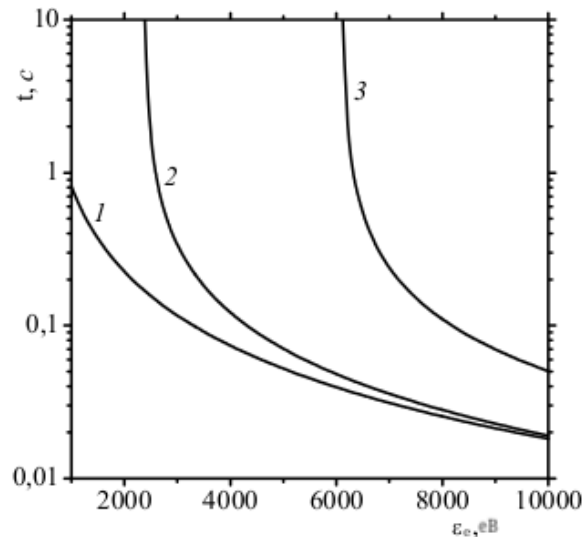


Рис. 2.20 Залежність часу повного випаровування МЧ з початковим радіусом 10 мкм від енергії  $\epsilon_e$  електронного пучка для різних матеріалів МЧ:

1 – Cu, 2 – Ti , 3 – Mo. Концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

На Рис. 2.21 представлено динаміку радіусу МЧ у плазмі при її бомбардуванні електронними пучками з енергіями електронів 5 кеВ та 8 кеВ. Початковий радіус МЧ становить 10 мкм. Час випаровування такої МЧ з купруму електронним пучком з енергією електронів 5 кеВ складає 0.052 с. При бомбардуванні МЧ пучком електронів з енергією 8 кеВ цей час скорочується до 0.025 с. Час випаровування молібденової МЧ на порядок вище, та складає 0.11 с при енергії пучка 8 кеВ.

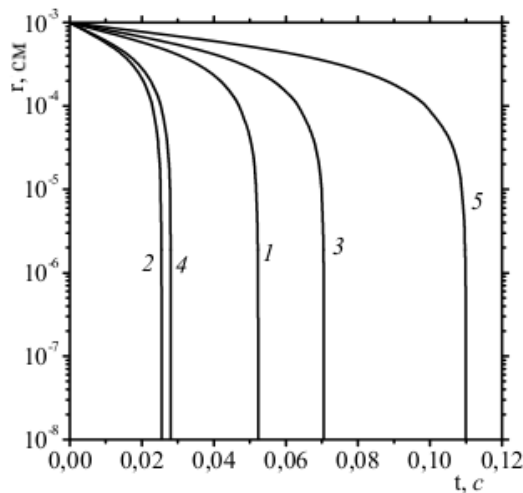


Рис. 2.21 Залежність радіусу МЧ від часу при її бомбардуванні пучком електронів: 1 – Cu,  $\varepsilon_e = 5$  кеВ; 2 – Cu,  $\varepsilon_e = 8$  кеВ; 3 – Ti,  $\varepsilon_e = 5$  кеВ; 4 – Ti,  $\varepsilon_e = 8$  кеВ; 5 – Мо,  $\varepsilon_e = 8$  кеВ. Концентрація плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , концентрація електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

## 2. 5 Розпад макрочастинки під дією електронного пучка

Результати експериментів [24, 25] вказують на можливість руйнування макрочастинки електронним пучком. Розгляду цього питання присвячено даний підрозділ дисертації. Проведено аналіз стійкості сильнозарядженої купрумної МЧ, яка перебуває у рідкому стані.

У підрозділі 2.1 було встановлено, що бомбардування МЧ з радіусами мікронних розмірів електронним пучком призводить до надвисокого заряджання (до величини заряду  $10^5 e$ ). При високих зарядах МЧ виникають деформації, які роблять її нестійкою. Це зумовлено тим, що пондеромоторна сила у деякій точці поверхні МЧ перевищує силу поверхневого натягу, що діє вздовж поверхні рідини, перпендикулярно до лінії, яка обмежує поверхню. Відношення цих сил визначає подальшу стійкість МЧ.

Визначальними параметрами для стійкості МЧ є її заряд  $Q$  та радіус  $a$ . Згідно із критерієм Релея електростатично заряджена крапля з радіусом  $a$  та зарядом  $Q$  є нестійкою відносно малих збурень поверхні за умови [196]:

$$Q^2 > 16\pi\epsilon_0\sigma a^3, \quad (2.151)$$

де  $\epsilon_0$  – це діелектрична стала,  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу.

Унаслідок великих деформацій форма МЧ змінюється – вона стає витягнутою, набуває форму еліпсоїда, тому відбувається перерозподіл заряду на її поверхні. Після збурення МЧ намагатиметься повернутися до початкового стану. При цьому існує ймовірність електростатичного руйнування МЧ на дві чи більше макрочастинок менших розмірів. Припустимо, що МЧ поділяється на дві однакові макрочастинки, що мають форму кулі, інші випадки не розглядатимуться. Згідно із законами збереження заряду та маси такі МЧ мають заряд  $Q_1 = Q/2$  та радіус  $a_1 = a/2^{1/3}$ . Умовою нестійкості відносно великих деформацій, що призводять до поділу МЧ на дві однакові макрочастинки є така нерівність [195]:

$$Q^2 > 16\pi\epsilon_0\sigma a^3 \left( \frac{2^{1/3} - 1}{2 - 2^{1/3}} \right) = 5.6\pi\epsilon_0\sigma a^3. \quad (2.152)$$

Таким чином, для того, щоб МЧ з радіусом  $a$  розпалася, її заряд має бути вищим за критичний:

$$Q > Q_{кр}, \quad Q_{кр} = 7.7 \cdot 10^4 e \sqrt{\sigma} a^{3/2} [\text{мкм}]. \quad (2.153)$$

Наприклад, купрумна МЧ ( $\sigma_{Cu} = 1.35$  [197]), радіус якої становить 1 мкм, підлягає поділу на дві макрочастинки, якщо її заряд перевищує  $9 \cdot 10^4 e$ . Згідно із результатами, здобутими у підрозділі 2.1, купрумна МЧ має заряд вищий за критичний, так званий надкритичний заряд, при її бомбардуванні електронним пучком з енергією понад 2.1 кеВ.



Скориставшись співвідношенням між зарядом і потенціалом МЧ, можна записати критичний потенціал, при якому відбувається релєїв розпад МЧ:

$$\varphi_{кр} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 a} = 0.59 \sqrt{\frac{\sigma a_{кр}}{\pi\epsilon_0}}. \quad (2.154)$$

Залежність критичного потенціалу  $\varphi_{пл}$  від критичного радіусу  $a_{кр}$  для МЧ з купруму зображено на Рис. 2.22. Ця залежність має загальний характер, оскільки електричний потенціал МЧ є функцією плазмових параметрів, таких як концентрація плазма, температура електронів та йонів, енергія електронного пучка. Як можна бачити з Рис. 2.22, зі збільшенням критичного радіусу критичний потенціал теж зростає. Виявляється, що для руйнування МЧ потрібні досить великі електричні потенціали, порядку сотень вольт. Так, щоб зруйнувати МЧ радіусом 10 мкм, електричний потенціал має бути щонайменше 400 В, а 20 мкм – 600 В.

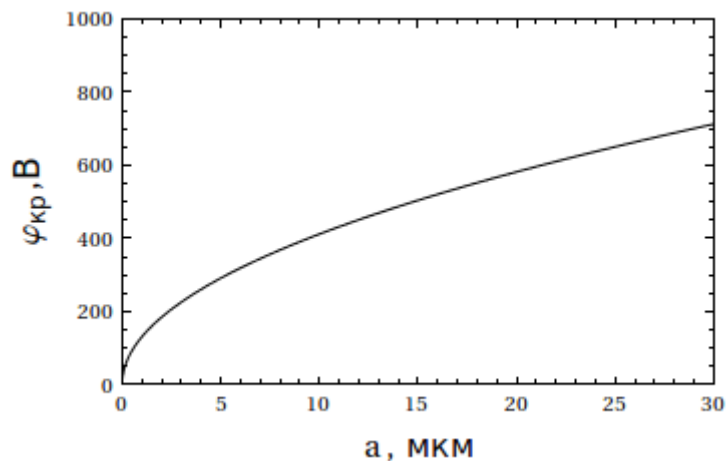


Рис. 2.22 Залежність критичного потенціалу купрумної МЧ від критичного радіусу

Проте, виходячи з цього графіку залишається невисвітленим питання, за яких енергій електронного пучка можливий релєїв розпад МЧ. Для цього треба

розв'язати зворотну задачу: подати критичний радіус МЧ через потенціал, який, у свою чергу, є функцією  $\varepsilon_e$  електронного пучка. Можна сказати, що електростатичний розпад МЧ відбувається, якщо МЧ має радіус  $a$ , менший за критичний, а саме,

$$a < a_{кр} = 2.86 \frac{\pi \varepsilon_0 \varphi^2}{\sigma}. \quad (2.155)$$

Розрахункова формула для критичного радіусу є такою:

$$a_{кр} [\text{мкм}] = 7.9 \cdot 10^{-5} \frac{\varphi^2}{\sigma}, \quad (2.156)$$

де електричний потенціал  $\varphi$  МЧ подано у вольтах, а коефіцієнт поверхневого натягу  $\sigma$  – у Н/м. Критичний радіус МЧ є обернено пропорційний коефіцієнту поверхневого натягу та прямо пропорційний квадрату потенціалу  $\varphi$  МЧ, який у свою чергу залежить від плазмових параметрів.

Як було зазначено вище, залежно від накопиченого заряду МЧ може розпадатися на дві макрочастинки. Проте, поділ МЧ на дві макрочастинки не є межею. Якщо, заряд  $Q_1 = Q/2$  та радіус  $a_1 = a/2^{1/3}$  новоутворених макрочастинок задовольняють критерію Релея (2.152), то знову відбудеться поділ. При цьому наступний поділ має задовольняти більш жорсткій умові, ніж попередній:

$$Q^2 > 11.2 \pi \varepsilon_0 \sigma a^3. \quad (2.157)$$

Тобто, наприклад, для одного поділу купрумної МЧ з радіусом 10 мкм достатньо, щоб заряд дорівнював  $9 \cdot 10^5 e$ , то для подвійного поділу початковий заряд має бути щонайменше  $1.6 \cdot 10^6 e$ . Процес поділу продовжуватиметься доти, доки радіус МЧ не стане вищим за критичний (стане надкритичним),  $a > a_{кр}$ , або МЧ не скине надлишковий заряд унаслідок електронної емісії. Згідно з

формулою  $E = \varphi_{\text{пл}} / a$ , чим меншою є МЧ за розміром, тим більше електричне поле вона створює навколо себе. При електричних полях порядку  $10^7$  В/см відбувається автоелектронна емісія. Як було з'ясовано у підрозділі 2.3, МЧ, яка має радіус 0.1 мкм, у плазмі за наявності електронного пучка створює електричне поле, напруженість якого на поверхні МЧ складає  $2 \times 10^7$  В/см. Унаслідок чого відбувається автоелектронна емісія з поверхні МЧ, та МЧ втрачає негативний заряд.

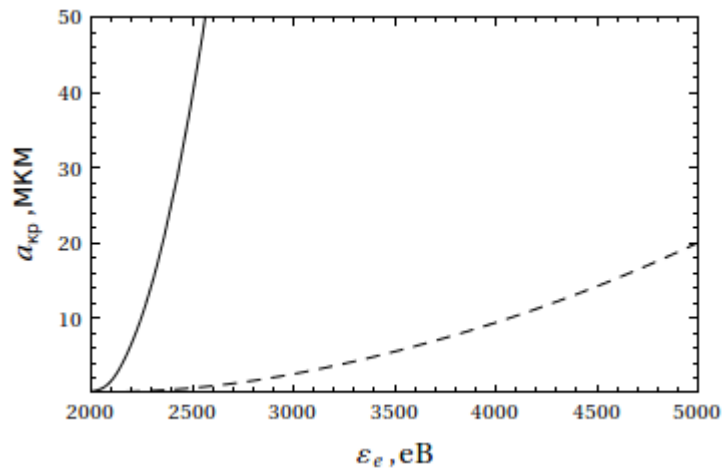


Рис. 2.23 Залежність критичного радіусу купрумної МЧ, яка міститься у плазмі з концентрацією: (1)  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  (суцільна лінія), (2)  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  (штрихова лінія), від енергії  $\epsilon_e$  електронного пучка. Концентрація

електронного пучка  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$

На Рис. 2.23 наведено залежність критичного радіусу купрумної МЧ від енергії  $\epsilon_e$  електронного пучка з концентрацією  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та енергією електронів  $\epsilon_e = 2 \div 5$  кеВ у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  та  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Плаваючий потенціал купрумної МЧ ( $\delta_m = 1.4$  при  $\epsilon_{em} = 700$  еВ) залежно від енергії електронного пучка, який входить до (2.155), знайдено з балансу

струмів (2.10). Плаваючий потенціал купрумної МЧ співпадає з потенціалом вольфрамової МЧ (Рис. 2.4), оскільки у них однаковий коефіцієнт вторинної електронної емісії  $\delta$ . Купрумна МЧ, так само, як і вольфрамова МЧ (Рис. 2.5), має високий негативний заряд порядку  $10^5 e$  у двох випадках: у діапазоні низьких енергій електронного пучка –  $100 \text{ eV} < \varepsilon_e < 250 \text{ eV}$ , та при енергії електронного пучка понад 2 кеВ. Діапазон можливих радіусів МЧ, що підлягають руйнуванню електронним пучком з енергією електронів.  $\varepsilon_e = 2 \div 5$  кеВ зображена на Рис. 2.23. Діапазон можливих радіусів МЧ обмежений кривими та горизонтальною віссю. Мінімальний критичний радіус МЧ, пов'язаний з обмеженням автоелектронною емісією, дорівнює 0.1 мкм. Криві на Рис. 2.23 дають відповідь на запитання: «МЧ якого радіусу можна зруйнувати електронним пучком певної енергії». Наприклад, електронним пучком з енергією електронів 2.1 кеВ можна зруйнувати МЧ з радіусом 1 мкм, яка міститься у плазмі концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , але неможливо зруйнувати МЧ з радіусом 10 мкм. Проте, пучком електронів з енергією електронів понад 2.5 кеВ можна зруйнувати МЧ з радіусом у десятки мікронів. Як можна бачити з Рис. 2.23, для руйнування МЧ у густішій плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  потрібні потужніші пучки з енергією електронів понад 3 кеВ. Так, для того, щоби зруйнувати МЧ з радіусом 1 мкм, яка міститься у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , енергія електронного пучка має дорівнювати 3 кеВ, а з радіусом 20 мкм – 5 кеВ.

З іншого боку, бомбардування МЧ потужним пучком електронів викликає не лише надвисоке заряджання МЧ, а також нагріває МЧ. Внаслідок цього виникає термо-автоелектронна емісія та МЧ втрачає заряд. Постає запитання: «Чи встигне МЧ розпастися на частини до того, як абсолютна величина електричного потенціалу МЧ зменшиться до критичних значень, за

яких розпад МЧ стає неможливим?». Для відповіді на це питання слід розв'язати таку систему рівнянь балансу струмів та енергій:

$$4\pi\epsilon_0 a \frac{d\phi}{dt} = I_e + I_b - I_i - I_{e-e} - I_{e,TE}, \quad (2.158)$$

$$Mc \frac{dT_{MЧ}}{dt} = P_e + P_{e,b} + P_i - P_{e,TE} - P_B - P_{C-B} - P_{e-e}. \quad (2.159)$$

В (2.158)  $I_e, I_i, I_b, I_{e-e}$  та  $I_{e,TE}$  – це струми електронів плазми, іонів плазми, електронного пучка, вторинної електронної емісії та термо-автоелектронної емісії, відповідно. В (2.159)  $P_e, P_i$  та  $P_{e,b}$  – це потужності, що передають електрони плазми, іони плазми та електрони пучка;  $P_{e-e}, P_{e,TE}, P_{C-B}$  та  $P_B$  – це потужності внаслідок вторинної електрон-електронної емісії, термо-автоелектронної емісії, теплового випромінювання та випаровування.

Подивимось, як поводитимуться з часом температура та потенціал купрумної МЧ з радіусом 10 мкм під дією електронного пучка з енергією  $\epsilon_e = 5$  кеВ. Концентрації плазми та електронного пучка збігаються та дорівнюють  $n_0 = n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . За початкову температуру прийнято температуру плавлення купруму  $T_{пл} = 1357 \text{ К}$ . Результати числового розв'язання системи рівнянь (2.158) – (2.159) для МЧ з радіусом  $a = 10$  мкм, яка міститься у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  у присутності електронного пучка, представлено на Рис. 2.24 [198]. Концентрація електронного пучка співпадає з концентрацією плазми та дорівнює  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , енергія електронного пучка  $\epsilon_e = 10$  кеВ. Уздовж осі абсцис відкладено електричний потенціал МЧ разом з температурою. Можна бачити, що температура та електричний потенціал  $\phi$  МЧ мають нелінійні залежності від часу. Вертикальні штрихові лінії поділяють поле графіку на три ділянки. Перша ділянка ліворуч відповідає заряджанню МЧ за час  $\tau_l$ , протягом якого абсолютна величина електричного потенціалу  $\phi$

МЧ зростає за практично незмінної температури. Друга ділянка, що посередині, відповідає часу  $\tau_2$ , протягом якого електричний потенціал  $\varphi$  МЧ залишається сталим та складає  $\varphi = -2.4$  кВ. Ця ділянка є найбільш важливою, оскільки саме при такому високому потенціалі можливий релеїв розпад МЧ. При цьому температура МЧ монотонно зростає. Третя ділянка праворуч відповідає нагріванню МЧ понад критичну температуру  $T_{кр}$  (згідно з Таблицею 2.1  $T_{кр} = 2068$  К для купруму при температурі електронів плазми  $T_e = 10$  еВ та концентрації плазми  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ), за якої виникає термоелектронна емісія. У цій ділянці потенціал  $\varphi$  МЧ стрімко зменшується та переходить до позитивних значень, оскільки МЧ розряджається внаслідок термо-автоелектронної емісії.

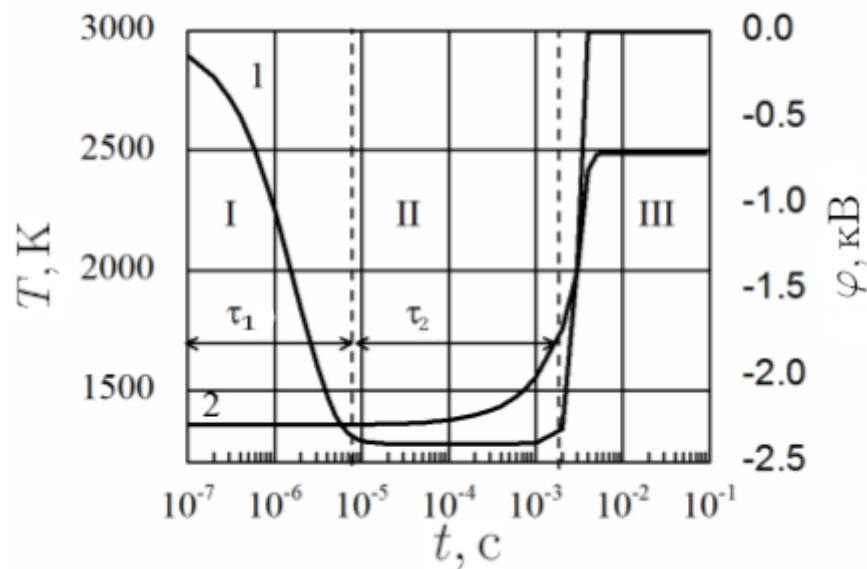


Рис. 2.24 Залежність електричного потенціалу (крива 1) та температури (крива 2) купрумної МЧ з радіусом  $a = 10$  мкм від часу опромінювання електронним пучком з енергією електронів  $\varepsilon_e = 5$  кеВ. Концентрація плазми

$$n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}, \text{ концентрація електронного пучка } n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$$

Час нагрівання МЧ до критичної температури дорівнює:

$$\tau_n = \tau_1 + \tau_2. \quad (2.160)$$

Для розпаду зарядженої МЧ час розвитку нестійкості Релея  $\tau_p$  має бути меншим за час нагрівання:

$$\tau_p < \tau_n. \quad (2.161)$$

Час розвитку нестійкості Релея  $\tau_p$  визначається таким співвідношенням:

$$\tau_p = \sqrt{\beta - 1} \sqrt{\frac{\sigma a^3}{\rho}}, \quad (2.162)$$

$\beta = Q/Q_{кр}$  – це ступінь надлишкового заряджання МЧ,  $\rho$  – густина речовини МЧ. Для МЧ, радіус якої становить 10 мкм,  $\beta = Q/Q_{кр} = \phi/\phi_{кр} = 6$ .

Час розвитку нестійкості Релея  $\tau_p \propto a^{-3/2}$ , а час нагрівання МЧ  $\tau \propto a$ . Для великих МЧ час нагрівання є великим, а час руйнування, навпаки, малим. Для купрумної МЧ ( $\rho = 8.4 \text{ г/см}^3$ ) з радіусом 10 мкм час нагрівання дорівнює  $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ , водночас час руйнування пучком електронів з енергією 5 кеВ є набагато меншим – він дорівнює  $\tau_p = 2 \text{ нс}$ . Таким чином, купрумну МЧ з радіусом 10 мкм можна зруйнувати електронним пучком з енергією 5 кеВ.

## 2. 6 Випаровування макрочастинки у пучково-плазмовому розряді з гарячими електронами

При проходженні потужного електронного пучка крізь газ утворюється плазма з гарячими електронами внаслідок розвитку плазмово-пучкової нестійкості. Нагрівання електронів здійснюється у процесі, зворотному до загасання Ландау. Температура плазмових електронів  $T_e$  у такому плазмово-пучковому розряді може досягати сотень електрон-вольт, а

концентрація –  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  [168]. У цьому підрозділі досліджується МЧ у плазмі з температурою електронів  $T_e = 10 \div 100 \text{ еВ}$  та температурою йонів  $T_i = 1 \text{ еВ}$ . Плазма утримується магнітним полем з напруженістю 100 ерстед. Концентрація плазми складає  $10^{16} \div 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

МЧ при проходженні крізь розігріту плазму заряджається та нагрівається. Зв'язаний із зарядом плаваючий потенціал МЧ знаходять із балансу струмів на поверхню МЧ:

$$I_e(\varphi_{Пл}) - I_i(\varphi_{Пл}) - I_{e-e}(\varphi_{Пл}) - I_{e,T}(\varphi_{Пл}) = 0. \quad (2.163)$$

В (2.163)  $I_e, I_i, I_{e-e}$  та  $I_{e,TE}$  – це струми електронів плазми, йонів плазми, вторинної електронної емісії та термоелектронної емісії, відповідно.

Для розрахунку струмів найчастіше використовують теорію ООР [84]. Проте, застосування теорії ООР до опису заряджання МЧ, що міститься у плазмі з магнітним полем, обмежено значенням електронного ларморового радіусу  $\rho_e$

$$\rho_e = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}} = \frac{m_e v_e}{eB}, \quad (2.164)$$

де  $\omega_{ce}$  – це електронна ларморова частота,  $m_e$  – маса електрона,  $B$  – індукція магнітного поля,  $v_{\perp}$  – складова швидкості, яка є перпендикулярною до ліній індукції магнітного поля.

Умова застосування теорії ООР до опису заряджання МЧ, що міститься у плазмі з магнітним полем, на відміну від умови (1.8), посилюється та має такий вигляд [93]:

$$a \ll \lambda_{де} \ll \rho_e, \quad (2.165)$$

де  $\lambda_{де} = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T / n_e e^2} \lambda_D$  – це електронна довжина Дебая.



Параметри плазми та магнітного поля, що зазначені вище, повністю задовольняють правій частині нерівності, тому струми  $I_e$  та  $I_i$  знайдено у межах теорії ООР та дорівнюють, відповідно:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right), \quad (2.166)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 e n_0 v_{Ti} \left(1 - \frac{e\varphi}{k_B T_i}\right). \quad (2.167)$$

Струм вторинної електрон-електронної емісії  $I_{e-e}$  знаходять шляхом усереднення по усім енергіям електронів

$$I_{e-e} = \langle n_0 e v_e \sigma_e \delta \rangle, \quad (2.168)$$

де  $v_e$  – це швидкість електронів,  $\sigma_e$  – переріз поглинання електронів, розрахований у наближенні теорії ООР.

Коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії  $\delta$  визначається універсальною кривою Стернгласса [104]:

$$\delta = 7.4 \delta_m \frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_m} \exp\left(-2 \sqrt{\frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_m}}\right). \quad (2.169)$$

Струм термоелектронної емісії, що входить до складу рівняння балансу струмів (2.163), визначається формулою Річардсона-Дешмана [181]:

$$I_{e,T} = 4\pi a^2 A_P T_{MЧ}^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{k_B T_{MЧ}}\right). \quad (2.170)$$

Рівноважну температуру МЧ  $T_{MЧ}$  можна знайти, якщо припустити, що енергія, яку набуває МЧ, дорівнює енергії, яку вона втрачає. Тоді, рівняння балансу енергій набуває такого вигляду:

$$P_e + P_i - P_{e,T} - P_B - P_{C-B} - P_{e-e} = 0. \quad (2.171)$$

В (2.171)  $P_e$  та  $P_i$  – це потужності, що пов’язані з електронами та йонами плазми;  $P_{e-e}$ ,  $P_{e,T}$ ,  $P_{C-B}$  та  $P_B$  – це потужності внаслідок вторинної електрон-електронної емісії, термоелектронної емісії, теплового випромінювання та випаровування.

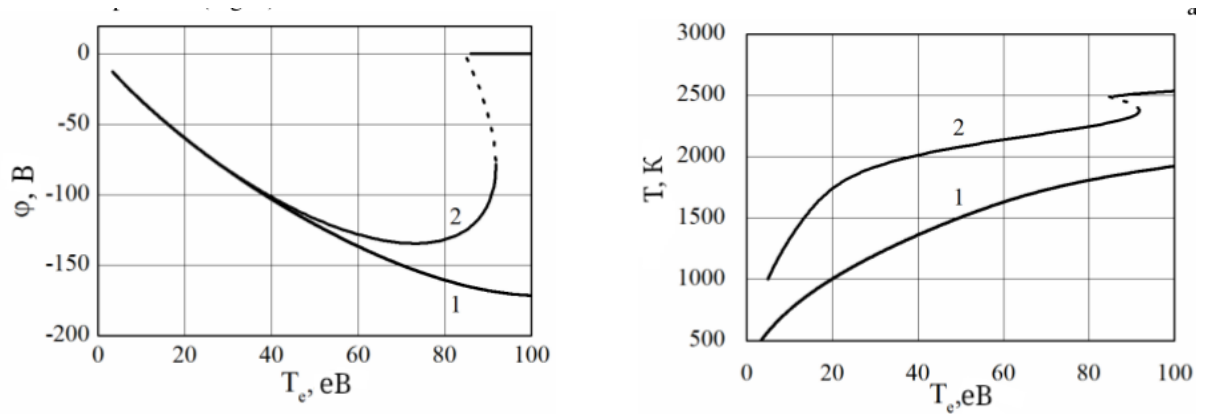


Рис. 2.24 Залежність (а) потенціалу МЧ  $\phi$  та (б) рівноважної температури  $T$  від температури електронів  $T_e$  за різних значень концентрації плазми:

$$(1) - n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}, (2) - n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$$

Усі потужності віднесені до одиниці площі МЧ та мають такий вигляд:

$$P_e = \Gamma_e (2k_B T_e + e\Phi), \quad (2.172)$$

$$P_i = \Gamma_i (2k_B T_i + e|\phi| + W_B + W_s + W_i - e\Phi), \quad (2.173)$$

$$P_{e-e} = \Gamma_{e-e} (\langle \varepsilon_{e-e} \rangle + e\Phi), \quad (2.174)$$

$$P_{e,T} = \Gamma_{e,T} (2k_B T_{MЧ} + e\Phi), \quad (2.175)$$

$$P_B = \Gamma_a (W_B + 2k_B T_{MЧ}), \quad (2.176)$$

$$P_{C-B} = \sigma T^4. \quad (2.177)$$

В (2.172)–(2.177)  $\Gamma_e$ ,  $\Gamma_i$ ,  $\Gamma_{e-e}$ ,  $\Gamma_{e,TE}$ ,  $\Gamma_a$  – це потоки електронів плазми, йонів плазми, вторинних електронів, термоелектронів та випаровуваних атомів.

Для того, щоби знайти рівноважну температуру та відповідний до неї потенціал МЧ, потрібно розв'язати систему самоузгоджених рівнянь балансу струмів та енергій (2.163), (2.171). Результати розв'язання цієї системи наведено на Рис. 2.24 [199]. Як можна бачити з Рис. 2.23, потенціал та рівноважна температура мають три значення у діапазоні температур електронів  $80 \div 100$  eV за концентрації плазми  $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Причому, середнє значення температури є нестійким відносно флуктуації температури. Нестійкі значення температури та потенціалу позначені штриховою лінією. Відхилення температури від рівноважного значення у бік більших чи менших значень призводить до незворотних процесів: до нагрівання або охолодження до стійких станів, що позначені суцільною лінією. В міру підвищення температури електронів збільшується й температура МЧ. Температура купрумної МЧ, попри те, що є досить високою,  $T_{МЧ} = 2500 \text{ К}$  за концентрації плазми  $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , не досягає температури кипіння (для купруму  $T_{кип} = 2868 \text{ К}$ ). За таких високих температур радіус МЧ зменшується внаслідок випаровування. Зміна радіусу визначається за формулою Герца-Кнудсена:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{m_i}{\rho} (\Gamma_i - \Gamma_a), \quad (2.178)$$

Потік випаровуваних атомів в (2.178) дорівнює

$$\Gamma_a = \frac{\alpha_\kappa p(T_{МЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{МЧ}}}, \quad (2.179)$$

де  $p(T_{МЧ})$  – це рівноважний тиск насиченої пари випаровуваного матеріалу МЧ, який залежить від температури  $T_{МЧ}$  на поверхні МЧ,  $\alpha_\kappa$  – коефіцієнт аккомодациї,  $\rho$  – густина речовини.

На Рис. 2.25 наведено залежність часу повного випаровування МЧ від температури електронів  $T_e$ . Можна бачити, що чим меншою є температура електронів, тим більше часу потрібно для випаровування МЧ. Час прольоту

МЧ у плазмі залежить від її швидкості, що лежить у діапазоні  $10 \div 100$  м/с. Якщо покласти, що відстань між катодом та підкладкою складає 1 м, то час прольоту МЧ складатиме  $0.1 \div 0.01$  с, відповідно. Тобто, МЧ з радіусом 1 мкм, яка рухається зі швидкістю 10 м/с, може бути повністю випарена у плазмі з температурою електронів 50 еВ.

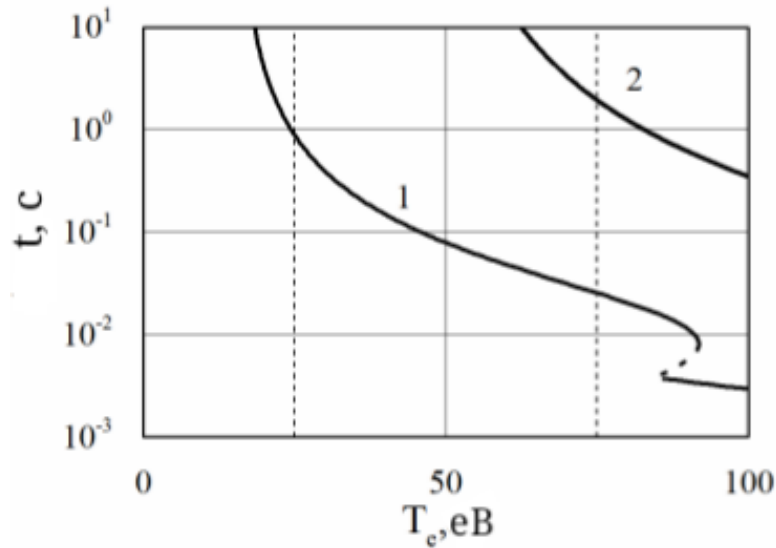


Рис. 2.25 Залежність часу повного випаровування  $t$  МЧ з радіусами :

(1) – 1 мкм, (2) – 10 мкм, від температури електронів  $T_e$ .

$$\text{Концентрація плазми } n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$$

На Рис. 2.26 наведено залежність критичної швидкості МЧ від температури електронів  $T_e$  на відстані  $L = 0.1$  м від катоду. Кривими на Рис. 2.26 позначено граничні криві швидкості МЧ, яка ще може бути повністю випареною при її проходженні крізь плазму залежно від температури електронів  $T_e$ . Якщо МЧ має швидкість, вищу за критичну, то така МЧ може бути лише частково випареною. У протилежному випадку, коли МЧ має швидкість, нижчу за критичну, час її перебування у плазмі зростає, що сприяє випаровуванню, та МЧ може бути повністю випареною. Таким чином, МЧ у пучково-плазмовому розряді залежно від розмірів та швидкості можуть бути повністю або частково

випарені. Час випаровування залежить від температури плазових електронів  $T_e$ .

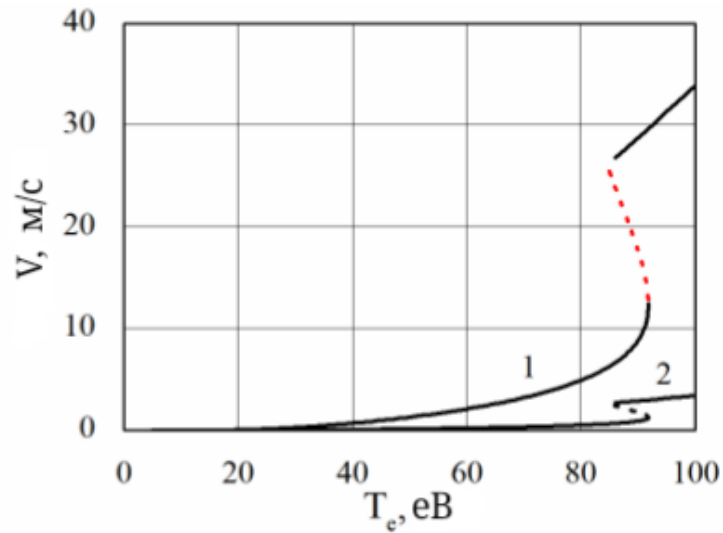


Рис. 2.26 Залежність критичної швидкості МЧ з радіусами: (1) – 1 мкм, (2) – 10 мкм, від температури електронів  $T_e$ .

Концентрація плазми  $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$

Оцінимо можливість іонізації випареної речовини МЧ. Припустимо, що процес випаровування відбувається повільніше, ніж процес ударної іонізації випарених атомів електронами. Атоми речовини йонізуються гарячими електронами, які мають енергію, вищу за енергію йонізації. Число подій іонізації визначається частотою електронної іонізації

$$\nu_i = n_a K_i, \quad (2.180)$$

де  $n_a$  – це концентрація випарених атомів.

Якщо швидкості електронів з температурою  $T_e$  розподілені у плазмі за законом Максвелла (2.11), то константа швидкості визначається так [200]:

$$K_i = \langle \sigma(v)v \rangle = \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma(v)v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right) 4\pi v^2 dv. \quad (2.181)$$

де  $v$  – це швидкість електронів.

Перетин іонізації електронним ударом за Томсоном має такий вигляд [200]:

$$\sigma_i = \pi \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{k_B T_e} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{k_B T_e} \right), \quad k_B T_e > I, \quad (2.182)$$

де  $T_e$  – це температура електронів,  $I$  – енергія йонізації атомів речовини МЧ. При  $k_B T_e \leq I$ ,  $\sigma_i = 0$ . Перетин іонізації має максимальне значення, якщо енергія електронів дорівнює подвійній енергії йонізації,  $k_B T_e = 2I$ .

Поблизу границі йонізації,  $k_B T_e \approx I$ , перетин іонізації можна переписати у такому вигляді:

$$\sigma_i = \begin{cases} \sigma_0 \frac{k_B T_e - I}{I}, & k_B T_e > I, \\ 0, & k_B T_e \leq I, \end{cases} \quad (2.183)$$

$$\text{де } \sigma_0 = \pi \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0 I} \right)^2.$$

За таким перетином йонізації константа швидкості складає [200]:

$$K_i(T_e) = \sigma_0 \langle \nu_e \rangle \left( 1 + \frac{2k_B T_e}{I} \right) \exp \left( -\frac{I}{k_B T_e} \right), \quad (2.184)$$

$$\text{де } \langle \nu_e \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} - \text{теплова швидкість електронів.}$$

Формула (2.184) у спрощеному вигляді є такою:

$$K_i(T_e) = K_{i0} \exp \left( -\frac{I}{k_B T_e} \right), \quad (2.185)$$

Для аргону, енергія йонізації якого складає  $I = 15.76$  еВ,  $K_{i0} = 5 \cdot 10^{-14}$  м<sup>3</sup>/с.

Іонізація одного атома відбувається у середньому протягом  $\tau_i = \frac{1}{\nu_i}$ , а час

перебування у плазмі випареного атома складає  $\tau_0 = \frac{L}{\nu_a}$ , де  $L$  – це характерна

відстань, яку випарений атом встигає подолати перед його йонізацією;

$\nu_a = \sqrt{\frac{8k_B T_a}{\pi m_a}}$  – теплова швидкість нейтральних атомів,  $m_a$  – маса атомів.

Імовірність іонізації лежить у межах  $0 < w \leq 1$ :

$$w = \begin{cases} \tau_0 / \tau_i, & \tau_0 < \tau_i, \\ 1, & \tau_0 \geq \tau_i. \end{cases} \quad (2.182)$$

У дійсності  $w$  ніколи не досягає одиниці, оскільки частина реакцій іонізації відбувається через електронне збудження. Оцінимо відстань, яку подолає випарений атом перед тим, як він буде йонізованим так:  $L = \nu_a / n_a K_i$ .

На Рис. 2.27 зображено залежність відстані від температури електронів. Як можна бачити з графіку, відстань спадає по експоненті.

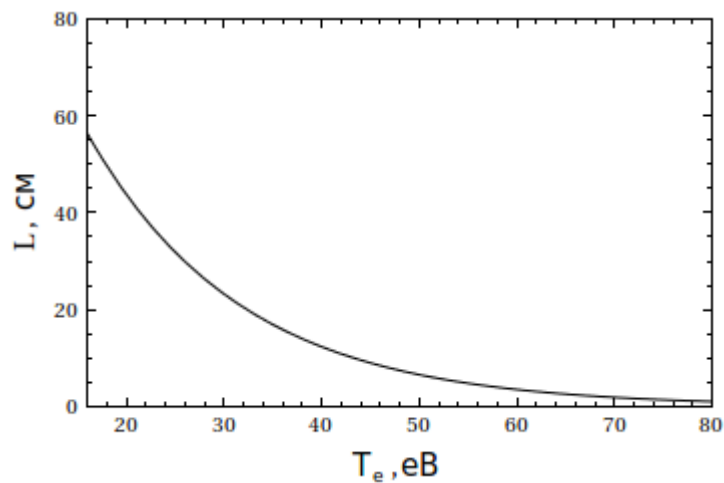


Рис. 2.27 Залежність відстані, яку долає випарений атом перед іонізацією, від температури електронів

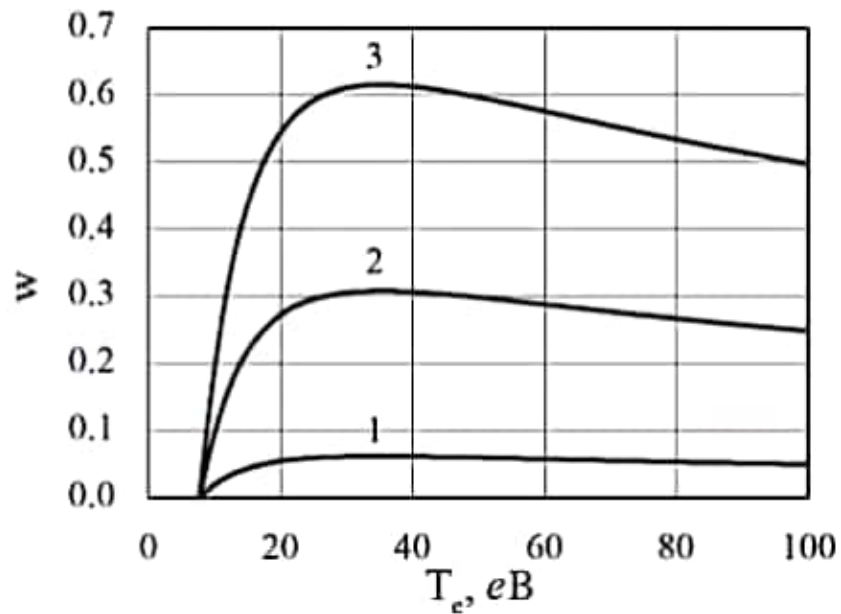


Рис. 2.28 Імовірність іонізації випареного атома при проходженні атомом відстані 10 см крізь плазму. Концентрація плазми: (1) –  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ; (2) –  $n_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ; (3) –  $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$

На Рис. 2.28 наведено розраховану ймовірність іонізації випареного атома при проходженні атомом відстані 10 см крізь плазму з різними значеннями концентрації. При концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  максимальне значення ймовірності, яке відповідає максимальному перерізу йонізації, досягається при енергії електронів  $k_B T_e = 31.52 \text{ еВ}$ . Із графіків на Рис. 2.28 випливає, що ймовірність іонізації випареного атома при його проходженні крізь густу плазму з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  та енергією електронів  $k_B T_e = 10 \div 100 \text{ еВ}$  складає  $0.5 \div 0.6$ , тобто  $50 \div 60 \%$  випареної речовини МЧ може бути йонізованою. Ефективність іонізації зменшується зі зменшенням концентрації плазми.



## Висновки до розділу 2

1. Розраховано плаваючий потенціал МЧ у низькотемпературній газорозрядній плазмі низького тиску у присутності електронного пучка для двох типів матеріалів МЧ: з високим ( $\delta_m > 1$ ) та низьким ( $\delta_m < 1$ ) максимальними коефіцієнтами електронної емісії. У випадку  $\delta_m > 1$  вторинна електронна емісія призводить до зменшення негативного потенціалу МЧ у діапазоні енергій електронного пучка  $\varepsilon_{e1} < \varepsilon_e < \varepsilon_{e2}$ , що відповідає  $\delta > 1$ , та до збільшення негативного потенціалу МЧ при  $\varepsilon_e > \varepsilon_{e2}$ , що відповідає умові  $\delta < 1$ . У другому випадку,  $\delta_m < 1$ , вторинна електронна емісія призводить до збільшення негативного потенціалу МЧ в усьому діапазоні енергій електронного пучка.

2. Установлено, що бомбардування вольфрамових МЧ ( $\delta_m > 1$ ) мікронних розмірів у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  електронним пучком з концентрацією  $n_b = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  призводить до надвисокого заряджання (до величини заряду  $10^5 e$ ). Установлено, що вольфрамові МЧ з радіусом 2 мкм та вище мають високий негативний заряд порядку  $10^5 e$  у двох інтервалах енергій електронного пучка: в інтервалі низьких енергій електронного пучка:  $100 \text{ eV} < \varepsilon_e < 250 \text{ eV}$ , та при енергії електронного пучка понад 2 кеВ, а МЧ з меншими радіусами набувають такого самого заряду лише при енергії електронного пучка понад 2 кеВ.

3. Установлено, що МЧ як з високим ( $\delta_m > 1$ ), так і з низьким ( $\delta_m < 1$ ) максимальними коефіцієнтами електронної емісії можуть досягати високого негативного заряду порядку  $10^5 e$  при бомбардуванні їх електронним пучком. Порівняно з титановою МЧ ( $\delta_m < 1$ ) вольфрамова МЧ з радіусом 0.1 мкм досягає такого заряду за більших енергій електронного пучка. До того ж, виявилось, що МЧ з меншими радіусами досягають високого негативного заряду при більших енергіях електронного пучка.

4. Здобуто аналітичний вираз функції розподілу МЧ за зарядами у плазмі з електронним пучком з урахуванням вторинної електрон-електронної емісії внаслідок розв'язання рівняння Фоккера-Планка. Показано, що електронний пучок з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  суттєво не впливає на функцію розподілу для МЧ, що містяться у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Зміни функції розподілу виявлені для МЧ, що містяться у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ .

5. Розраховано критичні температури МЧ з різних речовин, за яких слід враховувати термоелектронну емісію. Встановлено, що критична температура МЧ залежить від температури електронів та концентрації плазми. Показано, що критична температура МЧ є більшою при температурі електронів  $T_e = 10 \text{ еВ}$ , ніж при  $T_e = 1 \text{ еВ}$ , так само критична температура МЧ є більшою при концентрації плазми  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , ніж при  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ .

6. Установлено, що як термо-, так і автоелектронна емісія викликають зменшення абсолютної величини плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ. Проте, на відміну від термоелектронної емісії, автоелектронна емісія не призводить до зміни знаку потенціалу МЧ на протилежний. Це пояснюється тим, що ці емісії відбуваються за різних енергій електронного пучка.

7. Установлено, що інтенсивність випаровування МЧ у плазмі з електронним пучком визначається розміром та теплофізичними властивостями речовини МЧ, параметрами плазми та енергією електронного пучка. Інжекція електронного пучка у вакуумно-дуговий розряд дає можливість випаровувати МЧ під час її руху до підкладки.

8. Показано, що бомбардування МЧ з радіусами  $0.1 \div 10 \text{ мкм}$  електронним пучком з енергією понад  $2 \text{ кеВ}$  призводить до надвисокого заряджання (до величини заряду  $10^5 e$ ). Показано, що позбавлення МЧ від надлишкового заряду відбувається шляхом релеєвого розпаду її на частини або внаслідок автоелектронної (термо-автоелектронної) емісії.

9. Здобуто залежність критичного радіусу купрумної МЧ від енергії  $\varepsilon_e$  електронного пучка. Встановлено, що для руйнування МЧ у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  потрібні потужніші пучки, ніж у плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ .

10. Установлено, що МЧ у пучково-плазмовому розряді залежно від розмірів та швидкості можуть бути повністю або частково випарені. Час випаровування залежить від температури плазмових електронів.

11. Установлено, що 50÷60 % випареної речовини МЧ може бути йонізованою, до того ж ефективність іонізації зменшується зі зменшенням концентрації плазми.

Результати досліджень даного розділу викладені у публікаціях автора:  
[170, 178, 179, 187, 194, 195, 198, 199].

### РОЗДІЛ 3

## ДИНАМІКА ТА ФАЗОВІ СТАНИ МАКРОЧАСТИНКИ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ

Вакуумно-дуговий розряд низького тиску широко використовують для вакуумно-дугового осадження (ВДО) тонких плівок та покриттів [9]. Проте, наявність МЧ на осаджених покриттях є істотною перешкодою для багатьох технологічних застосувань, зокрема, для оптики та мікроелектроніки. Зазвичай МЧ емітують з катоду у вигляді розплавлених краплин. Рухаючись у напрямку підкладки, частина МЧ охолоджується та переходить до твердого стану [201]. Залежно від фазового стану відбувається або прилипання МЧ до поверхонь, або відбиття їх від підкладки, або занурення у приповерхневий шар підкладки [9, 18, 202]. У даному розділі дисертації проаналізовано плазмові умови, за яких можливо нагрівання, охолодження та випаровування МЧ.

Для нанесення покриттів різного призначення також використовують магнетронні розпилювальні системи (МРС) [203]. Залежно від параметрів технологічних процесів МРС можуть працювати у таких режимах, як стаціонарний магнетронний, імпульсний магнетронний та імпульсний дуговий [204]. У роботі [205] досліджено потужноструміві імпульсні режими роботи планарної МРС з утворенням на поверхні мішені катодних плям. Підвищенням розрядного струму здійснювали перехід від імпульсного магнетронного режиму роботи МРС до імпульсного дугового. При цьому на осаджених поверхнях покриттів не спостерігалось крапель матеріалу мішені. Результати іншого експерименту [206] вказують на зменшення вмісту осаджених МЧ на покриттях при плазмово-іонній обробці внаслідок розпорошення речовини МЧ пучком іонів з енергіями декілька кеВ. У даному розділі дисертації запропоновано теоретичні моделі, що пояснюють здобуті результати. Також

досліджено залежність динаміки та фазових станів МЧ від плазмових параметрів, таких як концентрація плазми, зарядовий стан та енергія йонів.

### 3. 1 Динаміка краплинної фази в плазмі вакуумно-дугового розряду

Потік плазми вакуумно-дугового розряду складається з іонної, електронної, краплинної та нейтральної компонент [33]. Проте, вміст нейтральної компоненти не перевищує одного відсотку. Швидкості електронів розподілені за законом Максвелла з температурою  $T_e = 2 \div 10$  еВ. Іонна компонента визначається матеріалом катоду, температура йонів складає  $T_i < 1$  еВ. У стаціонарному вакуумно-дугового розряді концентрація плазми лежить у межах  $n_0 = 10^8 \div 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. А в імпульсному вакуумно-дугового розряді концентрація плазми є трохи вищою та складає  $n_0 = 10^{12} \div 10^{15}$  см<sup>-3</sup> [146]. Поблизу катоду плазма є густішою та далі спадає з відстанню. Під час руху МЧ від катоду до підкладки МЧ взаємодіє з частинками плазми вакуумно-дугового розряду, внаслідок чого заряджається та охолоджується (або нагрівається). МЧ заряджається до негативного плаваючого потенціалу відносно плазми, оскільки електричний струм найбільш рухомих електронів урівноважує струм повільних йонів. У випадку густої плазми з концентрацією  $n_0 > 10^{12}$  см<sup>-3</sup> або у випадку МЧ з радіусом  $a \leq \lambda_D$  іонний струм на МЧ розраховують у наближенні Бома [85].

Іонний струм на межі плазмового шару навколо МЧ складає:

$$I_{i,B} = A e n_u u_B, \quad (3.1)$$

де  $A$  – це площа абсорбції,  $A = 4\pi s^2$ , де  $s = a + \lambda_D$ ;  $n_u$  – концентрація плазми на зовнішньому боці плазмового шару,  $a$  – радіус МЧ,  $u_B$  – Бомова швидкість. Площа абсорбції є умовною площею збирання заряджених частинок плазми, які поглинатимуться поверхнею МЧ.

Швидкість  $u_B$  визначають з критерію Бома утворення плазмового шару, а саме, швидкість іонів, що надходять до плазмового шару з боку плазми, має бути більшою за звукову швидкість

$$u_B > \sqrt{k_B T_e / m_i}, \quad (3.2)$$

де  $k_B$  – це стала Больцмана,  $T_e$  – електронна температура;  $m_i$  – маса йонів.

Для прискорення йонів до таких швидкостей потрібно, щоби потенціал на межі шару відносно плазми дорівнював

$$\phi_{ui} = -k_B T_e / 2e. \quad (3.3)$$

Якщо електрони підлягають розподілу за законом Больцмана, то відповідна концентрація електронів на межі шару становитиме

$$n_{ui} = n_0 e^{-1/2} = 0.61 n_0, \quad (3.4)$$

де  $n_0$  – концентрація плазми. З урахуванням (3.2) та (3.4) вираз (3.1) набуває вигляду

$$I_{i,B} = 0.61 n_0 \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A, \quad (3.5)$$

який дістав назву Бомового струму, або йонного струму насичення.

А електронний струм на МЧ дорівнює:

$$I_{e,B} = J_{e,n} \exp\left(-\frac{e\phi_{in}}{k_B T_e}\right) A, \quad (3.6)$$

де  $J_{e,n} = en_0 \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_e}$  – густина електронного струму насичення.

Припустимо, що напрямлена швидкість іонів точно дорівнює бомовій швидкості  $u_B$ . Тоді, з балансу струмів електронів та йонів (3.5) та (3.6), можна вивести рівняння для знаходження плаваючого потенціал МЧ:

$$0.6en_0u_B = J_{e,n} \exp\left(-\frac{e\varphi_{Пл}}{k_B T_e}\right). \quad (3.7)$$

Таким чином, плаваючий потенціал МЧ у наближенні Бома є таким:

$$\varphi_{Пл} = 0.6 \frac{k_B T_e}{e} \ln\left(\frac{2m_i}{\pi m_e}\right). \quad (3.8)$$

Згідно з цією формулою за температури електронів  $T_e = 10$  еВ плаваючий потенціал МЧ у плазмі аргону дорівнює  $\varphi_{Пл} = -52$  В.

Взаємодія МЧ з частинками плазми вакуумно-дугового розряду означає також і обмін енергією. Іони, що прискорені електричним полем шару просторового заряду навколо МЧ, переносять до МЧ енергію, що визначається потенціалом МЧ. Потужність, що пов'язана з іонним пучком, дорівнює:

$$P_i = 0.6n_0 \sqrt{2k_B T_e / m_i} \varepsilon_i A, \quad (3.9)$$

де  $\varepsilon_i = |e\varphi|$  – це енергія йона.

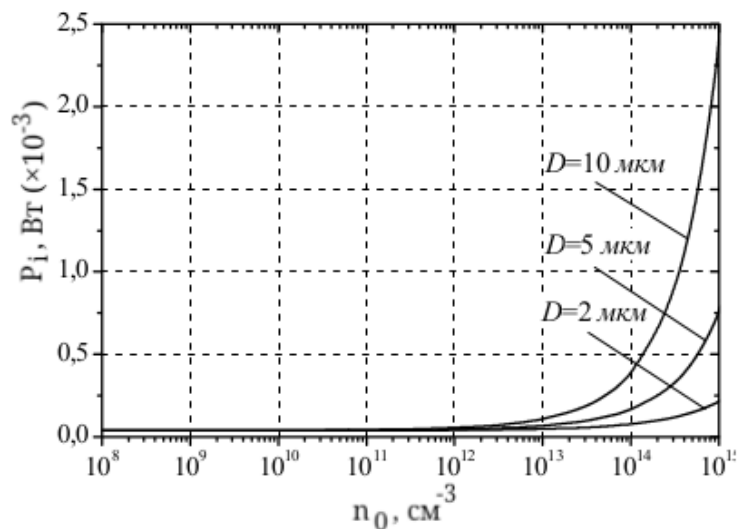


Рис.3.1 Залежність потужності, яку переносять до поверхні МЧ іони, від концентрації плазми

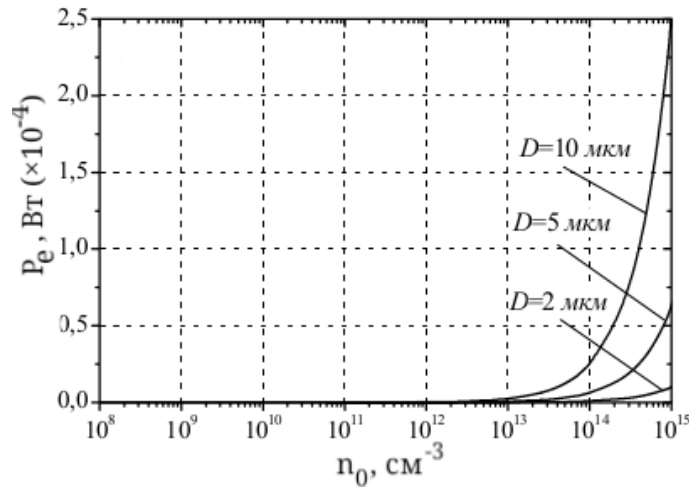


Рис.3.2 Залежність потужності, яку переносять до поверхні МЧ електрони, від концентрації плазми

Електрони, навпаки, сповільнюються електричним полем просторового заряду, та до поверхні МЧ потрапляє лише частина електронів з високоенергетичного максвелового хвоста функції розподілу. Потужність, що пов'язана з електронами плазми, дорівнює:

$$P_e = n_0 \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_e} \exp(-e\phi / k_B T_e) S, \quad (3.10)$$

де  $S$  – це площа поверхні МЧ,  $S = \pi D^2 / 4$ ,  $D$  – це початковий розмір МЧ.

На Рис.3.1 наведено потужності, які переносять до поверхні МЧ іони плазми залежно від концентрації плазми. А на Рис.3.2 наведено потужності, які переносять до поверхні МЧ електрони плазми. Як можна бачити, іонна потужність на порядок вища за електронну. При концентрації плазми  $n_0 > 10^{12} \text{ см}^{-3}$  залежності потужностей мають нелінійний характер, оскільки площа поверхні поглинання заряджених частинок з плазми співпадає з поверхнею МЧ,  $A \approx S$ .

Енергетичний баланс МЧ у роботах [205, 207] нами складено з урахуванням конкуруючих процесів: нагрівання внаслідок електронного та йонного бомбардування, а також охолодження внаслідок теплового



випромінювання та конвективного теплообміну з оточуючим газом. Тепловий ефект інших процесів за типових умов вакуумно-дугового розряду є незначним. Виходячи з цього, рівняння енергетичного балансу має такий вигляд:

$$Mc \frac{dT_{MЧ}}{dt} = P_e + P_i - P_{C-B} - P_n, \quad (3.11)$$

де  $c$  – це питома теплоємність матеріалу МЧ,  $M$  – маса МЧ. В (3.11)  $P_{C-B}, P_n$  – це потужності, що пов’язані з охолодженням МЧ:  $P_{C-B}$  – внаслідок теплового випромінювання,  $P_n$  – внаслідок теплообміну з оточуючим газом.

Потужність  $P_n$  дорівнює

$$P_n = 4\pi a^2 k_B n \nu_{T,n} (T_{MЧ} - T_0), \quad (3.12)$$

де  $T_0$  – це температура газу,  $\nu_{T,n}$  – теплова швидкість нейтральних атомів.

Потужність унаслідок радіаційного випромінювання має такий вигляд

$$P_{C-B} = 4\pi a^2 \varepsilon \sigma T_{MЧ}^4, \quad (3.13)$$

де  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ В/м}^2 \text{ К}^4$  – це стала Стефана-Больцмана.

Якщо сумарна кількість енергії, яка поглинається, перевищує кількість енергії, що виділяється, МЧ нагріватиметься. Та навпаки, якщо сумарна кількість енергії, яка виділяється, більша за енергію, що поглинається, МЧ охолоне. За певних плазмових умов (концентрації плазми, температури електронів, температури йонів) для кожної речовини існують критичні розміри, що визначають динаміку температури. Залежно від розмірів МЧ можна поділити на групи. Якщо початковий розмір МЧ  $D > D_{кр1}$ , то під час руху до підкладки МЧ охолоджується, та досягає підкладки у твердому стані. У разі  $D_{кр2} < D < D_{кр1}$ , МЧ нагрівається до рівноважної температури, за якої чинники, що нагрівають МЧ, урівноважують чинники, що її охолоджують. Та лише МЧ, розмір яких становить  $D < D_{кр2}$ , досягають температури кипіння та можуть бути

випареними. Температури плавлення та кипіння різних речовин досить сильно різняться. Купрум кипить за температури 2868 К, а щоб випарити МЧ з вольфраму, її слід нагріти до величезної температури 5828° К. У таблиці 3.1 наведено значення критичних розмірів МЧ з деяких речовин за різних концентрацій плазми [207]. Критичні розміри МЧ визначаються теплофізичними властивостями речовини та концентрацією плазми. Як можна бачити з таблиці, МЧ з легкоплавких матеріалів, таких як купрум та алюміній, у густій плазмі з концентрацією  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  не охолоджуються. До того ж, критичний діаметр  $D_{\text{кр1}}$  МЧ з купруму або алюмінію на порядок вищий за критичний діаметр  $D_{\text{кр2}}$ . У випадку важкоплавких матеріалів, таких як вольфрам та молібден, критичний діаметр  $D_{\text{кр1}}$  у 2.5÷4 рази вищий за критичний діаметр  $D_{\text{кр2}}$ . За наявності реакційного газу у вакуумно-дуговому розряді частка МЧ, що перебувають у твердому стані є більшою внаслідок утворення на поверхні МЧ хімічних сполук, температура плавлення яких вища за температуру плавлення чистих металів. Наприклад, температура плавлення нітриду титану складає  $T_{\text{пл}} = 3203 \text{ К}$  порівняно із температурою титану  $T_{\text{пл}} = 1938 \text{ К}$ .

Таблиця 3.1

**Критичні розміри МЧ з деяких речовин за різних концентрацій плазми [207]**

|    | $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ |                          | $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ |                          | $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ |                          |
|----|------------------------------|--------------------------|---------------------------------|--------------------------|---------------------------------|--------------------------|
|    | $D_{\text{кр1}},$<br>мкм     | $D_{\text{кр2}},$<br>мкм | $D_{\text{кр1}},$<br>мкм        | $D_{\text{кр2}},$<br>мкм | $D_{\text{кр1}},$<br>мкм        | $D_{\text{кр2}},$<br>мкм |
| Al | 221                          | 23                       | 408                             | 24                       | -                               | 51                       |
| Cu | 104                          | 23                       | 132                             | 24                       | -                               | 51                       |
| Ti | 21                           | 6                        | 22                              | 6                        | 43                              | 7                        |
| Mo | 11                           | 3                        | 11                              | 3                        | 15                              | 4                        |
| W  | 5                            | 2                        | 5                               | 2                        | 6                               | 2                        |

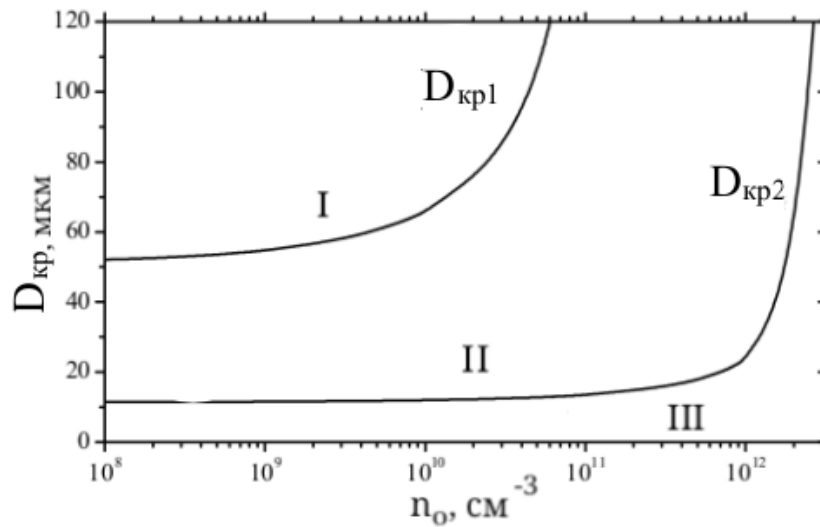


Рис.3.3 Залежність критичних розмірів ( $D_{kp1}$ ,  $D_{kp2}$ ) купрумної МЧ від концентрації плазми

Результати чисельного розв'язування рівняння (3.11) представлені на Рис.3.3 у вигляді ліній  $D_{kp1}(n_0)$  та  $D_{kp2}(n_0)$ , які поділяють діаграму на 3 області. Перша область відповідає параметрам плазми, за яких МЧ охолоджується, друга – параметрам плазми, за яких МЧ нагрівається, та третя – параметрам плазми, за яких МЧ може бути випареною. Найбільший інтерес викликає лінія  $D_{kp2}(n_0)$ , оскільки МЧ, які мають розміри  $D < D_{kp2}$ , підлягають випаровуванню. При концентрації плазми  $n_0 > 10^{12} \text{ см}^{-3}$  можна випарити великі МЧ з радіусами, більшими за 10 мкм. Така концентрація плазми властива імпульсному режиму роботи вакуумно-дугового розряду [146].

При вакуумно-дуговому осадженні до поверхні підкладки прилипають МЧ, що перебувають у рідкому стані ( $D_{kp2} < D < D_{kp1}$ ). Загальна площа, яку вони займають, дорівнює:

$$S = \pi \int_{D_{kp2}}^{D_{kp1}} f(D) D^2 dD. \quad (3.14)$$

Функція розподілу  $f(D)$  МЧ за розмірами є степеневою [9]

$$f(D) = CD^{-m}, \quad (3.15)$$

де  $C$  та  $m$  – це константи, які залежать від матеріалу катоду, тиску газу та кутової координати;  $m$  лежить у межах  $2 \div 4$ .

Проте, площа, обчислена за формулою (3.14), не співпадає з площею, яку фактично займають осаджені МЧ на поверхні підкладки, оскільки рідкометалеві МЧ при стиканні з поверхнею деформуються. Зв'язок між об'ємом МЧ та діаметром осадженої МЧ коригують кривою похибок [33]

$$V_{MЧ} = \alpha D_0^b, \quad (3.16)$$

де  $D_0$  – це вимірюваний діаметр осадженої МЧ у одиницях мкм,  $V_{MЧ}$  – об'єм МЧ у мкм<sup>3</sup>;  $\alpha$  і  $b$  – константи, які залежать від матеріалу. Наприклад, для купруму  $\alpha = 0.178$ ,  $b = 2.672$ . З (3.16) випливає зв'язок між діаметром МЧ до стикання з поверхнею підкладки та діаметром осадженої МЧ:

$$D = \left( \frac{6\alpha}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} D_0^{\frac{b}{3}}. \quad (3.17)$$

Розрахункову криву, яку розраховано згідно із формулою (3.17), наведено на Рис. 3.4. Як можна бачити з графіку, діаметр осаджених МЧ майже удвічі вищий за діаметр МЧ, що вилітають з катоду. Це обумовлено тим, що МЧ при стиканні з поверхнею підкладки розплющується.

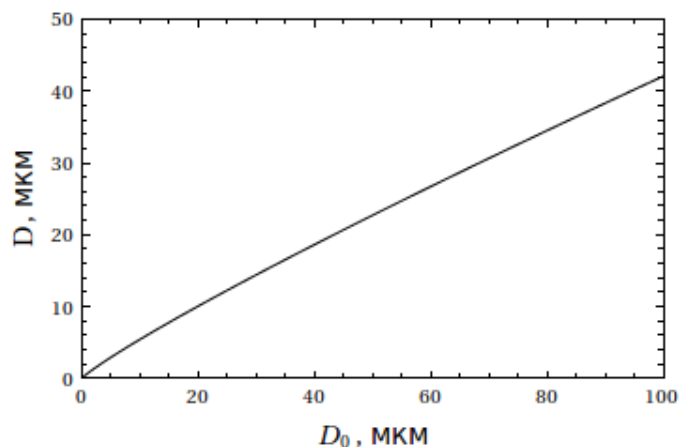


Рис. 3.4 Розрахункова крива, що визначає зв'язок між діаметром  $D$  МЧ у плазмі та діаметром  $D_0$  осадженої МЧ на поверхні підкладки

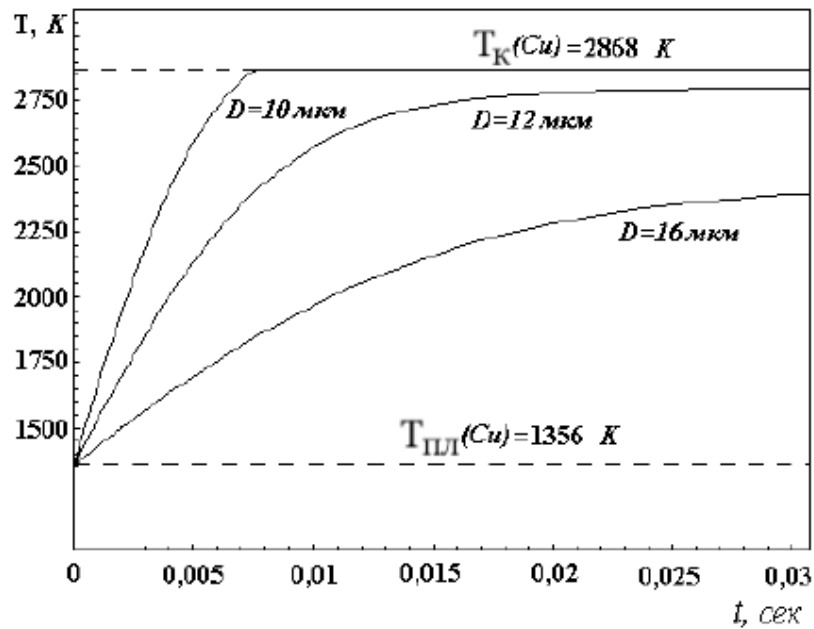


Рис. 3.5 Залежність температури купрумних МЧ різних розмірів від часу.

Параметри плазми:  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 10 \text{ eV}$ ,  $T_i = 10 \text{ eV}$

На рисунках 3.5 та 3.6 наведено динаміку температури купрумних і титанових МЧ з різними розмірами, що належать до діапазону  $D_{\text{кр}2} < D < D_{\text{кр}1}$ . Прийнято густину купруму  $\rho = 8.4 \text{ г/см}^3$ , титану –  $\rho = 4.5 \text{ г/см}^3$ . За початкову температуру прийнято температуру плавлення: для купруму –  $T_{\text{пл}} = 1356 \text{ K}$ , для титану –  $T_{\text{пл}} = 1938 \text{ K}$ . Як можна бачити, МЧ з купруму нагріваються до температури кипіння набагато швидше, ніж МЧ з титану. Проте, якщо купрумна МЧ з розміром  $D = 10 \text{ мкм}$  досягає температури кипіння за  $0.008 \text{ с}$ , то вже ненабагато більша МЧ з розміром  $D = 12 \text{ мкм}$  не досягне такої температури й за втричі довший час.

При моделюванні зроблено такі припущення: (а) концентрація плазми спадає з відстанню за експонентою; (б) потенціал МЧ не залежить від координати. У дійсності, потенціал МЧ не є сталим, оскільки при наближенні до підкладки концентрація електронів спадає швидше, ніж концентрація іонів.

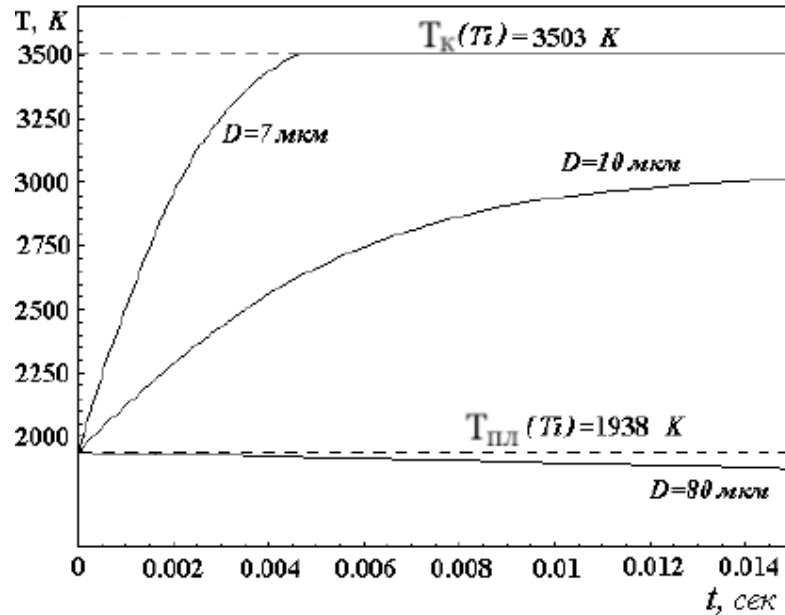


Рис. 3.6 Залежність температури титанових МЧ різних розмірів від часу.

Параметри плазми:  $n_0=10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e=10 \text{ еВ}$ ,  $T_i=10 \text{ еВ}$

На Рис. 3.7 та Рис. 3.8 наведено динаміку температури купрумних і титанових МЧ за різних концентрацій плазми. Як можна бачити, спочатку МЧ швидко нагріваються. Ефективність нагрівання підвищується із збільшенням концентрації плазми. У випадку купрумних МЧ температура виходить на насичення, та при концентрації плазми  $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  досягає температури кипіння. На протилежність купрумним МЧ, титанові МЧ через 0.01 с починають охолоджуватися. Це дає можливість припустити, що за концентрації плазми  $n_0 < 10^{15} \text{ см}^{-3}$  через деякий час МЧ охолоне до температури, нижчою за температуру плавлення ( $T_{пл} = 1938 \text{ K}$ ), та до підкладки титанові МЧ підійдуть у твердому стані.

Процес випаровування МЧ відбувається у два етапи. Перший етап – це нагрівання МЧ до температури кипіння за час  $t_1$ , що описано рівнянням енергобалансу (3.11). При цьому випаровування атомів речовини відбувається у незначній кількості. Випаровуванням у рівнянні (3.11) за температури МЧ,

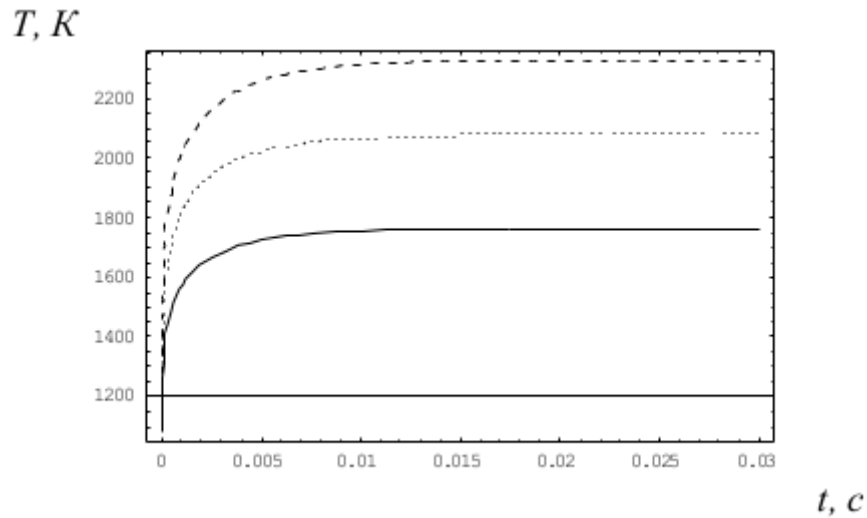


Рис. 3.7 Залежність температури купрумних МЧ з початковим радіусом 1 мкм від часу за різних концентрацій плазми:  $n_0 = 0.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (суцільна лінія),  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (штрихова лінія),  $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (точкова лінія)

нижчої за температуру кипіння, знехтувано. Другий етап – це безпосередньо випаровування речовини МЧ за температури кипіння протягом часу  $t_2$ . Час повного випаровування дорівнює  $t = t_1 + t_2$ .

Динаміка радіусу МЧ у другій фазі визначається таким рівнянням:

$$4\pi r^2 H \frac{dr}{dt} = P_e + P_i - P_{c-b} - P_n, \quad (3.18)$$

де  $H$  – це питома теплота пароутворення. Позначивши

$$W_i = 0.6 n_0 \sqrt{2k_B T_e / m_i} \varepsilon_i, \quad (3.19)$$

$$W_e = n_0 \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_e} \exp(-e\phi / k_B T_e), \quad (3.20)$$

$$W_n = k_B n \nu_{T,n} (T_{MЧ} - T_n), \quad (3.21)$$

інтегруванням рівняння (3.18) можна визначити повний час випаровування МЧ, початковий радіус якої становить  $a$ :

$$t_2 = \rho H \int_0^a \frac{dr}{W_e + W_i (1 + \lambda_D / r) - W_n - \varepsilon \sigma T^4}. \quad (3.22)$$

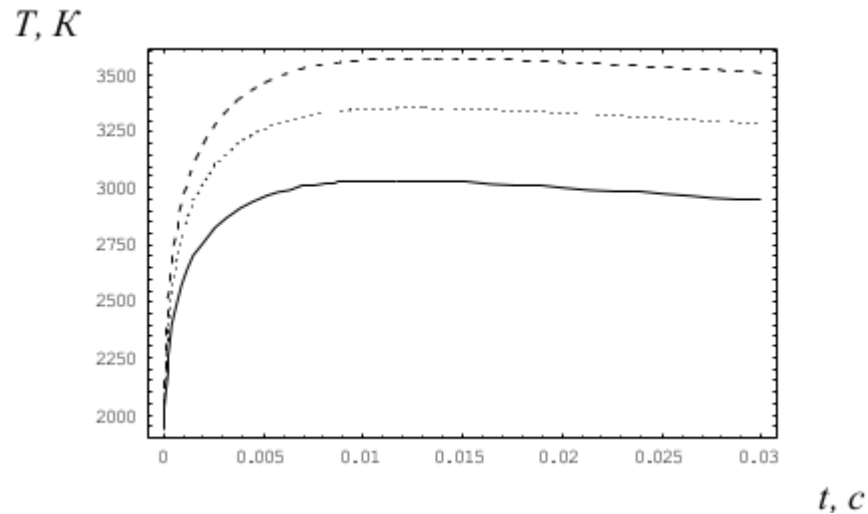


Рис. 3.8 Залежність температури титанових МЧ з початковим радіусом 10 мкм від часу за різних концентрацій плазми:  $n_0 = 0.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (суцільна лінія),  $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (штрихова лінія),  $n_0 = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (точкова лінія)

З (3.22) випливає, що час випаровування у густій плазмі буде меншим, оскільки  $W_i, W_e \propto n_0$ .

На Рис. 3.9 зображено залежність часу повного випаровування купрумної МЧ від концентрації плазми, що має радіус, менший за критичний діаметр  $D_{\text{кр}2}$ . Наведені результати розрахунків часу повного випаровування МЧ можна вважати верхньою границею, оскільки температуру кипіння вважали такою, якою вона є за тиску в 760 мм. рт. ст.. Насправді, температура кипіння матеріалів у вакуумно-дуговому розряді є нижчою [9]. У діапазоні концентрацій  $n_0 = 10^8 \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$  час випаровування майже не залежить від концентрації плазми. За концентрації плазми  $n_0 > 10^{12} \text{ см}^{-3}$  можна спостерігати суттєве скорочення часу випаровування. Це пов'язано із зростанням потужностей, що передають до МЧ електрони та йони плазми. За високої концентрації плазми,  $n_0 > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , час випаровування МЧ з розмірами десятків мікронів скорочується до  $0.01 \div 0.02 \text{ с}$ . Такі значення концентрації плазми властиві прикатодній області вакуумної дуги.



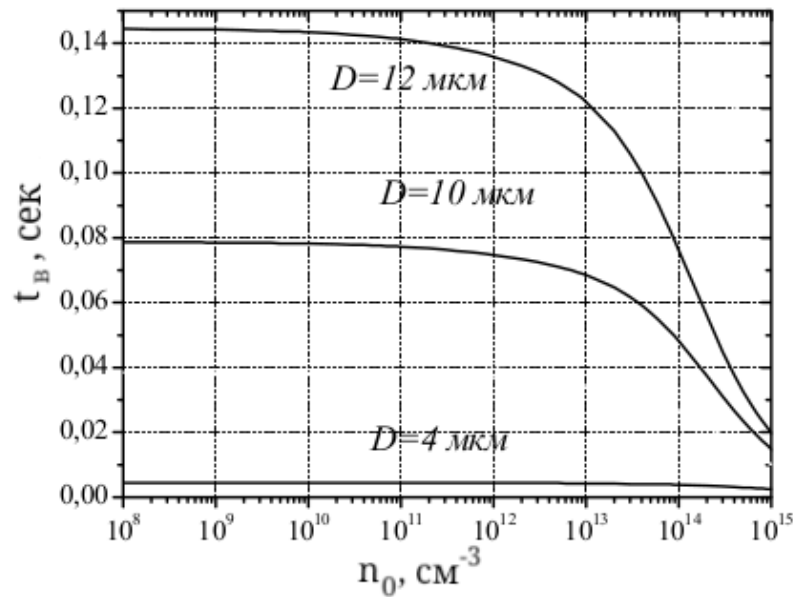


Рис.3.9 Залежність часу повного випаровування купрумної МЧ від концентрації плазми

Час прольоту МЧ у плазмі визначає час, за який МЧ має бути випареною. Час прольоту МЧ у плазмі залежить від її швидкості, що лежить у діапазоні  $10 \div 100$  м/с. Таким чином, МЧ, радіус яких задовольняє умові  $D < D_{кр2}$ , можуть бути випареними на довжині прольоту 1 м у плазмі імпульсного вакуумно-дугового розряду. Ймовірність випаровування МЧ у плазмі стаціонарного вакуумно-дугового розряду є малою, оскільки концентрація плазми швидко спадає з відстанню. Випаровування матеріалу МЧ є одним із основних джерел металевих нейтралів у вакуумній дузі [9].

### 3.2 Вплив зарядового стану та енергії йонів на макрочастинку в плазмі вакуумно-дугового розряду

Основними властивостями вакуумно-дугового розряду є багатозарядність іонів та високі напрямлені швидкості йонів порядку  $10^4$  м/с [208–210]. Середній зарядовий стан іонів лежить у межах  $1 \div 3$  залежно від

матеріалу катоду [211]. До того ж, зарядовий стан іонів залежить від режимів роботи вакуумно-дугового розряду та відповідних плазмових параметрів. Зокрема, імпульсна вакуумна дуга має вищий середній зарядовий стан іонів, ніж стаціонарна дуга [212]. Збільшення середнього зарядового стану йонів спостерігають у плазмі вакуумно-дуговому розряду з магнітним полем [213], при збільшенні температури електронів у плазмі [214], при збільшенні розрядного струму та інше [215]. Навпаки, частка багатозарядних іонів зменшується у плазмі вакуумно-дуговому розряду за наявності реакційного газу [1]. Зарядовий стан іонів відіграє суттєву роль, оскільки від нього залежить кінетична енергія іонів, яка визначає тип взаємодії йонів з оброблюваною поверхнею. Підвищення середнього зарядового стану йонів спричиняє збільшення енергії йонного пучка без застосування збільшення потенціалу зсуву до підкладки.

Існує взаємозв'язок між середнім зарядовим станом іонів  $Z$  та температурою плавлення матеріалу катоду  $T_{пл}$ . Напівемпіричне співвідношення запропоновано у роботі Брауна [216]:

$$Z = 0.6 + 1.541 \times 10^{-4} T_{пл} [K]. \quad (3.23)$$

Згідно з цією формулою середній заряд, наприклад, для вольфраму ( $T_{пл} = 3695$  K) становить  $Z = 2$ . Проте, у формулі (3.19) середній заряд був виміряний через 150 мкс після загоряння дуги, а при  $t \rightarrow 0$  середній заряд  $Z$  є вищим [217]. До того ж, середній зарядовий стан іонів поблизу катоду є більшим, ніж на відстані від катоду, внаслідок зіткнень іонів з нейтральними атомами [218].

Процес заряджання МЧ у плазмі з різними зарядовими станами розглянуто у роботах [219, 220]. Основним механізмом заряджання МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду є поглинання поверхнею МЧ електронів та йонів плазми. МЧ перебуває під негативним плаваючим потенціалом відносно

плазми, оскільки електричний струм найбільш рухомих електронів урівноважує струм повільних іонів. Струм електронів з максвеловим розподілом електронів з температурою  $T_e$  у наближенні ООР має такий вигляд:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_e v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_{Pl}}{k_B T_e}\right), \quad \varphi_{Pl} < 0, \quad (3.24)$$

де  $v_{Te} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$  – теплова швидкість електронів.

У випадку густої плазми з концентрацією  $n_0 > 10^{12} \text{ см}^{-3}$  або у випадку МЧ з радіусом  $a \leq \lambda_D$  іонний струм на МЧ зменшується внаслідок наявності поверхні абсорбції. Струм іонів з температурою  $T_i$  у межах повної теорії орбітального руху, яка враховує скінченність плазмового шару навколо МЧ, має такий вигляд [96]

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 Z e v_{Ti} \left( \frac{s^2}{a^2} (1 - \exp(-\Phi)) + \exp(-\Phi) \right), \quad (3.25)$$

де

$$\Phi = \frac{a^2}{s^2 - a^2} \frac{Z e \varphi_{Pl}}{k_B T_i}. \quad (3.26)$$

В (3.26)  $s = a + \lambda_D$ , де  $a$  – радіус МЧ,  $\lambda_D$  – довжина екранування,

$v_{Ti} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}}$  – теплова швидкість іонів,  $m_i$  – маса йонів.

У плазмі вакуумно-дугового розряду йонний пучок можна вважати моноенергетичним, оскільки напрямлена швидкість іонів набагато більша за теплову швидкість. Направлена швидкість іонів має слабку залежність від зарядового стану йонів [221]. Для того, щоби записати струм іонів з напрямленими швидкостями у виразі (3.25) замість теплової швидкості  $v_{Ti}$  поклали напрямлену швидкість  $u_i$ , а замість  $T_i$  – енергію  $\varepsilon_i = m_i u_i^2 / 2$ . Таким чином, вираз для іонного струму набуває вигляду:

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 Z e u_i \left( \frac{s^2}{a^2} (1 - \exp(-\Phi)) + \exp(-\Phi) \right), \quad (3.27)$$

де

$$\Phi = \frac{a^2}{s^2 - a^2} \frac{Z e \varphi_{II}}{\varepsilon_i}. \quad (3.28)$$

У підрозділі 2.1 було показано, що вторинна електронна емісія з поверхні МЧ, що викликана однозарядними йонами, так само, як і емісія, що викликана електронами, не є суттєвою. Проте коефіцієнт вторинної електронної емісії, викликаної бомбардуванням поверхні МЧ багатозарядними йонами, може бути навіть більшим за одиницю [110]. До того ж багатозарядні йони, які мають достатньо високу енергію, можуть викликати розпорошення речовини МЧ.

Струми вторинних електронів та пучка йонів пов'язані коефіцієнтом  $\gamma$ , який залежить від зарядового стану йонів, таким співвідношенням [110]:

$$I_{i-e} = \gamma_i I_i. \quad (3.29)$$

До того ж, у вакуумно-дуговому розряді обидва параметри: температура МЧ та напруженість електричного поля  $E$  на поверхні МЧ, – мають достатньо великі значення. Як наслідок, з поверхні МЧ відбувається також і термо-автоелектронна емісія.

Струм термо-автоелектронної емісії має такий вигляд [181]:

$$I_{e,TE} = 4\pi a^2 \frac{e m_e (k T_{MЧ})^2}{2\pi^2 \hbar^3} \left( \frac{\pi h_0}{\sin \pi h_0} \right) \exp \left( - \frac{e\Phi - b\sqrt{E}}{k_B T_{MЧ}} \right), \quad (3.30)$$

де

$$h_0 \equiv \left( \frac{E \hbar^4}{m_e^2 e^5} \right)^{1/4} \frac{b\sqrt{E}}{\pi k_B T_{MЧ}}. \quad (3.31)$$

В (3.30)  $E$  – це напруженість електричного поля на поверхні МЧ,  $T_{MЧ}$  – температура МЧ,  $e\Phi$  – робота виходу,  $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка.

Емісійний струм  $I_{e,TE}$  обмежений власним просторовим зарядом за «законом 3/2» [186]:

$$I_{e,TE} = \begin{cases} I_{e,TE}, & I_{e,TE} < I_{3/2} \\ I_{3/2}, & I_{e,TE} > I_{3/2} \end{cases} . \quad (3.32)$$

Плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Pl}$  у плазмі вакуумно-дугового розряду можна вивести з такого рівняння балансу струмів:

$$I_i(\varphi_{Pl}) + I_e(\varphi_{Pl}) + I_{i-e}(\varphi_{Pl}) + I_{e,TE}(\varphi_{Pl}) = 0. \quad (3.33)$$

Трансцендентне рівняння (3.33) має аналітичний розв'язок, якщо знехтувати емісійними процесами. У випадку «холодної» МЧ з малими розмірами порівняно з радіусом Дебая з урахуванням умови квазінейтральності плазми плаваючий потенціал МЧ  $\varphi_{Pl}$  набуває такого вигляду [117]:

$$\varphi_{Pl} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[ \frac{u_i}{v_{e,T}} \left( 1 - Z \frac{2e\varphi_{Pl}}{m_i u_i^2} \right) \right]. \quad (3.34)$$

В інших випадках рівняння (3.33) слід розв'язувати чисельно. Рівняння (3.33) розв'язано чисельно для зарядових станів  $Z = 1, 2, 3$ , що мають місце на різних відстанях від вольфрамового катоду та в різні моменти часу. Результати чисельного розв'язання рівняння (3.33) наведено на Рис.3.8. Як можна бачити, потенціал МЧ головним чином визначається зарядом іонів. Енергія йонів несуттєво впливає на величину потенціалу МЧ. Підвищення середнього зарядового стану викликає збільшення коефіцієнта вторинної йон-електронної емісії, та як наслідок, зменшення абсолютної величини потенціалу МЧ.

При розв'язанні рівняння (3.33) припускали, що потенціал МЧ не залежить від температури. Проте, температура МЧ впливає на потенціал МЧ

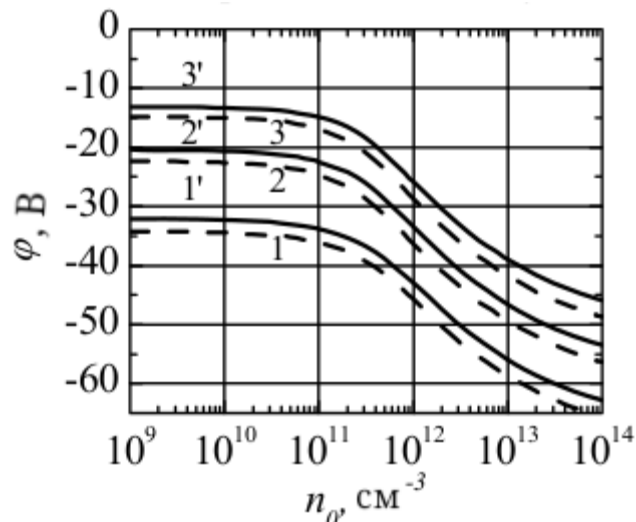


Рис. 3.8 Залежність потенціалу  $\varphi$  вольфрамової МЧ від концентрації плазми з різними зарядовими станами: 1, 1' –  $Z = 1$ ; 2, 2' –  $Z = 2$ ; 3, 3' –  $Z = 3$  за температури МЧ  $T_{МЧ} = 2000$  К. Штрихові лінії відповідають енергії йонного пучка 20 е, суцільні лінії відповідають енергії 35 еВ

внаслідок термо-автоелектронної емісії. До того ж, потенціал МЧ, у свою чергу, впливає на потік енергії, що надходить з плазми до поверхні МЧ. Для того, щоб дослідити взаємний вплив одне на одного температури та потенціалу МЧ, до рівняння балансу струмів (3.33) слід додати рівняння балансу енергій:

$$P_e + P_i - P_{C-B} - P_{i-e} - P_{e,TE} - P_B = 0. \quad (3.35)$$

Розв'язками системи рівнянь (3.33) та (3.35) є плаваючий потенціал та відповідна рівноважна температура. У (3.35) потужності  $P_e$  та  $P_i$  відносяться до нагрівання МЧ, відповідно, електронами та йонами плазми. А  $P_{C-B}$ ,  $P_{e,TE}$ ,  $P_{e-e}$ ,  $P_B$ ,  $P_n$  є потужностями, що пов'язані з охолодженням МЧ:  $P_{C-B}$  – внаслідок теплового випромінювання,  $P_{e,TE}$  – внаслідок термо-автоелектронної емісії,  $P_{i-e}$  – внаслідок вторинної йон-електронної емісії,  $P_B$  – внаслідок випаровування.

Потужність, яку передають плазмові електрони МЧ, дорівнює [117]

$$P_e = I_e \left( \frac{2k_B T_e}{e} + \Phi \right). \quad (3.36)$$

Багатозарядні йони порівняно з однозарядними йонами передають більше енергії МЧ. Сумарна потужність, яку передають йони з різними зарядовими станами  $k$  на МЧ, дорівнює [117]:

$$P_i = \sum_k \frac{E_{ef}(k)}{ke} f_k I_{ik}, \quad (3.37)$$

де  $I_k$  – це струм, який несе  $k$  компонента;  $f_k = n_{ik}/n_i$  – частка йонів кожного типу, де  $n_i$  – загальна концентрація йонного пучка, яка складається з суми індивідуальних концентрацій  $n_{ik}$ .

Іонний струм на МЧ призводить до нагрівання МЧ за рахунок дисипації кінетичної та потенціальної енергій іонів. Ефективна енергія, яку приносять багатозарядні йони до МЧ, має такий вигляд [222]:

$$E_{ef}(k) \approx \varepsilon_{ik} + W_B + W_z + W_{0 \rightarrow k} - ke\Phi, \quad (3.38)$$

де  $W_i$  – енергія йонізації,  $W_{0 \rightarrow k} = \sum_{k'=1}^k W_{k'}$  – кумулятивна енергія йонізації йона, яка складається з суми всіх енергій йонізації;  $W_B$  – це енергія випаровування одного атома (або енергія зв'язку),  $W_z$  – енергія збудження зв'язаних електронів. Енергією збудження можна знехтувати, оскільки більшість іонів перебуває в основному стані. До того, ефективна енергія йонів зменшується внаслідок рекомбінації йонів на поверхні МЧ.

Кінетична енергія йонів  $\varepsilon_{ik}$ , що входить до складу ефективної енергії (3.34), є сумою початкової кінетичної енергії  $\varepsilon_{ок}$ , з якою йони наближаються до МЧ, та енергії, яку вони набувають у шарі просторового заряду, що оточує МЧ:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ок} + k \left| e\phi_{Pl} \right|. \quad (3.39)$$

Таблиця 3.2

**Енергії випаровування та йонізації йонів вольфраму в плазмі вакуумної дуги [9]**

| Зарядовий стан іонів | Енергія випаровування одного атома, еВ/атом | Енергія йонізації, еВ | Кумулятивна енергія йонізації, еВ |
|----------------------|---------------------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
| 1                    | 8.9                                         | 7.98                  | 7.98                              |
| 2                    |                                             | 15.08                 | 23.1                              |
| 3                    |                                             | 25.43                 | 48.5                              |

Для порівняння теплових ефектів на МЧ, що спричиняють іони з різними зарядовими станами, зробимо оцінку ефективної енергії (3.34), яку приносять іони вольфраму до МЧ, скориставшись даними Таблиці 3.2. Табличні дані подані в електрон-вольтах ( $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19}$  Дж). Середня енергії йонів дорівнює  $\langle \varepsilon_i \rangle = 20$  еВ. Згідно із формулою (3.34), за температури електронів  $T_e = 4$  еВ та швидкості йонів  $v_i = 1.1 \times 10^4$  м/с плаваючий потенціал МЧ складає  $\varphi_{\text{пл}} = -10$  В. Робота виходу для вольфраму  $e\Phi = 4.5$  еВ. Вольфрам є важким елементом ( $M_w = 184$  а.о.м.), тому максимальний зарядовий стан іонів може сягати й п'яти. Ефективні енергії для йонів вольфраму  $W^+$ ,  $W^{2+}$ ,  $W^{3+}$  складають  $E_1 = 42.4$  еВ,  $E_2 = 63$  еВ,  $E_3 = 94.9$  еВ, відповідно. Тризарядні йони переносять до МЧ енергію, що більш як удвічі перевищує енергію, що переносять однозарядні йони. Це зумовлено тим, що внесок у нагрівання МЧ багатозарядними іонами є більшим, ніж однозарядними, унаслідок їхньої високої енергії йонізації, а також унаслідок  $k$ -кратного збільшення їхньої кінетичної енергії у шарі просторового заряду навколо МЧ.

З іншого боку, бомбардування МЧ іонним потоком викликає вторинну іон-електронну емісію, що супроводжується відведенням енергії з поверхні



МЧ. Потужність, що виділяється при охолодженні внаслідок вторинної іон-електронної емісії:

$$P_{i-e} = I_{i-e} \left( \frac{\langle \varepsilon_{i-e} \rangle}{e} + \Phi \right), \quad (3.40)$$

де  $\langle \varepsilon_{i-e} \rangle$  – усереднена енергія вторинних електронів. Електрони, що емітують з поверхні МЧ, мають максвеловий розподіл за швидкостями з тепловою енергією  $\langle \varepsilon_{i-e} \rangle = k_B T_e = 1 \div 5$  еВ [171].

Інший емісійний процес, який ураховано в енергетичному балансі, – це термо-автоелектронна емісія. Охолодження внаслідок термо-автоелектронної емісії визначається потужністю

$$P_{e,TE} = I_{e,TE} \left( \frac{2k_B T_{MЧ}}{e} + \Phi \right), \quad (3.41)$$

де  $I_{e,TE}$  – це струм термо-автоелектронної емісії, який визначається формулою (3.30).

Потужність унаслідок випаровування має такий вигляд:

$$P_B = 4\pi a^2 \Gamma_a (W_B + 2k_B T_{MЧ}), \quad (3.42)$$

де  $\Gamma_a$  – це швидкість випаровування атомів з одиниці поверхні упродовж одиниці часу.

Для спрощення моделі зроблено припущення, що йонізація випаровуваних атомів є малою, тобто, концентрація плазми навколо МЧ порівняна з концентрацією плазми у розряді. Процес випаровування також розглянуто без урахування впливу поверхневого натягу на швидкість випаровування.

Потужність унаслідок радіаційного випромінювання має такий вигляд

$$P_{C-B} = 4\pi a^2 \varepsilon \sigma T_{MЧ}^4, \quad (3.43)$$

де  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  В/м<sup>2</sup> К<sup>4</sup> – це стала Стефана-Больцмана.

При русі МЧ від катоду до підкладки, МЧ набуває масу внаслідок конденсації атомів чи йонів та втрачає внаслідок випаровування. Випаровування матеріалу МЧ є одним із джерел металевих нейтралів у вакуумній дузі [218]. До того ж, втрата маси макрочастинкою може відбуватися внаслідок розпорошення речовини МЧ енергійними йонами, що мають достатню енергію [222]. Рівняння балансу маси має такий вигляд:

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi a^2 \frac{\alpha_\kappa p(T_{MЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{MЧ}}} m_a + \frac{I_i}{e} m_i - \gamma \frac{I_i}{e} m_a, \quad (3.44)$$

де – це коефіцієнт,  $m_i$  – маса йонів пучка,  $m_a$  – маса атомів речовини МЧ.

Кількісною характеристикою розпорошення є коефіцієнт  $\gamma$ , який визначається, як відношення числа  $N_a$  вибитих нейтральних атомів з поверхні мішені за одиницю часу, до числа  $N_i$  йонів, що потрапляють за цей самий час на мішень [223]:

$$\delta = \frac{N_a}{N_i}. \quad (3.45)$$

За високих енергій іонів порядку десятків електрон-вольт першими двома доданками у рівнянні (3.44) можна знехтувати, тоді рівняння (3.44) набуває такого вигляду [224]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \frac{I_i}{e} m_a. \quad (3.46)$$

Гранична енергія, починаючи з якої відбувається розпорошення речовини МЧ йонами, визначається таким чином [225]:

$$E_{\Gamma p} = \frac{1 + 5.7 m_i / m_a}{\Lambda} W_B, \quad \text{якщо } m_i < m_a, \quad (3.47)$$

$$E_{\Gamma p} = \frac{6.7}{\Lambda} W_B, \quad \text{якщо } m_i \geq m_a. \quad (3.48)$$

В (3.47) та (3.48)  $\Lambda$  – це коефіцієнт передачі енергії, який визначається так:

$$\Lambda = \frac{4m_i m_a}{(m_i + m_a)^2}. \quad (3.49)$$

У разі  $m_i \approx m_a$ ,  $\Lambda \approx 1$ .

Гранична енергія безпосередньо визначається енергією зв'язку  $W_B$ , а також залежить від маси падаючих іонів та маси атомів речовини. За умови  $m_i \approx m_a$  має місце так зване саморозпорошення, тобто розпорошення речовини відбувається йонами того ж самого типу [226]. Наприклад, гранична енергія для пучка йонів вольфраму, що налітають на вольфрамову МЧ дорівнює 60 еВ (енергія зв'язку вольфраму  $W_B = 8.9$  еВ/атом).

Коефіцієнт розпорошення залежить від енергії йонів згідно із ступеневим законом:

$$\gamma = \alpha \varepsilon_i^b, \quad (3.50)$$

де  $\alpha$  і  $b$  – це константи, які залежать від маси падаючих іонів та маси атомів речовини. У випадку саморозпорошення коефіцієнт  $b$  апроксимують так:

$$b = 0.106 M_r^{0.387}, \quad (3.51)$$

де  $M_r$  – це відносна атомна маса.

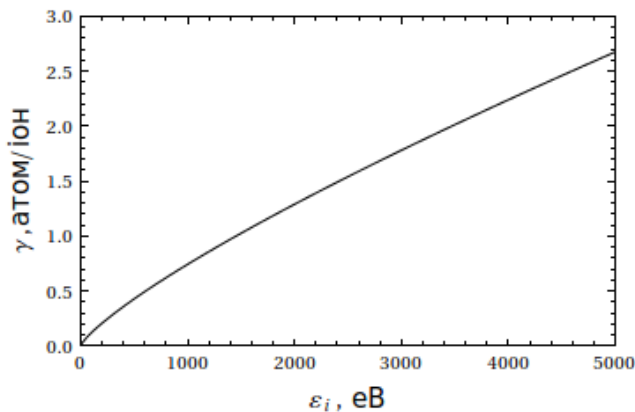


Рис. 3.9 Залежність коефіцієнту саморозпорошення вольфраму від енергії йонного пучка

Саморозпорошення відіграє суттєву роль для тяжких іонів та матеріалів із низькою енергією зв'язку. Як приклад, на Рис. 3.9 наведено коефіцієнт саморозпорошення вольфраму залежно від енергії йонного пучка. Можна бачити з графіку, що коефіцієнт розпорошення  $\gamma$  є більшим за одиницю при енергії йонів  $\varepsilon_i > 1.5$  кеВ, а при  $\varepsilon_i = 4$  кеВ коефіцієнт  $\gamma$  сягає 2.23.

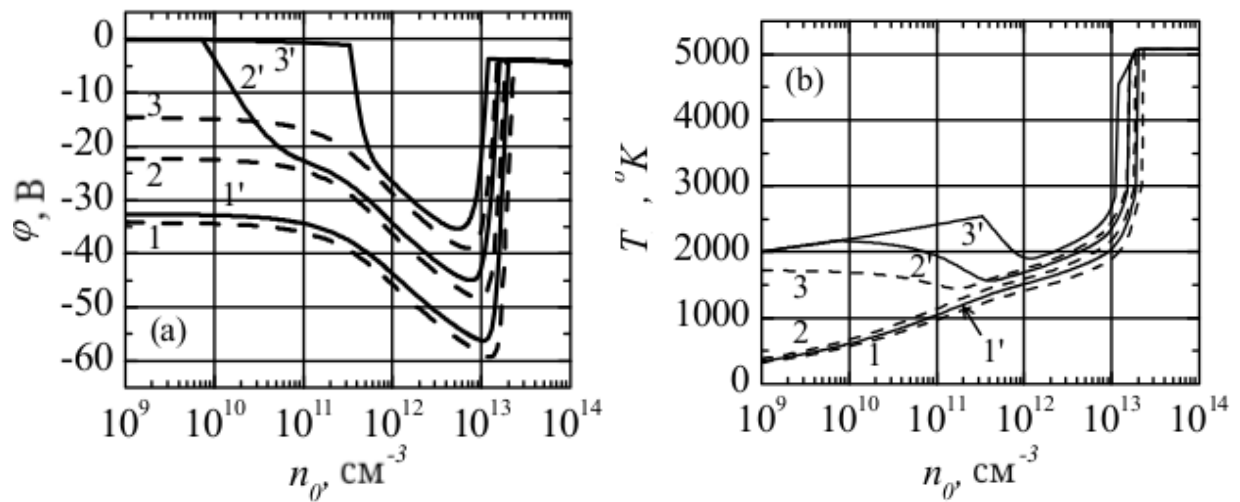


Рис. 3.10 Залежність (а) потенціалу  $\varphi$  та (б) відповідної температури  $T$  вольфрамової МЧ від концентрації плазми з різними зарядовими станами: 1, 1' –  $Z = 1$ ; 2, 2' –  $Z = 2$ ; 3, 3' –  $Z = 3$ . Штрихові лінії відповідають енергії йонного пучка 20 еВ, суцільні лінії відповідають енергії 35 еВ

Результати чисельного розв'язання системи рівнянь балансу струмів та енергій (3.33) та (3.35) для вольфрамової МЧ, що перебуває у вакуумній дузі з вольфрамовим катодом, наведено на Рис.3.10. Прийнято густину вольфраму  $\rho = 19.1 \cdot 10^3$   $\text{кг/м}^3$ , питому теплоємність  $c = 130$  Дж/кг·К. Потік випарених атомів з поверхні МЧ розрахований із відомої температурної залежності насиченої пари вольфраму [191]. Потенціал МЧ визначає потоки заряджених частинок до поверхні МЧ, які у свою чергу, переносять енергію до МЧ, що

призводить до нагрівання МЧ. За енергій іонів 20 еВ величина потенціалу МЧ у плазмі з концентрацією  $n_0 < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  не відрізняється від величини потенціалу «холодної» МЧ. У випадку плазми з концентрацією  $n_0 > 10^{13} \text{ см}^{-3}$  відбувається інтенсивне нагрівання МЧ. Зокрема, така концентрація плазми є властивою імпульсному режиму роботи вакуумно-дугового розряду, для якого характерні значення концентрації плазми лежать у межах  $n_0 = 10^{12} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

За енергій іонів 35 еВ величина потенціалу МЧ у плазмі з одноразово зарядженими йонами не відрізняється від величини потенціалу «холодної» МЧ. Для йонів із зарядовим станом  $Z = 2$  за концентрації плазми  $n_0 < 10^{10} \text{ см}^{-3}$  потенціал МЧ прямує до нуля. Такий самий потенціал має МЧ у плазмі з концентрацією  $n_0 < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , у якій присутні тризарядні йони. У плазмі з низькою концентрацією електронний струм не компенсує струм термо-автоелектронної емісії, внаслідок чого потенціал МЧ зростає та МЧ розряджається до нуля. Подальше збільшення концентрації плазми призводить до збільшення потоків заряджених частинок до поверхні МЧ, що зумовлює підвищення температури МЧ. Таким чином, термо-автоелектронна емісія призводить до зменшення абсолютної величини потенціалу та до збільшення температури МЧ.

Вольфрам має високу температуру кипіння ( $T_k = 5828 \text{ К}$ ). Це унеможливорює випаровування вольфрамової МЧ у плазмі вакуумної дуги. Проте, за енергій іонів  $> 60 \text{ еВ}$  має місце саморозпорошення йонами МЧ з вольфраму. На Рис. 3.11 представлено динаміку радіусу МЧ у плазмі при її розпорошенні йонними пучками з енергіями іонів 2 кеВ та 4 кеВ та концентраціями  $10^{18} \div 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Початковий радіус МЧ становить 1 мкм. Як можна бачити з графіків, за концентрації йонного пучка  $n_i = 10^{18} \text{ м}^{-3}$  розпорошення відбувається дуже повільно. А при розпорошенні МЧ пучком іонів з більшою концентрацією,  $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , цей час суттєво скорочується. Отже, при плазмово-йонній обробці поверхонь протягом 2 хвилин можливе

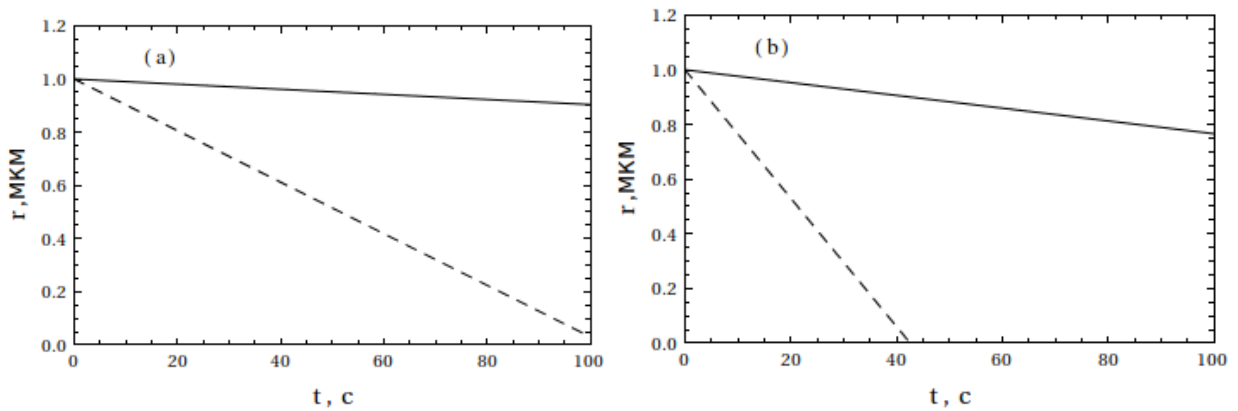


Рис. 3.11 Залежність радіусу МЧ від часу при її розпорошенні пучком іонів з енергією: (а) –  $\varepsilon_i = 2$  кеВ; (б) –  $\varepsilon_i = 4$  кеВ.

Концентрація йонного пучка  $n_i = 10^{18} \text{ м}^{-3}$  (суцільні лінії),

концентрація йонного пучка  $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (штрихові лінії)

розпорошення малих МЧ ( $< 1 \mu\text{м}$ ) пучком іонів з концентрацією  $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$  у діапазоні енергій  $2 \div 4$  кеВ.

### Висновки до розділу 3

1. Установлено, що у плазмі вакуумно-дугового розряду за певних плазових умов (концентрації плазми, температури електронів, температури йонів) для кожної речовини існують критичні розміри, що визначають динаміку температури. Здобуто критичні розміри МЧ з різних речовин. Залежно від розмірів МЧ поділені на групи: при початковому розмірі МЧ  $D > D_{\text{кр1}}$  МЧ охолоджуються та досягають підкладки у твердому стані; при  $D_{\text{кр2}} < D < D_{\text{кр1}}$ , МЧ нагріваються до рівноважної температури; при  $D < D_{\text{кр2}}$ , МЧ досягають температури кипіння та можуть бути випареними.

2. Запропоновано пояснення відсутності МЧ на осаджених поверхнях покриттів при потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи.

3. Проаналізовано вплив зарядового стану йонів на потенціал та температуру МЧ. Показано, що потенціал МЧ головним чином визначається зарядом іонів, а енергія йонів не впливає суттєво на величину потенціалу МЧ. Показано, що підвищення середнього зарядового стану викликає збільшення коефіцієнта вторинної іон-електронної емісії, та як наслідок, зменшення абсолютної величини потенціалу МЧ. Установлено, що внесок до нагрівання МЧ від багатозарядних іонів є більшим, ніж від однозарядних, унаслідок їхньої високої енергії йонізації, а також унаслідок  $k$ -разового збільшення їхньої кінетичної енергії у шарі просторового заряду навколо МЧ.

4. Установлено, що при плазмово-йонній обробці поверхонь протягом 2 хвилин можливе розпорошення малих вольфрамових МЧ ( $< 1 \mu\text{м}$ ) пучком іонів з концентрацією  $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$  у діапазоні енергій  $2 \div 4 \text{ кеВ}$ .

Результати досліджень даного розділу викладені у публікаціях автора: [204, 205, 207, 219, 220, 224].

## РОЗДІЛ 4

### ВПЛИВ НЕГАТИВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ЗСУВУ ПІДКЛАДКИ НА МАКРОЧАСТИНКУ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ

Вакуумна дуга є джерелом металевої плазми, з якої формують іонний пучок [8]. Енергія йонів визначає тип взаємодії з оброблюваною поверхнею. Залежно від енергії бомбардуючих йонів, значення якої складають від  $20 \div 50$  еВ до 100 кеВ і вище, можливі різні фізичні процеси: осадження та травління покриттів, ерозія (розпорошення) поверхні, йонно-променеве очищення та йонна імплантація [9]. Керування енергією йонів відбувається шляхом докладання потенціалу зсуву до підкладки [227]. Підкладка відіграє роль третього електроду у вакуумно-дуговому розряді. Докладання потенціалу зсуву до підкладки призводить до формування примежового шару поблизу підкладки, що дістав назву шару просторового заряду, або плазмового шару. В плазмовому шарі порушується умова квазінейтральності та виникає падіння потенціалу між плазмою та підкладкою. Як наслідок, електричне поле плазмового шару відштовхує плазмові електрони від підкладки та, навпаки, прискорює іони у зворотному напрямку. Енергія йонів, що прибувають до підкладки, визначається потенціалом зсуву підкладки. Збільшення потенціалу зсуву підкладки призводить і до збільшення енергії бомбардуючих йонів. Бомбардування мішені йонами низьких енергій (від десятків до декількох сотень еВ) використовують для вакуумно-дугового осадження (ВДО) тонких плівок та покриттів [228]. Високоенергетичні йони з енергіями вище, ніж 1кВ, імплантуються у приповерхневий шар підкладки, і таким чином здійснюється модифікація поверхні. Комбіноване бомбардування мішені йонами високих і низьких енергій використовують у методі металевої плазмової іммерсійної імплантації йонів (ПІмІмІ) з осадженням покриттів [10, 11].



Генерація металевої плазми у вакуумно-дуговому розряді завжди супроводжується виробництвом макрочастинок (МЧ). Забруднення поверхонь МЧ є найважливішою технологічною проблемою методів ВДО та плазмової іммерсійної імплантації іонів. Результати експериментальних досліджень засвідчують, що зменшити та запобігти забруднення поверхонь та покриттів МЧ у вакуумно-дугового розряді можливо шляхом коригування потенціалу зсуву на підкладці [26, 27, 150–152]. Встановлено, що підвищення негативного потенціалу зсуву підкладки призводить до суттєвого зменшення вмісту МЧ на покриттях. Крім того, використання імпульсного потенціалу зсуву підкладки є додатковим чинником зменшення числа МЧ [153–159].

У цьому розділі дисертації розглянуто заряджання та динаміка МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду при докладанні до підкладки постійного та імпульсного негативного потенціалу зсуву. Для пояснення впливу потенціалу зсуву на МЧ побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель. Складниками цієї моделі є модель плазмового шару та модель заряджання МЧ на основі теорії обмеженого орбітального руху (ООР) [84]. Досліджено роль вторинної іон-електронної емісії (BIEE) з підкладки на заряджання та динаміку МЧ у плазмовому шарі.

#### **4.1 Заряджання та динаміка макрочастинок в плазмі вакуумно-дугового розряду при осадженні покриттів**

##### **4.1.1 Модель приповерхневого плазмового шару**

Для здійснення ВДО тонких плівок до підкладки докладають високий негативний потенціал зсуву, що призводить до формування плазмового шару поблизу підкладки [200].

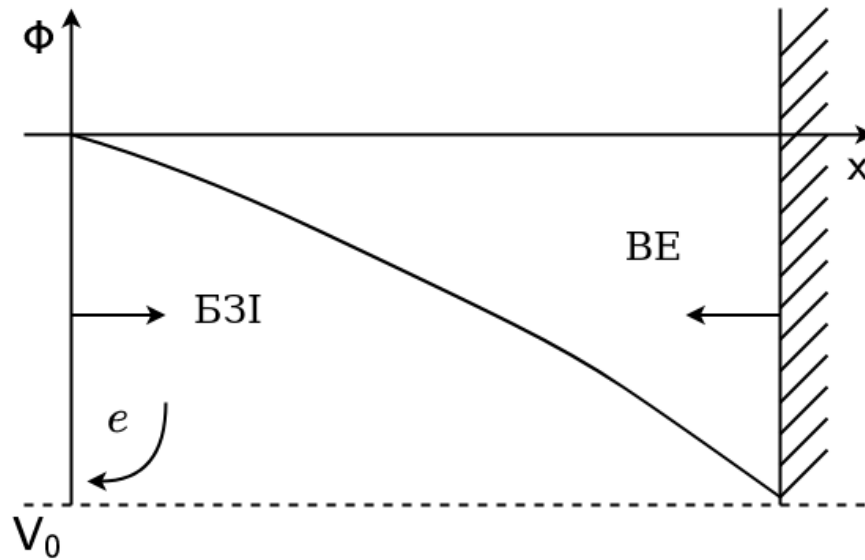


Рис. 4.1 Схеми плазмового шару

У роботі [229] запропоновано модель плазми, яка складається з електронів, багаторазово йонізованих, або інакше кажучи, багатозарядних іонів (БЗІ) та вторинних електронів (ВЕ), які емітують з підкладки внаслідок бомбардування БЗІ. Уведемо систему координат, осі якої напрямлені, як показано на Рис. 4.1. Квазінейтральна плазма займає ділянку  $x < 0$ , тобто, межа плазма-шар міститься у площині  $x = 0$ . Положення підкладки, до якої докладено негативний потенціал зсуву  $V_0$ , визначається шириною плазмового шару  $s$ .

Електрони у стані термодинамічної рівноваги підлягають закону Больцмана

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right). \quad (4.1)$$

Якщо потенціал у шарі є достатньо великим, а електронна температура є достатньо низькою ( $e\phi \gg k_B T_e$ ), то концентрація електронів плазми прямує до нуля згідно з формулою (4.1). Тоді електрони відштовхуються від підкладки та електронний просторовий заряд несуттєво впливає на структуру шару.

Водночас іони прискорюються у напрямку підкладки, що призводить до утворення шару позитивного просторового заряду поблизу підкладки.

Для дослідження внутрішньої структури плазмового шару роблять такі припущення [229]:

- 1) Загальна концентрація йонного пучка є сума індивідуальних концентрацій:

$$n_i = \sum_{k=1}^N n_{ik}, \quad k=1,2\dots N; \quad (4.2)$$

- 2) Частка йонів кожного типу:

$$f_k = \frac{n_{ik}}{n_i}; \quad (4.3)$$

- 3) Середній заряд іонів

$$Z = \sum_{k=1}^N k f_k, \quad (4.4)$$

де  $k$  – кратність заряджання йонів;

- 4) Іони є холодними,  $T_i = 0$ ;
- 5) Абсолютна величина потенціалу зсуву підкладки є достатньо великою, а електронна температура є достатньо низькою,  $eV_0 \gg k_B T_e$ ;
- 6) Зіткненнями в іонному потоці за низьких тисків вакуумно-дугового розряду нехтують;
- 7) Плазма є одновимірно просторово-неоднорідною: всі фізичні величини (швидкість іонів та електронів, електронний та іонний струми, тощо) залежать лише від координати  $x$ ;
- 8) МЧ не змінює профіль потенціалу у плазмовому шарі.

БЗІ перетинають межу плазма-шар у площині  $x = 0$  з напрямленою швидкістю  $u_{k0}$ , яка є більшою за теплову та Бомову швидкості [85]

$$\sqrt{k_B T_i / m_i} < \sqrt{k_B T_e / m_i} < u_{k0}, \quad (4.5)$$

де  $m_i$  – це маса іона;  $T_e$  ( $T_i$ ) – температура електронів (іонів). БЗІ мають швидкість приблизно  $10^4$  м/с (для порівняння, Бомова швидкість дорівнює  $5 \times 10^3$  м/с). Швидкості йонів залежать від матеріалу катоду та мають слабку залежність від заряду [221]. БЗІ являють собою моноенергетичний та надзвуковий потік.

За умови нехтування зіткненнями у плазмовому шарі виконуються закони збереження потоків та енергії йонів. У цьому випадку розподіл іонів у плазмовому шарі, а також їхні швидкості можна визначити з такої системи рівнянь:

$$n_{ik}(x)u_{ik}(x) = n_{k0}u_{k0}, \quad (4.6)$$

$$m_i u_{ik}^2(x)/2 + ke\phi(x) = m_i u_{k0}^2/2 + ke\phi_0, \quad (4.7)$$

де  $\phi(x)$  – це розподіл потенціалу в плазмовому шарі,  $\phi_0$  – потенціал на межі плазмового шару;  $u_{ik}$  – швидкість  $k$ -ої компоненти. Згідно з критерієм Бома утворення плазмового шару [85],  $e\phi_0 = -k_B T_e/2$ , що набагато менше, ніж падіння потенціалу в шарі,  $e\phi \gg e\phi_0$ . Покладемо  $\phi_0 = 0$ , тоді концентрацію йонів у плазмовому шарі знаходять із розв'язання системи рівнянь (4.6) – (4.7):

$$n_{ik}(x) = n_{k0} \left( 1 - \frac{ke\phi(x)}{m_i u_{k0}^2} \right)^{-1/2}. \quad (4.8)$$

Концентрація йонів зменшується у напрямку до стінки, оскільки згідно з рівнянням неперервності (4.6) густина йонного потоку є однаковою в будь-якій площині плазмового шару  $x$ .

Іони  $k$ -типу прискорюються електричним полем шару об'ємного заряду до кінетичних енергій

$$\varepsilon_{ik}(x) = m_i u_{ik}^2(x)/2 = \varepsilon_{ок} - ke\phi(x), \quad (4.9)$$

де  $\varepsilon_{0k}$  – це початкова кінетична енергія йонів, з якою вони прибувають до плазмового шару;  $e$  – елементарний заряд. Поблизу підкладки іони за рахунок роботи електричного поля набувають максимальної кінетичної енергії

$$\varepsilon_{ik}^{\text{II}} = \varepsilon_{0k} + k|eV_0|. \quad (4.10)$$

Оскільки БЗІ мають дискретні енергії, які залежать від зарядового стану, відбувається  $k$ -разове збільшення енергії йонів.

Крім кінетичної енергії, йони приносять на підкладку потенціальну енергію [222]

$$E(k) = E_c + E_z + W_{0 \rightarrow k}, \quad (4.11)$$

де  $E_c$  – це теплота сублімації (або енергія зв'язку),  $E_z$  – енергія збудження зв'язаних електронів,  $W_{0 \rightarrow k}$  – кумулятивна енергія йонізації йона. Теплота сублімації має значення від 1 еВ/атом до 9 еВ/атом. Енергією збудження можна знехтувати, оскільки більшість іонів перебуває в основному стані. Серед усіх видів енергій, що входять до складу потенціальної енергії, найважливішою є кумулятивна енергія йонізації йона, яка складається з суми всіх енергій йонізації:

$$W_{0 \rightarrow k} = \sum_{k'=1}^k W_{k'}, \quad (4.12)$$

де  $W_k$  – це енергія йонізації, яку потрібно прикласти, щоби забрати валентний електрон від йона з зарядовим станом  $k = Z$ , внаслідок чого зміниться зарядовий стан іону зі стану  $k = Z$  до стану  $k = Z+1$ . Енергія йонізації  $W_k$  має значення від 4 до 10 еВ/іон.

Загальна енергія йона на підкладці

$$E_{\text{ef}}(k) \approx \varepsilon_{ik}^{\text{II}} + E(k). \quad (4.13)$$

Іони, які прискорені електричним полем до високих енергій, можуть виривати електрони з поверхні підкладки. Як відомо, розрізняють два види

іон-електронної емісії. За типових умов ВДО (потенціал зсуву підкладки менше 400 В) має місце лише потенціальна електронна емісія (ПЕЕ), оскільки кінетична енергія не бере участь у вириванні електронів з поверхні при енергіях, нижчих за граничну енергію, що приблизно дорівнює 1 кеВ. ПЕЕ є наслідком різних Оже-процесів, таких як Оже-нейтралізація та резонансне захоплення йоном вільного електрона з поверхні металу [112]. Для здійснення ПЕЕ потрібно, щоби налітаючий іон мав достатню потенціальну енергію для того, щоби вирвати за межі поверхні не один, а принаймні два електрони, один з яких піде на нейтралізацію цього йона, а другий поглине залишкову енергію збудження та стане вільним. Таким чином, умова потенціального виривання електрона з поверхні є такою:

$$I > 2e\Phi, \quad (4.14)$$

де  $I$  – це енергія йонізації йона;  $e\Phi$  – робота виходу електронів з металу.

Імовірність виривання вторинних електронів з підкладки не залежить від швидкості налітаючого йона, та максимально можливе число вторинних електронів сягає такого значення [230]:

$$n_{max} = E_{\Pi} / (2e\Phi), \quad (4.15)$$

де  $E_{\Pi}$  – це потенціальна енергія йона.

До того ж, іони з високою потенціальною енергією можуть викликати потенціальне розпорошення поверхні [111].

У випадку багатозарядного іону замість нерівності (4.14) умова потенціального виривання електрона має такий вигляд [231]:

$$W_{0 \rightarrow k} > (k+1)e\Phi. \quad (4.16)$$

Нерівність (4.16) демонструє, що  $k$  електронам потрібна нейтралізація та щонайменше один електрон емітує. Проаналізуємо цю умову на прикладі йонів титану, що бомбардують металеву підкладку. Енергії йонізації для йонів

вольфраму наведено у таблиці 3.1 за даними роботи [9]. Робота виходу з вольфраму складає  $e\Phi = 4.5$  еВ, а енергія йонізації титану з основного стану до першого  $W_{0 \rightarrow 1} = 6.83$  еВ, тому одноразово заряджені йони неспроможні викликати ПЕЕ. Однак енергії йонізації титану з основного стану до другого та третього дорівнюють відповідно:  $W_{0 \rightarrow 2} = W_{0 \rightarrow 1} + W_{1 \rightarrow 2} = 20.6$  еВ та  $W_{0 \rightarrow 3} = W_{0 \rightarrow 1} + W_{1 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 3} = 48.1$  еВ. Звідси видно, що двозарядні й тризарядні йони, на відміну від однозарядних іонів, мають достатню енергію йонізації, щоби виривати електрони з поверхні.

Таблиця 4.1

**Зарядовий стан, кінетичні енергії та енергії йонізації йонів титану у  
плазмі вакуумної дуги [9, 233]**

| Зарядовий стан іонів | Частка іонів, % | Енергія іонів, еВ | Енергія йонізації, еВ | Кумулятивна енергія йонізації, еВ | Середній заряд |
|----------------------|-----------------|-------------------|-----------------------|-----------------------------------|----------------|
| 1                    | 11              | 43                | 6.83                  | 6.83                              | 1.98           |
| 2                    | 80              | 54                | 13.76                 | 20.6                              |                |
| 3                    | 9               | 66                | 27.49                 | 48.1                              |                |

Потенціальна енергія йонів зменшується на величину енергії, яку було використано на нейтралізацію  $k$  електронів. Отже, уточнений вираз для загальної енергії йона на підкладці є таким:

$$E_{ef}(k) \approx \varepsilon_{ik} + E_c + W_{0 \rightarrow k} - ke\Phi. \quad (4.17)$$

Вторинні електрони з підкладки, вибиті БЗІ, прискорюються електричним полем шару до енергій

$$\varepsilon_e(x) = m_e u_e^2(x)/2 = e(\phi(x) - V_0), \quad (4.18)$$

де  $m_e$  і  $u_e$  – це маса та швидкість електрона, відповідно. Це рівняння написано у припущенні, що робота виходу емітованих електронів є малою порівняно з кінетичною енергією, яку мають здобути вторинні електрони у плазмовому шарі. Вторинні електрони – це швидкі електрони, бо вони, подібно йонам, проходять велику різницю потенціалів та набувають кінцеву енергію  $\varepsilon_e(0) = |eV_b|$  на краю плазмового шару.

Густина струму йонного пучка складається з суми окремих густин струмів кожного типу  $k$  іонів:

$$j_i = \sum_{k=1}^N j_{ik} = e \sum_{k=1}^N k n_{ik} u_{ik}. \quad (4.19)$$

У наближенні відсутності зіткнень згідно з рівнянням неперервності (4.6) густина йонного потоку у будь-якій площині плазмового шару  $x$  дорівнює густині потоку, що надходить до плазмового шару. Тому всі йони досягають підкладки, проте, лише БЗІ з  $k \geq 2$  спроможні виривати вторинні електрони з підкладки. Густина струму вторинних електронів складається з суми окремих густин струму вторинних електронів  $j_{ek}$ , викликаних бомбардуванням іонами  $k$  типу:

$$j_e = \sum_{k=2}^N j_{ek} = e u_e \sum_{k=2}^N n_{ek} = \sum_{k=2}^N \frac{\gamma_k}{k} j_{ik}, \quad (4.20)$$

де  $\gamma_k$  – це коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії для  $k$ -компоненти струму.

МЧ не змінює профіль потенціалу в плазмовому шарі. МЧ викликає збурення електричного поля лише на відстані порядку довжини Дебая  $\lambda_D$ . На відстанях  $r > \lambda_D$  електричне поле вже не відчувається. У свою чергу, ширина плазмового шару складає  $s \sim 10 \div 100 \lambda_D$ . Таким чином, на профіль потенціалу



$\phi(x)$  у шарі впливають плазмові електрони, багатозарядні іони з плазми та вторинні електрони.

Розподіл потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі задовольняє рівнянню Пуассона:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[ \sum_{k=1}^N k n_{ik} - \sum_{k=2}^N n_{ek} - n_e \right] \quad (4.21)$$

з такими крайовими умовами:

$$\phi(0) = 0, d\phi/dx(0) = 0. \quad (4.22)$$

Використовуючи закони збереження потоків та енергії йонів (4.6), (4.7) і вираз для струму (4.19), здобувають концентрації йонів кожного типу в термінах  $\phi(x)$ :

$$k e n_{ik} = \frac{j_{ik}}{u_{ik}} = j_{ik} \sqrt{\frac{m_i}{2(\varepsilon_{ko} - k e \phi)}}. \quad (4.23)$$

Концентрацію вторинних електронів, що вивільняються з матеріалу підкладки, одержано з рівнянь (4.18) та (4.20). Вона складає

$$e n_{ek} = \frac{j_{ek}}{u_e} = j_{ek} \sqrt{\frac{m_e}{2e(\phi - V_0)}}. \quad (4.24)$$

Концентрації заряджених частинок на межі плазма-шар задовольняють умові квазінейтральності. За цієї умови концентрація електронів приблизно дорівнює сумарній концентрації усіх іонів

$$n_e(0) \cong \sum_{k=1}^N k n_{ik} + \sum_{k=2}^N n_{ek}. \quad (4.25)$$

За критерієм Бома  $n_e(0) = 0.6n_0$ , де  $n_0$  – це концентрація плазми всередині об'єму.

У випадку достатньо високого потенціалу ( $e\phi \gg k_B T_e$ ) можна знехтувати внеском електронів плазми та відкинути в дужках рівняння (4.21) їхню концентрацію. Отже, рівняння Пуассона (4.21) зводиться до такого рівняння

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[ \sum_{k=1}^N k n_{ik} - \sum_{k=2}^N n_{ek} \right]. \quad (4.26)$$

Рівняння (4.21) та (4.26) є нелінійними диференціальним рівняннями, що потребують чисельного розв'язання.

#### 4.1.2 Зарядження макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі

Розглянемо ізольовану МЧ, що міститься у зустрічних потоках іонів і вторинних електронів, які викликані ПЕЕ з підкладки (Рис.4.2). Водночас відбувається й ефективна емісія електронів з поверхні МЧ через іон-електронну та електрон-електронну емісії. Динаміка зарядження МЧ визначається таким рівнянням:

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_{\alpha} I_{\alpha}, \quad (4.27)$$

де сума розраховується по всім струмам  $I_{\alpha}$ , що надходять та виходять з поверхні МЧ, враховуючи відповідний знак. Припустимо, що заряд МЧ змінюється миттєво при зміні локальних параметрів плазми у плазмовому шарі; тобто, у кожній точці плазмового шару МЧ має рівноважний заряд, який відповідає плаваючому потенціалу. Час зарядження МЧ у стаціонарному плазмовому шарі є меншим за час руху крізь плазмовий шар. Під часом зарядження розуміють час, упродовж якого МЧ здобуває рівноважний заряд у кожній точці плазмового шару.

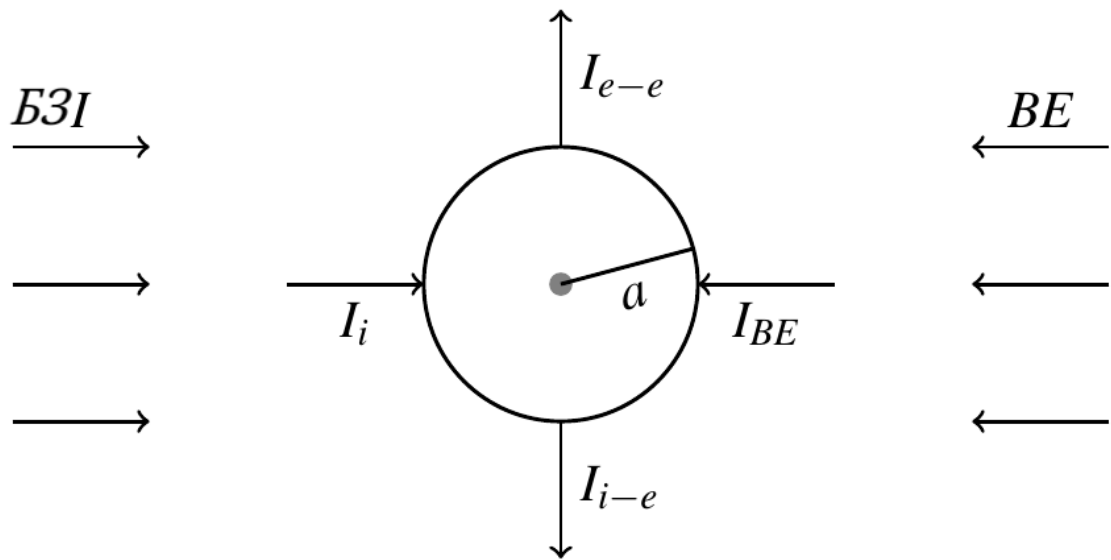


Рис. 4.2 Баланс струмів на МЧ

Виходячи з вищезазначеного, рівняння (4.27) набуває такого вигляду:

$$I_i(\phi_{МЧ}) - I_e(\phi_{МЧ}) - I_{BE}(\phi_{МЧ}) + I_{i-e}(\phi_{МЧ}) + I_{e-e}(\phi_{МЧ}) = 0, \quad (4.28)$$

де  $\phi_{МЧ}$  – це потенціал МЧ відносно плазми,  $I_i$  – струм багатозарядних іонів,  $I_e$  – струм електронів плазми,  $I_{BE}$  – струм вторинних електронів з підкладки,  $I_{i-e}$  – струм вторинних електронів, що емітують з поверхні МЧ внаслідок іон-електронної емісії,  $I_{e-e}$  – струм вторинних електронів, що емітують з поверхні МЧ унаслідок електрон-електронної емісії. Емісійні струми є еквівалентом іонного струму, який зменшує за абсолютною величиною негативний заряд МЧ.

За умови високого потенціалу зсуву підкладки ( $e\phi \gg k_B T_e$ ) електронним струмом  $I_e$  у балансі (4.28) можна знехтувати, та баланс струмів (4.28) спрощується і набуває такого вигляду:

$$I_i(\phi_{МЧ}) - I_{BE}(\phi_{МЧ}) + I_{i-e}(\phi_{МЧ}) + I_{e-e}(\phi_{МЧ}) = 0. \quad (4.29)$$

Для розрахунку струмів на МЧ, яка має радіус  $a$ , набагато менший за радіус Дебая  $\lambda_D$ , можна застосувати наближення ООР [84]. Оскільки вторинні йони та електрони мають напрямлені швидкості у плазмовому шарі, їхні розподіли за швидкостями являють собою зсунуті Максвелові функції, отже, відповідні струми дорівнюють [93]

$$I_i = \sum_{k=1}^N I_{ik} = \pi a^2 \sum_{k=1}^N j_{ik} \left( 1 - \frac{2ke\phi_{MЧ}}{m_i u_{ik}^2} \right), \text{ якщо } 1 - \frac{2ke\phi_{MЧ}}{m_i u_{ik}^2} > 0, \quad (4.30)$$

$$I_i = 0, \text{ якщо } 1 - \frac{2ke\phi_{MЧ}}{m_i u_{ik}^2} \leq 0;$$

$$I_{BE} = \sum_{k=2}^N I_{ek} = \pi a^2 \sum_{k=1}^N j_{ek} \left( 1 + \frac{2e\phi_{MЧ}}{m_e u_e^2} \right), \text{ якщо } 1 + \frac{2e\phi_{MЧ}}{m_e u_e^2} > 0, \quad (4.31)$$

$$I_{BE} = 0, \text{ якщо } 1 + \frac{2e\phi_{MЧ}}{m_e u_e^2} \leq 0.$$

Струм плазмових електронів, який є суттєвим лише для відносно невеликих потенціалів зсуву підкладки, складає

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_{MЧ} + e\phi}{k_B T_e}\right), \text{ якщо } \phi_{MЧ} < 0, \quad (4.32)$$

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left( 1 + \frac{e\phi_{MЧ}}{k_B T_e} \right) \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right), \text{ якщо } \phi_{MЧ} > 0.$$

Струм електронної емісії, викликаній бомбардуванням поверхні МЧ вторинними електронами з підкладки, дорівнює

$$I_{e-e} = \delta I_{BE}, \text{ якщо } \phi_{MЧ} < 0, \quad (4.33)$$

$$I_{e-e} = \delta I_{BE} \left( 1 + \frac{e\phi_{MЧ}}{k_B T_{BE}} \right) \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_{BE}}\right), \text{ якщо } \phi_{MЧ} > 0,$$

де  $T_{BE}$  – це температура вторинних електронів. Енергія вторинних електронів дорівнює  $k_B T_{BE} = 0.7 e\Phi$  ( $e\Phi$  – робота виходу матеріалу), що приблизно складає 3 еВ [171].

Коефіцієнт електрон-електронної емісії  $\delta$  визначається універсальною кривою Стернгласса [104]:

$$\delta = 7.4 \delta_m \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{em}} \exp\left(-2\sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{em}}}\right), \quad (4.34)$$

де  $\varepsilon_{em}$  – це енергія первинного пучка електронів, для якого  $\delta = \delta_m$ .

Струм електронної емісії, викликаної бомбардуванням поверхні МЧ багатозарядними іонами, складає

$$I_{i-e} = \sum_{k=2}^N I_{i-e,k} = \sum_{k=1}^N \frac{\gamma_k}{k} I_{ik}, \text{ якщо } \phi_{MЧ} < 0, \quad (4.35)$$

$$I_{i-e} = \sum_{k=2}^N \frac{\gamma_k}{k} I_{ik} \left(1 + \frac{e\phi_{MЧ}}{k_B T_{BE}}\right) \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_{BE}}\right), \text{ якщо } \phi_{MЧ} > 0. \quad (4.36)$$

Потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$  у кожній точці плазмового шару визначається локальним балансом струмів. Під потенціалом МЧ  $\phi_{MЧ}$  у плазмовому шарі розуміють різницю між потенціалом на поверхні МЧ  $\phi_{нов}$  та локальним потенціалом  $\phi(x)$ . На відміну від потенціалу МЧ всередині об'єму плазми, де потенціал плазми дорівнює нулю,  $\phi = 0$ , а потенціал на поверхні МЧ  $\phi_{нов}$  співпадає з  $\phi_{MЧ}$  та є сталим; потенціал  $\phi_{MЧ}$  у кожній точці плазмового шару, навпаки, змінюється. Якщо відомі значення концентрації та швидкості всіх типів іонів та вторинних електронів  $n_{ik}$ ,  $n_{ek}$ ,  $u_{ik}$ ,  $u_{ek}$ , то з рівняння балансу струмів (4.29) можна визначити плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$  у будь-якій точці  $x$  плазмового шару.

Припустимо, що зовнішнє електричне поле не руйнує форму шару просторового заряду навколо МЧ з радіусом  $a$ . У рамках ємнісної моделі МЧ зв'язок між зарядом МЧ та потенціалом МЧ є таким:

$$Q = C(\phi_{нов} - \phi) = C\phi_{МЧ}, \quad (4.37)$$

де ємність МЧ дорівнює

$$C = 4\pi\epsilon_0 a \left( 1 + \frac{a}{\lambda_D} \right). \quad (4.38)$$

Враховуючи, що радіус  $a$  є набагато меншим від  $\lambda_D$ ,  $a \ll \lambda_D$ , написану вище формулу можна спростити. Отже, ємність має такий вигляд:

$$C \approx 4\pi\epsilon_0 a. \quad (4.39)$$

Підставляючи цей вираз до формули (4.37), одержимо, що потенціал та заряд МЧ зв'язані простим співвідношенням

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_{МЧ}. \quad (4.40)$$

#### 4.1.3 Динаміка макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі

Функція Лагранжа МЧ маси  $M$ , яка рухається у просторово-змінному потенціальному полі  $U = Q(x)\phi(x)$ , дорівнює

$$L = M \dot{x}^2 + U(x). \quad (4.41)$$

Точка над змінною означає похідну за часом.

Перший інтеграл цього рівняння – це закон збереження енергії

$$MV^2(x)/2 + U(x) = MV_0^2(x)/2, \quad (4.42)$$

де  $V$  – це швидкість МЧ усередині плазмового шару,  $V_0$  – початкова швидкість МЧ, з якою вона перетинає плазмовий шар. Потенціальна енергія МЧ залежить

від її локального положення у плазмовому шарі та від заряду, який, у свою чергу, теж залежить від локальних параметрів плазми.

Для того, щоб МЧ була спроможна подолати потенціальний бар'єр, її початкова кінетична енергія має перевищувати потенціальну енергію електричної взаємодії МЧ з плазмовим шаром [233],

$$MV_0^2(x)/2 > U(x). \quad (4.43)$$

Навпаки, електростатичне відбиття має місце, якщо

$$MV_0^2(x)/2 \leq U(x). \quad (4.44)$$

Тобто, МЧ не досягне підкладки за умови [234-235]

$$V_0 a \leq (6\varepsilon_0 \phi_{MЧ}(x) \phi(x) / \rho \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (4.45)$$

де  $\rho$  – це густина матеріалу МЧ,  $\theta$  – кут відносно. площини катоду,  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала.

Умова (4.45) завжди виконується для позитивно заряджених МЧ. Проте, негативно заряджена МЧ лише тоді здатна досягнути підкладки, коли має кінетичну енергію, достатню для подолання потенціального бар'єру. Ця ймовірність зростає з розміром МЧ та швидкістю.

Розподіл МЧ за розмірами має ступеневий характер [9]

$$f(D) = CD^{-m}, \quad (4.46)$$

де  $C$  та  $m$  – це константи, які залежать від матеріалу катоду, тиску газу та кутової координати;  $m$  лежить у межах  $2 \div 4$ .

Загальне число МЧ, осаджених на поверхні підкладки, дорівнює визначеному інтегралу від функції  $f(D)$

$$N = \int_{D_{min}}^{D_{max}} f(D) dD, \quad (4.47)$$

де  $D = 2a$  – це діаметр МЧ. Верхня границя інтегралу  $D_{\max}$  визначається матеріалом катоду та плазовими умовами. Нижня границя  $D_{\min}$  має бути вищою за критичні розміри. Число  $N$  означає число МЧ, які здатні подолати відстань до підкладки.

Загальна площа МЧ, які мають розподіл  $f(D)$ , дорівнює

$$S = \pi \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} f(D) D^2 dD. \quad (4.48)$$

#### 4.1.4 Чисельне моделювання заряджання та динаміки макрочастинки у приповерхневому плазовому шарі

Чисельне моделювання заряджання та динаміки МЧ у плазовому шарі проведено за типових умов ВДО тонких плівок у вакуумній дузі з титановим катодом у діапазоні потенціалів зсуву підкладки  $-(20 \div 300)$  В [229], [236]. Плазові параметри вакуумної дуги: температура електронів плазми  $T_e = 1$  еВ, температура вторинних електронів  $T_{BE} = 0.1$  еВ та концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Розподіл іонів титану за зарядовими станами, їх кінетичні енергії та енергії іонізації йонів наведено у таблиці 4.1 за даними робіт [9], [233]. Для тестування запропонованої самоузгодженої теоретичної моделі було обрано експеримент [26], в якому досліджено вплив потенціалу зсуву підкладки на вміст осаджених МЧ на покриттях при плазово-іонній обробці.

Для розрахунку заряду МЧ, насамперед, слід провести допоміжні розрахунки, а саме, визначити коефіцієнти йон-електронної та електрон-електронної емісій,  $\delta$  і  $\gamma$ . За формулою Стернгласса (4.32), у якій покладено  $\delta_m = 0.83$  при  $\varepsilon_{em} = 300$  еВ [103], розраховано коефіцієнт електрон-електронної емісії  $\delta$ . На Рис. 4.3 наведено розподіли коефіцієнтів  $\delta$  для двох потенціалів зсуву підкладки  $-20$  В та  $-300$  В. Як можна бачити, коефіцієнт  $\delta$  зменшується у напрямку  $z$ , оскільки електрони прискорюються у зворотному напрямку.



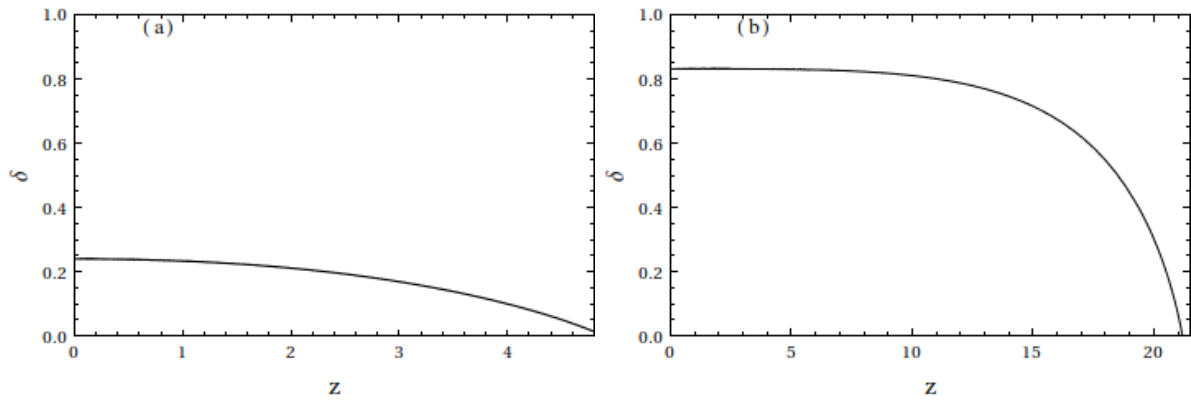


Рис. 4. 3 Розподіл коефіцієнту електрон-електронної емісії  $\delta$  залежно від безрозмірної відстані  $z=x/\lambda_D$  від межі плазма-шар за потенціалом зсуву підкладки: (а)  $-20$  В; (б)  $-300$  В

Для потенціалу зсуву  $-20$  В коефіцієнт  $\delta$  є невеликим, проте для  $-300$  В коефіцієнт  $\delta$  сягає максимального значення  $\delta_m = 0.83$  на межі плазма-шар та дорівнює нулю поблизу підкладки.

Дослідні дані по коефіцієнту ПЕЕ для йонів титану відсутні у поточній літературі, але відомо загальний коефіцієнт іон-електронної емісії для потенціалу зсуву підкладки  $-5$  кВ [9]. Приблизно за цих значень починається КЕЕ, тому коефіцієнт ПЕЕ можна вилучити з загального коефіцієнту йон-електронної емісії. Коефіцієнт  $\gamma$  становить 2.6, а відношення струмів при середньому зарядовому стані іонів  $Z = 2$  дорівнює  $I_{e,BE}/I_i = 1.3$ .

Розподіл потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі знайдено чисельним інтегруванням рівняння (4.19) для потенціалу зсуву підкладки  $V_0 = -20$  В, та рівняння (4.24) – для значень  $V_0 = -100, -200, -300$  В. Як можна бачити з Рис. 4.4, потенціал  $\phi(x)$  монотонно спадає усередині плазмового шару до величини застосованого до підкладки потенціалу зсуву  $V_0 = -20$  В. На підставі розв’язання системи рівнянь (4.27)–(4.34) для даного профілю потенціалу розраховано поверхневий потенціал  $\phi_{нов}$  та різницю між потенціалами МЧ та

плазми  $\phi_{MЧ} = \phi_{нов} - \phi$ . У проміжку координати  $z \in [0; 2]$  поверхневий потенціал  $\phi_{нов}$  за абсолютною величиною перевищує потенціал плазмового шару  $\phi$ , а для  $z > 2$ , навпаки,  $|\phi| > |\phi_{нов}|$ . Звідси видно, що потенціал МЧ є негативним на ділянці, що межує з плазмою, та позитивним поблизу підкладки. З урахуванням співвідношення між потенціалом МЧ  $\phi_{MЧ}$  та її зарядом  $Q$  (4.38) розраховано заряд МЧ, радіус якої становить 0.25 мкм, залежно від локального положення у плазмовому шарі (Рис.4.5 (а)). Оскільки заряд МЧ є прямо пропорційним потенціалу МЧ  $\phi_{MЧ}$ , то характер залежності  $Q$  від просторової координати  $z$  схожий на  $\phi_{MЧ}(z)$ . Заряд МЧ є негативним у проміжку  $[0; 2]$  та позитивним у  $[2; 6]$ . МЧ з таким зарядом міститься у полі з потенціальною енергією  $U(x)$ , що має вигляд ями (Рис.4.5 (б)). Отже, для потенціалу зсуву підкладки  $-20$  В МЧ з будь-якою швидкістю досягає поверхні підкладки.

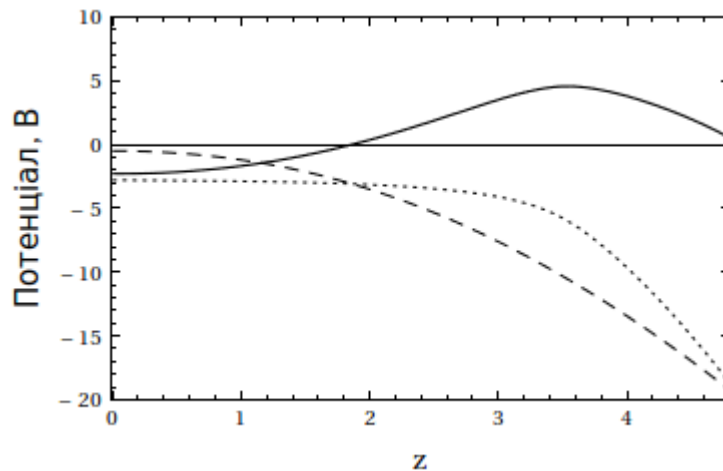


Рис. 4.4 Розподіли потенціалів у плазмовому шарі для потенціалу зсуву підкладки  $V_0 = -20$  В: потенціалу  $\phi$  (пунктирна лінія), поверхневого потенціалу МЧ  $\phi_{нов}$  (точкова лінія) та потенціалу МЧ  $\phi_{MЧ}$  відносно плазми (суцільна лінія), – залежно від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар

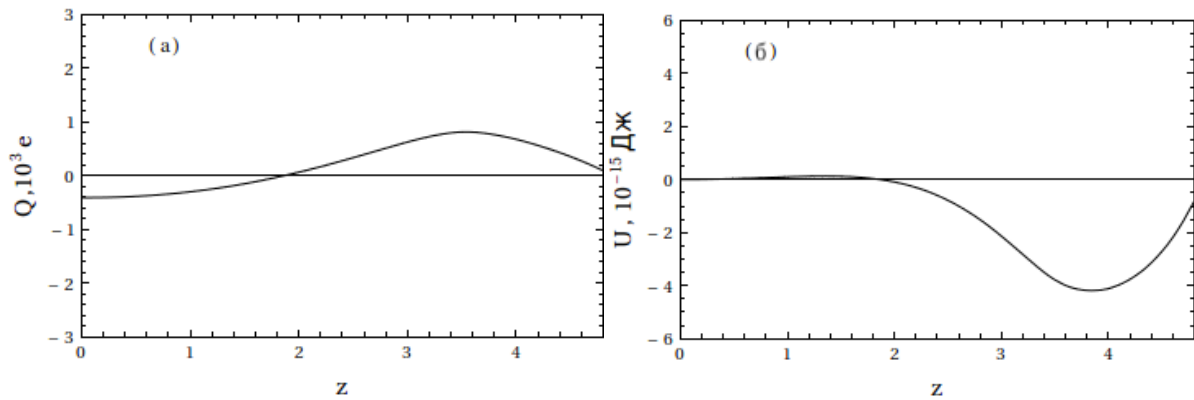


Рис. 4.5 Залежності (а) заряду МЧ з радіусом 0.25 мкм та (б) потенціальної енергії МЧ від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар; потенціал зсуву підкладки дорівнює  $-20$  В

За потенціалом зсуву підкладки  $-100$  В знайдено плаваючий потенціал МЧ відносно плазми, який є негативним на усій ділянці плазмового шару. Відповідний до нього заряд МЧ  $Q(x)$ , радіус якої становить 0.25 мкм, наведено на Рис.4.6 (а). Зрозуміло, що заряд МЧ буде так само негативним на всій ділянці плазмового шару. Згідно теорії ООР плаваючий потенціал не залежить від радіусу МЧ. Звідси, МЧ з будь-яким радіусом для потенціалу зсуву підкладки  $-100$ В матиме негативний заряд. Попри те, що МЧ є негативно зарядженими, деякі з них все одно досягнуть підкладки. Для наочного пояснення цього ефекту на Рис.4.6 (б) наведено потенціальну енергію  $U(x)$  МЧ в електричному полі, що виникає при застосуванні потенціалу зсуву  $-100$  В до підкладки, та побудовано горизонтальну лінію, яка відповідає початковій кінетичній енергії  $MV_0^2(x)/2$  МЧ, що рухається перпендикулярно до поверхні катоду. Горизонтальна лінія позначає ділянки, де дозволено рух МЧ. Нижча лінія відповідає початковій швидкості МЧ 5 м/с та визначає точку відбиття. Точку відбиття МЧ від потенціального бар'єру можна дістати з рівняння  $MV_0^2(x)/2 = U(x)$ . Звідси, точка відбиття дорівнює  $z = 4.5$ . МЧ, яка рухається зі швидкістю 5 м/с, не має достатньої кінетичної енергії для подолання

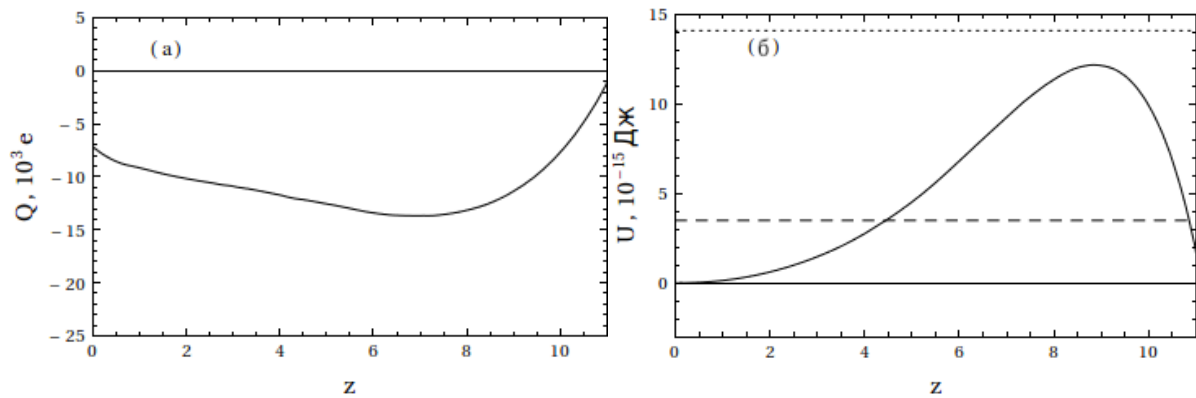


Рис. 4.6 Залежності (а) заряду МЧ з радіусом 0.25 мкм та (б) потенціальної енергії МЧ від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар для потенціалу зсуву підкладки  $-100$  В. Енергетичні рівні  $MV_0^2(x)/2$  відповідають швидкостям: 5 м/с (пунктирна лінія), 10 м/с (точкова лінія)

потенціального бар'єру. Коли МЧ має початкову швидкість 10 м/с, горизонтальна лінія проходить вище горба потенціального бар'єру, тому МЧ досягає поверхні підкладки.

У стаціонарному вакуумно-дуговому розряді МЧ рухаються зі швидкостями  $1 \div 30$  м/с [59]. Відомо, що маленькі МЧ мають найбільші швидкості. Здебільше МЧ рухаються під малими кутами ( $< 30^\circ$ ) до площини катоду [33]. Проте, потік МЧ, що емітовані у напрямку, перпендикулярному до поверхні катоду, залишається досить великим. До критерію відбиття (4.43) входять 3 параметри: радіус МЧ, швидкість та кут, під яким вона вилітає з катоду. Знайдено параметри, які потрібні для подолання потенціального бар'єру.

На Рис. 4.7 наведено критичні радіуси МЧ, яка рухається перпендикулярно до поверхні підкладки зі сталою швидкістю  $V$ , до якої застосовано потенціал зсуву  $-100$  В. Критичний радіус означає, якщо МЧ має радіус, вищий за критичний, то МЧ подолає відстань до підкладки. Максимальний радіус МЧ, захоплених у плазмовому шарі, визначається

максимумом побудованої функції  $a_{кр}(z)$ . Точка екстремуму потенціальної енергії  $U(x)$  визначає точку максимуму функції  $a_{кр}(z)$ ,  $z_{\max} = 9$ . Наприклад, критичний радіус МЧ, яка рухається перпендикулярно до поверхні підкладки зі швидкістю 10 м/с, становить 0.22 мкм. З урахуванням умови (4.43) відбиття МЧ від підкладки, на Рис. 4.8 наведено критичні швидкості МЧ з радіусом 0.25 мкм як функції від локального положення МЧ у плазмовому шарі. Максимальна швидкість МЧ, за якої ще відбувається електростатичне відбиття негативно зарядженої МЧ від підкладки, визначається максимумом побудованої функції  $V_{кр}(z)$ . Якщо МЧ вилетіла під кутом  $\theta = 60^\circ$  до площини катоду вакуумного випарника, то критична швидкість МЧ сягатиме 10 м/с, а у разі  $\theta = 30^\circ$ , швидкість дорівнюватиме 18 м/с. Отже, ефект зсуву потенціалу підкладки є більшим для МЧ, які емітують під малими кутами.

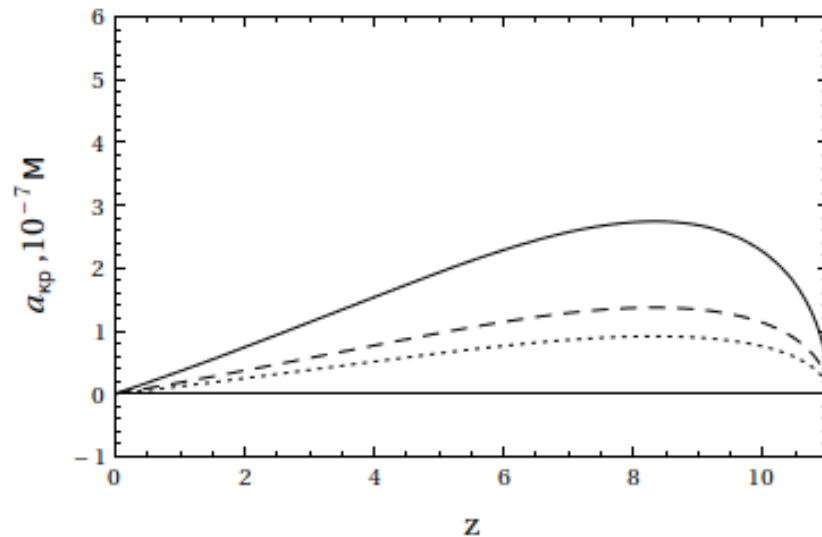


Рис. 4.7 Залежності критичного радіусу МЧ, яка рухається перпендикулярно до підкладки зі швидкістю 10 м/с (суцільна лінія), 20 м/с (пунктирна лінія), 30 м/с (точкова лінія) від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар для потенціалу зсуву підкладки  $-100$  В

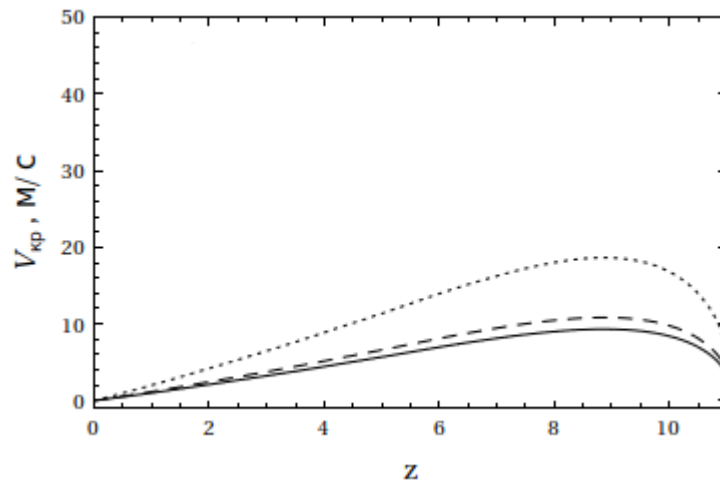


Рис. 4.8 Залежності критичної швидкості МЧ з радіусом 0.25 мкм, яка вилетіла під кутом до площини катоду  $\theta = 90^\circ$  (суцільна лінія),  $\theta = 60^\circ$  (пунктирна лінія),  $\theta = 30^\circ$  (точкова лінія), від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_d$  від межі плазма-шар для потенціалу зсуву підкладки  $-100$  В

На Рис. 4.9 для МЧ, радіус якої становить 0.25 мкм, наведено заряд  $Q(x)$  та відповідну потенціальну енергію  $U(x)$  МЧ в електричному полі, утвореному при застосуванні потенціалу зсуву  $-300$  В до підкладки. Збільшення потенціалу зсуву на підкладці призводить до збільшення абсолютної величини негативного заряду МЧ. До того ж, збільшення потенціалу зсуву також призводить до збільшення максимуму потенціальної енергії  $U(x)$ , тому МЧ навіть зі швидкістю 20 м/с не здатні подолати потенціальний бар'єр.

Критичний радіус МЧ, яка рухається перпендикулярно до поверхні підкладки зі швидкістю 10 м/с, становить 0.55 мкм (Рис. 4.10 (а)). Таким чином, маленькі МЧ з розмірами  $< 1.1$  мкм не спроможні досягти поверхні підкладки, на яку подано потенціал зсуву  $-300$  В. Вміст таких МЧ сягає 70% від загальної кількості емітованих МЧ, оскільки МЧ мають ступеневий розподіл за розмірами [9]. Якщо кут до площини катоду  $< 90^\circ$ , то швидкість МЧ має бути ще більшою. Отже, при  $\theta = 30^\circ$ , критична швидкість МЧ дорівнює 45 м/с (Рис. 4.10 (б)). Проте, у стаціонарному вакуумно-дуговому розряді з титановим

катодом частка МЧ, що рухається зі швидкостями понад 30 м/с не перевищує декількох відсотків [59].

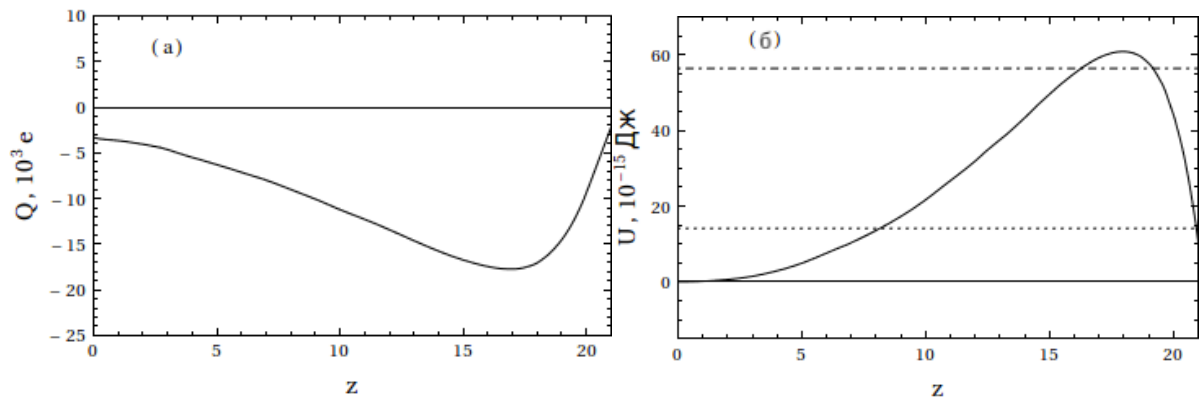


Рис. 4.9 Залежності (а) заряду МЧ з радіусом 0.25 мкм та (б) потенціальної енергії МЧ від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_d$  від межі плазма-шар для потенціалу зсуву підкладки  $-300$  В. Енергетичні рівні  $MV_0^2(x)/2$  відповідають швидкостям: 10 м/с (крапкова лінія), 20 м/с (пунктир з точкою)

На підставі здобутих значень критичного радіусу за потенціалом зсуву підкладки  $-100$  В,  $-200$  В,  $-300$  В побудовано гістограму на Рис. 4.11. Як можна бачити з гістограми, збільшення потенціалу зсуву підкладки збільшує й критичний радіус МЧ. При зміні потенціалу зсуву підкладки від  $-100$  В до  $-300$  В, критичний радіус МЧ, яка рухається зі швидкістю 10 м/с, зростає більше, ніж удвічі. Проте залежність між критичним радіусом та потенціалом зсуву підкладки не є лінійною. Крім того, спостерігається наступна відповідність між швидкістю МЧ та її критичним радіусом: що меншою є швидкість, з якою рухається МЧ, то більшим є її критичний радіус.

Підраховано число МЧ, які мають радіус, вищий за критичний, тобто які спроможні досягнути підкладки (Рис. 4.12). Також підраховано відносну площу, яку займають осаджені МЧ на покриттях (Рис. 4.13). Якщо прийняти, що для потенціалу зсуву підкладки  $-20$  В усі МЧ досягають підкладки, що

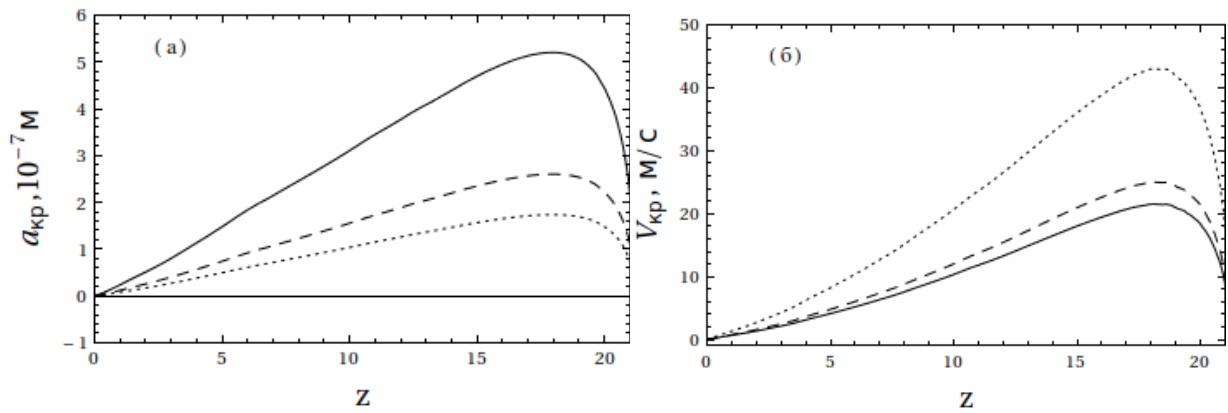


Рис. 4.10 Залежності (а) критичного радіусу МЧ, яка рухається перпендикулярно до підкладки зі швидкістю 10 м/с (суцільна лінія), 20 м/с (пунктирна лінія), 30 м/с (точкова лінія); та (б) критичної швидкості МЧ з радіусом 0.25 мкм, яка вилетіла під кутом до площини катоду  $\theta = 90^\circ$  (суцільна лінія),  $\theta = 60^\circ$  (пунктирна лінія),  $\theta = 30^\circ$  (точкова лінія), від безрозмірної відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар для потенціалу зсуву підкладки  $-300 \text{ В}$

складає  $2.6 \times 10^4$  частинок/ $\text{мм}^2$ , то з визначеного інтеграла (4.47) можна дістати константу  $C$ , яка при  $m = 3$  дорівнює  $5.2 \times 10^{-4}$  частинок/ $\text{мм}^2$ . Розрахунки зроблено для найбільших значень критичних радіусів МЧ, які рухаються зі швидкістю 10 м/с. Результати експерименту свідчать, що підвищення негативного потенціалу зсуву підкладки з  $-20 \text{ В}$  до  $-300 \text{ В}$  призводить до зменшення вмісту МЧ у покриттях: число МЧ зменшується від  $2.6 \times 10^4$  частинок/ $\text{мм}^2$  до  $7.1 \times 10^3$  частинок/ $\text{мм}^2$  (Рис. 4.13), а відносна площа, яку займають осаджені МЧ, – з 5.92 % до 4.06 % від загальної площі поверхні (Рис. 4.13). Здобуті результати співставлені з результатами експерименту [26]. Загалом, теоретичні результати добре узгоджуються з результатами експерименту. Ймовірно, що невелика розбіжність між підрахунками та вимірюваннями зумовлена обраним типом ступеневого розподілу (4.46) та фіксованою швидкістю МЧ.



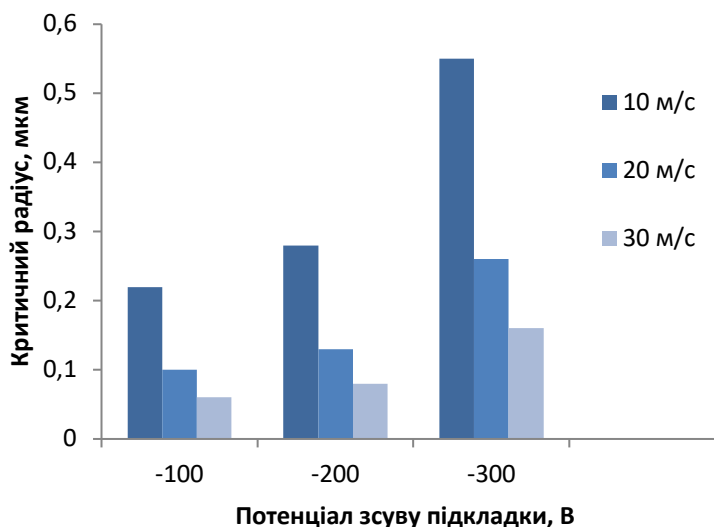


Рис. 4.11 Гістограма критичного радіусу МЧ у мкм для різних потенціалів зсуву підкладки

За результатами проведеного аналізу встановлено, що заряд МЧ безпосередньо контролюється струмами багатозарядних іонів та вторинних електронів, викликаних бомбардуванням багатозарядних іонів підкладки. Присутність багатозарядних іонів у вакуумно-дуговому розряді має

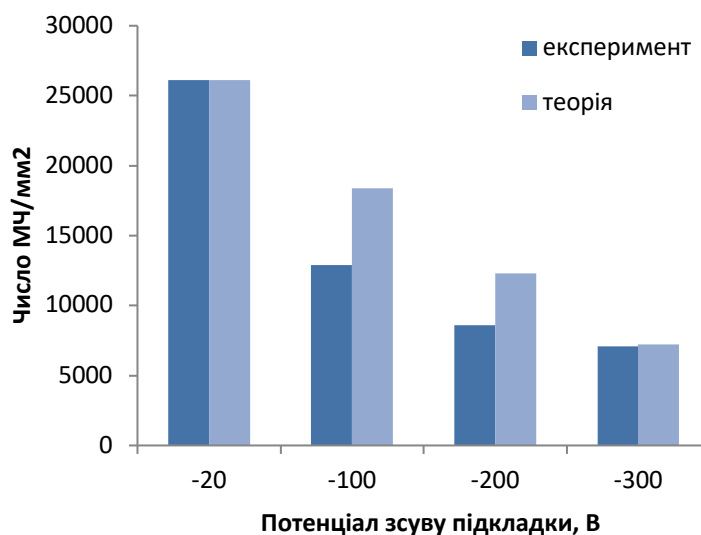


Рис. 4.12 Гістограма числа МЧ, осаджених на поверхні підкладки при плазмово-іонній обробці для різних потенціалів зсуву підкладки

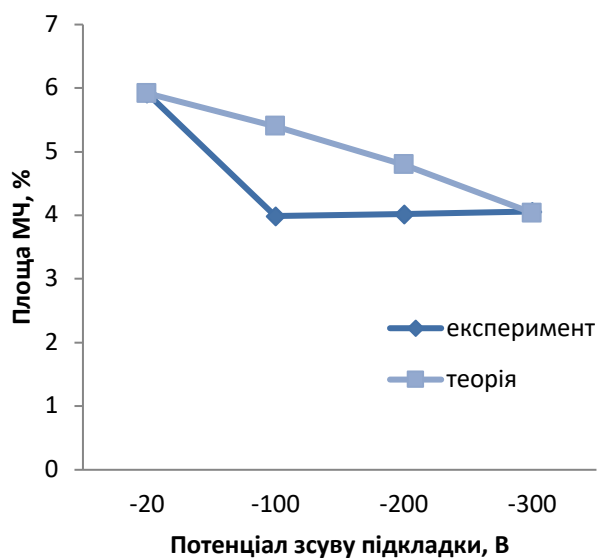


Рис. 4.13 Відносна площа МЧ, осаджених на поверхні підкладки при плазмово-іонній обробці для різних потенціалів зсуву підкладки.

Графік побудовано за експериментальними даними [26]

та згідно з теоретичною моделлю

найважливіше значення, оскільки коефіцієнт потенціальної емісії залежить від зарядового стану іонів. Метод застосування негативного потенціалу зсуву до підкладки не впливає на виривання електронів з підкладки, оскільки коефіцієнт потенціальної емісії не залежить від кінетичної енергії іонів. Проте, збільшення потенціалу зсуву підкладки призводить до збільшення енергії вторинних електронів, що впливає на заряджання МЧ.

## 4.2 Заряджання та динаміка макрочастинки у плазмових системах іонної імплантації

Метод плазмової іммерсійної імплантації іонів (ПІМІІ) є альтернативним методом до звичайної іонної імплантації, недоліками якої є малі розміри йонного пучка, низький іонний струм і висока вартість [10, 11].

Метод ПІМІІ полягає у тому, що до підкладки, яку занурено до плазми, прикладають низку імпульсів негативного потенціалу. Поблизу підкладки утворюється плазмовий шар, електричне поле якого прискорює йони до високих енергій у напрямку підкладки. Як наслідок, високоенергетичні йони імплантуються у приповерхневий шар підкладки на глибину  $100\div 1000 \text{ \AA}$ , та таким чином здійснюється модифікація поверхні. ПІМІІ з металевою плазмою є комбінованим процесом з двома фазами: впродовж імпульсу відбувається імплантація іонів, а в інтервалі між імпульсами – їхнє осадження на поверхні підкладки [237].

На Рис. 4.14 зображено модель динаміки плазмового шару, яку запропоновано Ліbermanом для випадку йонної імплантації, за таких припущень [238]:

- 1) Амплітуда негативного потенціалу зсуву підкладки є достатньо високою та електронна температура є достатньо низькою,  $eV_0 \gg k_B T_e$ . Звідси випливає, що ширина плазмового шару є набагато більшою за електронну довжину Дебая,  $s \gg \lambda_{De}$ , та плазмовий шар має різку межу;
- 2) Форма імпульсу потенціалу зсуву є прямокутною;
- 3) Зіткненнями між іонами потоку за низьких тисків вакуумно-дугового розряду можна знехтувати;
- 4) Рух електронів є безінерційним, оскільки характерний час імплантації набагато перевищує період ленгмюрових коливань плазми;
- 5) Іони перетинають плазмовий шар з бомовою швидкістю  $u_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$  за винятком часу початкового поширення плазмового шару.
- 6) Електричне поле є незмінним у часі, за винятком його змін унаслідок поширення плазмового шару;
- 7) Іони є одноразово зарядженими;
- 8) Іони не викликають вторинної електронної емісії з підкладки.

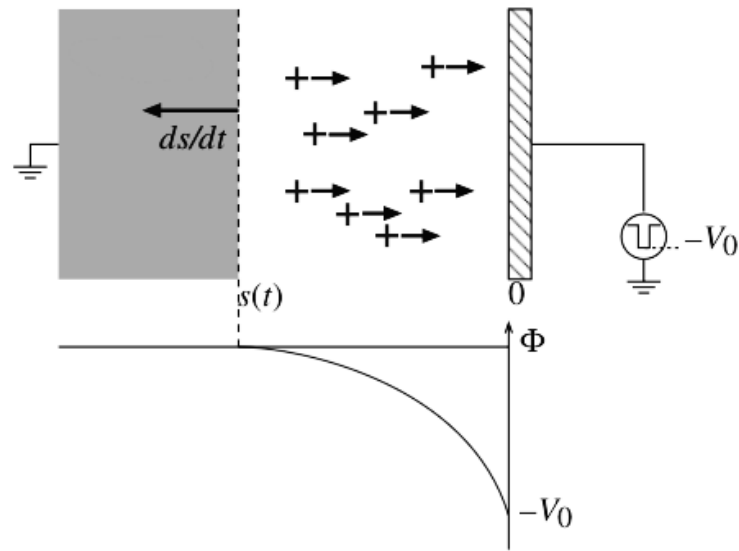


Рис. 4.14 Схематичне зображення динаміки квазістаціонарного плазмового шару Чайльда-Ленгмюра

Модель Лібермана узагальнено на випадок багатозарядних іонів (БЗІ) у роботі [239]. У роботі [240] замість окремих іонних компонентів прийнято, що йони поведуть себе як єдине ціле. Згідно моделі [239], ділянку поблизу підкладки залишають під впливом електричного поля, передусім, найлегші частинки – електрони. Цей час за порядком величини дорівнює періоду ленгмюрових коливань,  $\sim \omega_{pe}^{-1}$ , що складає приблизно декілька наносекунд. За цей час утворюється шар позитивного заряду поблизу підкладки, який дістав назву матричного шару. Далі відбувається відгук іонів за час порядку величини, яка обернена до іонної плазмової частоти,  $\omega_{pi}^{-1}$ . Такий масштаб часу є більшим за попередній. Протягом цього часу йони прискорюються у напрямку до підкладки, а густина йонного струму досягає свого максимального значення. Для того, щоб підтримати потік іонів, який поглинається на підкладці, плазмовий шар поширюється, захоплюючи все більше йонів. Відбувається перехід від матричного шару до квазістаціонарного плазмового шару Чайльда-Ленгмюра з густиною йонного струму

$$J_{ч-л} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left( \frac{2Ze}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s(t)^2}, \quad (4.49)$$

де  $s$  – це ширина плазмового шару,  $m_i$  – маса іона,  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала,  $e$  – елементарний заряд,  $Z$  – зарядовий стан іона (заряд іона  $Ze$ ),  $V_0$  – потенціал зсуву підкладки.

Швидкість поширення плазмового шару

$$s(t) = s_0 \left( 1 + \frac{2}{3} \omega_{pi} t \right)^{1/3}. \quad (4.50)$$

До складу виразу (4.50) входять плазмова частота

$$\omega_{pi} = \left( \frac{Z^2 e^2 n_0}{\varepsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad (4.51)$$

та ширина матричного шару

$$s_0 = \left( \frac{2\varepsilon_0 V_0}{en_0} \right)^{1/2}. \quad (4.52)$$

Ширина плазмового шару не може зростати необмежено, а досягає певного максимального значення (за винятком випадку коротких імпульсів). Поширення плазмового шару триває доти, доки йони, які надходять з боку плазми, не почнуть повністю компенсувати втрату йонів на підкладці. Ширина усталеного плазмового шару дорівнює ширині стаціонарного шару Чайльда-Ленгмюра [238]

$$s_{ч-л} = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{де} \left( \frac{2eV_0}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (4.53)$$

Якщо порівняти вирази (4.52) і (4.53), то можна побачити, що ширина стаціонарного шару Чайльда-Ленгмюра є більшою за ширину матричного

шару завдяки множнику  $\sim (eV_0/k_B T_e)^{1/4}$ , та за числовою величиною ця ширина становить приблизно  $\sim 100\lambda_{De}$  (декілька см).

У металевій плазмі вакуумно-дугового розряду можливо формування стаціонарного плазмового шару [241, 242]. Час установлення стаціонарного шару складає

$$t_{q-l} = \left( \frac{3}{2} \left( \frac{s_{\max}}{s_0} \right)^3 - \frac{3}{2} \right) \omega_{pi}^{-1}, \quad (4.54)$$

що приблизно дорівнює

$$t_{q-l} \approx \frac{\sqrt{2}}{9} \omega_{pi}^{-1} \left( \frac{2ZeV_0}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (4.55)$$

Наприклад, для потенціалу зсуву підкладки  $-2\text{кВ}$ , час установлення стаціонарного шару складає декілька мкс. Таким чином, у випадку низькоенергетичної ПМІМІ з імпульсами довгої тривалості доцільно розглядати стаціонарну модель плазмового шару.

Густина електричного струму на підкладку складається з суми густин струмів іонів та вторинних електронів

$$j = j_i + j_{BE} = \left( 1 + \frac{\gamma}{Z} \right) j_i, \quad (4.56)$$

де  $\gamma$  – це коефіцієнт вторинної іон-електронної емісії (ВІЕЕ).

Багатозарядні йони за умов ПМІМІ здатні викликати ВІЕЕ з коефіцієнтом  $\gamma$ , більшим за одиницю [110]. Іони, прискорені електричним полем до високих енергій, переносять кінетичну та потенціальну енергію на підкладку. Як відомо, розрізняють два види викидання йоном електронів з поверхні речовини [110]. Залежно від того, яким є вид енергії падаючих іонів, відповідальний за електронну емісію, ВІЕЕ поділяють на кінетичну електронну емісію (КЕЕ) та потенціальну електронну емісію (ПЕЕ).

Загальний коефіцієнт ВІЕЕ  $\gamma$  є сумою коефіцієнтів двох емісій

$$\gamma = \gamma_{\Pi} + \gamma_K, \quad (4.57)$$

де  $\gamma_{\Pi}$  – це коефіцієнт ПЕЕ,  $\gamma_K$  – коефіцієнт КЕЕ.

КЕЕ відбувається за умови, що падаючі на мішень іони мають швидкість вищу за граничну  $\nu_{\Gamma p}$ . Гранична швидкість визначається так [112]:

$$\nu_{\Gamma p} = \frac{1}{2} \nu_F \left[ \sqrt{1 + \frac{\Phi}{E_F}} - 1 \right], \quad (4.58)$$

де  $E_F$  – це енергія Фермі,  $\nu_F$  – швидкість Фермі,  $\Phi$  – робота виходу матеріалу.

Для високих потенціалів зсуву підкладки ( $>1$  кВ) найбільший внесок у загальний коефіцієнт емісії здійснює КЕЕ, тому  $\gamma \approx \gamma_K$ . Коефіцієнт  $\gamma_K$  є пропорційним кореню квадратному з кінетичної енергії іонів, яка у свою чергу визначається прикладеним потенціалом зсуву підкладки  $V_0$ . Звідси випливає, що  $\gamma \sim (V_0)^{1/2}$ . Максимальне значення коефіцієнту КЕЕ для металів може сягати декілька одиниць [9].

Розподіл потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі задовольняє рівнянню Пуассона

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} [Zn_i - n_{BE}], \quad (4.59)$$

з крайовими умовами:

$$\phi(0) = 0, \quad d\phi/dx(0) = 0, \quad (4.60)$$

де  $n_i$  – це концентрація йонів,  $n_{BE}$  – концентрація вторинних електронів з підкладки. Ці концентрації визначаються з законів збереження потоків та енергій у вигляді

$$n_i = \frac{j_i}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2(\epsilon_{io} - Ze\phi)}}, \quad (4.61)$$

та

$$n_{BE} = \frac{j_{BE}}{e} \sqrt{\frac{m_e}{2e(\phi - V_0)}}, \quad (4.62)$$

де  $m_e$  – це маса електронів,  $\varepsilon_{io}$  – початкова енергія йонів. Хоча вторинні електрони полишають поверхню підкладки не з нульовою швидкістю (відповідна енергія складає декілька еВ), цим фактом нехтують через високий потенціал зсуву підкладки.

На межі плазма-шар виконується умова квазінейтральності

$$n_e(0) \cong Zn_i(0) + n_{BE}(0). \quad (4.63)$$

Крім того, на межі плазма-шар швидкості йонів задовольняють критерію Бома, оскільки йони у вакуумно-дуговому розряді мають надзвукові швидкості [116].

Розглянемо ізольовану МЧ, що міститься у зустрічних потоках іонів та вторинних електронів, які викликані КЕЕ з підкладки. Водночас з поверхні МЧ відбувається й ефективна емісія електронів через іон-електронну та електрон-електронну емісії. З урахуванням перелічених ефектів баланс струмів має вигляд

$$I_i(\phi_{MЧ}) - I_{BE}(\phi_{MЧ}) + I_{i-e}(\phi_{MЧ}) + I_{e-e}(\phi_{MЧ}) = 0, \quad (4.64)$$

де  $\phi_{MЧ}$  – це потенціал МЧ відносно плазми,  $I_i$  – струм багатозарядних іонів,  $I_e$  – струм плазмових електронів,  $I_{BE}$  – струм вторинних електронів з підкладки,  $I_{i-e}$  – струм вторинних електронів, що емітують з поверхні МЧ внаслідок іон-електронної емісії,  $I_{e-e}$  – струм вторинних електронів, що емітують з поверхні МЧ внаслідок електрон-електронної емісії.

Як і у попередньому підрозділі 4.1, зроблено припущення, що радіус МЧ  $a$  є набагато меншим за радіус Дебая  $\lambda_D$ . Це дає можливість застосувати наближення ООР [84].



У випадку негативно зарядженої МЧ,  $V_d < 0$ , струми йонів та електронів на поверхні МЧ дорівнюють

$$I_i = \pi a^2 j_i \left( 1 - \frac{2ZeV_{MЧ}}{m_i u_i^2} \right), \quad (4.65)$$

$$I_{BE} = \pi a^2 j_{BE} \left( 1 + \frac{2eV_{MЧ}}{m_e u_e^2} \right), \quad (4.66)$$

$$I_{i-e} = (\gamma / Z) I_i, \quad (4.67)$$

$$I_{e-e} = \delta I_e, \quad (4.68)$$

де  $u_e$  – це швидкість електрона,  $u_i$  – швидкість іона; у разі  $2ZeV_{MЧ}/m_i u_i^2 > 1$  струм іонів  $I_i = 0$ ; у разі  $2eV_{MЧ}/m_e u_e^2 < 1$  струм електронів  $I_e = 0$ . Коефіцієнт електрон-електронної емісії обчислюється за формулою Стернгласса (4.32).

У межах ємнісної моделі [118] МЧ зв'язок між зарядом МЧ та потенціалом МЧ є таким:

$$Q = C(\phi_{нов} - \phi) = C\phi_{MЧ}, \quad (4.69)$$

де  $C$  – це ємність МЧ.

У разі  $a \ll \lambda_D$ ,

$$C = 4\pi\epsilon_0 a \left( 1 + \frac{a}{\lambda_D} \right) \approx 4\pi\epsilon_0 a, \quad (4.70)$$

тому заряд дорівнюватиме

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_{MЧ}. \quad (4.71)$$

Чисельне моделювання проведено у межах викладеної вище теорії на прикладі вакуумної дуги з титановим катодом, яку використовують у методі ПІМІ. Обрано типові плазмові параметри вакуумної дуги: температура електронів плазми  $T_e = 1$  еВ, концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , середня кінетична енергія йонів 54 еВ, середній зарядовий стан іонів  $Z = 2$ .

При застосуванні потенціалу зсуву до підкладки, скажімо,  $-1$  кВ, енергія йонів титану з зарядом  $Z = 2$  має дорівнювати щонайменше  $2$  кеВ на поверхні підкладки. А для потенціалу зсуву підкладки  $-2$  кВ енергія йонів титану становить щонайменше  $4$  кеВ на поверхні підкладки. Це означає, що саме КЕЕ здійснює найбільший внесок до електронної емісії. У роботі [9] виміряно загальний коефіцієнт іон-електронної емісії  $\gamma$ , який збігається з коефіцієнтом КЕЕ  $\gamma_K$  для цих значень потенціалу зсуву. Для потенціалу зсуву підкладки  $-6$  кВ коефіцієнт  $\gamma = 2.7$ . Оскільки  $\gamma \sim (V_0)^{1/2}$ , відповідні коефіцієнти  $\gamma_K$  дорівнюють  $1.1$  при  $V_0 = -1$  кВ та  $1.6$  при  $V_0 = -2$  кВ.

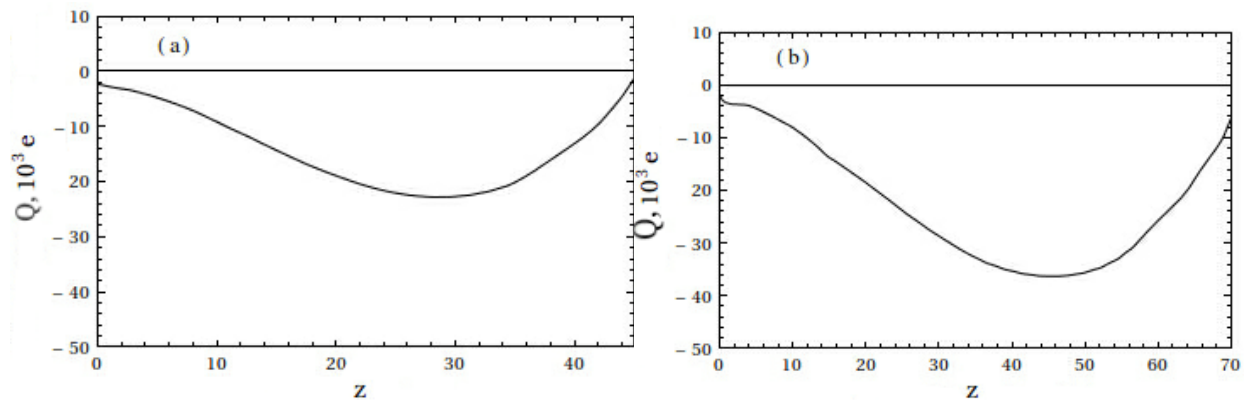


Рис. 4.15 Залежність заряду МЧ з радіусом  $0.25$  мкм від нормованої відстані  $z = x/\lambda_D$  від межі плазма-шар для різних значень потенціалу зсуву підкладки: (а)  $-1$  кВ; (б)  $-2$  кВ

Розподіл потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі знайдено чисельним інтегруванням рівняння (4.58) для значень потенціалу зсуву підкладки  $V_0 = -1$  кВ,  $-2$  кВ. Для здобутих профілів потенціалів на підставі розв'язання системи рівнянь (4.63)–(4.67) розраховано плаваючий потенціал МЧ, а потім, використовуючи співвідношення (4.70), і заряд МЧ. На Рис. 4.15 наведено залежність заряду МЧ від положення МЧ усередині плазмового шару. Заряд і

динаміка МЧ визначаються локальними параметрами протилежних потоків іонів та вторинних електронів з підкладки. Заряд МЧ залежить від положення МЧ усередині плазмового шару.

Домінуючу роль у заряджанні МЧ відіграє КЕЕ з підкладки, яка є важливою властивістю ПІМІ. Кінетична емісія залежить від швидкості налітаючих на підкладку йонів. Кінетична емісія з підкладки змінює профіль потенціалу всередині шару, товщину шару та баланс струмів на поверхню МЧ. МЧ заряджається негативно внаслідок того, що густина струму вторинних електронів з підкладки є більшою за густина струму іонів. Це можливо, коли коефіцієнт КЕЕ є більшим за одиницю.

Застосування негативного потенціалу зсуву до підкладки впливає на виривання вторинних електронів з підкладки йонами та на їх прискорення у плазмовому шарі. Збільшення негативного зсуву потенціалу підкладки призводить до збільшення абсолютної величини негативного заряду МЧ та таким чином, до збільшення електростатичного відбиття МЧ від підкладки.

#### **4.3 Зарядження та динаміка макрочастинки у вакуумно-дуговому розряді при імпульсному потенціалі зсуву підкладки**

Модель зарядження та динаміки МЧ у вакуумно-дуговому розряді при імпульсному потенціалі зсуву підкладки було запропоновано у роботах [243, 244], де було використано модель динаміки плазмового шару Лібермана [238]. Схему взаємодії МЧ з плазмовим шаром зображено на Рис. 4.16. За початковий момент часу обрано момент, коли матричний шар уже утворився; а попереднім часом знехтувано. Розглянемо МЧ, що перебуває поза межами матричного шару на відстані  $x = x_0$  ( $x_0 > s_0$ ) від підкладки. В початковий момент часу  $t = 0$  матричний шар переходить до квазістаціонарного плазмового шару Чайльда-Ленгмюра. Уявімо собі, що МЧ та плазмовий шар рухаються назустріч один одному.

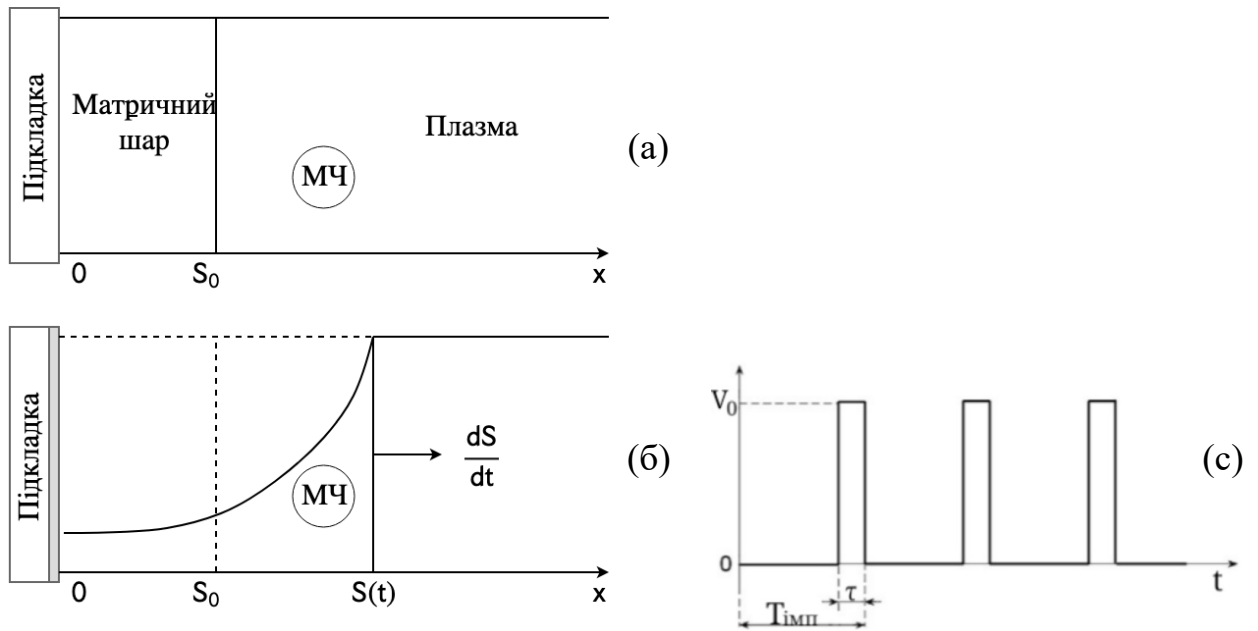


Рис. 4.16 Схема взаємодії МЧ з плазмовим шаром: (а) матричний шар;  
 (б) квазістаціонарний плазмовий шар Чайльда-Ленгмюра;  
 (с) прикладений до підкладки імпульсний потенціал зсуву

Плазмовий шар рухається від підкладки зі швидкістю [200]

$$\frac{ds}{dt} = \frac{2}{9} \frac{s_0^2 u_0}{s^2} - u_B. \quad (4.72)$$

До складу виразу (4.72) входять ширина матричного шару

$$s_0 = \left( \frac{2\varepsilon_0 V_0}{en_0} \right)^{1/2} \quad (4.73)$$

та характерна швидкість іонів

$$u_0 = \left( \frac{2eV_0}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (4.74)$$

де  $m_i$  – це маса іона,  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала,  $e$  – елементарний заряд,  $V_0$  – потенціал зсуву підкладки.

Згідно з формулою (4.71), швидкість поширення квазістаціонарного плазмового шару Чайльда-Ленгмюра є надзвуковою, а швидкість МЧ сягає

десятки метрів на секунду, тому можна вважати МЧ нерухомою. Отже, плазмовий шар досягає МЧ за час

$$t_{MЧ} = \left( \frac{3}{2} \left( \frac{x_0}{s_0} \right)^3 - \frac{3}{2} \right) \omega_{pi}^{-1}, \quad (4.75)$$

де  $\omega_{pi}$  – це іонна плазмова частота.

У випадку ПІМІ з короткими імпульсами (<10 нс), час заряджання МЧ у плазмовому шарі є одного порядку з часом руху крізь плазмовий шар, тому слід враховувати еволюцію заряду з часом. У мить, коли плазмовий шар наблизився до МЧ, вона мала негативний рівноважний заряд  $Q_0$  внаслідок високої мобільності електронів порівняно з іонами. Зміну величини заряду МЧ протягом імпульсу та в інтервалі між двома імпульсами описують диференціальними рівняннями:

$$\frac{dQ}{dt} = I_{i,u}, \quad t_{MЧ} < t < t_{imn}, \quad (4.76)$$

$$\frac{dQ}{dt} = I_{i,nl} + I_{e,nl}, \quad t_{imn} < t < T_{imn}. \quad (4.77)$$

У першій фазі періоду МЧ розряджається, у другій фазі процес відбувається у зворотному напрямку – МЧ заряджається. Відношення двох фаз визначається фактором

$$\delta = \frac{\tau_{imn}}{T}, \quad (4.78)$$

де  $\tau_{imn}$  – це тривалість імпульсу,  $T$  – період імпульсу.

Відразу після того, як МЧ потрапить до плазмового шару, вона почне втрачати негативний заряд. У першій фазі до поверхні МЧ надходить лише іонний струм. Якщо припустити, що МЧ має радіус  $a$ , набагато менший за радіус Дебая  $\lambda_D$ , то іонний струм у наближенні теорії ООР [84] дорівнюватиме

$$I_{i,u} = \pi a^2 J_{q-l} \left( 1 - \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a E_i} \right), \quad (4.79)$$

де густина струму імплантації  $J_{q-l}$  змінюється з часом так [200]:

$$J_{q-l} = \frac{2}{9} \frac{en_0 u_0}{\left( 1 + \frac{2}{3} \omega_{pi} t \right)^{2/3}}. \quad (4.80)$$

Цей струму зумовлений іонами плазми, які захоплюються під час руху плазмового шару. Енергія іонів дорівнює

$$E_i = V_0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{x_0}{s_T} \right)^{5/3} \right], \quad (4.81)$$

де  $s_T$  – це координата межі плазмового шару у мить припинення імпульсу, яку можна здобути з рівняння

$$\frac{3}{2} \left[ \left( \frac{s_T}{s_0} \right)^3 - 1 \right] = \omega_{pi} t. \quad (4.82)$$

Залежно від того, який заряд матиме МЧ наприкінці дії імпульсу, можливо декілька шляхів розвитку поведінки МЧ. За умови короткого імпульсу існує ймовірність, що МЧ під час знаходження у плазмовому шарі не встигне повністю втратити негативний заряд. Спинимось саме на такому випадку. Після закінчення дії імпульсу плазмовий шар сколапсує, та МЧ знову потрапить до квазінейтральної плазми. При цьому негативний заряд МЧ зростатиме за абсолютною величиною від поточного значення  $Q$  до рівноважного  $Q_0$  доти, доки не зрівняються потоки електронів і йонів на МЧ:

$$I_i(Q_0) + I_e(Q_0) = 0. \quad (4.83)$$

Оскільки у квазінейтральній плазмі електрони та йони рухаються з тепловими швидкостями, струми електронів та йонів на поверхню МЧ у межах теорії ООР дорівнюють

$$I_e = -\pi a^2 e n_0 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k_B T_e}\right), \quad Q < 0 \quad (4.84)$$

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{eQ}{4\pi\epsilon_0 a k_B T_i}\right). \quad (4.85)$$

Якщо в момент часу  $t = t_{imn}$  початковий заряд МЧ дорівнював нулю, то час релаксації складатиме [176]

$$\tau = K \frac{\sqrt{k_B T_e}}{a n_0}. \quad (4.86)$$

Під часом релаксації розуміють час, за який МЧ набуває  $(1-e^{-1})$  частку від рівноважного заряду. Коефіцієнт  $K$  у випадку нерухомої плазми є функцією відношення температур іонів та електронів  $T_i / T_e$  та їхніх мас  $m_i / m_e$ . Оскільки час релаксації  $\tau$  обернено пропорційний до радіусу  $a$  та густини плазми  $n_0$ , заряджання великих МЧ у плазмі з високою густиною займає менше часу. Час заряджання МЧ від нуля до рівноважного значення  $Q_0$  є за порядком величини  $\lambda_{Di} / a \omega_{pi}$  [83]. Заряджання МЧ у лабораторній плазмі займає від 0.1 мкс до десятків мкс.

Чисельне моделювання проведено у межах викладеної вище теорії на прикладі заряджання та динаміки МЧ з початковим негативним зарядом  $Q_0 = -1 \times 10^3 e$  поблизу підкладки, до якої застосовано імпульсний потенціал зсуву. У межах цієї моделі досліджується динаміка заряджання МЧ як упродовж імпульсу, так і в інтервалі між імпульсами. Дослідження проведено для випадку ПМІМІ з короткими негативними імпульсами 1÷9 мкс з амплітудою 2 кВ, 5 кВ, 10 кВ. Плазмові параметри вакуумної дуги з титановим

катодом є такими: температура електронів плазми  $T_e = 1$  еВ та концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ .

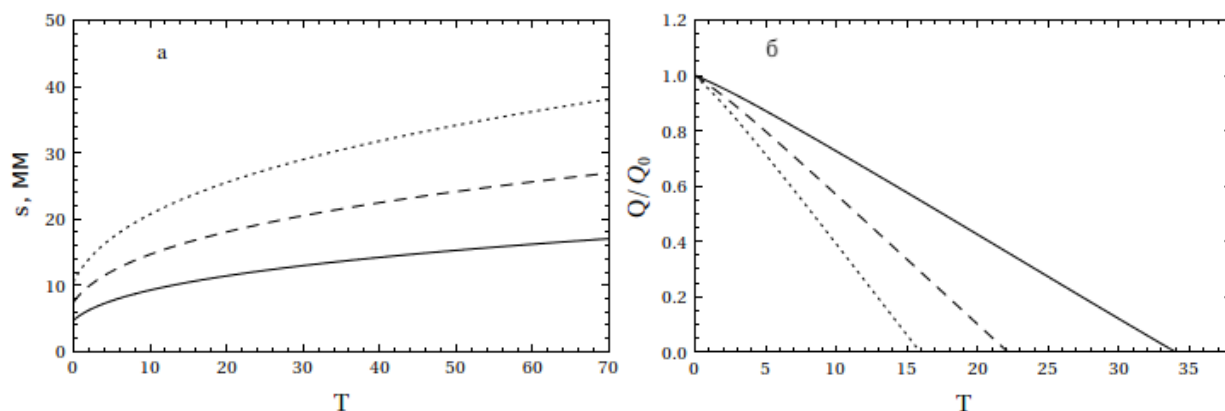


Рис. 4.17 (а) Залежність ширини плазмового шару для різних значень потенціалу зсуву підкладки:  $-2$  кВ (суцільна лінія);  $-5$  кВ (пунктирна лінія);  $-10$  кВ (точкова лінія), від безрозмірного часу  $T = \omega_{pi}t$ ; (б) розрядження МЧ, радіус якої становить  $0.1$  мкм, у плазмовому шарі для цих самих значень потенціалу зсуву підкладки

На Рис. 4.17 (а) зображено еволюцію плазмового шару з часом для різних значень потенціалу зсуву підкладки. Ширина плазмового шару є пропорційною кореню квадратному з потенціалу зсуву підкладки та сягає декількох сантиметрів. Час формування стаціонарного плазмового шару для потенціалів зсуву підкладки  $-2$  кВ,  $-5$  кВ,  $-10$  кВ складає  $2.9$  мкс,  $5.8$  мкс,  $9.8$  мкс, відповідно. Таким чином, для того, щоб плазмовий шар досягнув рівноважного стану, тривалість імпульсу має дорівнювати щонайменше  $3$  мкс при амплітуді потенціалу зсуву  $2$  кВ,  $6$  мкс – при  $5$  кВ, та  $10$  мкс – при  $10$  кВ. На Рис. 4.17 (б) наведено зміну з часом заряду МЧ, радіус якої становить  $0.1$  мкм, у квазістаціонарному плазмовому шарі Чайльда-Ленгмюра. Можна спостерігати таку закономірність: що більшим є потенціал зсуву підкладки, то швидше розряджається МЧ.



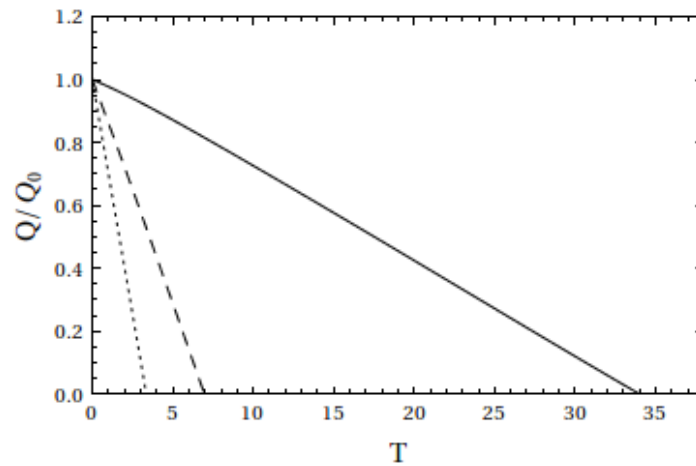


Рис. 4.18 Залежність заряду МЧ від безрозмірного часу  $T = \omega_{pi} t$  для потенціалу зсуву підкладки  $-2$  кВ. Радіус МЧ становить:  $0.1$  мкм (суцільна лінія);  $0.5$  мкм (пунктирна лінія);  $1$  мкм (точкова лінія)

На Рис. 4.18 показано розрядження МЧ, які мають різні радіуси, у плазмовому шарі, який утворюється поблизу підкладки, до якої прикладено імпульсний потенціал зсуву  $-2$  кВ. Як видно з графіку, великі МЧ з радіусом  $1$  мкм розряджаються швидше, ніж МЧ з радіусами  $0.5$  мкм та  $0.1$  мкм. Теоретичні результати порівняно з результатами роботи [206]. Результати експерименту свідчать, що прикладання високочастотних коротко-імпульсних потенціалів зсуву до підкладки, яку занурено до титанової плазми вакуумної дуги, майже не змінює числа великих МЧ з діаметром більше  $1.5$  мкм, у той час як число маленьких МЧ з діаметром  $<1.5$  мкм суттєво зменшується. Експериментальні результати можна пояснити таким чином. Великі МЧ під час імпульсу змінюють знак на протилежний, набувають позитивного заряду та притягуються до підкладки, що підтверджується й розрахунками. А маленькі МЧ, навпаки, зберігають негативний заряд. Отже, такі МЧ або сповільнюються у плазмовому шарі, або відштовхуються від підкладки залежно від початкової кінетичної енергії, тривалості імпульсу та періоду. До того ж, рух МЧ до

підкладки триває чимало періодів, тому час іонно-плазмової обробки зразка теж відіграє свою роль.

Застосування імпульсного потенціалу є ефективним методом контролю за МЧ у плазмових процесах.

#### **Висновки до розділу 4**

1. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ у вакуумно-дуговому розряді при вакуумно-дуговом осадженні тонких плівок і покриттів та іонній імплантації методом застосування негативного потенціалу зсуву до підкладки на підставі аналізу заряджання та динаміки МЧ.

2. Побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є модель плазмового шару та модель заряджання МЧ на основі теорії ООР. Це дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду.

3. Продемонстровано принципову можливість електростатичного відбиття МЧ від підкладки у вакуумно-дуговому розряді шляхом збільшення негативного потенціалу зсуву підкладки. Якісно та кількісно описано фізичний механізм відбиття МЧ від підкладки та здобуто критерій відбиття МЧ від підкладки.

4. Показано, що збільшення негативного зсуву потенціалу підкладки призводить до збільшення абсолютної величини негативного заряду МЧ у плазмовому шарі та тим самим до збільшення електростатичного відбиття МЧ від підкладки.

5. Розраховано заряд МЧ у плазмовому шарі з урахуванням як емісійних процесів з поверхні МЧ, так і потенціальної та кінетичної електронних емісій з підкладки з високим потенціалом зсуву. Показано, що суттєву роль у заряджанні МЧ у плазмовому шарі відіграє саме іон-електронна емісія з підкладки.

6. Показано, що за умов ПМІМІ, на відміну від ВДО, застосування негативного потенціалу зсуву до підкладки визначає коефіцієнт іон-електронної емісії. Проте, в обох випадках збільшення потенціалу зсуву підкладки призводить до збільшення енергії вторинних електронів у плазмовому шарі, що впливає на заряджання МЧ.

7. Встановлено, що ефект зсуву потенціалу підкладки є більшим для МЧ, які емітують під малими кутами.

8. Показано, що заряд та динаміка МЧ залежать від таких параметрів імпульсного потенціалу, як тривалість імпульсу, період і амплітуда, а також від часу іонно-плазмової обробки зразка, зануреного до плазми вакуумної дуги.

9. Показано, що застосування негативного потенціалу зсуву до підкладки є ефективним альтернативним засобом зменшення забруднень МЧ при вакуумно-дуговому осадженні тонких плівок і покриттів та плазмовій імерсійній імплантації іонів без застосування магнітних фільтрів. Перевагою цього метода є збереження маси катодного матеріалу у потоці металевій плазми.

10. Показано, що результати моделювання добре узгоджуються з результатами експериментів.

Результати досліджень даного розділу викладені у публікаціях автора:  
[229, 235, 236, 240, 243, 244].

## РОЗДІЛ 5

### ВПЛИВ ГАЗУ НА МАКРОЧАСТИНКУ В ПЛАЗМІ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РОЗРЯДУ

Вакуумно-дуговий розряд у присутності реакційного газу використовують для отримання тонких плівок і покриттів на основі хімічних сполук. Тиск газу є основним параметром, який суттєво впливає на швидкість осадження, структуру та властивості покриттів. Вакуумно-дугове осадження (ВДО) застосовують для осадження нітридів тонких плівок, таких як TiN, AlN, TiAlN, ZrN, NbN, TiNbN, що дає можливість підвищувати зносостійкість покриттів у десятки разів [245]. Вимірювання числа та розмірів макрочастинок (МЧ) при ВДО тонких плівок показали їх значне зменшення у присутності реакційного газу [28, 29]. Здобуті результати пояснювали утворенням на поверхні катоду хімічних сполук, що мають більш високу температуру плавлення, ніж чисті метали [63]. Таке пояснення не може бути повністю задовільним, оскільки результати експериментальних досліджень указують на додаткові чинники, що впливають на вміст МЧ на осаджених плівках і покриттях [34]. Присутність реакційного газу, з одного боку, призводить до зменшення ерозії катоду [246], та зокрема, до зменшення краплинної фази ерозії катоду [247]. З іншого боку, реакційний газ впливає на процеси, що відбуваються у самій плазмі. Внаслідок взаємодії компонентів плазми з молекулами нітрогену змінюються склад і параметри плазми, такі, як функція розподілу іонів, середній зарядовий стан іонів, енергія та струм іонів [248, 249], які у свою чергу, впливають на МЧ.

У даному розділі дисертації проаналізовано вплив реакційного газу на МЧ на динаміку та фазові стани МЧ. Теоретичні моделі заряджання та динаміки МЧ розроблені для двох ділянок вакуумно-дугового розряду: у розрядному проміжку та у шарі просторового заряду. Для цього спочатку

проаналізовано перебіг плазово-хімічних реакцій у вакуумно-дуговому розряді за наявності газу нітрогену і побудовано плазово-хімічну модель. Далі, для дослідження заряджання та динаміки МЧ було побудовано комбіновану теоретичну модель, складниками якої є плазово-хімічна модель, одновимірна модель гідродинаміки розрядного проміжку (або плазового шару) та теорія заряджання обмеженого орбітального руху (ООР). Моделі гідродинаміки розрядного проміжку та плазового шару суттєво відрізняються одна від одної, у першу чергу, використанням рівняння Пуассона в останній моделі. По-друге, якщо у гідродинамічній моделі розрядного проміжку безпосередньо враховують джерела утворення та втрати йонів, то у гідродинамічній моделі плазового шару йонний потік вважають неперервним. Чисельне моделювання заряджання, динаміки та фазових станів МЧ у рамках запропонованої теорії проведено на прикладі МЧ у плазмі вакуумної дуги з титановим катодом з робочим газом нітрогеном у діапазоні тисків  $0.001 \div 1.33$  Па.

### 5.1 Хімічна модель плазми дугового розряду

Схематично процес ВДО зображено на Рис. 5.1. Напуск робочого газу до камери призводить до суттєвої зміни зарядового та компонентного складу плазми. Відбувається повільне зменшення середнього зарядового складу йонів та миттєве збільшення газової частки [250]. Взаємодія між металевою плазмою, що поширюється, та газом відбувається внаслідок зарядового обміну. Коли йон зіштовхується з молекулою газу, він захоплює валентний електрон, внаслідок чого відбувається перехід електрона від молекули газу до багатозарядного іона.

Реакцію зарядового обміну між іоном металу з зарядовим станом  $Z$  та молекулою нітрогену  $N_2$  можна записати так [9]:

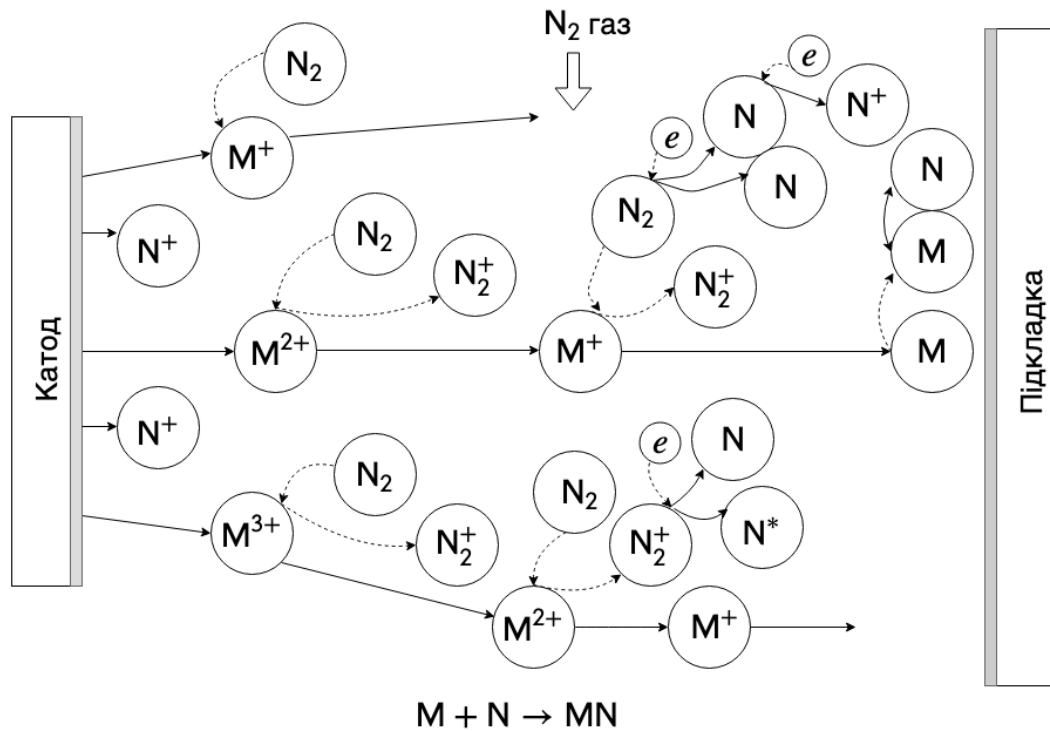


Рис. 5.1 Схема процесу вакуумно-дугового осадження



Результатом такого типу реакції є утворення йону меншої кратності.

У свою чергу, дисоціація  $N_2^+$  здійснюється шляхом дисоціаційної електрон-іонної рекомбінації [251]



де  $N^*$  – збуджений атом нітрогену.

Дисоціація же молекули  $N_2$  відбувається за схемою



Проте, поділ молекули нітрогену за такою схемою є малоімовірним, бо час взаємодії електрона з молекулою є малим, тому важкі атоми не встигають отримати достатньо енергії для розльоту [102].

Зіткнення металевих іонів з нейтралами приводять до зменшення концентрації та середнього зарядового складу багатозарядних іонів. Слід підкреслити, що загальний заряд при перебігу реакцій зарядового обміну залишається незмінним.

Іншим механізмом зменшення середнього зарядового складу йонів може бути їх резонансне перезарядження з металевими атомами [218]:

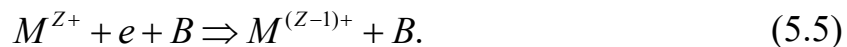


Такого типу реакції можливі за наявності високої концентрації металевих атомів. Наприклад, у вакуумно-дуговому розряді з купрумним катодом концентрація металевих атомів може сягати  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [252].

Відомо чотири джерела металевих нейтралів у вакуумній дузі [218]:

- 1) нейтралі генеруються катодною плямою (цей механізм дає 1÷2% нейтралів),
- 2) нейтралі утворюються внаслідок саморозпорошення,
- 3) нейтралі утворюються внаслідок випаровування МЧ,
- 4) з рекомбінації йонів.

Додатковим механізмом зменшення середнього зарядового складу іонів може бути рекомбінація металевих іонів з електронами плазми:



Однак, для тисків газу  $p < 1.33 \text{ Па}$  імовірність перебігу такого типу реакцій є малою, адже молекули газу чи атоми діють, як третє тіло у потрібних рекомбінаціях.

Ймовірність ударної йонізації металевих іонів електронами є малою, оскільки енергія зв'язку є більшою, ніж у нейтральних атомах, і потенціал йонізації має квадратичну залежність від зарядового стану  $Z$  [102].

Напуск робочого газу до об'єму розрядного проміжку викликає накопичення газових іонів. Молекула нітрогену в основному стані не приймає безпосередньо участь у багатьох хімічних реакціях. У плазмі з реакційним газом більшість хімічних реакцій відбувається за участю активних типів частинок, таких як  $N$ ,  $N^*$ ,  $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N_2^*$ . Молекулярний іон  $N_2^+$  утворюється як унаслідок перезаряджання за реакцією (5.1), так і внаслідок іонізації електронним ударом



Для здійснення процесу іонізації енергія електрона має бути вищою за енергію зв'язку валентного електрона (енергію іонізації). Наприклад, енергія електрона повинна бути щонайменше 15.58 еВ для того, щоб відбулася реакція іонізації молекули нітрогену, але більшість електронів мають нижчу температуру  $T_e$  (в одиницях еВ). Однак, іонізація молекул газу все ж таки відбувається, адже електрони мають розподіл за енергією, та високоенергетичні електрони з хвоста функції розподілу саме і є відповідальними за іонізацію. Для того, щоби багатозарядні іони були спроможні йонізувати молекулу нітрогену, вони повинні мати кінетичну енергію понад 30 еВ. Характерною особливістю вакуумної дуги є наявність іонів зі швидкостями порядку 20÷200 еВ залежно від матеріалу катоду [116]. Для йонів титану середня швидкість іонів складає 55 еВ [232].

Можливі такі джерела  $N^+$  іонів:

1) іонізація електронним ударом



де атом нітрогену утворюється у реакціях типу (5.2), (5.3);

2) дисоціація  $N_2^+$  за реакцією (5.3);

3) ерозія нітроген-вмісних сполук на поверхні катоду [218];

4) продукт зіткнення атомів  $N$  з металевими іонами  $M^+$  [218].



Для молекулярного нітрогену енергія іонізації  $I$  становить  $I = 15.58$  еВ, а для атомарного –  $I = 14.5$  еВ. Вочевидь, що частина реакцій дисоціації та іонізації відбуваються через електронне збудження, оскільки більшість електронів мають енергію, меншу за ту, що потрібна для перебігу цих процесів. Концентрація молекул  $N_2$  є вищою, ніж концентрація атомів  $N$ . Тому очікується, що іонів типу  $N_2^+$  так само більше, ніж іонів типу  $N^+$ . Однак, це не підтверджується спостереженнями [253]. Такі результати можна пояснити тим, що найбільший внесок у виробництво  $N^+$  здійснює ерозія з катоду.

Для спрощення плазмово-хімічної моделі було зроблено наступні припущення [254]:

- 1) металеві іони утворюються внаслідок їх зарядового обміну з молекулами  $N_2$ ;
- 2) водночас газові іони утворюються як унаслідок перезаряджання, так і внаслідок електронної іонізації.

Таким чином, реакційна плазма являє собою багатокомпонентну систему, що складається з електронів, нейтралів і  $j$  видів ( $j=k, i$ ) іонів: трьох видів металевих іонів ( $k = M^+, M^{2+}, M^{3+}$ ) та двох видів газових іонів ( $i = N_2^+, N^+$ ).

Рівняння балансу для концентрації  $n_k$  металевих іонів, що перебувають у стані  $Z$ , мають такий вигляд:

$$\frac{dn_k}{dt} = nn_{k+1}\langle\sigma_{k+1}u_{k+1}\rangle - nn_k\langle\sigma_k u_k\rangle, \quad (5.8)$$

де  $n$  – це концентрація нейтралів;  $u_k$  – швидкість металевих іонів;  $n\langle\sigma_k u_k\rangle$  означає усереднену частоту зіткнень, а  $\langle\sigma_k u_k\rangle$  обчислюють усередненням за функцією розподілу

$$\langle\sigma_k u_k\rangle = \int f_{ik}(\varepsilon_{ik})\sqrt{\varepsilon_{ik}}\sigma_k(\varepsilon_{ik})d\varepsilon_{ik} / \int f_{ik}(\varepsilon_{ik})d\varepsilon_{ik}, \quad (5.9)$$

де  $f_{ik}(\varepsilon_{ik})$  – це функція розподілу іонів  $k$ -го типу за енергіями  $\varepsilon_{ik}$ ,  $\varepsilon_{ik} = m_{ik} u_{ik}^2 / 2$ ,  $m_{ik}$  – маса іонів  $k$ -го типу,  $\sigma_k(\varepsilon_{ik})$  – переріз зіткнення, що змінює зарядовий стан металевого іону зі стану  $k = Z$  на стан  $k = Z-1$ .

Оскільки при зіткненні іона з молекулою газу змінюється внутрішній стан обох частинок, то відбувається непружний перехід. Переріз переходу  $\sigma_k(\varepsilon_{ik})$  для реакцій зарядового обміну залежить від відносної швидкості іона та частинки газу, заряду іона, густини електронів у плазмі та внутрішнього дефекту енергії  $\Delta E$  [255]. Під  $\Delta E = E_1 - E_2$  розуміють різницю між початковою та кінцевою потенціальною енергією, що складається з енергій іонізації та збудження. Якщо  $\Delta E < 0$ , то ймовірність перебігу реакції обміну є малою. Значення перерізу зіткнення  $\sigma_k(\varepsilon_{ik})$  для реакцій зарядового обміну (5.1) значно відрізняються один від одного завдяки внутрішньому дефекту енергії  $\Delta E$ .

Згідно моделі [256], переріз одно-електронного захоплення має квадратичну залежність від початкового зарядового стану  $Z$

$$\sigma_k = \pi a_0^2 Z^2 (I_H / I)^2, \quad (5.10)$$

де  $a_0 = 0.529 \times 10^{-8}$  см – радіус Бора для першої орбіти атома гідрогену;  $I_H = 13.6$  еВ – енергія йонізації атома гідрогену з основного стану;  $I$  – енергія йонізації атома мішені.

Рівняння балансу для концентрації  $n_i$  газових іонів має такий вигляд:

$$\frac{dn_i}{dt} = k_i n_e n + \sum_1^3 n n_{k+1} \langle \sigma_{k+1} u_{k+1} \rangle - \sum_1^3 n n_k \langle \sigma_k u_k \rangle, \quad (5.11)$$

де  $n_e$  – це концентрація електронів,  $k_i$  – коефіцієнт електронної іонізації газу.

Коефіцієнт електронної іонізації газу  $k_i$  визначено в [102]:

$$k_i = \int f_e(\varepsilon_e) \sqrt{\varepsilon_e} \sigma_i(\varepsilon_e) d\varepsilon_e / \int f_e(\varepsilon_e) d\varepsilon_e, \quad (5.12)$$

де  $f_e(\varepsilon_e)$  – функція розподілу електронів за енергіями,  $\sigma_i(\varepsilon_e)$  – переріз іонізації.

У випадку Максвелового розподілу електронів за енергіями функція розподілу має вигляд

$$f_e(\varepsilon_e) = \frac{2n\varepsilon_e^{1/2}}{\pi^{1/2}(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_e}{k_B T_e}\right), \quad (5.13)$$

і коефіцієнт електронної іонізації газу  $k_i$  у цьому випадку задається виразом

$$k_i = C_i \nu_{Te} (1 + 2k_B T_e) \exp(-I / k_B T_e), \quad (5.14)$$

де  $C_i$  – це константа, що визначається типом газу;  $\nu_{Te}$  – середня теплова швидкість електронів. Для молекулярного нітрогену  $C_i = 0.85 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/eВ,  $I = 15.58$  eВ. Варто зауважити, що йдеться лише про пряму іонізацію, тобто, іонізацію, що відбувається при зіткненні електрона з молекулою, яка перебуває в основному енергетичному стані.

Для чисельного моделювання плазмово-хімічних процесів розв'язують систему кінетичних рівнянь (5.8) і (5.11). У цих рівняннях не враховано втрат заряджених частинок з плазмового об'єму через дифузію до стінок камери. Також не враховують вторинні електрони з підкладки, які можуть призводити до додаткової іонізації газу, оскільки одноразово заряджені металеві іони не спроможні викликати потенціальну електронну емісію [112]. Наприклад, за тисків  $p > 0.1$  Па майже всі йони титану є одноразово зарядженими [257], а коефіцієнт вторинної емісії для іонів нітрогену набагато менший за одиницю.

## 5.2 Вплив газу на зарядження та динаміку макрочастинки у розрядному проміжку вакуумної дуги

Для дослідження динаміки МЧ у плазмовому потоці, що формується у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду у присутності реакційного газу, розглянемо МЧ, що рухається від катоду у напрямку підкладки. Схему розрядного проміжку з МЧ та компонентами, що входять до складу плазми, зображено на Рис. 5.2. З катоду вириваються металеві іони  $M^+$ ,  $M^{2+}$ ,  $M^{3+}$  зі швидкостями порядку  $10^4$  м/с [116]. На МЧ спрямовано потік плазми. Робочий газ нітроген безпосередньо додають до робочої камери.

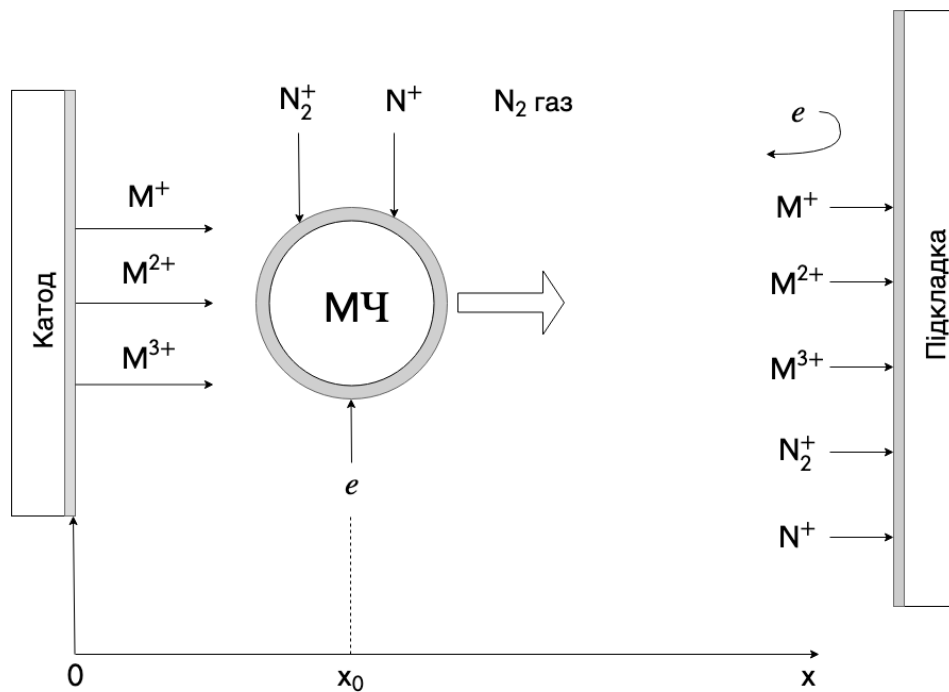


Рис. 5.2 Схематичне зображення руху МЧ у розрядному проміжку вакуумної дуги

Для побудови моделі розрядного проміжку в гідродинамічному наближенні роблять такі припущення [254]:

- 1) Загальна концентрація металевих іонів

$$n_i = \sum_{k=1}^N n_{ik}, \quad k=1,2,\dots,N; \quad (5.15)$$

- 2) Частка металевих іонів:

$$f_k = \frac{n_{ik}}{n_i}; \quad (5.16)$$

- 3) Середній заряд металевих іонів

$$Z = \sum_{k=1}^N k f_k, \quad (5.17)$$

де  $k$  – кратність зарядження іонів;

- 4) Плазма є неізотермічною, температура електронів є більшою за температуру йонів і нейтралів,  $T_e > T_i > T_n$ ;
- 5) Електрони та йони описуються функцією розподілу Максвелла за швидкостями;
- 6) Зіткнення йонів з нейтралами є непружними, та завдяки ним відбувається зарядовий обмін;
- 7) Радіальним поширенням плазми знехтувано;
- 8) Плазма є просторово-неоднорідною: всі фізичні величини (потоки та швидкість іонів, струми, тощо) залежать лише від координати  $x$ , а густина фонового газу залишається незмінною.

Припустимо, що металеві іони долають розрядний проміжок за час, що є набагато меншим за час зміни плазмових параметрів. За таких умов можна вважати, що плазма перебуває у квазістаціонарному стані. В межах гідродинамічного наближення кожна іонна компонента з масою  $m_j$  характеризується концентрацією  $n_j$  та швидкістю  $u_j$ , що є змінними системи рівнянь одновимірного руху. Рівняння ідеальної рідини являють собою закони збереження речовини та імпульсу. Однією з форм запису цих законів є рівняння балансу іонів та моменту руху йонів у вигляді [258]

$$\frac{d}{dx}(n_j u_j) = S_j, \quad (5.18)$$

$$u_j \frac{d}{dx}(n_j u_j) + n_j u_j \frac{du_j}{dx} - \frac{q_j}{m_j} n_j E + n_j u_j \nu_j = 0, \quad (5.19)$$

де  $E$  – це напруженість електричного поля;  $q_j = Ze$  – заряд іону  $j$ -го типу;  $\nu_j = n \sigma_j u_j$  – частота зіткнень,  $\sigma_j$  – поперечний переріз зіткнень між іоном  $j$ -го типу та нейтральним атомом чи молекулою, зумовлений переважно непружними зіткненнями зарядового обміну;  $n$  – концентрація нейтралів. Символом  $S_j$  позначено загальне число йонів, що утворюються і зникають унаслідок реакцій зарядового обміну. В рівнянні (5.19) не враховано градієнт тиску, оскільки йони мають низьку температуру.

Металеві іони у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду рухаються з надзвуковими напрямленими швидкостями порядку  $10^4$  м/с [116]. При кімнатній температурі  $T = 300$  К середня швидкість молекул нітрогену дорівнює 500 м/с. Частка швидких молекул із швидкостями понад  $10^3$  м/с складає лише 5 відсотків. Таким чином, швидкість металевих іонів набагато перевищує теплову швидкість нейтралів, тому молекули нейтрального газу можна вважати нерухомими.

На відміну від іонів, електрони не зазнають дії сил інерції та тертя, бо вони рухаються з тепловою швидкістю, тому рівняння моменту руху електронів має вигляд

$$eE + \frac{k_B T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dx} = 0. \quad (5.20)$$

Згідно з експериментальними даними [200], переріз зарядового обміну має слабку залежність від кінетичної енергії йонів, тому можна вважати, що  $\sigma_j$  не залежить від швидкостей іонів. Цей випадок відповідає сталій довжині вільного пробігу для зарядового обміну ( $\lambda_j = 1/n\sigma_j = Z^2/\lambda$ , де  $\lambda = 1/n\sigma_1$ ).

Якщо позначити йонний потік  $J_j = n_j u_j$ , то рівняння (5.19) можна переписати так:

$$\frac{du_j}{dx} = \frac{q_j E}{m_j} \frac{1}{u_j} - u_j \frac{d}{dx} \ln J_j - \frac{u_j}{\lambda_j}. \quad (5.21)$$

Рівняння неперервності (5.18) та моменту руху (5.21) доцільно записати безрозмірними шляхом введення наступних параметрів

$$z \equiv \frac{x}{\lambda_D}, \quad \alpha_j \equiv \frac{\lambda_D}{\lambda_j}, \quad \tilde{n}_j = \frac{n_j}{n_0}, \quad \tilde{u}_j \equiv \frac{u_j}{c_j}, \quad (5.22)$$

$$\tilde{J}_j \equiv \frac{J_j}{n_0 c_j}, \quad \tilde{S}_j \equiv \frac{S_j \lambda_D}{n_0 c_j}, \quad \tilde{E} \equiv \frac{e E \lambda_D}{k_B T_e},$$

де  $c_j = (k_B T_e / m_j)^{1/2}$  – звукова швидкість  $j$ -го типу іона,  $\lambda_D = (\epsilon_0 k_B T_e / n_0 e^2)^{1/2}$  – довжина Дебая для електронів.

Ступінь зіткнень  $\alpha_j$  означає число зіткнень у Дебаєвій сфері [259]

$$\alpha_j = \frac{\lambda_D}{\lambda_j} = \lambda_D n \sigma_j. \quad (5.23)$$

Цей параметр для йонів має важливе значення, оскільки характеризує втрату енергії через зіткнення. Добуток  $\alpha_j z$  чисельно дорівнює числу зіткнень для кожного типу іонів, що долають шлях  $z$ .

З рівняння стану ідеального газу

$$p = n k_B T_0, \quad (5.24)$$

виключимо концентрацію нейтралів та одержимо ступінь зіткнень  $\alpha_j$  в термінах тиску газу  $p$

$$\alpha_j = \lambda_D n \sigma_j = \frac{\lambda_D p \sigma_j}{k_B T_0}, \quad (5.25)$$

де  $T_0$  – температура газу.

Позначивши  $\sigma_j = Z^2 \sigma$ , де  $\sigma = \sigma_1$ , одержимо  $\alpha_j = Z^2 \alpha$ , де  $\alpha = \alpha_1$ . Виходячи із запропонованого масштабування (5.22), рівняння (5.19), (5.21) набувають такого вигляду:

$$\frac{d}{dz} \tilde{J}_j = \tilde{S}_j, \quad j=1,2,3, \quad (5.26)$$

$$\frac{d\tilde{u}_j}{dz} = Z \frac{\tilde{E}}{\tilde{u}_j} - \tilde{u}_j \frac{d}{dx} \ln \tilde{J}_j - \alpha_j \tilde{u}_j, \quad (5.27)$$

Змінними системи рівнянь (5.26)–(5.27) є безрозмірні швидкості  $\tilde{u}_j$  та потоки частинок  $\tilde{J}_j$ . Проте, система рівнянь (5.26)–(5.27) не утворює замкнену систему, оскільки залишається невизначеним електричне поле. Просту оцінку електричного поля можна отримати з рівняння (5.20). За масштаб просторової неоднорідності плазми обирають довжину камери  $L$ , на якій суттєво змінюється концентрація електронів [260]. Звідси  $eE \approx k_B T_e / L$ , та  $\tilde{E} \approx \lambda_D / L$ . За цих припущень задача визначення параметрів плазми зводиться до розв'язання системи рівнянь (5.26)–(5.27) з такими крайовими умовами:

$$\tilde{J}_k(0) = \tilde{J}_{k0}, \quad \tilde{J}_i(0) = 0, \quad \tilde{u}_k(0) = \tilde{u}_{k0}, \quad \tilde{u}_i(0) = \sqrt{T_i / T_e}. \quad (5.28)$$

Розглянемо МЧ, що міститься у рухомому плазмовому потоці. Насамперед, постає запитання: «Чи можна використовувати найпоширенішу теорію ООР для дослідження заряджання МЧ у зіткненій плазмі вакуумно-дугового розряду за низьких тисків  $p < 1.33$  Па».

Умовою застосування теорії ООР є [93] така подвійна сильна нерівність:

$$a \ll \lambda_{екр} \ll \lambda_j. \quad (5.29)$$

У випадку іонів з напрямленими швидкостями, вираз для довжини екранування відрізняється від (1.6). Згідно з роботою [126], маємо



$$\lambda_{екр}^2 = \frac{\lambda_{Де}^2}{1 + k_B T_e / (k_B T_i + m_i u_i^2 / 2)}. \quad (5.30)$$

Для оцінки виконання умови (5.29) оберемо наступні типові параметри: температура електронів плазми  $T_e = 1$  еВ, температура металевих іонів  $T_i = 0.3$  еВ; кінетична енергія металевих іонів приблизно 50 еВ [116], концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , поперечний переріз зіткнень між іоном та частинкою газу  $\sigma = 10^{-19} \text{ м}^2$  [261], тиск газу  $p = 1$  Па, температура газу  $T = 300$  К. За цих умов довжина екранування (5.30) приблизно дорівнює електронній довжині Дебая  $\lambda_{Де}$ ,  $\lambda_{екр} \approx \lambda_{Де}$ , тобто іони з надзвуковими швидкостями не роблять внеску до екранування. Скориставшись розрахунковою формулою для довжини Дебая [102]

$$\lambda_{Де} [\text{см}] = 743 \sqrt{\frac{k_B T_e [\text{еВ}]}{n [\text{см}^{-3}]}} \quad (5.31)$$

одержимо  $\lambda_{Де} \approx 0.01$  см.

Далі обчислимо середню відстань, яку долає іон перед зіткненням з нейтральним атомом за формулою

$$\lambda_j = \frac{1}{n \sigma_j} = \frac{k_B T}{p \sigma_j}. \quad (5.32)$$

Середня довжина вільного пробігу йонів  $\lambda_j$  за кімнатної температури  $T = 300$  К та тиску газу  $p = 1$  Па складає 4 см, що набагато більше за довжину Дебая. У даному випадку задовольняється умова (5.29), таким чином, використання теорії ООР є коректним.

Плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{МЧ}$  знаходять з рівняння балансу струмів

$$I_e(\phi_{МЧ}) = \sum_j I_j(\phi_{МЧ}). \quad (5.33)$$

Це означає, що потенціал МЧ у кожній точці розрядного проміжку визначається локальним балансом.

Електронний струм на МЧ у наближенні ООР дорівнює

$$I_e = \pi a^2 e n_0 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_{MЧ}(z)}{k_B T_e}\right). \quad (5.34)$$

Для розрахунку струму іонів з напрямленими швидкостями, що притаманні металевим іонам, використовують зсунуту функцію розподілу Максвелла за швидкостями, тому вираз струму для іонів має такий вигляд:

$$I_j = \pi a^2 q_j n_j(z) v_j(z) \left(1 - \frac{2q_j \phi_{MЧ}(z)}{m_j v_j^2(z)}\right), \quad (5.35)$$

де загальна швидкість складається з двох компонент: з напрямленої швидкості  $u_j(z)$  та теплової швидкості  $v_{T,j} = \sqrt{8k_B T_j / \pi m_j}$  [262]:

$$v_j(x) = \left(u_j^2 + \frac{8k_B T_j}{\pi m_j}\right)^{1/2}, \quad (5.36)$$

а відповідна енергія іонів визначається так:

$$\frac{m_j v_j^2}{2} = \frac{4k_B T_j}{\pi} + \frac{m_j u_j^2}{2}. \quad (5.37)$$

Газові іони не припиняють рухатися хаотично, тому струм на поверхню МЧ

$$I_i = \pi a^2 e n_i(z) \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_{MЧ}(z)}{k_B T_i}\right). \quad (5.38)$$

Вираз струму для газових іонів (5.38) відрізняється від виразу струму для металевих іонів (5.35) тим, що замість напрямленої швидкості  $v_j(z)$  записано теплову швидкість  $v_{T,i}$ , а замість середньої кінетичної енергії  $m_j v_j^2(z)/2$  – середню кінетичну енергію хаотичного руху  $k_B T_i$ .

Формули для струмів (5.35) та (5.38) зручно узагальнити таким чином:

$$I_j = \pi a^2 q_j n_j(z) \left( \frac{8k_B T_j}{\pi m_j} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{\pi}{4} \beta \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{q_j \phi_{MЧ}(z)}{k_B T_j (1 + \beta)} \right), \quad (5.39)$$

де  $\beta = \frac{m_j v_j^2(z)}{2k_B T_j}$  – це відношення середньої кінетичної енергії йонів до енергії їхнього теплового руху  $k_B T_j$ . При  $\beta = 0$  (5.39) переходить до формули струму теплових газових іонів.

Якщо відомі значення концентрації  $n_j(z)$  та швидкості  $v_j(z)$  іонів, то з рівняння балансу струмів (5.33) можна визначити плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$  у будь-якій точці  $z$ .

Під дією прикладених сил МЧ рухається від катоду до підкладки. Рівнодіюча сила складається з електростатичної сили  $\vec{F}_E$ , сили іонного захоплення від усіх типів іонів  $\vec{F}_i = \sum_j \vec{F}_j$  та сили тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$ :

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \sum_j \vec{F}_j + \vec{F}_n. \quad (5.40)$$

Електростатична сила  $\vec{F}_E$ , яка зумовлена взаємодією зарядженої МЧ з електричним полем, дорівнює

$$\vec{F}_E = Q\vec{E}, \quad (5.41)$$

де заряд МЧ з радіусом  $a \ll \lambda_D$  у межах ємнісної моделі дорівнює

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_{MЧ}. \quad (5.42)$$

Електростатична сила  $\vec{F}_E$  штовхає негативно заряджену МЧ до центру плазми.

Протилежна до неї сила – це сила іонного захоплення  $\vec{F}_i$ , яка визначається кількістю імпульсу, переданого від іонів до МЧ. Така передача відбувається двома шляхами:

- 1) передача моменту імпульсу від іонів до МЧ внаслідок непружних зіткнень. У такому випадку відбувається поглинання йонів макрочастинкою;
- 2) передача моменту імпульсу від іонів до МЧ внаслідок пружних зіткнень. У такому випадку відбувається розсіювання йонів електричним полем макрочастинки.

У загальному випадку сила йонного захоплення має такий вигляд [93]:

$$\vec{F}_i = e \int \vec{v}_i v_i f_i(\vec{v}_i) (\sigma_{\Pi}(v_i) + \sigma_p(v_i)) d^3 v_i, \quad (5.43)$$

де  $v_i = |\vec{v}_i|$ ,  $\sigma(v_i) = \sigma_{\Pi}(v_i) + \sigma_p(v_i)$  – це загальний переріз передачі імпульсу;  $\sigma_{\Pi}(v_i)$  та  $\sigma_p(v_i)$  – перерізи поглинання та розсіювання йонів, відповідно.

Переріз поглинання йонів  $\sigma_{\Pi}(v_i)$  в формулі (5.43) співпадає з перерізом поглинання, що використовують при визначенні струмів в ООР наближенні, та дорівнює

$$\sigma_{\Pi} = \pi b_{кр}^2 = \pi a^2 \left( 1 - \frac{2e\varphi_{\Pi}}{m_i v_i^2} \right), \quad (5.44)$$

де  $b_{кр}$  – це радіус поперечного перерізу поглинання.

Переріз розсіювання йонів  $\sigma_p(v_i)$  в формулі (5.43) визначають так:

$$\sigma_p = 2\pi b_0^2 \ln \left( \frac{b_0^2 + \lambda_{Де}^2}{b_0^2 + b_{кр}^2} \right), \quad (5.45)$$

де  $\lambda_{Де}$  – це електронна довжина Дебая.

У випадку іонів з надзвуковими швидкостями сила йонного захоплення повністю визначається поглинанням іонів. Газові іони, на відміну від металевих іонів, перебувають у безперервному хаотичному русі, тобто не мають напрямленої швидкості, тому захоплення з боку газових іонів відсутнє. Таким чином сила йонного захоплення дорівнює [118]

$$\vec{F}_i = \sum_j \pi a^2 n_j m_j v_j \vec{u}_j \left( 1 - \frac{2q_j \phi_{пл}}{m_j v_j^2} \right). \quad (5.46)$$

Швидкість МЧ  $\vec{V}$  має той самий напрямок, що і сила  $\vec{F}_i$ , тому сила іонного захоплення  $\vec{F}_i$  прискорює МЧ до межі плазми.

На відміну від сили іонного захоплення, сила тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$ , навпаки, має напрямок проти руху МЧ та сповільнює МЧ. Сила тертя  $\vec{F}_n$  зумовлена передачею моменту імпульсу від нейтралів до МЧ. Сила тертя на МЧ з боку нейтралів задається співвідношенням Ейнштейна [124]:

$$\vec{F}_n = -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi} a^2 n m_n v_{T,n} \vec{V}, \quad (5.47)$$

де  $\vec{V}$  – це швидкість МЧ,  $n$  – густина нейтральних атомів,  $v_{T,n} = \sqrt{8k_B T_n / \pi m_n}$  – теплова швидкість нейтральних атомів,  $T_n$  – температура нейтрального газу,  $m_n$  – маса нейтральних атомів. У формулі (5.47) зроблено припущення, що відносна швидкість між МЧ і нейтралами  $|\vec{V} - \vec{v}_n|$  є дуже малою порівняно з тепловою швидкістю нейтралів  $v_{T,n}$ .

Враховуючи рівняння ідеального газу (5.24), силу тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$  (5.47) можна переписати так:

$$\vec{F}_n = -\frac{8}{3} \frac{\sqrt{2\pi} a^2 p m_n v_{T,n} \vec{V}(p)}{k_B T_0}. \quad (5.48)$$

Сила тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$  є прямо пропорційною до квадрату радіусу МЧ та швидкості МЧ. Відомо, що швидкість, з якою МЧ емітує з катоду, також залежить від тиску газу. У присутності газу нітрогену спостерігають зростання швидкості МЧ [15]. Швидкість МЧ залежить від розмірів КП та глибини шару розплавленого рідкого металу на поверхні катоду, та має таку залежність від цих параметрів [15]:

$$V = \frac{w}{3} \left[ \left( \left( \frac{r_0}{h} \right)^2 + 1 \right)^{3/2} - \left( \frac{r_0}{h} \right)^3 \right], \quad (5.49)$$

де  $w$  – це швидкість руху фронту рідкого металу,  $h$  – глибина шару розплавленого металу,  $r_0$  – радіус КП.

У присутності нітрогену на поверхні катоду утворюються хімічні сполуки, що мають більш високу температуру плавлення, ніж чисті метали. Це зумовлює зменшення глибини шару розплавленого металу на поверхні катоду та до збільшення швидкості МЧ. Таким чином, збільшення тиску газу призводить і до збільшення сили тертя. Оскільки обидві сили  $\vec{F}_i, \vec{F}_n \propto a^2$ , існує ймовірність, що сила тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$  скомпенсує силу йонного захоплення  $\vec{F}_i$ .

Чисельне моделювання проведено у межах викладеної вище теорії на прикладі вакуумної дуги з титановим катодом з робочим газом нітрогеном [264–265]. Частка МЧ у загальній ерозії титанового катоду може сягати 50% [15]. Вибір такого типу вакуумно-дугового розряду зумовлено тим, що TiN є типовим покриттям, що наносять за допомогою ВДО: TiN використовують як декоративне, а також і як зносостійке покриття на різальних інструментах. Типові плазмові параметри вакуумної дуги з титановим катодом з робочим газом нітрогеном: температура електронів плазми  $T_e = 2$  еВ, концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , температура металевих іонів  $T_i = 0.3$  еВ; температура газових іонів та молекул є однаковою та складає 0.026 еВ. Згідно з формулою (5.10), перерізи перезарядження іонів титану:  $\text{Ti}^+$ ,  $\text{Ti}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  на молекулі  $\text{N}_2$  складають  $\sigma_1 = 6.5 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_2 = 2.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_3 = 5.9 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ , відповідно. Перерізи перезарядження молекулярного  $\text{N}_2^+$  та атомарного  $\text{N}^+$  іонів нітрогену у власному газі були виміряні у роботі [263] та складають, відповідно,  $3.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  та  $5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ . Згідно з формулою (5.25) ступені зіткнень для іонів  $\text{Ti}^+, \text{Ti}^{2+}, \text{Ti}^{3+}, \text{N}_2^+$  та  $\text{N}^+$  складають,  $\alpha_1 = 1.6 \times 10^{-4} p$ ,  $\alpha_2 = 6.3 \times 10^{-4} p$ ,  $\alpha_3 = 1.4 \times 10^{-3} p$ ,

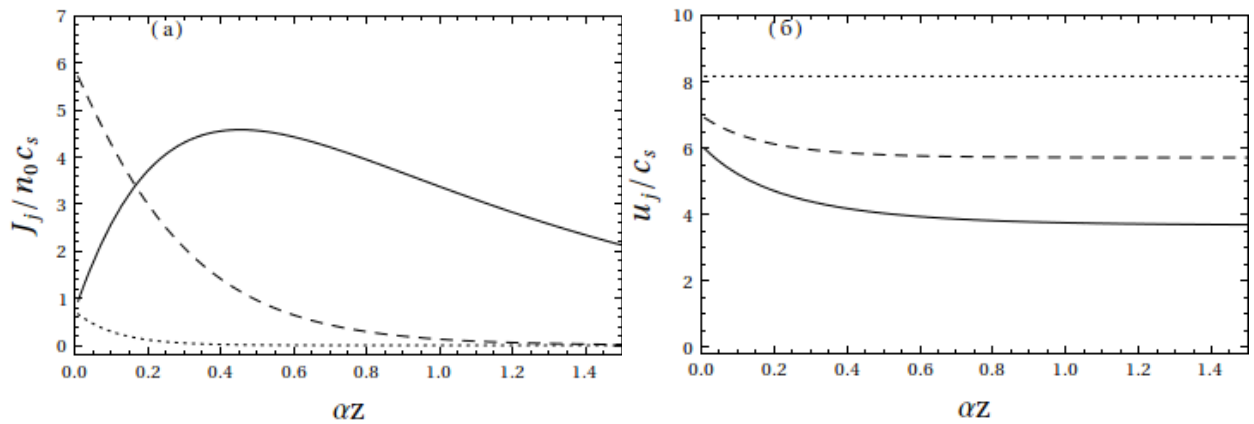


Рис. 5.3 Залежність (а) потоку іонів та (б) швидкості іонів від частоти зіткнень  $\alpha z$ :  $\text{Ti}^+$  (суцільна лінія),  $\text{Ti}^{2+}$  (пунктирна лінія),  $\text{Ti}^{3+}$  (крапкова лінія)

$\alpha_4 = 7.3 \times 10^{-3} p$ , та  $\alpha_5 = 1.2 \times 10^{-3} p$  ( $p$  у одиницях Па), відповідно. Вихідні частки металевих іонів у відсутності газу є такими:  $f_1 = 0.11$ ,  $f_2 = 0.8$ ,  $f_3 = 0.09$ , що відповідає середньому заряду металевих іонів  $\langle Z \rangle = 1.98$ .

Для дослідження поведінки МЧ у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду, насамперед, слід визначити побудовано залежності нормованих потоків і швидкостей іонів від частоти зіткнень (Рис. 5.3). Оскільки частота зіткнень є прямо пропорційним до тиску газу, збільшення тиску газу призводить і до збільшення зіткнень. Для  $L / \lambda_d > 1000$  побудовано залежності нормованих потоків і швидкостей іонів від частоти зіткнень (Рис. 5.3). Можна бачити, що потік  $\text{Ti}^{3+}$  йонів стрімко зменшується, та починаючи з  $\alpha z = 0.4$ , він прямує до нуля. Водночас потік  $\text{Ti}^{2+}$  іонів зменшується повільніше. Це зумовлено тим, що  $\text{Ti}^{3+}$  іони мають більший поперечний переріз зіткнення зарядового обміну, ніж  $\text{Ti}^{2+}$  іони. Крім того, загальна кількість  $\text{Ti}^{2+}$  іонів збільшується за рахунок іонів, утворених з  $\text{Ti}^{3+}$  іонів, та зменшується за рахунок реакцій зарядового обміну з молекулами нітрогену. Потік однозарядних іонів  $\text{Ti}^+$  спочатку збільшується за рахунок додавання іонів, які є продуктом перезаряджання  $\text{Ti}^{2+}$  іонів на молекулах газу,

доки частота зіткнень  $\alpha z$  не досягне 0.4, але потім зростає втрата багатозарядних  $Ti^{2+}$  та  $Ti^{3+}$  іонів. Загалом, потоки титанових іонів зменшуються з відстанню, а при  $\alpha z > 1$  потоки багатозарядних іонів майже повністю зникають. Зіткнення металевих іонів з молекулами нітрогену призводять також до сповільнення іонів. Як можна бачити з Рис. 5.3 (б), швидкість  $Ti^{3+}$  іонів зовсім не змінюється, та навпаки, найбільш втрачають швидкість  $Ti^{+}$  іони. Розрахунки підтверджують експериментальні дані роботи [232].

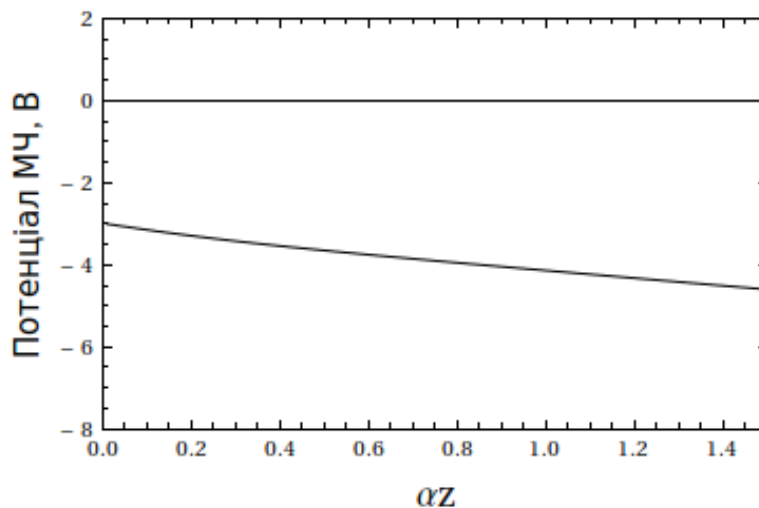


Рис. 5.4 Залежність потенціалу МЧ від частоти зіткнень  $\alpha z$

Здобуті залежності потоків та швидкостей іонів дають можливість розрахувати потенціал МЧ та сили, що діють на МЧ. Потенціал МЧ розраховано з балансу струмів (5.33) та зображено на Рис.5.4. Зіткнення, зрозуміло, тиск газу підвищують абсолютну величину плаваючого потенціалу  $\phi_{МЧ}$ , тому електростатичне відбиття МЧ зростає з тиском газу.



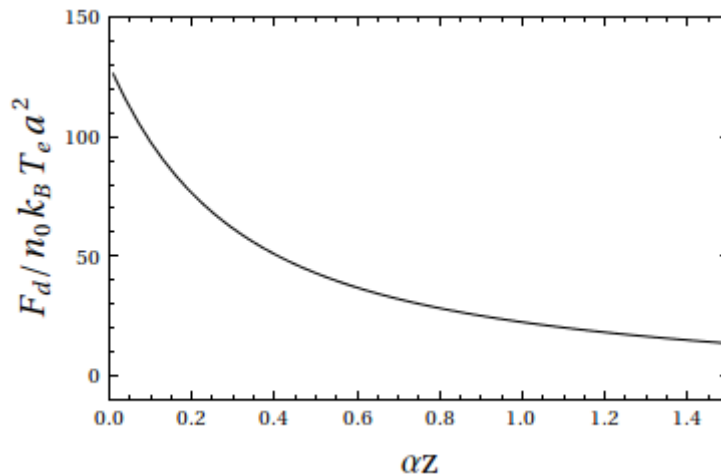


Рис. 5.5 Залежності безрозмірної сили йонного захоплення від частоти зіткнень  $\alpha z$

На Рис. 5.5 показано залежність сили йонного захоплення  $\vec{F}_i$  від частоти зіткнень. Оскільки сила  $\vec{F}_i$  залежить від потоків та швидкостей іонів, які зменшуються з зіткненнями, то сила  $\vec{F}_i$  теж зменшується. Повертаючись від безрозмірного добутку  $\alpha z$  до тиску газу  $p$ , зробимо порівняльний аналіз конкуруючих сил, що діють на МЧ. Крім електричної сили, що зсуває МЧ до центру плазми, МЧ зазнає дію сили йонного захоплення та сили тертя з боку нейтралів. Оскільки електрична сила є малою в розрядному проміжку, зроблено порівняння дії двох останніх сил на МЧ, радіус якої становить 1 мкм, на відстані 0.1 м від катоду (Рис. 5.6). Сила йонного захоплення зменшується з тиском у той час, як сила тертя з боку нейтралів збільшується. Сила йонного захоплення прискорює МЧ до підкладки, та навпаки, сила тертя з боку нейтралів її сповільнює. При русі від катоду до підкладки МЧ зазнає дію різних конкуруючих сил. Усі сили можуть бути збалансовані поблизу межі плазма–шар. Проведений аналіз динаміки МЧ дає можливість зробити висновок, що МЧ можна утримати в плазмі вакуумного дугового розряду низького тиску шляхом збільшення тиску реакційного газу.

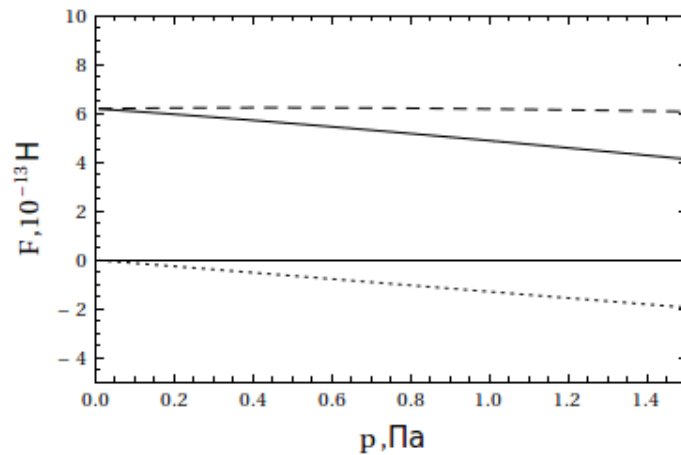


Рис. 5.6 Залежність сили йонного захоплення  $\vec{F}_i$  (пунктирна лінія), сили тертя з боку нейтралів  $\vec{F}_n$  (точкова лінія) та рівнодійної цих сил (суцільна лінія) від тиску газу

### 5.3 Вплив газу на заряджання та динаміку макрочастинки у приповерхневому плазмовому шарі

Згідно з плазмово-хімічною моделлю, що описана у підрозділі 5.1, металеві іони меншої кратності утворюються внаслідок перезаряджання іона металу на молекулі нітрогену. Вважається, що плазма складається з електронів та  $j$  видів ( $j = k, i$ ) іонів: трьох видів металевих іонів ( $k = M^+, M^{2+}, M^{3+}$ ) та газових іонів ( $i = N_2^+, N^+$ ).

У плазмовому шарі зі слабкими зіткненнями можна знехтувати утворенням іонів нового типу в реакціях зарядового обміну. Таке припущення можна зробити у випадку тонкого плазмового шару за низьких тисків ( $p \leq 1$  Па), виходячи з оцінки ширини плазмового шару  $s$  порівняно з середньою довжиною вільного пробігу іонів  $\lambda_j$ .

Ширина плазмового шару у термінах довжини Дебая є [200] такою:

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{\text{Де}} \left( \frac{2eV_0}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (5.50)$$

Для оцінки  $s$  обрані такі типові параметри вакуумно-дугового розряду: потенціал зсуву підкладки  $V_0 = -20$  В, температура електронів плазми  $T_e = 2$  еВ, концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Скориставшись розрахунковою формулою для довжини Дебая (5.31), одержимо ширину плазмового шару  $s \approx 0.05$  см. Якщо покласти, що поперечний переріз зіткнень між іоном та частинкою газу  $\sigma = 10^{19} \text{ м}^2$  [261], значення середньої довжини вільного пробігу іонів  $\lambda_j$  за кімнатної температури  $T = 300$  К та тиску газу  $p = 1$  Па, обчислене за формулою (5.32), становитиме 4 см, що набагато більше за ширину плазмового шару. Таким чином, іони утворюються та зникають у основному об'ємі плазми. Це означає, що має місце збереження кількості йонів певного типу у плазмовому шарі. Для дослідження структури плазмового шару теорію Шерідана і Горі [259] для плазмового шару було модифіковано на випадок багатоконпонентної плазми у роботі [266]. До складу системи рівнянь одновимірної моделі ідеальної рідини входять рівняння неперервності та моменту руху.

Рівняння неперервності для ідеальної рідини має такий вигляд:

$$\frac{d}{dx}(n_j u_j) = 0, \quad (5.51)$$

де  $n_j$  та  $u_j$  – це концентрація та швидкість іонів  $j$ -го типу, відповідно.

Попри те, що у рівнянні неперервності не враховано зіткнення, у рівнянні моменту руху слід враховувати силу тертя між іонами та нейтралами  $F_j = m_j n \sigma_j u_j^2$ . Це зумовлено тим, що сила  $F_j$  є прямо пропорційною до квадрату швидкості іонів при сталому перерізі зіткнень, та навіть газові іони мають швидкості, які можуть досягати у плазмовому шарі досить великих значень. Слабкі зіткнення у плазмовому шарі означають, що енергія йонів

здебільшого визначається потенціалом зсуву підкладки. Отже, рівняння моменту руху у шарі має такий вигляд:

$$m_j u_j \frac{du_j}{dx} = -q_j \frac{d\phi}{dx} - F_j, \quad (5.52)$$

де  $\phi(x)$  описує розподіл потенціалу всередині плазмового шару;  $m_j$  – маса іонів  $j$ -го типу;  $q_j = ke$  – заряд іону  $j$ -го типу ( $k = 1$  для газових іонів,  $e$  – елементарний заряд).

Простір поблизу підкладки можна умовно поділити на дві ділянки: шар просторового заряду, що межує з підкладкою; та передшар, який з одного боку межує з шаром, а з іншого – із незбуреною плазмою. В плазмовому шарі порушується умова квазінейтральності та виникає падіння потенціалу між плазмою та підкладкою. До того ж концентрація йонів спадає швидше, ніж електронів. У передшарі концентрації електронів та йонів є рівними, але вони теж спадають у напрямку підкладки.

У випадку плазми з одним типом іонів, іони, які перетинають межу передшар-шар, повинні мати швидкість вищу за бомову швидкість [85]:

$$u_b = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_j}}, \quad (5.53)$$

де  $k_B$  – це стала Больцмана,  $T_e$  – електронна температура.

У випадку багатокomпонентної плазми йони на межі предшар-шар мають задовольняти узагальненому Ріманом критерію Бома [267]

$$\sum_j \frac{q_j n_{j0}}{m_j u_{j0}^2} \leq \frac{en_{e0}}{k_B T_e}, \quad (5.54)$$

де  $n_{j0}$  і  $u_{j0}$  – це концентрація та швидкість іонів  $j$ -го типу на межі плазма-шар.

Якщо усі типи йонів мають приблизно однакові концентрації, то швидкість

іонів на межі предшар-шар також буде однаковою. Така швидкість має бути вищою за бомову швидкість системи [268]:

$$u_B = \sqrt{\frac{k_B T}{en_{e0}} \sum_j \frac{q_j n_{j0}}{m_j}}, \quad (5.55)$$

У загальному випадку нерівність (5.54) має два типи розв'язків [200]: 1) іони усіх типів повинні мати швидкість, більшу за індивідуальну Бомову швидкість; 2) частина йонів можуть мати надзвукову швидкість, а решта можуть мати швидкість, меншу за Бомову швидкість. Відомо, що швидкість металевих іонів у стаціонарному вакуумно-дуговому розряді сягає  $10^4$  м/с [116], тобто металеві йони мають надзвукові швидкості. Припустимо, що газові іони перетинають межу плазмового шару з Бомовою швидкістю. Таким чином, буде дотримано умову (5.54).

Швидкість іонів у плазмовому шарі складається з двох компонент: з напрямленої швидкості  $u_j(z)$  та теплової швидкості  $v_{T,j} = \sqrt{8k_B T_j / \pi m_j}$  [262]:

$$v_j(x) = \left( u_j^2 + \frac{8k_B T_j}{\pi m_j} \right)^{1/2}. \quad (5.56)$$

Звідси відповідна енергія іонів визначається так:

$$\frac{m_j v_j^2}{2} = \frac{4k_B T_j}{\pi} + \frac{m_j u_j^2}{2}. \quad (5.57)$$

Розподіл потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі задовольняє рівнянню Пуассона

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \sum_j q_j n_j - en_e \right]. \quad (5.58)$$

Згідно рівнянню неперервності (5.51), густина іонного струму є однаковою у будь-якій площині плазмового шару  $x$ , тому

$$n_j = J_{j0} / (q_j u_j), \quad (5.59)$$

де  $J_{j0} = q_j n_{j0} u_{j0}$  – густина струму іонів на межі плазма-шар.

Плазмові електрони розподілені за законом Больцмана

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right). \quad (5.60)$$

Враховуючи (5.59) та (5.60), рівняння моменту руху (5.51) та рівняння Пуассона (5.58) можна переписати так:

$$m_j u_j \frac{du_j}{dx} = -q_j \frac{d\phi}{dx} - m_j n_0 \sigma_j u_j^2, \quad (5.61)$$

$$\varepsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\sum_j \frac{J_{j0}}{u_j} + e n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right). \quad (5.62)$$

Також ці рівняння доцільно зробити безрозмірними шляхом введення наступних параметрів:

$$\Phi = \frac{e\phi}{k_B T_e}, \quad z \equiv \frac{x}{\lambda_D}, \quad \alpha_j \equiv \frac{\lambda_D}{\lambda_j}, \quad \tilde{u}_j \equiv \frac{u_j}{c_j}, \quad \tilde{J}_{j0} \equiv \frac{J_{j0}}{e n_{j0} c_j}, \quad (5.63)$$

де  $c_j = (k_B T_e / m_j)^{1/2}$  – це звукова швидкість  $j$ -го типу іона,  $\lambda_D = (\varepsilon_0 k_B T_e / n_0 e^2)^{1/2}$  – довжина Дебая для електронів.

Рівняння моменту руху (5.61) та Пуассона (5.62) у безрозмірній формі набувають вигляду

$$\tilde{u}_j \frac{d\tilde{u}_j}{dz} = -k \frac{d\Phi}{dz} - \alpha_j \tilde{u}_j^2, \quad (5.64)$$

$$\varepsilon_0 \frac{d^2 \Phi}{dz^2} = -\sum_j \frac{\tilde{J}_{j0}}{\tilde{u}_j} + e n_0 \exp \Phi. \quad (5.65)$$

До системи рівнянь додаються крайові умови:

$$\Phi(0)=0; \quad d\Phi/dz=0, \quad u_j(0)=u_{j0}. \quad (5.66)$$

У випадку плазми без зіткнень межа плазма-шар визначається умовою порушення квазінейтральності. У випадку плазми зі слабкими зіткненнями товщина передшару має порядок довжини вільного пробігу йонів  $\lambda_j$ , а ширина плазмового шару, у свою чергу,  $s \ll \lambda_j$  [200]. Таким чином, у випадку плазми з зіткненнями межа плазма-шар не є строго визначеною, отже, крайові умови (5.66) є приблизними. У такому наближенні система рівнянь (5.64)–(5.65) разом із крайовими умовами (5.66) описує структуру плазмового шару.

Заряджання МЧ, як і попередньому підрозділі 5.2, досліджено у межах теорії ООР, оскільки за низьких тисків ( $< 1.3$  Па) електронна довжина Дебая  $\lambda_d$  є набагато меншою за довжину вільного пробігу йонів  $\lambda_j$ . Проте, головна різниця між заряджанням МЧ у розрядному проміжку та у плазмовому шарі полягає у тому, що у плазмовому шарі електричне поле плазмового шару суттєво впливає на заряджання МЧ. Плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$  знаходять з рівняння балансу струмів

$$I_e(\phi_{MЧ}) = \sum_j I_j(\phi_{MЧ}). \quad (5.67)$$

Зв'язок між зарядом та потенціалом МЧ у межах ємнісної моделі є таким:

$$Q = C(\phi_{нов} - \phi) = C\phi_{MЧ}, \quad (5.68)$$

де ємність МЧ з радіусом  $a \ll \lambda_d$  дорівнює

$$C \approx 4\pi\epsilon_0 a. \quad (5.69)$$

Звідси, якщо потенціал МЧ є відомим, то можна отримати і заряд МЧ

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_{MЧ}. \quad (5.70)$$

Електронний струм, що надходить о поверхні МЧ дорівнює

$$I_e = \pi a^2 n_e(z) v_{Te} \exp\left(\frac{e\phi_{MЧ}(z) + e\phi(z)}{k_B T_e}\right). \quad (5.71)$$

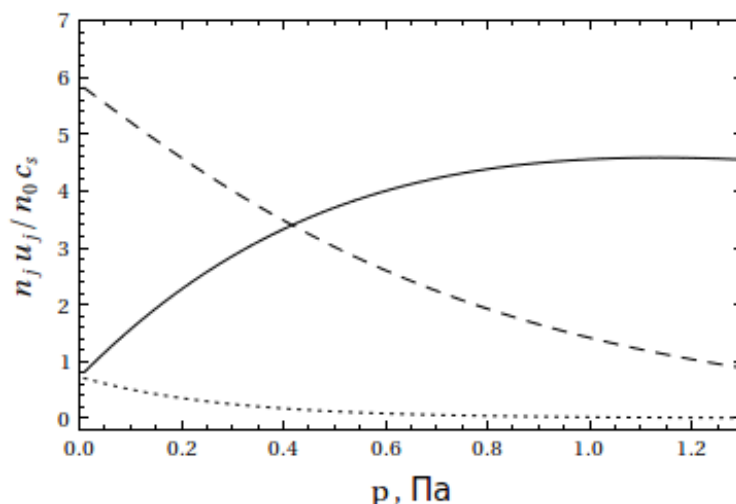


Рис. 5.7 Залежність потоку йонів від тиску нітрогену на відстані 0.25 м від катоду:  $Ti^+$  (суцільна лінія),  $Ti^{2+}$  (штрихова лінія),  $Ti^{3+}$  (точкова лінія)

Функція розподілу йонів за швидкостями є зсунута функція Максвелла. Тоді вираз струму для йонів є таким:

$$I_j = \pi a^2 q_j n_j(z) v_j(z) \left( 1 - \frac{2q_j \phi_{MЧ}(z)}{m_j v_j^2(z)} \right). \quad (5.72)$$

Підставляючи вирази для струмів (5.71) і (5.72) до рівняння балансу струмів (5.67), для певного профілю потенціалу  $\phi(x)$  у плазмовому шарі, що знаходять унаслідок розв'язання рівняння Пуассона, можна знайти плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$ , а потім і заряд.

Тестування теоретичної моделі проведено для МЧ, що міститься у плазмі вакуумної дуги з титановим катодом у присутності нітрогену. Дослідження проведено на прикладі МЧ, радіус якої становить 0.25 мкм. Типові плазмові параметри вакуумної дуги: температура електронів плазми  $T_e = 2$  еВ, концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , температура металевих йонів  $T_i = 0.3$  еВ; температура газових йонів та молекул є однаковою та складає 0.026 еВ. Згідно з формулою (5.10), перерізи перезарядження йонів титану:  $Ti^+$ ,  $Ti^{2+}$ ,  $Ti^{3+}$  на молекулі  $N_2$  складають  $\sigma_1 = 6.5 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_2 = 2.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_3 = 5.9 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ ,



відповідно. Перерізи перезарядження молекулярного  $N_2^+$  та атомарного  $N^+$  іонів нітрогену у власному газі були виміряні у роботі [263] та складають, відповідно,  $3.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  та  $5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ . Розв'язання рівняння балансу йонів (5.8) дає залежність потоків іонів від тиску газу на відстані 0.25 м від катоду (Рис. 5.7). Вихідні частки металевих іонів за відсутності газу є такими:  $f_1 = 0.11$ ,  $f_2 = 0.8$ ,  $f_3 = 0.09$ , що відповідає середньому заряду металевих іонів  $\langle Z \rangle = 1.98$ . Можна бачити, що потік  $Ti^{3+}$  іонів стрімко зменшується та прямує до нуля. Водночас потік  $Ti^{2+}$  іонів також зменшується, але повільніше. Це зумовлено тим, що  $Ti^{3+}$  іони мають більший поперечний переріз зіткнення зарядового обміну, ніж  $Ti^{2+}$  іони. Навпаки, потік однозарядних іонів  $Ti^+$  збільшується зі збільшенням тиску. Загалом, середній заряд металевих іонів зменшується від  $\langle Z \rangle = 1.98$  до  $\langle Z \rangle = 1.7$  при збільшенні тиску нітрогену до 1.3 Па. Вважатимемо, що розраховані потоки іонів мають такі самі значення на межі плазма-шар.

Знаючи залежність потоків іонів від тиску газу, можна розрахувати й заряд МЧ. Заряд МЧ у плазмовому шарі розраховано з урахуванням залежності зарядового складу йонів, потоків та енергій іонів від тиску газу (Рис. 5.8). Ширина плазмового шару зменшується з тиском газу. При зростанні тиску газу точка, в якій заряд змінюється на протилежний, зсувається у бік підкладки. Тоді ділянка плазмового шару, де заряд МЧ є негативним, поширюється та за тиску газу  $p = 1$  Па заряд МЧ на всій ділянці плазмового шару стає негативним. Це означає, що ймовірність електростатичного відбиття зростає з тиском нітрогену.

Головним чинником, який впливає на зменшення вмісту МЧ на оброблених поверхнях у вакуумно-дуговому розряді з реакційним газом низького тиску, є процеси на катоді. Електростатичне відбиття є додатковим чинником, який зумовлює зменшення МЧ. Такий висновок можна зробити, порівнявши зміну числа та розмірів МЧ з тиском газу на гістограмі, яку побудовано за експериментальними даними Харриса [28] (Рис. 5.9).

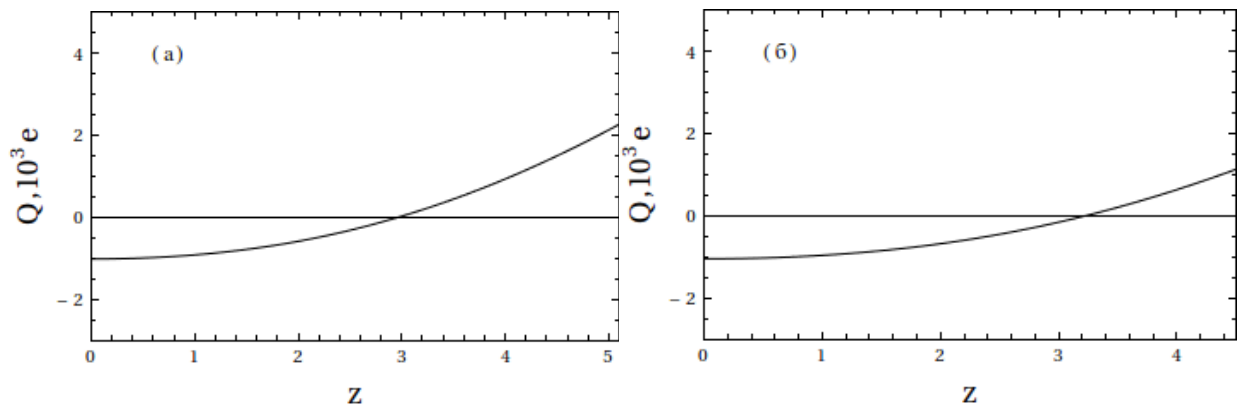


Рис. 5.8 Залежність заряду МЧ з радіусом 0.25 мкм від нормованої координати  $z = x/\lambda_d$  за різних значень тиску нітрогену: (а)  $p = 0.0001$  Па; (б)  $p = 0.1$  Па

При зміні тиску газу від 0.1 Па до 1.2 Па кількість МЧ зменшується від  $2.8 \times 10^4$  частинок/мм<sup>2</sup> до  $1.5 \times 10^4$  частинок/мм<sup>2</sup>, а максимальний діаметр МЧ— від 68 мкм до 8 мкм. Електростатичне відбиття впливає лише на число осаджених МЧ, але не на їхні розміри. Розміри МЧ визначаються об'ємом КП, який суттєво зменшується при підвищенні температури плавлення на поверхні катоду внаслідок утворення сполук.

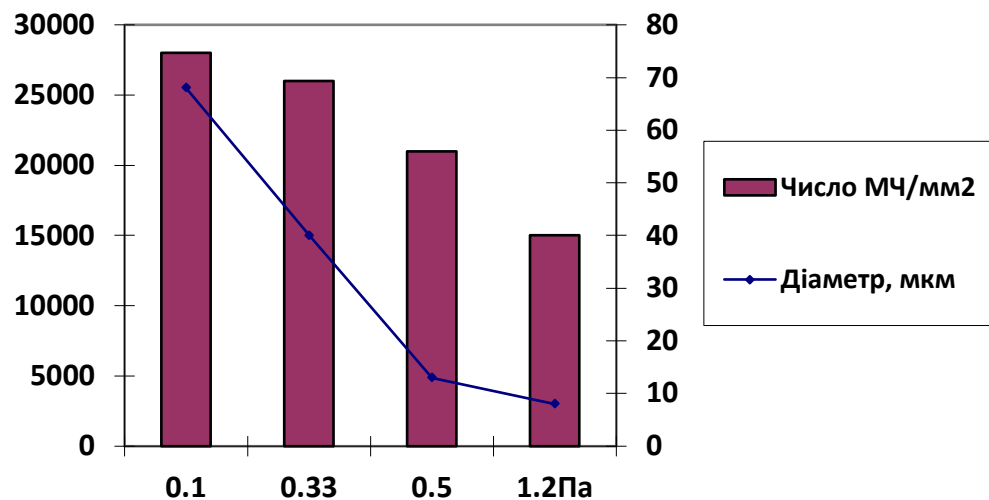


Рис. 5.9 Гістограма числа МЧ на TiN покриттях, осаджених за чотирьох значень тиску нітрогену, та максимальний діаметр МЧ за цих умов. Гістограму та графік побудовано за експериментальними даними [28]

#### 5.4 Фазові стани макрочастинки в плазмі вакуумно-дугового розряду за наявності газу нітрогену

У підрозділах 5.2 та 5.3 даної роботи розглянуто динаміку МЧ в плазмі вакуумно-дугового розряду за наявності газу нітрогену у припущенні, що МЧ перебуває в твердому стані внаслідок нітридізації її поверхні. На це вказують результати експериментальних робіт [164, 166]. У цьому підрозділі досліджено динаміку температури та відповідний фазовий стан МЧ в плазмі вакуумно-дугового розряду у присутності нітрогену.

Розглянемо ізольовану МЧ в плазмі з нітрогеном, на поверхні якої утворилася сполука нітриду титану. Відомо, що чим меншою є МЧ, тим сильніша нітридізація її поверхні [166].

Енергетичний баланс МЧ в плазмі вакуумно-дугового розряду визначається конкуруючими процесами: нагріванням унаслідок електронного та йонного бомбардування, нагріванням унаслідок хімічної реакції утворення сполуки, а також охолодженням унаслідок випаровування, теплового випромінювання та конвективного теплообміну з оточуючим газом. Виходячи з цього, рівняння енергетичного балансу має такий вигляд:

$$Mc \frac{dT_{MЧ}}{dt} = P_e + P_M + P_T + P_p - P_{C-B} - P_H - P_B, \quad (5.73)$$

де  $c$  – це питома теплоємність матеріалу МЧ,  $T_{MЧ}$  – температура МЧ,  $M$  – маса МЧ. У (5.73) потужності  $P_e$ ,  $P_M$  та  $P_T$  відносяться до нагрівання МЧ, відповідно, електронами, металевими та газовими йонами плазми. А  $P_B$ ,  $P_{C-B}$ ,  $P_H$  – це потужності, що пов'язані з охолодженням МЧ:  $P_B$  – внаслідок випаровування,  $P_{C-B}$  – внаслідок теплового випромінювання,  $P_H$  – внаслідок теплообміну з оточуючим газом.  $P_p$  – це потужність, що пов'язана з нагріванням МЧ внаслідок хімічної реакції утворення сполуки [15].

Зіткнення електронів плазми з МЧ призводять до нагрівання поверхні МЧ. Потужність, що пов'язана з електронами плазми, дорівнює:

$$P_e = 4\pi a^2 n_0 \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_e} \exp(-e\phi / k_B T_e), \quad (5.74)$$

де  $\phi$  – це потенціал МЧ,  $a$  – радіус МЧ.

Іони також нагрівають поверхню МЧ. Сумарна потужність, яку передають металеві та газові йони на МЧ, дорівнює [117]:

$$P_i = \sum_k \frac{E_{e\phi}(k)}{ke} f_k I_{ik}, \quad (5.75)$$

де  $I_k$  – це струм, який несе  $k$  компонента;  $f_k = n_{ik} / n_i$  – частка йонів кожного типу,  $n_i$  – загальна концентрація, яка складається з суми індивідуальних концентрацій  $n_{ik}$ .

Іонний струм на МЧ призводить до нагрівання МЧ за рахунок дисипації кінетичної та потенціальної енергій іонів. Ефективна енергія, яку приносять металеві йони до МЧ, має такий вигляд [222]:

$$E_{e\phi}(k) \approx \varepsilon_{ik} + W_B + W_z + W_{0 \rightarrow k} - ke\Phi, \quad (5.76)$$

де  $W_i$  – енергія йонізації,  $W_{0 \rightarrow k} = \sum_{k'=1}^k W_{k'}$  – кумулятивна енергія йонізації йона, яка складається з суми всіх енергій йонізації;  $W_B$  – це енергія випаровування одного атома (або енергія зв'язку),  $W_z$  – енергія збудження зв'язаних електронів.

Кінетична енергія йонів  $\varepsilon_{ik}$ , що входить до складу ефективної енергії (5.56), є сумою початкової кінетичної енергії  $\varepsilon_{ок}$ , з якою йони наближаються до МЧ, та енергії, яку вони набувають у шарі просторового заряду, що оточує МЧ:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ок} + k|e\phi|. \quad (5.77)$$

У випадку газових іонів  $\varepsilon_i \approx |e\varphi|$  та

$$E_{ef}(k) \approx \varepsilon_{ik} + W_B + W_3 + W_{0 \rightarrow 1} - e\Phi. \quad (5.78)$$

МЧ втрачає енергію внаслідок теплообміну з оточуючим газом. У молекулярному режимі, коли  $K_n \gg 1$  ( $K_n$  – це число Кнудсена, що дорівнює відношенню довжини вільного пробігу атомів до радіусу МЧ), теплообмін без переносу речовини відбувається за таким законом [93]:

$$P_n = 4\pi a^2 k_B n_0 v_{T,n} (T_{MЧ} - T_0), \quad (5.79)$$

де  $T_0$  – це температура газу,  $n_0$  – концентрація газу,  $v_{T,n} = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m_a}}$  – теплова швидкість нейтральних атомів,  $m_a$  – маса атомів газу.

Оскільки

$$P_n \propto p_0 \sqrt{\frac{k_B}{T_0 m_a}} (T_{MЧ} - T_0), \quad (5.80)$$

то підвищення тиску газу призводить до інтенсивного охолодження.

Потужність унаслідок радіаційного випромінювання має такий вигляд

$$P_{C-B} = 4\pi a^2 \varepsilon \sigma T_{MЧ}^4, \quad (5.81)$$

де  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ В/м}^2 \text{ К}^4$  – це стала Стефана-Больцмана. Потужність унаслідок радіаційного випромінювання прямо не залежить від тиску газу, але вона пов'язана з температурою МЧ  $T_{MЧ}$ , яка, у свою чергу, зменшується в міру підвищення тиску газу.

Наступний чинник, що призводить до охолодження МЧ, – це випаровування з поверхні МЧ у плазмі під тиском. Залишаючи поверхню МЧ, атоми уносять з собою енергію випаровування та теплову енергію. Відповідна потужність дорівнює [93]:

$$P_B = 4\pi a^2 \Gamma_a (W_B + 2k_B T_{MЧ}), \quad (5.82)$$

де  $W_B$  – це енергія випаровування одного атома.

Швидкість випаровування  $\Gamma_a$  має такий вигляд [191]:

$$\Gamma_a = \eta \left( \frac{p(T_{MЧ})}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_{MЧ}}} - \frac{p(T_0)}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_0}} \right), \quad (5.83)$$

де  $p(T_0)$  – це гідродинамічний тиск плазми,  $p(T_{MЧ})$  – тиск насиченої пари суміші атомів металу та нітрогену. Для речовин з високою температурою плавлення радіаційне випромінювання є набагато більшим за випаровування,  $P_{C-B} \gg P_B$ .

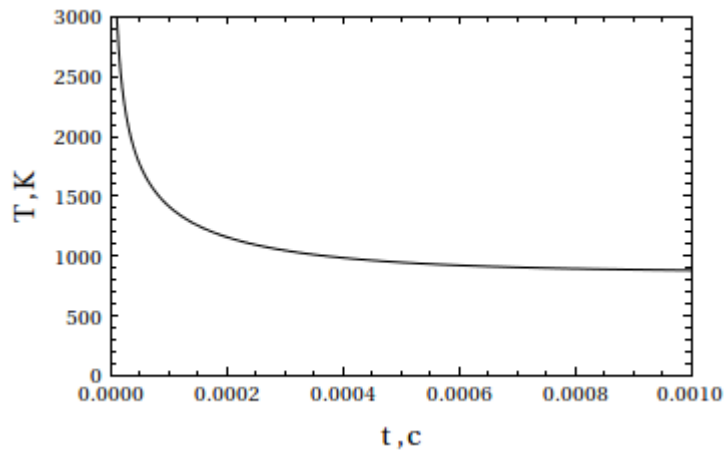


Рис. 5.10 Залежність температури титанової МЧ з радіусом 0.1 мкм від часу

Результати чисельного розв'язування рівняння енергетичного балансу (5.73) представлені на Рис. 5.10. Розрахунок температури МЧ проведено для МЧ з радіусом 0.1 мкм, що міститься у вакуумній дузі з титановим катодом з робочим газом нітрогеном за тиском 1 Па. Типові плазмові параметри вакуумної дуги: температура електронів плазми  $T_e = 2$  еВ, концентрація плазми  $n = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , температура металевих іонів  $T_i = 0.3$  еВ, температура газу  $T_0 = 300 \text{ К}$ , густина нітриду титану –  $\rho = 5.4 \text{ г/см}^3$ . За початкову температуру прийнято

температуру плавлення нітриду титану  $T_{пл} = 3000$  К. Молярну масу TiN розраховано так:  $M = M_1 M_2 / ((1 - \alpha) M_2 + \alpha M_1)$ , де  $\alpha$  – це частка нітрогену. Молярна маса титану складає  $M_1 = 48 \cdot 10^{-3}$  кг/моль, а молярна маса нітрогену –  $M_2 = 14 \cdot 10^{-3}$  кг/моль. При вмісті нітрогену 20% розрахована молярна маса дорівнює  $M = 32.3 \cdot 10^{-3}$  кг/моль. Рівняння (2.53) розв'язано у припущенні, що потенціал МЧ не залежить від температури та дорівнює  $\varphi = -12$  В. Як можна бачити з Рис. 5.10, МЧ швидко охолоджується. Так за 0.001с МЧ охолоджується до температури  $T_{МЧ} = 1000$  К. Це означає, що МЧ надходить до підкладки у твердому стані.

### Висновки до розділу 5

1. Побудовано плазово-хімічну модель, що визначає основні процеси, які є відповідальними за генерацію та втрату металевих і газових іонів у вакуумно-дуговому розряді у присутності нітрогену.
2. Запропоновано пояснення зменшення числа МЧ у вакуумно-дуговому розряді у присутності реакційного газу на підставі аналізу динаміки МЧ.
3. Обґрунтовано, що реакційний газ впливає на число МЧ не лише завдяки процесам на поверхні катоду, а також завдяки плазовим параметрам, які є відповідальними за заряджання та динаміку МЧ.
4. Побудовано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є плазово-хімічна модель, гідродинамічна модель розрядного проміжку та теорія заряджання ООР. Це дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазовому потоці, що формується у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду у присутності реакційного газу.
5. Продемонстровано, що МЧ можна утримати у плазмі вакуумної дуги за наявності реакційного газу низького тиску завдяки балансу сили тертя з боку нейтралів, сили йонного захоплення та електростатичної сили.

6. Розраховано заряд МЧ у плазмовому шарі з урахуванням залежності зарядового складу іонів, потоків та енергій іонів від тиску газу. Показано, що ймовірність електростатичного відбиття зростає з тиском нітрогену внаслідок збільшення ділянки плазмового шару, де заряд МЧ є негативним.

7. Показано, що присутність газу нітрогену у камері вакуумно-дугового розряду призводить до охолодження МЧ, внаслідок чого МЧ надходять до підкладки у твердому стані.

8. Показано, що вакуумно-дугове осадження з реакційним газом є ефективним альтернативним засобом зменшення забруднень МЧ покриттів без застосування магнітних фільтрів.

9. Показано, що результати моделювання добре узгоджуються з результатами експериментів.

Результати досліджень даного розділу викладені у публікаціях автора:  
[254, 264, 265, 266].



## РОЗДІЛ 6

### МАКРОЧАСТИНКА У ВАКУУМНО-ДУГОВИХ СИСТЕМАХ З МАГНІТНИМ ФІЛЬТРОМ

Присутність макрочастинок (МЧ) у плазмі вакуумної дуги обмежує застосування метода вакуумно-дугового осадження (ВДО) тонких плівок та покриттів. Чимало зусиль докладено, щоб отримати чисті плівки та покриття без ушкоджень МЧ. Використання систем фільтрації є основним методом вилучення крапельної фази з плазмового потоку [21, 22]. Це найбільш радикальний метод очищення плазми від МЧ. Фільтрована плазма дає можливість отримати високоякісні покриття та тонкі плівки. Системи фільтрації будуються на сепарації (видаленні) речовини крапельної фази з плазмового потоку. Насамперед, для сепарації використовують той факт, що плазмовий потік та потік МЧ розрізняються напрямком руху. При ерозії матеріалу катоду плазмовий потік є перпендикулярно напрямленим до поверхні катоду у той час, як більшість МЧ у вакуумній дузі залишають катод під малими кутами до цієї поверхні [33]. Принцип дії плазмових фільтрів ґрунтується на створенні перешкоди між катодом та підкладкою, що унеможлиблює пряме попадання МЧ до підкладки [269, 270]. По-друге, очищення потоку вакуумної дуги від МЧ відбувається за рахунок зміни траєкторії руху плазмового потоку у зовнішньому магнітному полі. Магнітне поле певної конфігурації напрямляє йони до підкладки. Водночас МЧ, які є надважкими частинками порівняно з іонами та мають відносно невеликий заряд, майже не реагують на дію магнітного поля. В такий спосіб можна сильно зменшити, а то й зовсім запобігти забрудненню поверхні макрочастинками. Для підвищення ефективності магнітних фільтрів до плазмоводу прикладають позитивний потенціал зсуву, що призводить до зменшення плазмових втрат [271, 272].

У даному розділі дисертації досліджено заряджання та рух МЧ у вакуумно-дугових джерелах плазми з криволінійним магнітним фільтром з урахуванням вторинної іон-електронної емісії (ВІЕЕ) з підкладки. Досліджено вплив радіального електричного поля на рух МЧ у магнітному фільтрі. Визначено умови, за яких можливо проходження МЧ крізь магнітний фільтр.

### 6.1 Рух плазмових потоків у криволінійному магнітному фільтрі

Магнітний фільтр з криволінійним плазмоводом є найпоширенішим засобом для очищення лабораторної та технологічної плазми [20]. Схему класичного магнітного фільтру, який являє собою чверть магнітного тора з обортом плазмового потоку на кут  $90^\circ$ , зображено на Рис. 6.1.

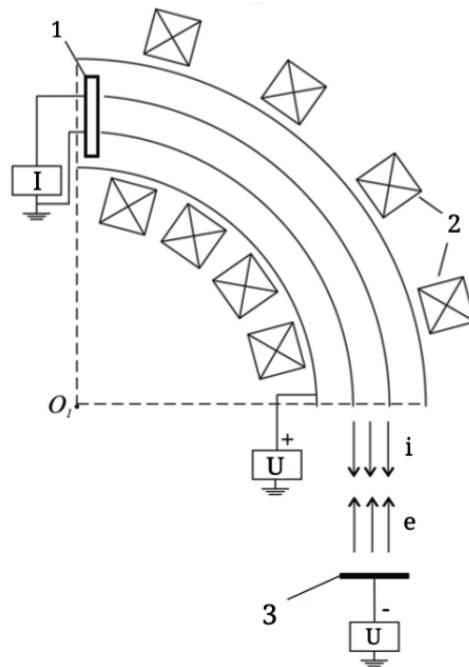


Рис. 6.1 Схема плазмового джерела з криволінійним магнітним фільтром у вигляді чверті тору: 1 – плазмове джерело, 2 - котушки, 3 – підкладка

Низка котушок, які розташовані уздовж тора, генерує тороїдальне магнітне поле. За допомогою магнітного поля такої конфігурації йонну компоненту плазмового потоку напрямлено до підкладки. Застосування високого негативного потенціалу зсуву до підкладки  $V_0$  призводить до прискорення йонів у плазмовому шарі, та як наслідок, до істотного збільшення їхньої енергії. Крім того, радіальне електричне поле, що виникає внаслідок додаткового застосування позитивного потенціалу зсуву до стінок плазмоду ( $\sim 20$  В), сприяє транспортуванню йонної компоненти вакуумно-дугової плазми.

Рух плазмових потоків у криволінійному магнітному полі досліджено у межах плазмової оптики у роботі [20]. Для досягнення оптимального транспортування плазми у фільтрувальних системах вакуумно-дугової плазми магнітне поле обирають певним чином, згідно із законами плазмової оптики [273]. З одного боку, сильне магнітне поле знижує перепускну здатність магнітного фільтру, яка залежить від рівня втрат плазмового потоку при його русі у плазмоді. З іншого боку, слабке магнітне поле не здатне відхиляти корисну йонну частину плазмового потоку. Цієї мети можна досягти шляхом часткової замагніченості плазми. Тобто, магнітне поле має бути достатньо великим, щоб електрони були замагніченими, але недостатнім, щоби замагнітити йони. Отже, шукане магнітне поле має задовольняти такій подвійній нерівності [15]:

$$\rho_e \ll r_0 \ll \rho_i, \quad (6.1)$$

де  $r_0$  – це малий радіус фільтру. Ларморів радіус  $\rho_{e(i)}$  електрона (іона)

визначається так:

$$\rho_{e(i)} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce(i)}} = \frac{m_{e(i)} v_{e,i\perp}}{qB}, \quad (6.2)$$

де  $\omega_{ce(i)}$  – ларморова частота (циклотронна частота),  $m_{e(i)}$  – маса електрона (йона),  $q$  – заряд частинки,  $B$  – індукція магнітного поля,  $v_{\perp}$  – складова швидкості, яка є перпендикулярною до ліній індукції магнітного поля.

Характерною особливістю руху йонів у криволінійному магнітному фільтрі за умови електронної замагніченості є те, що вони рухаються вздовж ліній магнітного поля, які перетинають активну поверхню катоду, але не перетинають стінок плазмоводу. Для опису транспортування йонної компоненти плазмового потоку у тороїдальних магнітних фільтрах запропоновано модель “flux-tube” [20]. У цій дисертації враховано вторинну електронну емісію з підкладки, яку викликають іони [274].

Для того, щоби проаналізувати вплив ВІЕЕ на рух МЧ у криволінійному магнітному фільтрі, обрано такі вихідні параметри сфокусованого іонного пучка:

- 1) Загальна концентрація іонного пучка є сумою індивідуальних концентрацій,

$$n_i = \sum_{k=1}^3 n_{ik}, k = 1, 2, 3; \quad (6.3)$$

- 2) Частка йонів кожного типу:

$$f_k = \frac{n_{ik}}{n_i}; \quad (6.4)$$

- 3) Середній заряд іонів

$$Z = \sum_{k=1}^3 k f_k, \quad (6.5)$$

де  $k$  – кратність заряджання йонів;

- 4) Середня енергія йонів

$$\varepsilon_i = \sum_{k=1}^3 f_k \varepsilon_{ik}, \quad (6.6)$$

де  $\varepsilon_{ik}$  – енергія йонів  $k$ -го типу.

Іони надходять до підкладки з енергією

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ок} + k|eV_0|, \quad (6.7)$$

де  $\varepsilon_{ок}$  – це початкова кінетична енергія йонів, з якою вони залишають катод,  $e$  – елементарний заряд. Густина струму йонного пучка складається з суми окремих густин струмів кожного типу йонів:

$$j_i = \sum_{k=1}^N j_{ik} = e \sum_{k=1}^N k n_{ik} u_{ik}, \quad (6.8)$$

де  $u_{ik}$  – це швидкість іонів  $k$ -го типу.

Взаємодія йонного пучка з підкладкою призводить до генерації пучка вторинних електронів (на Рис.6.1 стрілками позначено напрямки руху) з енергією  $\varepsilon_e = |eV_0|$  та густиною струму

$$j_e^b = \gamma j_i / Z. \quad (6.9)$$

Густина струму визначається середнім коефіцієнтом ВІЕЕ

$$\gamma = \sum_{k=1}^3 f_k \gamma_k, \quad (6.10)$$

де  $\gamma_k$  – це коефіцієнт ВІЕЕ для  $k$ -компоненти струму іонів.

## 6.2 Зарядження макрочастинки у вакуумно-дугових джерелах плазми з магнітним фільтром

Заряд МЧ визначає рух МЧ у криволінійному плазмоводі та можливість видалення МЧ з плазмового потоку. Детальний опис зарядження МЧ у плазмі вакуумно-дугового джерела з магнітним фільтром потребує врахування емісійних процесів. До поверхні МЧ з плазми надходять іонний та електронний струми, відповідно,  $I_i$  та  $I_e$ , та струм вторинних електронів  $I_{BE}$  з підкладки.

Водночас з поверхні МЧ відбувається й ефективна емісія електронів через іон-електронну та електрон-електронну емісії з відповідними струмами  $I_{i-e}$  та  $I_{e-e}$ . Таким чином, плаваючий потенціал МЧ  $\phi_{MЧ}$  можна дістати з балансу струмів

$$I_i(\phi_{MЧ}) - I_e(\phi_{MЧ}) - I_{BE}(\phi_{MЧ}) + I_{i-e}(\phi_{MЧ}) + I_{e-e}(\phi_{MЧ}) = 0. \quad (6.11)$$

Для розрахунку струмів найчастіше використовують теорію ООР [84]. Умовою застосування теорії ООР до опису заряджання МЧ, що міститься у плазмі з магнітним полем, є така подвійна сильна нерівність [93]:

$$a \ll \lambda_{De} \ll \rho_e, \quad (6.12)$$

де електронна довжина Дебая  $\lambda_D$  складає

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}. \quad (6.13)$$

Застосування теорії ООР обмежено значенням електронного ларморового радіусу, який обернено пропорційний до індукції магнітного поля. Згідно з формулою (6.2), ларморів радіус є тим менше, чим більша індукція магнітного поля. Коли переріз поглинання електронів макрочастинкою збігається з електронним ларморовим радіусом, характер руху електронів в електростатичному полі МЧ змінюється з орбітального на прямолінійний при певному граничному значенні магнітного поля. У цьому випадку використання теорії ООР не є коректним.

Якщо радіус  $a$  МЧ є набагато меншим за електронну довжину Дебая,  $a \ll \lambda_D$ , то залишається права частина нерівності (6.12), яка є тотожною до нерівності

$$B < B_{кр}. \quad (6.14)$$

Індукція магнітного поля у магнітному фільтрі вакуумно-дугового джерела типово дорівнює  $B = 100$  Гс. Для МЧ з радіусом 10 мкм при

температурі електронів  $T_e = 3$  еВ одержимо  $B_{кр}$ , скориставшись розрахунковою формулою для критичного значення магнітного поля [275]

$$B_{кр} [кГс] = \frac{41.73}{a(мкм)} \sqrt{\frac{k_B T_e [еВ]}{3}}. \quad (6.15)$$

Звідси  $B_{кр} \approx 4$  кГс. Отже, у даному випадку задовольняється умова (6.14), таким чином, використання теорії ООР є коректним.

У випадку негативно зарядженої МЧ,  $\phi_{МЧ} < 0$ , електронний струм на МЧ у наближенні ООР дорівнює [84]

$$I_e = \pi a^2 e n_0 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_{МЧ}}{k_B T_e}\right). \quad (6.16)$$

Для розрахунку струму йонів з напрямленими швидкостями, що притаманні металевим іонам, використовують зсунуту функцію розподілу Максвелла за швидкостями, тому вираз струму для йонів має такий вигляд:

$$I_i = \pi a^2 Z e n_i u_i \left(1 - \frac{Z e \phi_{МЧ}}{\varepsilon_i}\right), \quad (6.17)$$

$$I_{i-e} = (\gamma / Z) I_i, \quad (6.18)$$

$$I_{e-e} = \delta I_e, \quad (6.19)$$

де  $u_i$  – це середня швидкість іонів; у разі  $Z e \phi_{МЧ} / \varepsilon_i > 1$ ,  $I_i = 0$ .

Коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії (ВЕЕЕ)  $\delta$  залежить від енергії первинного електронного пучка [104]

$$\delta = 7.4 \delta_m \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m} \exp\left(-2 \sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_m}}\right), \quad (6.20)$$

де  $\delta_m$  – це максимальне значення  $\delta$ ;  $\varepsilon_e$  – енергія моноенергетичного пучка первинних електронів;  $\varepsilon_m$  – енергія первинного пучка електронів при  $\delta = \delta_m$ .

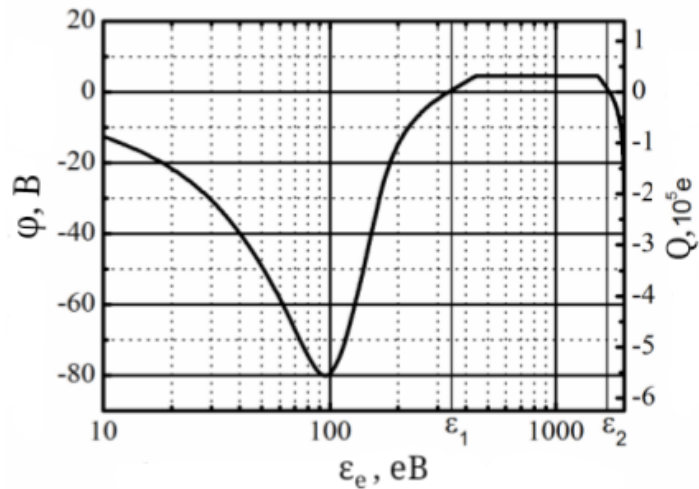


Рис. 6.2 Залежність потенціалу та заряду вольфрамової МЧ від енергії вторинних електронів ( $T_e = 3$  eV,  $n_0 = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\varepsilon_i = 25$  eV)

Заряд МЧ та її плаваючий потенціал пов'язані таким співвідношенням:

$$Q = 4\pi\varepsilon_0 a\phi_{\text{МЧ}}. \quad (6.21)$$

На Рис. 6.2 представлено результати чисельного розв'язання рівняння (6.9). Чисельні розрахунки потенціалу та заряду вольфрамової МЧ, радіус якої становить 10 мкм, виконані для таких параметрів вакуумно-дугового розряду низького тиску: температура електронів плазми  $T_e = 3$  eV, концентрація плазми  $n_0 = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , середня енергія напрямленого руху йонів 25 eV. Для вольфраму  $\delta_m$  складає 1.2 для  $\varepsilon_{em} = 800$  eV [103]. Енергетичний спектр вторинних електронів визначає потенціал та заряд МЧ. У діапазоні енергій електронного пучка  $\varepsilon_1 < \varepsilon_e < \varepsilon_2$  МЧ має позитивний заряд. Це зумовлено тим, що за цих енергій коефіцієнт ВЕЕЕ  $\delta$  є більшим за одиницю, та потоки емітованих частинок перевищують потоки, які вона поглинає.



### 6.3 Рух макрочастинки у криволінійному магнітному фільтрі

Розглянемо рух МЧ з радіусом  $a$  у криволінійному плазмоводі, до стінок якого прикладено позитивний потенціал зсуву. Оскільки магнітний фільтр являє собою чверть тора, магнітне поле якого має три компоненти, доцільно ввести тороїдальну систему координат  $(r, \theta, \xi)$  з віссю обертання  $O_I$ , як зображено на Рис.6.3 (а). Тороїдальні координати пов'язані зі стандартними декартовими координатами так:

$$x = (R_0 + r \cos \theta) \cos \xi,$$

$$y = (R_0 + r \cos \theta) \sin \xi,$$

$$z = r \sin \theta,$$

де  $r$  – це радіальна координата в полоїдальній площині,  $R_0$  – відстань від центра трубки до центра тора;  $\theta$  та  $\xi$  – полоїдальний і тороїдальний кути, відповідно.

Оцінимо початкову кінетичну енергію  $E_0$  МЧ, що влітає до плазмоводу в точці  $A$ , виходячи з експериментально виміряних розмірів та швидкостей МЧ [19]:

$$5 \text{ нм} \leq a \leq 20 \text{ мкм}. \quad (6.21)$$

$$1 \text{ м/с} \leq V_0 \leq 30 \text{ м/с} \quad (6.22)$$

Звідси витікає, що кінетична енергія МЧ не перевищує певного максимального значення

$$E_0 = MV_0^2 / 2 \leq E_{\text{макс}}, \quad (6.23)$$

де  $M$  – це маса МЧ,  $V_0$  – початкова швидкість МЧ.

Конструкцію магнітного фільтру побудовано таким чином, щоб МЧ, на відміну від іонної компоненти плазмового потоку, рухалася прямолінійно та осаджувалася на стінках фільтру. Проте, якщо МЧ є позитивно зарядженою

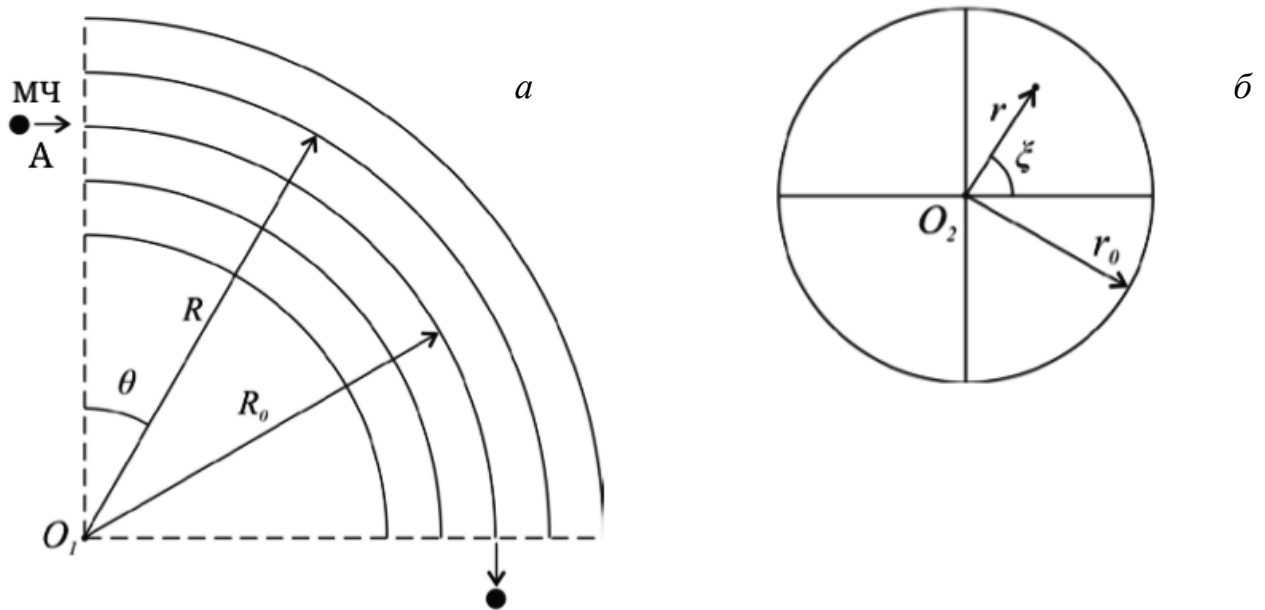


Рис. 6.3 Тороїдальна система координат: великий переріз тора з радіусом  $R_0$  (ліворуч), малий переріз тора з радіусом  $r_0$  (праворуч). Стрілка на схемі позначає напрямок руху МЧ

внаслідок вторинної електронної емісії, на МЧ діє кулонова та відцентрова сили. Кулонова сила  $\vec{F}_E$ , яка зумовлена взаємодією зарядженої МЧ з радіальним електричним полем, що виникає внаслідок застосування позитивного потенціалу зсуву до стінок плазмоводу, дорівнює

$$\vec{F}_E = Q\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial R}\varphi(R), \quad (6.24)$$

де  $Q$  – заряд МЧ,  $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $\varphi(R)$  – потенціал електростатичного поля, який має параболічний розподіл [276]

$$\varphi(R) = A(R - R_0)^2 + \varphi_0, \quad (6.25)$$

де  $R_0$  – це великий радіус тора,  $\varphi_0$  – мінімум потенціалу,  $A = 3.2 \text{ В/см}^2$ ; радіальне падіння потенціалу складає  $20 \div 40 \text{ В}$ .

Крім кулонової сили, на МЧ діє відцентрова сила  $F_R$ , що виникає під час криволінійного руху МЧ у каналі плазмоводу вздовж лінії з радіусом вигину  $R$

$$F_R = \frac{MV^2}{R}. \quad (6.26)$$

Розглянемо окремо рух МЧ у радіальному напрямку. У випадку позитивно зарядженої МЧ кулонова сила  $\vec{F}_E$  напрямлена вздовж великого радіусу тора до центру обертання  $O_I$ , оскільки вектор напруженості електричного поля  $\vec{E}$  спрямований у напрямку протилежному до  $grad\phi(R)$ , тобто в бік зростання потенціалу. Для того, щоб утримати МЧ в об'ємі магнітного фільтру, відцентрова сила інерції  $F_R$ , яка штовхає МЧ до зовнішньої стінки плазмоводу, повинна зрівноважити кулонову силу  $F_E$ , напрямлену в протилежний бік. Згідно з формулою (6.25) при напруженості поля  $E=6.5 \text{ В/см}^2$  ці сили будуть збалансовані [277].

Більш детальніший опис поведінки МЧ можна отримати, виходячи з законів збереження енергії та кутового моменту. Якщо розкласти швидкість МЧ  $V$  на полоїдальну  $V_\theta$  та радіальну  $V_R$  складові (рух МЧ в азимутальному напрямку,  $v_\xi = 0$ , не розглядають), закони збереження енергії МЧ можна записати у такому вигляді:

$$E_0 = \frac{MV_0^2}{2} + U(R_1) = \frac{MV_\theta^2}{2} + \frac{MV_R^2}{2} + U(R), \quad (6.27)$$

де  $R_1$  – це положення МЧ на вході до плазмоводу відносно вісі  $O_I$ , та  $R$  – поточне положення МЧ у плазмоводі;  $U(R) = Q\phi(R)$  – потенціальна енергія МЧ.

Проходження МЧ крізь магнітний фільтр можливе лише за такої умови:

$$E_0 < (\phi(R) - \phi(R_1))Q. \quad (6.28)$$

До того ж, початкова кінетична енергія  $E_0$  повинна не перевищувати критичного значення  $E_{\text{макс}}$ , що визначається формулою (6.23). Залежність потенціальної енергії МЧ від просторової координати дає можливість визначити положення МЧ, з якого вона починає свій рух у плазмоводі та буде захоплена електричним полем.

Закон збереження кутового моменту має такий вигляд:

$$MV_{\theta 0}R_1 = MV_{\theta}R. \quad (6.29)$$

Якщо здобути складову швидкості  $V_{\theta}$  з цього рівняння та підставити її до (6.29), то рівняння збереження енергії набуває такого вигляду:

$$E_0 = \frac{MV_{\theta 0}^2}{2} \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 + \frac{MV_R^2}{2} + U(R). \quad (6.30)$$

Якщо радіальна складова швидкості  $V_R$  дорівнює нулю, це рівняння можна переписати таким чином

$$E_0 \left( 1 - \frac{V_{\theta 0}^2}{V_0^2} \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 \right) = Q\varphi(R). \quad (6.31)$$

У цьому випадку МЧ залишається в об'ємі магнітного фільтру.

У роботі [278] нами визначено умови, за яких можливе проходження МЧ крізь магнітний фільтр. Результати числового розв'язання нерівності (6.28) представлено на Рис. 6.4 для двох випадків: коли МЧ перебуває на поздовжній осі плазмоводу,  $r = 0$ , та на деякій відстані від неї  $r = 0.5r_0$ . Криві, які зображені на рисунку, визначаються сукупністю параметрів (початковою швидкістю МЧ та її розміром) для обраної розрахункової відстані та поділяють поле графіка на дві частини. Частина вгорі містить сукупність параметрів, за яких МЧ осаджується на стінках плазмоводу. Внизу лежить сукупність параметрів, за яких МЧ проходить крізь магнітний фільтр.

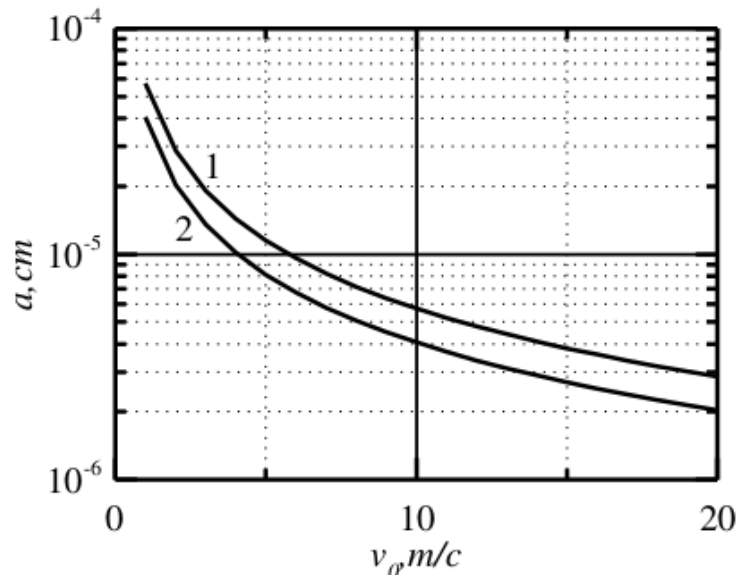


Рис. 6.4 Залежність критичного розміру МЧ від її початкової швидкості:

$$1 - r = 0, 2 - r = 0.5r_0$$

На Рис. 6.5 представлено результати розв'язання рівняння (6.30) так само для двох частинних випадків: 1) коли швидкість МЧ напрямлена перпендикулярно до поверхні катоду ( $V_{R0} = 0$ ); 2) коли швидкість МЧ напрямлена під малим кутом до поверхні катоду ( $V_{\theta 0} = 0$ ). Так само, як і на попередньому графіку, криві поділяють МЧ на дві групи. До першої групи належать МЧ, які осаджуються на стінках магнітного фільтру, до другої – МЧ, які проходять крізь магнітний фільтр. Як можна бачити з Рис. 6.5, МЧ, які вилітають під малим кутом до поверхні катоду здебільшого осаджуються на стінках плазмоводу. Транспортування МЧ крізь магнітний фільтр залежить від заряду МЧ, радіального електричного поля та радіусу вигину фільтра  $R$ .

Здобуті результати пояснюють наявність МЧ на виході з криволінійного плазмоводу із застосуванням позитивного потенціалу зсуву, що спостерігали в експериментах.

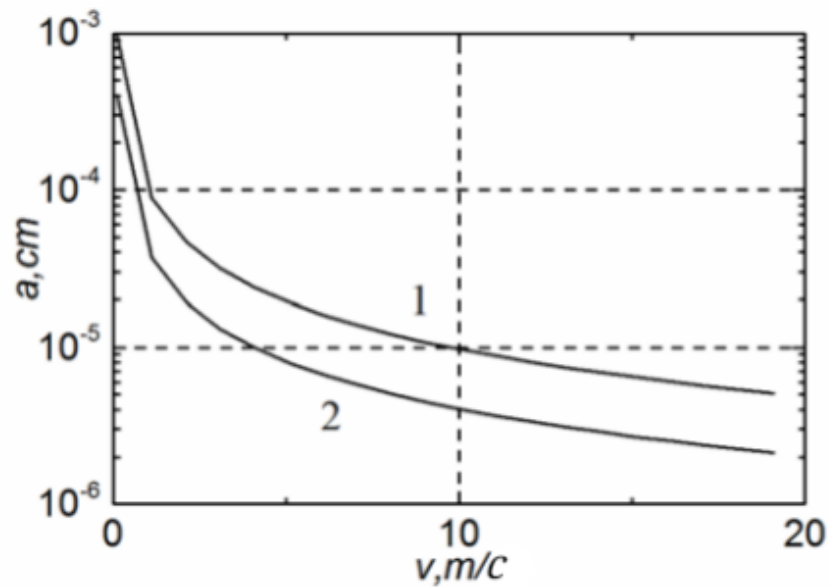


Рис. 6.5 Залежність критичного розміру МЧ від її початкової швидкості:

$$1 - V_{R0} = 0, 2 - V_{\theta 0} = 0$$

### Висновки до розділу 6

1. Запропоновано пояснення наявності МЧ на виході з криволінійного плазмоводу із застосуванням позитивного потенціалу зсуву на підставі аналізу заряджання та динаміки МЧ.

2. Розраховано заряд МЧ у вакуумно-дуговому джерелі плазми з урахуванням емісійних процесів з поверхні МЧ. Показано, що домінуючу роль у заряджанні МЧ відіграє електронний пучок, який генерується з підкладки йонами. Встановлено, що в діапазоні енергій електронного пучка, за яких коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії є більшим за одиницю, МЧ набуває позитивного заряду.

3. Встановлено можливість захоплення позитивно заряджених МЧ в об'ємі плазмоводу магнітного фільтру з негативним просторовим зарядом. Показано, що проходження МЧ крізь магнітний фільтр залежить від заряду МЧ, радіального електричного поля та геометричних розмірів фільтру.

4. Показано, що МЧ, які вилітають під малим кутом до поверхні катоду здебільшого осаджуються на стінках плазмоводу.

Результати досліджень, які представлено в даному розділі, викладені у публікаціях автора: [274, 277, 278].

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі теоретично досліджено фізичні механізми динаміки та фазових станів макрочастинок (МЧ) у пучково-плазмових системах. Проведені дослідження дають можливість зробити такі основні висновки.

1. Показано, що процес взаємодії МЧ з плазмою за наявності електронного пучка є комплексним. Бомбардування МЧ електронним пучком безпосередньо викликає вторинну електрон-електронну емісію та додаткові емісійні процеси, такі як термоелектронна та автоелектронна емісії, які виникають через підвищення температури та електричного поля МЧ, відповідно. Встановлено, що як термо-, так і автоелектронна емісія викликають зменшення абсолютної величини плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  МЧ. Проте, на відміну від термоелектронної емісії, автоелектронна емісія не призводить до зміни знаку потенціалу МЧ на протилежний. Це пояснюється тим, що ці емісії відбуваються за різних енергій електронного пучка.

2. Показано, що інжекція електронного пучка з енергією електронів  $\varepsilon_e = 2 \div 10$  кеВ у вакуумно-дугові технологічні системи нанесення покриттів дає можливість випаровувати та руйнувати МЧ під час її руху до підкладки. Встановлено, що процеси випаровування та електростатичного руйнування МЧ електронним пучком визначаються розміром та типом речовини МЧ, параметрами плазми та енергією електронного пучка. Показано, що для руйнування МЧ у плазмі з більшою концентрацією потрібні потужніші пучки, ніж у плазмі з меншою концентрацією.

3. Показано, що бомбардування МЧ з радіусами  $0.1 \div 10$  мкм електронним пучком з енергією понад 2 кеВ призводить до надвисокого заряджання (до величини заряду  $10^5 e$ ). Показано, що позбавлення МЧ від надлишкового заряду



відбувається шляхом релеєвого розпаду її на частини або внаслідок автоелектронної (термо-автоелектронної) емісії.

4. Установлено, що МЧ у пучково-плазмовому розряді залежно від розмірів і швидкості можуть бути повністю або частково випарені при їхньому проходженні крізь плазму з гарячими електронами. Час випаровування зменшується зі зменшенням температури плазмових електронів.

5. Встановлено, що у плазмі вакуумно-дугового розряду за певних плазмових умов (концентрації плазми, температури електронів, температури йонів) для кожної речовини існують критичні розміри, що визначають динаміку температури. Здобуто критичні розміри МЧ з різних речовин. Залежно від розмірів МЧ поділені на групи: при початковому розмірі МЧ  $D > D_{кр1}$  МЧ охолоджуються та досягають підкладки у твердому стані; при  $D_{кр2} < D < D_{кр1}$  МЧ нагріваються до рівноважної температури; при  $D < D_{кр2}$  МЧ досягають температури кипіння та можуть бути випареними. Показано принципову можливість нагрівання та подальшого випаровування МЧ у плазмі імпульсного вакуумного-дугового розряду за високої концентрації плазми понад  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

6. Установлено, що багатозарядні йони суттєво впливають на динаміку та фазові стани МЧ у плазмі вакуумно-дугового розряду. Показано, що підвищення середнього зарядового стану викликає збільшення коефіцієнта вторинної іон-електронної емісії, та як наслідок, зменшення абсолютної величини потенціалу МЧ. Установлено, що внесок до нагрівання МЧ від багатозарядних іонів є більшим, ніж від однозарядних.

7. Продемонстровано принципову можливість електростатичного відбиття МЧ від підкладки у вакуумно-дуговому розряді шляхом збільшення негативного потенціалу зсуву підкладки. Показано, що збільшення негативного зсуву потенціалу підкладки призводить до збільшення абсолютної величини негативного заряду МЧ у плазмовому шарі та тим самим до збільшення електростатичного відбиття МЧ від підкладки.

8. Показано, що домінуючу роль у заряджанні та динаміці МЧ у плазмовому шарі відіграє вторинна іон-електронна емісія з підкладки: за умов, що відповідають вакуумно-дуговому осадженню тонких плівок, – це потенціальна електронна емісія, а за умов, що відповідають плазмовій імерсійній іонній імплантації, – це кінетична електронна емісія.

9. Доведено, що реакційний газ впливає на число МЧ у вакуумно-дуговому розряді не лише завдяки процесам на поверхні катоду, а також завдяки плазмовим параметрам, які є відповідальними за заряджання та динаміку МЧ. Для того, щоб дослідити динаміку МЧ у плазмовому потоці, запропоновано внутрішньо самоузгоджену комбіновану теоретичну модель, складниками якої є плазмово-хімічна модель, одновимірний гідродинамічний модель і теорія заряджання обмеженого орбітального руху.

10. Показано, що докладання до підкладки імпульсного потенціалу зсуву, збільшення негативного потенціалу зсуву підкладки, додавання реакційного газу до робочої камери вакуумно-дугового розряду, застосування імпульсних режимів роботи вакуумно-дугового розряду, інжекція електронного пучка до вакуумно-дугових технологічних систем є ефективними альтернативними засобами зменшення забруднень МЧ при вакуумно-дуговому осадженні тонких плівок і покриттів, а також плазмовій імерсійній іонній імплантації без застосування магнітних фільтрів. Установлено, що проходження МЧ крізь магнітний фільтр залежить від заряду МЧ, радіального електричного поля та геометричних розмірів фільтру.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Oks E., Brown I. Emerging applications of vacuum-arc-produced plasma, ion and electron beams. New York, 2003. 235 p.
2. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. Москва, 1977. 145 с.
3. van Dorp W. F., Hagen C. W. A critical literature review of focused electron beam induces deposition // Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 104, N 8. P. 081301.
4. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. Москва, 1972. 304 с.
5. Ворогушин М. Ф., Глухих В. А., Карпов Д. А., Манукян Г. Ш. Пучковые и ионно-плазменные технологии // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». 2002. № 3 (81). С. 101–109.
6. Азаренков М. О., Дудін, С. В., Зиков О. В., Фаренік В. І. Іонно-плазмові системи з комбінованими електричними і магнітними полями для мікро- і нанотехнологій // Журнал фізики та інженерії поверхні. 2017. Т. 2, № 2–3. С. 119–142.
7. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. Москва, 1977. 210 с.
8. Brown J. G., Oks E. Vacuum arc ion sources: Recent developments and applications // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. Vol. 33, Iss. 6. P. 1931–1943.
9. Anders A. Cathodic arcs: from fractal spots to energetic condensation. New York, 2008. 540 p.
10. Anders A. Metal plasma immersion ion implantation and deposition: A review // Surface and Coatings Technology. 1997. Vol. 93, Iss. 2–3. P. 158–167.
11. Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition / edited by A. Anders. New York, 2000. 736 p.

12. Brown J. G. Cathodic arc deposition of films // *Annual Review of Material Science*. 1998. Vol. 28. P. 243–269.
13. Tay B. K., Zhao Z. W., Chua D. Y. C. Review of metal oxide films deposited by cathodic vacuum arc technique / *Material Science and Engineering R*. 2006. Vol. 52. P. 1–48.
14. Boxman R. L., Goldsmith S. Principles and applications of vacuum arc coatings // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1989. Vol. 17, Iss. 5. P. 705–712.
15. Аксенов И. И., Андреев А. А., Белоус В. А., Стрельницкий В. Е., Хороших В. М. Вакуумная дуга: источники плазмы, осаждение покрытий, поверхностное модифицирование : монография. Киев, 2012. 728 с.
16. Beilis I. Electrode Erosion. Macroparticles Generation // *Plasma and Spot Phenomena in Electrical Arcs* / edited by I. Beilis. Springer. Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. Vol.133. 2020. P. 255–283.
17. Plyutto A. A., Ryzhkov Y. N., Kapin A. T. High speed plasma streams in vacuum arc // *Sov. Physics – JETP*. 1965. Vol. 20, N 2. P. 328–337.
18. Anders S., Anders A., Yu K. M., Yao X. Y. On the macroparticle flux from vacuum arc cathode spots // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1993. Vol. 21, Iss. 5. P. 440–446.
19. Handbook of deposition technologies for films and coatings: science, applications and technology / edited by P. J. Martin. second edition. Amsterdam, 2005. 912 p.
20. Boxman R. L., Goldsmith S. Macroparticle contamination in cathodic arc coatings: generation, transport and control // *Surface and Coatings Technology*. 1992. Vol. 52. P. 39– 50.
21. Aksenov I. I., Belokhvostilov A. N., Padalka V. G. Plasma flux motion in a toroidal plasma guide // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1986. Vol. 28. P. 761– 770.

22. Storer J., Galvin J. E., Brown I. G. Transport of vacuum arc plasma through straight and curved magnetic ducts // *Journal of Applied Physics*. 1989. Vol. 66, N 11. P. 5245–5249.
23. Anders S., Anders A., Dickinson M. R., MacGill R. A., Brown I. G. S-shaped magnetic macroparticle filter for cathodic arc deposition // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1997. Vol. 25. P. 670–675.
24. Goncharov A. A., Maslov V. I., Naiko L. V. Electron beam formation and its effect in novel plasma-optical device for evaporation of micro-droplets in cathodic arc plasma coatings // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2016. Series “Plasma physics”. 2016. № 6 (106). P. 121–124.
25. Гончаров О. А., Баженов В. Ю., Добровольський А. М., Проценко І. М. Новітні досягнення в розробці ерозійних джерел плазми // *Наука та інновації*. 2019. Vol. 15, N 4. P. 35–46.
26. Tai C. N., Koh E. S., Akari K. Macroparticles on TiN films prepared by the arc ion plating process // *Surface and Coating Technology*. 1990. Vol. 43–44. P. 324–335.
27. Wang Q. M. Effect of negative bias voltage on CrN films deposited by the arc ion plating // *Journal of Vacuum Science and Technology A*. 2008. Vol. 26, N 5. P. 1258–267.
28. Harris S.G., E. D. Doyle, Wong Y.-C., Minroe P. R. Reducing the macroparticle content of cathodic arc evaporated TiN coatings // *Surface and Coating Technology*. 2004. Vol. 183. P. 283–294.
29. Johnson P. C., Randhawa H. Zirconium nitride films prepared by cathodic arc plasma deposition process // *Surface and Coatings Technology*. 1987. Vol. 33. P. 53–62.
30. Beilis I. I. Vacuum arc cathode spot theory: history and evolution of the mechanism // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2019. Vol. 47. Iss. 8. P. 3412–3433.

31. Juttner B. On the plasma density of metal vapour arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1985. Vol. 18, N 11. P. 2221–2222.
32. Daalder J. E. Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1975. Vol. 8, N 14. P. 1647–1659.
33. Daalder J. E. Components of cathode erosion in vacuum arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1976. Vol. 9, N 16. P. 2379–2395.
34. Zhirkov I., Petruhins A., Kolozsvari S. Macroparticle generation in a DC arc discharge from a WC cathode // *Journal of Applied Physics*. 2017. Vol. 121, N 10. P. 103305.
35. Disatnic G., Boxman R. L. Goldsmith S. Characteristics of macroparticle emission from a high-current density multi-cathode-spot vacuum arc // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1987. Vol. PS–15, P. 520–523.
36. Juttner B., Puchkarev V. F., E. Haintzsche E., Beilis I. Cathode spots // *Handbook of vacuum arc science and technology: fundamentals and applications* / edited by R. L. Boxman, P. J. Martin, D. M. Sanders. New Jersey, 1995. P. 73–209.
37. Juttner B. Erosion craters and arc cathode spots in vacuum // *Ibid.* 1979. Vol. 19, N 5. P. 29–48.
38. Haintzsche E. A new model of crater formation by arc spot // *Beitrage aus der Plasmaphysik*. 1977. Vol. 17, N 1. P. 65–74.
39. Haintzsche E., Juttner B. Current density in arc spots // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1985. Vol. 13, Iss. 5. P. 230–232.
40. Schulke T., Siemroth P. Vacuum arcs cathode spots as a self-similarity phenomenon // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996. Vol. 24. P. 63–64.
41. Siemroth P., Schulke T., Witke T. Investigations of cathode spots and plasma formation of vacuum arcs by high speed microscopy and spectrography // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1997. Vol. 25, Iss. 4. P. 571–579.
42. Davis W. D., Miller W. D. Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient // *Journal of Applied Physics*. 1969. Vol. 40. P. 2212–2221.

43. Utsumi T., English J. H. Study of electrode products emitted by vacuum arcs in form of molten metal particles // *Journal of Applied Physics*. 1975. Vol. 46. P. 126–131.
44. Tuma D. T., Chen C. L., Davies D. K. Erosion products from the cathode spot region of a copper vacuum arc // *Journal of Applied Physics*. 1978. Vol. 49, N 7. P. 3821–3831.
45. Хороших В. М. О структуре плазменных струй, генерируемых катодным пятном стационарной вакуумной дуги // *Журнал технической физики*. 1988. Т. 58, № 6. С. 1220–1221.
46. McClure G.W. Plasma expansion as a cause of metal displacement in vacuum arc cathode spot // *Journal of Applied Physics*. 1974. Vol. 45, N 5. P. 2078–2084.
47. Kandah M., Meunier J.-L. Study of microdroplet generation from vacuum arcs on graphite cathodes // *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1995. Vol. A13. P. 2444–2450.
48. Раховский В. И., Ягудаев А. М. К вопросу о механизме разрушения электродов в импульсном разряде // *Журнал технической физики*. 1969. Т. 39, № 2. С. 317–320.
49. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. Москва, 2000. 424 с.
50. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Москва, 1984. 256 с.
51. Баренгольц С. А., Месяц Г. А., Шмелев Д. Л. Механизм генерации ионного потока в вакуумных дугах // *Журнал экспериментальной и технической физики*. 2001. Т. 120, № 5. С. 1227–1236.
52. Месяц Г. А., Баренгольц С. А. Взаимодействие плазменных струй и капель в прикатодной области вакуумной дуги // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2002. Т. 75, № 6. С. 306–308.

53. Barengolts S. A., Mesyats G. A., Shmelev D. L. Structure and time behavior of vacuum arc cathode spots // IEEE Transactions on Plasma Science. 2003. Vol. 31, Iss. 5. P. 809–816.
54. Anders A. Approaches to rid cathodic arc plasmas of macro- and nanoparticles: A review // Surface and Coatings Technology. 1999. Vol. 120–121. P. 319–330.
55. Monteiro O. O. Vacuum-arc-generated macroparticles in nanometers range // IEEE Transactions on Plasma Science. 1999. Vol. 27, Iss. 4. P. 1030–1033.
56. Zhirkov I., Petruhins A., Polcik P., Kolozsvari S., Rosen J. Generation of supersize macroparticles in a direct current vacuum arc discharge from a Mo-Cu cathode // Applied Physics Letters. 2016. Vol. 108, Iss. 5. P. 054103.
57. Shalev S., Boxman R. L., Goldsmith S. Velocities and emission rates of cathode-produced molybdenum macroparticles in a vacuum arc // Journal of Applied Physics. 1985. Vol. 58, N 7. P. 2503–2507.
58. Shalev S., Goldsmith S., Boxman R. L. In situ determination of macroparticles velocities in a copper vacuum arc // IEEE Transactions on Plasma Science. 1983. Vol. PS–11, Iss. 3. P. 146–151.
59. Хороших В. М. Капельная фаза эрозии катода стационарной вакуумной дуги // Журнал фізики та інженерії поверхні. 2004. Т. 2, № 4. С. 200–213.
60. Schulke T., Anders A. Velocity distribution of carbon macroparticles generated by pulsed vacuum arcs // Plasma Sources Science and Technology. 1999. Vol. 8. P. 567–571.
61. Daugherty J. E., Porteous R. K. Deposition kinetics on particles in a dusty plasma reactors // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 92, N5. P. 2916–2922.
62. Keidar M. Influence of an electrical field on the macroparticle size distribution in a vacuum arc // Journal of Vacuum Science Technology A. 1999. Vol. 17. P. 3067–3073.



63. Аксенов И. И., Коновалов, И. И., Кудрявцева Е. Е., Кунченко В. В. Исследование капельной фазы эрозии катода стационарной вакуумной дуги // Журнал технической физики. 1984. Т. 54, № 8. С. 1530–1533.
64. Хороших В. М. Стационарная вакуумная дуга в технологических системах для обработки поверхностей // Физическая инженерия поверхности. 2003. Т. 1, № 1. С. 19–26.
65. Хороших В. М., Холмеев М. Г. Пространственное распределение потоков частиц в стационарном дуговом разряде низкого давления // Журнал фізики та інженерії поверхні. 2004. Т. 2, № 1–2. С. 24–27.
66. Kutzner J., Miller H. C. Integrated ion flux emitted from the cathode spot region of a diffuse vacuum arc // Journal of Physics D: Applied Physics. 1992. Vol. 25, N 4. P. 686–693.
67. Siemroth P., Laux M., Pursch H., Sachtleben J. Diameters and velocities of droplets emitted from the Cu cathode of a vacuum arc // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, Iss. 8. P. 3470–3477.
68. Anders A. The fractal nature of vacuum arcs cathode spots // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. Vol. 33, Iss. 5. P. 1456–1464.
69. Gidaev E., Goldsmith S., Boxman R. L. Macroparticle rotation in the vacuum arc plasma jet // Journal of Applied Physics. 2004. Vol. 95, N 6. P. 2969–2974.
70. Nitter T. Levitation of dust in rf and dc glow discharges // Plasma Sources Science and Technology. 1996. Vol. 5, N 1. P. 93–111.
71. Fortov V. E., Nefedov A. P., Molotkov V. I., Poustylnik V. M. Dependence of the dust particle charge on its size in a glow-discharge plasma // Physical Review Letters. 2001. Vol. 87. P. 205002.
72. Ikkurthi V. R., Matyash K., Melzer A., Schneider R. Computation of dust charge and potential on a static spherical dust grain immersed in rf discharges // Physics of Plasmas. 2008. Vol. 15. P. 123704.

73. Graves D. B., Daugherty J. E., Kilgore M. D., Porteous R. K. Charging, transport and heating of particles in radiofrequency and electron cyclotron resonance plasmas // *Plasma Sources Science and Technology*. 1999. Vol. 3, Iss. 3. P. 433-441.
74. Ryasanek F., Ryasanek F., Burton R. L. Charging of macroparticles in a pulsed vacuum arc discharge // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2008. Vol. 36, Iss. 5. P. 2147–2162.
75. Chen X. Dust charge in the sheath of collisional low-pressure capacitive RF discharge // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1997. Vol. 25, Iss. 5. P. 117–1123.
76. Puttsher M., Melzer A. Dust particles under the influence of crossed electric and magnetic fields in the sheath of an rf discharge // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21. P. 123704.
77. Mendis D. Cosmic dusty plasma / D. Mendis, M. Rosenberg // *Annu. Rev. Astronomy and Astrophysics*. 1994. Vol. 32. P. 419–463.
78. Khrapak S. A., Ratyanskaia S. V., Zobnin A. V., Usachev A. D. Particle charge in the bulk of gas discharges // *Physical Review E*. 2005. Vol. 72, N 1. P. 016406.
79. Samarian A. A. Vladimirov S. V. Charge of a macroscopic particle in a plasma sheath // *Physical Review E*. 2003. Vol. 67. P. 066404.
80. Vladimirov S. V., Cramer N. F. Equilibrium and levitation of dust in a collisional plasma with ionization // *Physical Review E*. 2000. Vol. 62, N 2. P. 2754–2762.
81. Robertson S., Gulbis A. A. S., Colwell J., Horany M. Dust grain charging and levitation in a weakly collisional sheath // *Physics of Plasmas*. 2003. Vol. 10, N 10. P. 3874–3880.
82. Goree J. Charging of particles in a plasma // *Plasma Sources Science and Technology*. 1994. Vol. 3. P. 400–406.
83. Фортон В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. Пылевая плазма // *Успехи физических наук*. 2004. Т. 174. С. 495–544.

84. Mott-Smith H. M., Langmuir I. The theory of collectors in gaseous discharge // Physical Review. 1926. Vol. 28. P. 727–763.
85. Bohm D. Minimum ionic kinetic energy for a stable sheath // The characteristics of electrical discharges in magnetic fields / edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling. New York, 1949. P. 77–86.
86. Livadiotis G. On the generalized formulation of Debay shielding in plasmas // Physics of Plasma. 2019. Vol. 26. P. 150701.
87. Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfill G. E. Shielding of a test charge: Role of plasma production and loss balance // Physics of Plasmas. 2010. Vol.17. P. 042107.
88. Lampe M., Gavrishchaka V., Ganguli G., Joyce G. Effect of trapped ions on shielding of a charged spherical object in a plasma // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86, P. 5278–5281.
89. Daugherty J. E., Porteous R. K., Kilgore M. D., Graves D. B. Sheath structure around particles in a low-pressure discharge // Journal of Applied Physics. 1992. Vol. 72. P. 3934–3942.
90. Allen J. E. Probe theory – the orbital motion approach // Physica Scripta. 1992. Vol. 45. P. 497–503.
91. Allen J. E. Probe theories and applications: modern aspects // Sources Science and Technology. 1995. Vol. 4, N 2. P. 234–242.
92. Chen F. Numerical computations for ion probe characteristics in a collisionless plasma // Plasma Physics. 1965. Vol. 7. P. 47–67.
93. Shukla P. K., Mamun A. Introduction to Dusty Plasma Physics. Bristol, 2002. 270 p.
94. Khrapak S. A., Morfill G. E. An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasma // Physics of Plasmas. 2008. Vol. P. 114503.

95. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. Probe diagnostics of non-Maxwellian Plasmas // Journal of Plasma Physics. 1993. Vol. 73, N 8. P. 3657–3663.
96. Kennedy R. V., Allen J. E. The floating potential of spherical probes and dust grains. II: Orbital motion theory // Journal of Plasma Physics. 2003. Vol. 69, N 6. P. 485–506.
97. Willis C. T. N., Coppins M., Bacharis M., Allen J. E. Floating potential of large dust grains in a collisionless flowing plasma // Physical Review E. 2012. Vol. 85, N 3. P. 036403.
98. Allen J. E., Boyd R. L. F., Reynolds P. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma /J. E. Allen, R. L. F. Boyd, P. Reynolds // Proceedings of the Physical Society. Section B. 1957. Vol. 70, N 3. P. 297.
99. Bernstein I. B., Rabinowitz I. N. Theory of electrostatic probes in a low-density plasma // Physics Fluids. 1959. Vol. 2. P. 112–121.
100. Vignitchouk L., Delzanno C. L., Tolias P., Ratunskaja S. Electron reflection effects on particle and heat fluxes to positively charged dust subject to strong electron emission // Physics of Plasmas. 2018. Vol. 25, N 6. P. 063702.
101. Delzanno G. L., Lapenta G., Rosenberg M. Attractive potential around a thermionically emitting microparticle // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92, N 3. P. 035002.
102. Meyer-Vernet N. “Flip-flop” of electric potential of dust grains in space // Astronomy and Astrophysics. 1982. Vol.105. P. 98–106.
103. Бронштейн И. М., Фрайман. Б. С. Вторичная электронная эмиссия. Москва, 1969. 408 с.
104. Sternglass E. J. The theory of secondary electron emission. Pittsburg, 1954.
105. Draine T., Salpeter E. E. On the physics of dust grains in hot gas // The Astrophysical Journal. 1979. Vol. 231. P. 77–94.

106. Chow V. W., Mendis D. A., Rosenberg M. Secondary emission from small dust grains at high electron energies // IEEE Transactions on Plasma Science. 1994. Vol. 22, Iss. 2. P. 179–186.
107. Dionne G. F. Origin of secondary electron emission yield curve parameters // Journal of Applied Physics. 1975. Vol. 46, N 8. P. 3347–3351.
108. Schwarz S. A. Application of semi-empirical sputtering model to secondary electron emission // Journal of Applied Physics. 1990. Vol. 68, N 5. P. 2382–2391.
109. Tolias P. On secondary electron emission and its semi-empirical description // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. Vol. 56, N 12. P. 123002.
110. Брусиловский Б. А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. Москва, 1990. 182 с.
111. Winter H., Eder H., Aumayr F. Slow-ion induced electron emission from clean metal surfaces: “Subthreshold kinetic emission” and “potential” excitation of plasmons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2001. Vol. 182. P. 15–20.
112. Baragiola R. A., Alonso E. V., Ferron J., Oliva-Florio A. Ion-induced electron emission from clean metals // Surface Science. 1979. Vol. 90. P. 240–255.
113. Shapiro B., Rocco J. J. Electron emission from glow discharge cathode materials due to neon and argon ion bombardment // Journal of Applied Physics. 1989. Vol. 65. P. 3713–3716.
114. Spitzer L. Physical process in the interstellar medium. New York, 1978. 333 p.
115. Kennedy R. V., Allen J. E. The floating potential of spherical probes and dust grains. II: Radial motion theory // Journal of Plasma Physics 2002. Vol. 67. P. 243–250.
116. Yushkov G. Yu., Anders A., Oks E. M., Brown I. G. Ion velocities in vacuum arc plasmas // Journal of Applied Physics. 2000. Vol. 88, N 10. P. 5618–5622.

117. Anders A. Growth and decay of macroparticles: A feasible approach to clean vacuum arc plasmas? // *Journal of Applied Physics*. 1997. Vol. 82, N 8. P. 3679–3688.
118. Piel A. *An Introduction to laboratory, space and fusion pkasmas*. Heidelberg, 2010. 398 p.
119. Choi S. J., Kushner M. J. A particle-in-cell simulation of dust charging and shielding in low pressure glow discharges // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1994. Vol. 22, Iss. 2. P. 138–150.
120. Sheridan T. E., Hayes A. Charge fluctuations for particles on a surface exposed to plasma // *Applied Physics Letters*. 2011. Vol. 98. P. 091501.
121. Gordiets B. F., Ferreira C. M. Charge distribution function of dust particles in low temperature plasmas // *Physical Review*. 1998. Vol. 84, N 8. P. 1231–1235.
122. Gordiets B. F., Ferreira C. M. Charge distribution function of plasma dust particles with secondary electron emission // *Physical Review*. 1999. Vol. 86, N 8. P. 4118–4123.
123. Daugherty J. E., Porteous R. K. Electrostatic forces on small particles in low-pressure discharges // *Journal of Applied Physics*. 1993. Vol. 73. P. 161–165.
124. Epstein P. S. On the resistance experienced by spheres in the motion through gases // *Physical Review*. 1924. Vol. 23. P. 710–733.
125. Kilgore M. D., Daugherty J. E., Porteous R. K., Graves D. B. Ion drag on an insulated particulate in a low-pressure discharge // *Journal of Applied Physics*. 1993. Vol. 73. P. 7195–7202.
126. Hutchinson I. H. Collisionless ion drag force on a spherical grain // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2006. Vol. 48, N 2, P. 185–187.
127. Proskurovsky D. I., Popov S. A., Kozyrev A. V., Pryadko E. L. Droplets evaporation in vacuum arc plasma // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2007. Vol. 35, Iss. 4. P. 980–985.

128. Chen X., Chen J., Wang Y. Heat transfer from rarefied plasma flow to a metallic particle with high surface temperature // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1994. Vol. 27, N 8. P. 1637–1639.
129. Аксенов И. И., Белоус В. А., Падалка В. Г., Хороших В. М. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // *Физика плазмы*. 1978. Т. 4, № 6. С. 758–763.
130. Аксенов И. И., Падалка В. Г., Репалов Н. С., Хороших В. М. Исследование плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // *Физика плазмы*. 1980. Т. 6, № 2. С. 312–317.
131. Аксенов И. И., Падалка В. Г., Толоч В. Т., Хороших В. М. Исследование движения потоков плазмы вакуумной дуги в линейной протяженной плазмооптической системе // *Физика плазмы*. 1980. Т. 6, № 4. С. 918–924.
132. Anders A., Anders S., Brown I. Transport of vacuum arc plasmas through magnetic macroparticle filter // *Plasma Sources Science and Technology*. 1995. Vol. 4. P. 1–12.
133. Takikawa H., Tanoue H. Review of cathodic arc deposition for preparing droplet-free thin films // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2007. Vol. 35, Iss. 4. P. 992–999.
134. Аксенов И. И., Залеский Д. Ю., Стрельницкий В. Е. Об эффективности вакуумно-дуговых источников в сепарированной плазме // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001. № 2 (79). С. 121–126.
135. Beilis I. I., Keidar M., Boxman R. L., Goldsmith S. Macroparticle separation and plasma collimation in positively biased ducts in filtered vacuum arc deposition systems // *Journal of Applied Physics*. 1999. Vol. 88. P. 1358–1365.
136. Anders S., Anders A., Brown J. Macroparticle-free thin films produced by an efficient vacuum arc deposition technique // *Journal of Applied Physics*. 1993. Vol. 74. P. 4239–4241.

137. Martin P. J., Bendavid A. Review of the filtered vacuum arc process and materials deposition // *Thin Solid Films*. 2001. Vol. 394. P.1–15.
138. Boxman R. L., Zhitomirsky V., Alterkop V., Gidaevich E. Recent progress in filtered vacuum arc deposition // *Surface and Coatings Technology*. 1996. Vol. 86–87. P. 243–253.
139. Karpov D. A. Cathodic arc sources and macroparticle filtering // *Surface and Coatings Technology*. 1997. Vol. 96. P. 22–23.
140. Witke T., Siemroth P. Deposition of droplet-free films by vacuum arc evaporation – Results and applications // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1999. Vol. 27, Iss. 4. P. 1039–1044.
141. Martin P. J., Bendavid A., Kinder T. J. The deposition of TiN thin films by filtered cathodic arc techniques deposition // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1997. Vol. 25, Iss. 4. P. 675–679.
142. Martin P. J., Netterfield R. P., Bendavid A., Kinder T. J. The deposition of thin films by filtered cathodic arc evaporation // *Surface and Coatings Technology*. 1992. Vol. 54–55. P. 136–142.
143. Положий К. И., Береснев В. М. Подавление капельной фазы в вакуумно-дуговых распылительных системах // *Восточно-Европейский журнал передовых технологий*. 2005. № 5. С. 69–72.
144. Аксенов Д. С., Аксенов И. И., Стрельницкий В. Е. Подавление эмиссии макрочастиц в вакуумно-дуговых источниках плазмы // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2007. № 6 (191). С. 106–115.
145. Frolova V. P., Nikolaev A. G., Oks E. M., Vodopyanov A. V. Pulsed vacuum arc plasma source of supersonic metal ion flow // *Review of Scientific Instruments*. 2020. Vol. 91, Iss. 2. P. 023302.
146. Swift P. D. Macroparticles in films deposited by steered cathodic arc // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1996. Vol. 29. P. 2025–2031.



147. Beilis I. I., Yankelevich Y., Boxman R. L. Generation in a Double Anode Vacuum Arc // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, Iss. 8. P. 3484–3487.
148. Takikawa H., Nagayama M., Miyano R., Sakakibara T. Enhancement of shielded cathodic arc deposition // Surface and Coatings Technology. 2003. Vol. 169–170. P. 49–52.
149. Keidar M., Aharov R. Influence of an electric field on the macroparticle size distribution in a vacuum arc // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1999. Vol. 17, N 5. P. 3067–3073.
150. Keidar M., Beilis I. I. Macroparticle reflection from a biased substrate in a vacuum arc deposition system // IEEE Transactions on Plasma Science. 1999. Vol. 27, Iss. 3. P. 810–812.
151. Huang M., Lin G., Zhaio Y., Sun C. Macroparticle reduction mechanism in biased arc ion plating of TiN // Surface and Coating Technology. 2003. Vol. 176. P. 109–114.
152. Kuprin A. S., Leonov S. A., Ovcharenko V. D., Reshetnyak E. N. Deposition of TiN-based coatings using vacuum arc plasma in increased negative substrate bias voltage // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Physics of Radiation Effect and Radiation Materials Science”. 2019. № 5 (123). P. 154–160.
153. Olbrich W., Fessmann J., Kampschulte G., Ebberink J. Improved control of TiN coatings properties using cathodic arc evaporation with a pulsed bias // Surface and Coating Technology. 1991. Vol. 49, Iss. 1–3. P. 258–262.
154. Taghavi G., Azar P., Er D., Urgan M. The role of superimposing pulse bias voltage on DC bias on the macroparticle attachment and structure of TiAlN coatings produced with CA-PVD // Surface and Coating Technology. 2018. Vol. 350, Iss. 25. P. 1050–1057.

155. Lin G., Zhao Y., Guo H., Wang D. Experiments and theoretical explanation of droplet elimination phenomenon in pulsed-bias arc deposition // *Journal of Vacuum Science and Technology*. 2004. Vol. 22, Iss. 4. P. 1218–1222.
156. Ryabchikov A. I., Sivin D.O., Bumagina A. I. Application of high frequency short pulse negative biasing for the decreasing of microparticles content on the substrate immersed in vacuum arc plasma // *Applied Surface Science*. 2014. Vol. 310. P. 130–133.
157. Ryabchikov A. I., Ananin P. S., Sivin D. O., Dektyarev S.V. Influence of negative bias pulse parameters on accumulation of macroparticles on the substrate immersed in titanium vacuum arc plasma // *Surface and Coating Technology*. 2016. Vol. 306 A. P. 251–256.
158. Hu Y., Li L., Dai H., Li X. Effect of pulse parameters on macro-particle production in pulsed cathodic vacuum arc deposition // *Surface and Coating Technology*. 2007. Vol. 201, N 15. P. 6542–6544.
159. Dai H., Li L., Hu Y., Li X. Effect of pulsing frequencies on macro-particle contamination during pulsed vacuum arc deposition // *Surface and Coating Technology*. 2007. Vol. 201, N 15. P. 6545–6549.
160. Keidar M., Beilis I. I., Boxman R. L., Goldsmith S. Macroparticle interaction with a substrate in cathodic vacuum arc deposition // *Surface and Coatings Technology*. 1996. Vol. 86–87. P. 415–420.
161. Baouchi A. W., Perry A. J. A study of the macroparticle distribution in cathodic-arc-evaporated TiN coatings // *Surface and Coating Technology*. 1991. Vol. 49, N 1–3. P. 253–257.
162. Erturk E., Heuvel H. J. Adhesion and structure of TiN arc coatings // *Thin Solid Films*. 1987. Vol. 153. P. 135–147.
163. Kourtev J., Fascova R., Weibmantel E. Arc evaporated TiN films with reduced macroparticle contamination // *Thin Solid Films*. 1996. Vol. 287, N 1–2. P. 202–207.

164. Cheng Z., Wang M., Zou J. Thermal analysis of macroparticles during vacuum arc deposition of TiN // *Surface and Coating Technology*. 1997. Vol. 92, N 1–2. P. 50–55.
165. Zhirkov I., Petruhins A., Rosen J. Effect of cathode composition and nitrogen pressure on macro-particle generation and type of arc discharge in a DC arc source with Ti-Al compound cathodes // *Surface and Coating Technology*. 2015. Vol. 281. P. 20–26.
166. LaGrange D. D., LaGrange T., Santana A., Jahnig R. Macroparticle formation in cathodic arc deposition of nitride coatings from TiNb alloy cathodes // *Journal of Vacuum Science and Technology*. 2017. Vol. 35, N 2. P. 021309.
167. Li M., Wang F. Effect of nitrogen partial pressure and pulse bias voltage on (Ti,Al)N coatings by the arc ion plating // *Surface and Coating Technology*. 2003. Vol.167, N 2–3. P. 197–202.
168. Филиппов А. В., Васильев М. Н., Гавриков А. В., Паль А. Ф. Сверхвысокая зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2007. Т. 86, № 1–2. С. 16–21.
169. Raizer Y. P. *Gas discharge physics*. Berlin, 1991. 449 p.
170. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Chibisov A. D. Electric potential of a macroparticle in beam-plasma system // *Plasma Physics Reports*. 2009. Vol. 35, Iss. 6. P. 449–501.
171. Taccogna F. Plasma-surface interaction model with secondary electron emission effects // *Physics of Plasmas*. 2004. Vol. 11, N 3. P. 1220-1228.
172. Квасников И. А. *Термодинамика и статистическая физика: в 3 т. Т. 3. Теория неравновесных систем*. Москва : Издательство МГУ, 1987. 559 с.
173. Matsoukas T., Russel M. Fokker-Planck description of particle charging in ionized gases // *Physical Review E*. 1997. Vol. 55, N 1. P.991–994.
174. Van Kampen N. G. *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*. New York, 1984. 463 p.

175. Ландау Л. Д., Лифшиц, Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика: в 10 т. Т. 10. Физическая кинетика. Москва : Наука, 1979. 531 с.
176. Cui C., Goree J. Fluctuations of the charge on a dust grains in a plasma // IEEE Transactions on Plasma Science. 1994. Vol. 22, Iss. 2. P. 151–158.
177. Matsoukas T., Russel M. Particle charging in low-pressure plasma // Journal of Applied Physics. 1995. Vol. 77, N 9. P. 4285–4292.
178. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Problems of Atomic Science and Technology, Series “Plasma Physics”. 2013. № 1 (83). P. 183–185. (Scopus, Web of Science).
179. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Nano- and micro-sized structures in plasmas : International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and the Adjoint Workshop, 17–22 Sept. 2012. : abstr. Kharkiv, 2012. P. 153.
180. Maurer H., Basnerb R., Kersten H. Measuring the temperature of microparticles in plasmas // Review of Scientific Unstruments. 2008. Vol. 79, Iss. 9. P. 093508.
181. Murphy E. L., Good R. H. Thermionic emission, field emission and the transition region // Physical Review. 1956. Vol. 102. P. 1464–1473.
182. Beilis I. Analytical approximation for the Nordheim function // High Temperature. 1971. Vol. 9. P. 157–158.
183. Modinas A. Field, Thermionic and Secondary Electron Emission Spectroscopy. New York, 1984. 372 p.
184. Gyergyek T., Kovacic J., Cercek M. Transitions between space charge limited and temperature limited emission of electrons from a planar collector immersed in a plasma that contains an electron beam // Acta Technika. 2011. Vol. 56. P. T15–T29.
185. Langmuir I. The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum // Physical Review. 1913. Vol. 2. P. 450–486.
186. Langmuir I., Blodgett K. B. Currents limited by space charge between concentric spheres // Physical Review. 1924. Vol. 24, N 1. P. 49–59.

187. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Chibisov A. D., Nazarov A. V. Emission characteristics and potential of macroparticle in beam-plasma discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2008. № 6 (58). P. 162–164.
188. Romashchenko E. V., Girka I. O., Bizyukov A. A., Chibisov A. D. Effect of electron emission processes on macroparticle charging in plasma systems with electron beam // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2020. № 6 (130). P. 150–153.
189. Lau Y. Y., Liu Y., Parker R. K. Electron Emission: From the Fowler-Nordheim relation to the Child-Langmuir law // Physics of Plasmas. 1994. Vol. 1, N 6. P. 2082–2085.
190. Langmuir I. The vapor pressure of metallic tungsten // Physical Review. 1913. Vol. 2. P. 329.
191. Майер Дж., Гепперт-Майер М. Статистическая механика / пер. с англ. М. Ю. Новиков. Москва, 1980. 544 с.
192. Safarian J., Engh T. A. Vacuum evaporation of pure metals // Metallurgical and Materials Transactions A. 2013. Vol. 44 A. P. 747–753.
193. Honig R. E. Vapor pressure data for the solid and liquid elements // RCA Review. 1969. Vol. 30. P. 285–305.
194. Bizyukov A. A., Chibisov A. D, **Romashchenko E. V.** Effect of the parameters of a gas-discharge plasma on the equilibrium temperature and floating potential of a macroparticle // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2012. № 6 (82). P. 175–177.
195. Бизюков А. А., **Ромашченко Е. В.**, Серeda К. Н, Чибисов А. Д. Нагрев и испарение металлических макрочастиц в пучково-плазменных системах // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2010. № 4 (68). С. 189–192.

196. Ландау Л. Д., Лифшиц, Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика. в 10 т. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. Москва : Наука, 1982. 620 с.
197. Вертман А. А. , Самарин А. М. Структура и свойства жидких металлов. Москва, 1960. 350 с.
198. Bizyukov A. A, Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kolyada Yu. E. Decay of liquid metallic macroparticles in plasma-beam systems due to Rayleigh instability // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2017. № 1 (107). P. 163–166.
199. Bizyukov A. A., Chibisov A. D., **Romashchenko E.V.**, Kolyada Yu. E. Vaporization of metallic macroparticles in high temperature technology plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2016. № 6 (106). P. 268–271.
200. Lieberman M.A., Lichtenberg A. J. Principles of plasma discharge and material processing. New York, 2000. 299 p.
201. Boxman R. L., Goldsmith S. The interaction between plasma and macroparticles in a multi-cathode-spot vacuum arc // Journal of Applied Physics. 1981. Vol. 52, N 1. P. 151–161.
202. Свавильный Н. Е. Динамика поведения капельной фазы в плазменных потоках, формирующихся в разрядных промежутках вакуумно-дуговых разрядов с рабочим газом аргоном // Металлофизика и новейшие технологии. 2016. Т. 38, № 12. С. 247–265.
203. Anders A. Energetic deposition using filtered cathodic arc plasmas // Vacuum. 2002. Vol. 67. P. 673–686.
204. Bizyukov A. A., Kashaba A. Ye., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Tarasov I. K., Abolmasov S. N. Features of high-current pulsed regimes in magnetron sputtering systems // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2005. № 2. P.167–169.

205. Бизюков А. А., Середа К. Н., Кашаба А. Е., **Ромашенко Е. В.**, Чибисов А. Д., Поневчинский В. В., Слепцов В. В. Испарение макрочастиц в плазме сильноточного импульсного дугового разряда низкого давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2006. № 5. С. 136–141.
206. Sivin D. O., Ryabchikov A. I., Bumagina A. I., Tupikova O. S. Titanium macroparticles density decreasing on the sample, immersed in plasma, at repetitively pulsed biasing // Applied Surface Science. 2014. Vol. 310. P. 126–129.
207. Бизюков А. А., **Ромашенко Е. В.**, Середа К. Н., Чибисов А. Д., Кашаба А. Е. Динамика капельной фазы в плазме дугового разряда низкого давления // Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2004. Вип. 3 (25), № 642. С. 42–46
208. Beilis I. I. State of theory of vacuum arcs // IEEE Transactions on Plasma Science. 2001. Vol. 29, 'Iss. 5. P. 657–670.
209. Oks E. Generation of multiply-charged metal ions in vacuum arc plasmas // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. Vol. 30, Iss. 1. P. 202–207.
210. Brown J. G., Galvin J. E., MacGill R. A., West M. W. Multiply charged ion beams // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1989. Vol. 43, N 3. P. 455–458.
211. Anders A. Ion charge state distributions of vacuum arc plasmas: The origin of species // Physical Review E. 1997. Vol. 55, N 1. P. 969–981.
212. Anders A., Anders S., Juttner B., Brown J. G. Time dependence of vacuum arc parameters // IEEE Transactions on Plasma Science. 1993. Vol. 21, Iss. 3. P. 305–311.
213. Николаев А. Г., Окс Е. М., Юшков Г. Ю. Зарядовое распределение ионов в плазме вакуумно-дугового разряда в сильном магнитном поле // Журнал технической физики. 1998. Т. 68, № 5. Р. 39–43.

214. Николаев А. Г., Окс Е. М., Юшков Г. Ю. Влияние остаточного газа на зарядовое распределение ионов в плазме вакуумно-дугового разряда // Журнал технической физики. 1998. Т. 68, № 9. Р. 24–28.
215. Nikolaev A. G., Oks E. M., Savkin K. P., Yushkov G. Yu. Charge state, angular distribution, and kinetic energy from multicomponent-cathodes in vacuum arc devices // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 116, N 21. P. 213303.
216. Brown J. G. Vacuum arc ion sources // Review Science and Instruments. 1994. Vol. 65. P. 3061–3081.
217. Anders A. The evolution of ion charge states in cathodic vacuum arc plasmas: a review // Plasma Sources Science and Technology. 2012. Vol. 21. P. 035014.
218. Anders A., Oks E. M., Yushkov G. Yu. Production of neutrals and their effects on the ion charge // Journal of Applied Physics. 2000. Vol. 102, N 4. P. 043303.
219. Bizyukov A. A., Chibisov A. D., Sereda K. N., **Romashchenko E. V.**, Dimitrova V. Charging processes and phase state of macroparticles in low-pressure arc discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2013. № 4 (86). P. 176 –178.
220. Girka I. O., Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Krivonosov S. D. Effect of multiply charged ions on macroparticles dynamics // Nano- and micro-sized structures in plasmas: International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop, 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 168.
221. Rosen J. Charge state dependence of cathodic vacuum arc ion energy and velocity distributions // Applied Physics Letters. 2014. Vol. 89, Iss. 4. P. 141502.
222. Anders A. Atomic scale heating in cathodic arc plasma deposition // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 80, Iss. 6. P. 1100–1102.
223. Плешивцев Н. В. Катодное распыление. Москва, 1968. 343 с.
224. Bizyukov A. A., Girka O. I., Kashaba A. Ye., Romashchenko E. V., Sereda K. N., Chibisov A. D. Phase states of macroparticles under interection of keV



ion beam with dusty plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2010. № 6 (70). P. 147–149.

225. Anders A. Tutorial: Reactive high power impulse magnetron sputtering. (R-HiPIMs) // Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 121. P. 171101.

226. Anders A., Andersson J, Ehiasarian A. High power impulse magnetron sputtering: Current-voltage-time characteristics indicate the onset of sustained self-sputtering // Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 102. P. 113303.

227. Baloniak T., Reuter R., von Keudell A. Fundamental aspects of substrate biasing: ion velocity distributions and nonlinear effects // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. Vol. 43. P. 335201.

228. Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing / edited by D. M. Mattox. New Jersey, 1998. 556 p.

229. Bizyukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.** Transport of a macroparticle in vacuum arc sheath // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. Vol. 44, Iss. 7. P. 1050–1056.

230. Hagstrum H. D. Auger ejection of electrons from tungsten by noble emission by noble gas ions // Physical Review. 1954. Vol. 96. P. 325–335.

231. Sherman J. S. Secondary electron emission by multiply charged ions and its magnitude in vacuum arcs // Journal of Applied Physics. 1977. Vol. 10. P. 355–359.

232. Bilek M. M. M., Martin P. J., McKenzie D. R. Influence of gas pressure and cathode composition on ion energy distribution in filtered vacuum arc plasmas // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 83, N 6. P. 2965–2970.

233. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: в 10 т. Т. 1. Механика. Москва : Наука, 1988. 216 с.

234. Bizyukov A. A., Girka I. O., Romashchenko E. V., Chibisov O. D. Macroparticles in beam-plasma systems // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2016. № 6 (106). P. 187–190.

235. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Macroparticle in beam-plasma systems // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12-15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 116.
236. Bizyukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.**, Chibisov A. D. Charging of macroparticles in a high-voltage vacuum arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2015. № 1 (95). P. 246–248.
237. Anders A., Anders S., Brown I. G. Metal plasma immersion ion implantation and deposition using vacuum arc plasma sources // Journal of Vacuum Science and Technology B. 1994. Vol. 12. P. 815–820.
238. Lieberman M. A. Model of plasma immersion ion implantation // Journal of Applied Physics. 1989. Vol. 66, N 7. P. 2926–2929.
239. Qin S., Chan C., Jin Z. Dynamic sheath model of collisionless multispecies plasma immersion ion implantation // Journal of Applied Physics. 1996. Vol. 89, N 7. P. 3432–3437.
240. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Macroparticle reflection from a biased substrate in plasma ion implantation systems // East European Journal of Physics. 2020. № 1. P. 60–65.
241. Anders A. Width, structure, and stability of sheaths in metal plasma immersion ion implantation and deposition: measurements and analytical considerations // Surface and Coating Technology. 2001. Vol. 136, N1–3. P. 85–92.
242. Brown I. G., Monteiro O. R., Bilek M. M. M. High voltage sheath behavior in a drifting plasma // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 74, N 17. P. 2426–2428.
243. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Effect of pulsed substrate biasing on macroparticle in vacuum arc // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2019. № 4 (122). P. 120–123.

244. **Romashchenko E.**, Girka I., Bizyukov A. Macroparticles in ion beam processing // Deutsche Physikalische Gesellschaft-Fruhjahrstagung, 13–17 Marz 2017. : abstr. Bremen, 2017. P. 106.
245. Anders A. Cathodic arc plasma deposition // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 80, N 6. P. 1100–1102.
246. Kim G. E., Meunier J. L., Ajersch F. Experimental study of the effect of nitrogen on titanium-arc cathode erosion // IEEE Transactions on Plasma Science. 1995. Vol. 23, Iss. 6. P. 1001–1005.
247. Coll B. F., Chowalla M. Modelization of reaction kinetics of nitrogen and titanium during TiN arc deposition // Surface and Coatings Technology. 1994. Vol. 68–69. P. 131–140.
248. Rosen J., Anders A., Hultman L., Schneider J. M. Charge state and time resolved plasma composition of a pulsed zirconium arc in a nitrogen environment // Journal of Applied Physics. 2004. Vol. 96. P. 4793–4799.
249. Franz R., Polcik P., Anders A. Experimental study of the effect of nitrogen on titanium-arc cathode erosion // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. Vol. 41, Iss. 8. P. 1929–1937.
250. Bugaev A. S. Producing of gas and metal ion beams with vacuum arc ion sources // Emerging applications of vacuum-arc-produced plasma, ion and electron beams / edited by E. Oks, I. Brown. New York, 2003. P. 79–90.
251. Fridman A. Plasma Chemistry. New York, 2008. 1022 p.
252. Koyama K., Nakayama Y., Ohi T., Horinouchi K. Two-dimensional observation of copper vapor in vacuum arcs by laser-induced fluorescence // IEEE Transactions on Plasma Science. 1997. Vol. 25, Iss. 4. P. 598–602.
253. Anders A. Time-dependence of ion charge state distributions of vacuum arcs: An interpretation involving atoms and charge state collisions // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. Vol. 33, Iss. 1. P. 205–209.

254. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Effect of background gas pressure on macroparticles in cathodic arc plasma deposition // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, Iss. 3. P. 1494–1499.
255. Janev R. K., Winter H. State-selective electron capture in atom-highly charged ion collisions // Physics Reports. 1985. Vol. 117. P. 265–387.
256. Пресняков Л. П., Уманцев А. Д. Перезарядка многозарядных ионов на атомах // Квантовая электроника. 1974. Т. 11. С. 2377 – 2385.
257. Sakaki M., Sakakibara T. Characterization of ion behavior in Ti cathode N<sub>2</sub> vacuum arc using plane probe diagnostics and spectroscopic measurements // Applied Physics Letters. 1995. Vol. 67, Iss. 18. P. 2606–2608.
258. Robertson R. Sheath in laboratory and space plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2013. Vol. 55, N 9. P. 093001.
259. Sheridan T. E., Goree J. Collisional plasma sheath model // Physical Fluid B. 1991. Vol. 3, N 10. P. 2796–2804.
260. Grondona D., Kelly H., Minotti F. Hydrodynamic model for a vacuum arc operated with background gas. Theory and experimental validation // Journal of Applied Physics. 2006. Vol. 99. P. 043304.
261. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. Москва, 2006. 424 с.
262. Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C., O'Neill J. A., Coultas D. K. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Physical Review Letters. 1992. Vol. 68, N 3. P. 313–316.
263. Phelps A. V. Cross sections and swarm coefficients for nitrogen ions and neutrals in N<sub>2</sub> and argon ions and neutrals for energies from 0.1 eV to 10 keV // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1991. Vol. 20, N 3. P. 557–573.
264. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2019. № 1 (119). P. 112–115.

265. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 107.
266. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Charging of a macroparticle in cathodic arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2018. № 4 (116). P. 176–180.
267. Riemann K.–U. The Bohm criterion and boundary conditions for a multicomponent system // IEEE Transactions on Plasma Science. 1995. Vol. 23, Iss. 4. P. 709–716.
268. Hershkowitz N. Sheath: more complicated than you think // Physics of Plasmas. 2005. Vol. 12, N 5. P. 055502.
269. Anders A. Imaging the separation of cathodic arc plasma and macroparticles in curved magnetic filters // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. Vol. 30, Iss. 1. P. 108–109.
270. Keidar M., Beilis I. I., Boxman R. L., Goldsmith S. Transport of macroparticles in magnetized plasma duct // IEEE Transactions on Plasma Science. 1996. Vol. 24, Iss. 1. P. 226–234.
271. Zhang T., Zhang Y. C., Chu P. K., Brown I. G. Wall sheath and optimal bias in magnetic filters for vacuum arc plasma sources // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 80, N 3. P. 365–367.
272. Kim J.-K. Kim D.-J., Byon E., Lee S. Effect of plasma duct bias on the plasma characteristics of a filtered vacuum arc source // Thin Solid Films. 2004. Vol. 444. P. 23–28.
273. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. Москва, 2006. 576 с.
274. Bizyukov A. A., Sereda K. N., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kovalenko V. V. Capture and transport of macroparticles in curved plasma dust at

low magnetic field in the presence of an electron beam // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2014. № 6 (94). P. 164–167.

275. Tsytovich V. N., Sato N., Morfill G. E. Note of charging and spinning of dust particles in complex plasmas in a strong magnetic field // New Journal of Physics. 2003. Vol. 5. P. 43.1–43.9.

276. Byon E., Anders A. Bias and self-bias of magnetic macroparticle filters for cathodic arc plasmas // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 93, N 12. P. 8890–8897.

277. Бизюков А. А., Чибисов А. Д., Ромащенко Е. В., Коваленко В. В. Ефективність магнітної сепарації макрочастиць в вакуумно-дугових системах нанесення покриттів // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія «Фізика». 2015. № 38. С. 28–32.

278. Bizyukov A. A., Chibisov D. V., Chibisov A. D., Romashchenko E. V., Kovalenko V. V. Dynamics of macroparticles in a magnetic filter for a vacuum arc plasma sources // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2015. № 4 (98). P. 298–301.

## ДОДАТОК А

## Список публікацій здобувача за темою дисертації

*Наукові праці у наукових фахових виданнях України:*

1. Бизюков А. А., **Ромашченко Е. В.**, Серeda К. Н., Чибисов А. Д., Кашаба А. Е. Динамика капельной фазы в плазме дугового разряда низкого давления // Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2004. Вип. 3 (25), № 642. С. 42–46.  
*Особистий внесок: Дисертантка здобула критичні розміри МЧ з різних речовин, що визначають динаміку температури, залежно від плазмових параметрів; побудувала діаграму груп макрочастинок за критичними розмірами.*
2. Бизюков А. А., Серeda К. Н., Кашаба А. Е., **Ромашченко Е. В.**, Чибисов А. Д., Поневчинский В. В., Слепцов В. В. Испарение макрочастиц в плазме сильноточного импульсного дугового разряда низкого давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2006. № 5. С. 136–141.  
*Особистий внесок: Дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; запропонувала модель, яка пояснює відсутність МЧ на осаджених поверхнях покриттів у потужнострумовому імпульсному дуговому режимі роботи планарної магнетронної розпилювальної системи.*
3. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D., Nazarov A. V. Emission characteristics and potential of macroparticle in beam-plasma discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2008. № 6 (58). P. 162–164.  
*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель заряджання МЧ у плазмі пучково-плазмових систем з урахуванням*

*автоелектронної емісії, а також з урахуванням обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.*

4. Бизюков А. А., **Ромашченко Е. В.**, Середя К. Н, Чибисов А. Д. Нагрев и испарение металлических макрочастиц в пучково-плазменных системах // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2010. № 4 (68). С. 189–192.

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають електронний пучок; здобула залежність температури МЧ від часу в плазмі вакуумно-дугового розряду за наявності електронного пучка.*

5. Бизюков А. А., Чибисов А. Д., Ромашченко Е. В., Коваленко В. В. Эффективность магнитной сепарации макрочастиц в вакуумно-дуговых системах нанесения покрытий // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія «Фізика». 2015. № 38. С. 28–32.

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у вакуумно-дуговій системі залежно від енергії вторинних електронів.*

***Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

6. Bizyukov A. A., Kashaba A. Ye., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Tarasov I. K., Abolmasov S. N. Features of high-current pulsed regimes in magnetron sputtering systems // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2005. № 2. P. 167–169. (Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка брала участь у дослідженні режимів роботи планарної магнетронної розпилювальної системи; виконала розрахунки динаміки розподілу температури у приповерхневому шарі матеріалу мішені магнетронної розпилювальної системи при підведенні тепла до поверхні за умови низького тиску робочого газу.*



7. Biziukov A. A., Chibisov A. D, **Romashchenko E. V.** Effect of the parameters of a gas-dicharge plasma on the equilibrium temperature and floating potential of a macroparticle // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2012. № 6 (82). P. 175–177. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка удосконалила теоретичну модель енергетичного обміну між МЧ та плазмою вакуумної дуги, до якої додають електронний пучок, урахувавши обмеження емісійного струму власним просторовим зарядом.*

8. Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N, Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Problems of Atomic Science and Technology, Series “Plasma Physics”. 2013. № 1 (83). P. 183–185. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель зарядового обміну МЧ з плазмою та електронним пучком на основі дискретної теорії та класичної теорії обмеженого орбітального руху; здобула аналітичний вираз для функції розподілу МЧ за зарядами.*

9. Biziukov A. A., Chibisov A. D., Sereda K. N., **Romashchenko E. V.**, Dimitrova V. Charging processes and phase state of macroparticles in low-pressure arc discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2013. № 4 (86). P. 176–178. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у плазмі вакуумної дуги з урахуванням іон-електронної емісії та термоелектронної емісії; визначила вплив зарядового стану йонів на потенціал і температуру МЧ.*

10. Biziukov A. A., Sereda K. N., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kovalenko V. V. Capture and transport of macroparticles in curved plasma dust at low magnetic field in the presence of an electron beam // Problems of Atomic

Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2014. № 6 (94). P. 164–167. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка здобула критичний радіус МЧ, яка може бути захопленою в криволінійному плазмоводі.*

11. Biziukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.**, Chibisov A. D. Charging of macroparticles in a high-voltage vacuum arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2015. № 1 (95). P. 246–248. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала потенціал МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду як функцію локального положення МЧ у плазмовому шарі з урахуванням потенціальної електронної емісії з підкладки, що викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

12. Biziukov A. A., Chibisov D. V., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kovalenko V. V. Dynamics of macroparticles in a magnetic filter for a vacuum arc plasma sources // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2015. № 4 (98). P. 298–301. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка удосконалила модель динаміки МЧ у магнітному фільтрі вакуумно-дугових джерел плазми; проаналізувала умови, за яких можливе транспортування МЧ крізь фільтр.*

13. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Macroparticle reflection from a biased substrate in plasma ion implantation systems // East European Journal of Physics. 2020. № 1. P. 60–65. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі при плазмовій іммерсійній імплантації іонів з урахуванням кінетичної електронної емісії з підкладки, яка викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

***Наукові праці у наукових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

14. Biziukov A. A., Girka O. I., Kashaba A. Ye., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D. Phase states of macroparticles under interection of keV ion beam with dusty plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2010. № 6 (70). P. 147–149. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка розв’язала рівняння балансів енергії та маси МЧ в іонно-плазмовій системі.*
15. Biziukov A. A., Chibisov A. D., **Romashchenko E.V.**, Kolyada Yu. E. Vapoization of metallic macroparticles in high temperature technology plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma physics”. 2016. № 6 (106). P. 268–271. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка визначила швидкості макрочастинок, які можуть бути повністю або частково випарені при їхньому проходженні крізь плазму з гарячими електронами.*
16. Biziukov A. A., Chibisov A. D., **Romashchenko E. V.**, Kolyada Yu. E. Decay of liquid metallic macroparticles in plasma-beam systems due to Rayleigh instability // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2017. № 1 (107). P. 163–166. (Scopus, Web of Science).  
*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель електростатичного руйнування макрочастинки електронним пучком; провела аналіз умов, за яких відбувається руйнування МЧ електронним пучком.*
17. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Charging of a macroparticle in cathodic arc sheath // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2018. № 4 (116). P. 176–180. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі вакуумної дуги з урахуванням залежності зарядового складу іонів, потоків та енергій іонів від тиску реакційного газу.*

18. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Physics”. 2019. № 1 (119). P. 112–115. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка дослідила вплив зіткнень іонів з нейтралами на динаміку МЧ; здобула залежності сили тертя з боку нейтралів та сили тертя з боку йонів від частоти зіткнень.*

19. **Romashchenko E. V.**, Bizyukov A. A., Girka I. O. Effect of pulsed substrate biasing on macroparticle in vacuum arc // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2019. № 4 (122). P. 120–123. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель взаємодії МЧ з плазмою поблизу підкладки, до якої застосовано імпульсний потенціал зсуву.*

***Наукові праці у зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

20. Bizyukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Chibisov A. D. Electric potential of a macroparticle in beam-plasma system // Plasma Physics Reports. 2009. Vol. 35, Iss. 6. P. 449–501. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка поширила теорію обмеженого орбітального руху на випадок заряджання МЧ з урахуванням електрон-електронної емісії; здобула критичні розміри МЧ, які підлягають руйнуванню електронним пучком.*

21. Biziukov A. A., Girka I. O., **Romashchenko E. V.** Transport of a macroparticle in vacuum arc sheath // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. Vol. 44, Iss. 7. P. 1050–1056. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель, що дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому шарі вакуумно-дугового розряду; якісно та кількісно описала фізичний механізм електростатичного відбиття МЧ від підкладки та здобула критерій відбиття МЧ від підкладки.*

22. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Effect of background gas pressure on macroparticles in cathodic arc plasma deposition // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, Iss. 3. P. 1494–1499. (Scopus, Web of Science).

*Особистий внесок: Дисертантка побудувала теоретичну модель, яка дає можливість дослідити динаміку МЧ у плазмовому потоці, що формується у розрядному проміжку вакуумно-дугового розряду в присутності реакційного газу.*

**Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:**

23. Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Sereda K. N., Abolmasov S. N. Particle charging in beam-plasma systems // Nano- and micro-sized structures in plasmas : International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and the Adjoint Workshop, 17–22 Sept. 2012. : abstr. Kharkiv, 2012. P. 153.

*Особистий внесок: Дисертантка здобула аналітичний вираз для функції розподілу МЧ за зарядами.*

24. Girka I. O., Biziukov A. A., **Romashchenko E. V.**, Krivonosov S. D. Effect of multiply charged ions on macroparticles dynamics // Nano- and micro-sized structures in plasmas: International Conference-School on Plasma Physics and

Controlled Fusion and The Adjoint Workshop, 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 168.

*Особистий внесок: Дисертантка визначила вплив зарядового стану йонів на потенціал і температуру МЧ.*

25. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Macroparticle in beam-plasma systems // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12-15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 116.

*Особистий внесок: Дисертантка визначила критичні швидкості МЧ, які здатні електростатично відбитися від підкладки.*

26. **Romashchenko E. V.**, Biziukov A. A., Girka I. O. Dynamics of macroparticle in a weakly collisional plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 107.

*Особистий внесок: Дисертантка дослідила вплив зіткнень іонів з нейтралами на динаміку МЧ; здобула залежності сили тертя з боку нейтралів та сили тертя від частоти зіткнень.*

27. **Romashchenko E.**, Girka I., Biziukov A. Macroparticles in ion beam processing // Deutsche Physikalische Gesellschaft-Fruhjahrstagung, 13–17 Marz 2017. : abstr. Bremen, 2017. P. 106.

*Особистий внесок: Дисертантка розрахувала заряд МЧ у плазмовому шарі при плазмовій імерсійній іонній імплантації з урахуванням кінетичної електронної емісії з підкладки, яка викликана бомбардуванням багатозарядними йонами.*

ЗАТВЕРДЖУЮ



Проректор з наукової роботи  
Харківського національного університету  
імені В. Н. Каразіна,  
доктор фізико-математичних наук, професор,

Віктор КАТРИЧ  
2021 р.

### впровадження результатів науково-дослідної роботи

Даним актом підтверджується, що наукові результати дисертації **Ромашенко Олени Володимирівни** на тему «**Динаміка та фазові стани макрочастинок в пучково-плазмових системах**», що виконана Харківському національному університету імені В.Н. Каразіна, впроваджено у навчально-науковому інституті «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна.

Термін впровадження 2020 – 2021 рр.

Форма впровадження результатів:

нові розділи та параграфи лекційних курсів з дисциплін «Фізика газового розряду», «Сильнострумові пучки», «Динаміка пучків заряджених частинок та пучкові технології».

Новизна впроваджених результатів: нові результати щодо динаміки макрочастинок у плазмі вакуумно-дугового розряду за умов, що відповідають різним режимам роботи вакуумно-дугового розряду (вакуумно-дугове осадження тонких плівок, плазмова імерсійна імплантація іонів, вакуумно-дугове осадження за наявності реакційного газу), нові результати моделювання технологічних плазмово-дугових процесів (нові дані до лекційних курсів).

Ефективність впровадження (з соціальним, економічним чи науково-технічним ефектом): соціальний ефект впровадження – підтримання сучасного рівня при викладанні спеціальних фахових дисциплін для студентів напряму підготовки «Природничі науки» спеціальності 105 «Прикладна фізика та наноматеріали», що забезпечує належний рівень конкурентоспроможності освітніх послуг університету при підготовці фахівців за освітніми програмами підготовки бакалаврів «Прикладна фізика» та магістрів «Експериментальна ядерна фізика та фізика плазми» та «Прикладна фізика».

Заступник директора  
ННІ «Фізико-технічний факультет»  
к.ф.-м.н, ст.н.с.

Костянтин СЕРЕДА

Голова навчально-методичної комісії  
ННІ «Фізико-технічний факультет»  
к.ф.-м.н, доцент

Микола ЮНАКОВ