

*Представлені результати моделювання динаміки поведінки одиначної бульбашки в полі стаціонарного дугового розряду. Для опису такого розряду використана однорідна модель короткого циліндру. Модель доповнена рівняннями, що дозволяють визначити щільність плазми і її тиск в каналі розряду. Отримані рівняння для визначення теплофізичних параметрів і рівняння швидкостей росту розміру бульбашки і тиску всередині неї*

*Ключові слова: дуговий розряд, пробій, плазма, газова бульбашка, математичне моделювання, теплоперенос, масоперенос*

---

*Представлены результаты моделирования динамики поведения единичного пузырька в поле стационарного дугового разряда. Для описания такого разряда использована однородная модель короткого цилиндра. Модель дополнена уравнениями, позволяющими определить плотность плазмы и ее давление в канале разряда. Получены уравнения для определения теплофизических параметров и уравнения скорости роста размера пузырька и давления внутри его*

*Ключевые слова: дуговой разряд, пробой, плазма, газовый пузырек, математическое моделирование, теплоперенос, массоперенос*

# МОДЕЛЮВАННЯ ПОВЕДІНКИ ПОВІТРЯНОЇ БУЛЬБАШКИ В ПОЛІ СТАЦІОНАРНОГО ДУГОВОГО РОЗРЯДУ

**С. В. Петров**  
 Доктор технічних наук, провідний науковий співробітник\*  
 E-mail: vizana@voliacable.com

**С. Г. Бондаренко**  
 Кандидат технічних наук, доцент\*\*  
 E-mail: sgb@xtf.ntu-kpi.kiev.ua

**Д. І. Рубець**  
 Молодший науковий співробітник\*  
 E-mail: daneds@mail.ru

**О. В. Саванчук**  
 Магістр\*\*  
 E-mail: savan4yk999@rambler.ru

**В. А. Янюк**  
 Магістр\*\*  
 E-mail: veronanikaverona@mail.ru

\*Відділ плазмових технологій  
 Інститут газу НАН України  
 вул. Дехтярівська, 39, м. Київ, Україна, 03113

\*\*Кафедра кібернетики хіміко-технологічних процесів  
 Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»  
 пр. Перемоги, 37, м. Київ, Україна, 03056

## 1. Вступ

Одним з найважливіших завдань вивчення процесів електричного розряду в рідині, є дослідження взаємозв'язку просторово-часових, електродинамічних, теплових і гідродинамічних процесів, що в кінцевому підсумку визначає ефективність практичного використання цього явища в технології.

Відомі два механізми пробую – стримерний і тепловий [1]. Перший відповідає високим напругам, другий – тепловому ефекту при низьких напругах. Дія цих механізмів пробую проілюстрована на рис.1. При стримерному пробі міжелектродний проміжок заповнений ланцюгом газових бульбашок і розряд при стримерному пробі буде аналогічним розряді в газівому середовищі.

При тепловому механізмі пробую під дією струму провідності відбувається розігрівання і випаровування рідини біля електродів, що омиваються водно-бульбашковою сумішшю. В результаті між електродами утворюється так званий «місток», по якому далі і відбувається пробивання міжелектродного про-

стору. На рис.1-б показано етапи розігрівання і випаровування з утворенням газівого містка і виникнення розряду.

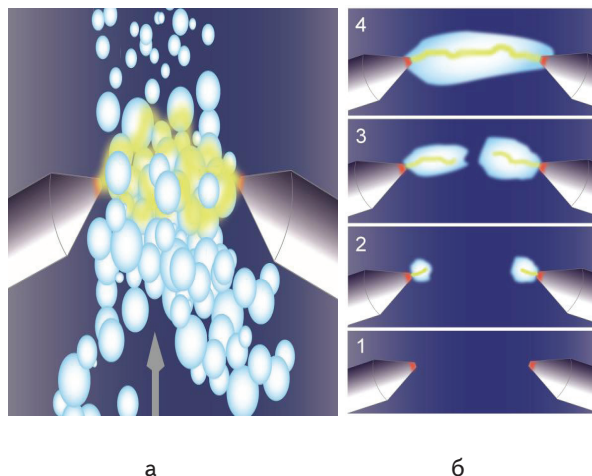


Рис. 1. Механізми пробую: а) стримерний; б) тепловий

Тривалість утворення газового «містка» скорочується із збільшенням електропровідності рідини. Крім того, для пробою потрібно, щоб бульбашка досягла певного розміру. Ці обставини роблять низьковольтний пробій малоефективним. Для підвищення ефективності процесу застосовують електроди спеціальної конфігурації і обдуть їх газозовдяною бульбашковою сумішшю так, щоб канал, що утворився після пробою, міг би в процесі розряду подовжуватися. Пробій відбувається по поверхні бульбашки, струм виштовхується власним магнітним полем, в результаті чого канал отримує форму дуги, а ефективна довжина каналу збільшується по мірі розширення бульбашки в рідині. Завдяки подовженню каналу в процесі розряду його опір може виявитися досить великим, що призводить до його обриву.

Відмінними характеристиками цього механізму ініціювання розряду являється велика затримка пробою (може досягати кількох мілісекунд), невелика довжина пробивних проміжків і значне зростання затримки пробою з ростом гідравлічного тиску [2].

---

## 2. Постановка проблеми

---

З гідродинамічної точки зору електричний розряд у воді можна розглядати як процес розширення газової порожнини. Гідродинамічні характеристики цього процесу визначаються співвідношенням між трьома параметрами: довжиною розрядного проміжку, радіусом каналу і часом розряду. При цьому важливим є дослідження процесу розширення газової порожнини і визначення моменту її схлопування.

Виділення енергії в каналі розряду (в газовій бульбашці) викликає підвищення тиску в ньому, що призводить до швидкого розширення бульбашки, її пульсаціям, появі хвилі стиснення в рідині. Важливою особливістю розряду в заповненій газовій бульбашці, є те, що завдяки високій щільності плазми діють ефективні механізми теплопровідності, що призводять до швидкого вирівнювання температури всередині неї. Зазначені особливості дозволяють запропонувати просту теоретичну модель, що достатньо точно описує процес розширення бульбашки. Газову бульбашку з палаючою в ній дугою розглядатимемо, як заповнену однорідною плазмою порожнину в рідині, що має різку границю з холодною рідиною. Кількість плазми збільшується за рахунок випаровування зі стінок бульбашки. Температуру, тиск, щільність плазми вважаємо постійними по всьому об'єму бульбашки. Магнітний тиск і вплив скін-ефектів не враховуємо. Після пробою в результаті виділення енергії тиск в порожнині бульбашки зростає і вона розширюється. Нехтуючи втратами енергії на випромінювання і нагрів рідини навколо бульбашки можна вважати, що виділена енергія витрачається на збільшення внутрішньої енергії плазми і на роботу над навколишньою рідиною, що виконує бульбашка при розширенні. Будемо вважати, що бульбашка сферична, і її розширення не впливає на щільність навколишнього рідини.

---

## 3. Аналіз досліджень та публікацій

---

В роботі [3] досліджується ефект пульсації розрядного каналу після закінчення електричного розряду та

запропоновано фізичну модель для опису всіх стадій процесу. Отримана система рівнянь дозволяє розрахувати внутрішню енергію плазми в каналі та роботу, яка виконується розрядом при його розширенні. Однак модель із значною похибкою апроксимує результати натуральних досліджень.

Пробій бульбашки, що знаходиться на електроді, розглядається в роботі [4]. Автори роботи вважають, що спочатку пробивається повітряний пухирець, після чого відбувається перехід розряду в рідину. Механізм переходу розряду з мікробульбашок безпосередньо в рідину експериментально не досліджено. При цьому, пробій бульбашки не завжди супроводжується пробоем рідини. Безперечним є факт зародження електричного пробою поблизу поверхні електродів. У передпробивних полях зареєстрований «ефект полярності» в поведінці анодних і катодних бульбашок у воді. Найявністю бульбашок на поверхні електроду призводить до більш швидкого початкового ініціювання катодних процесів, однак, внаслідок їх малої швидкості поширення, розряд раніше розвивається з анода. Встановлено, що у воді розвиток розряду в катодних бульбашках протікає в багатоланній формі, а в анодних бульбашках – у стримерній формі. Анодне запалювання відбувається при зростанні пухирця до критичного розміру і супроводжується віялом надзвукових стримерів і ударною хвилею з центром на поверхні бульбашки. Катодні процеси при наявності бульбашок і їх відсутності в однорідному і неоднорідному полях розвиваються з дозвуковою швидкістю, виміряне посилення поля поблизу катодних неоднорідностей на порядок перевищує середню напруженість електричного поля. Це дає можливість виділити, принаймні, дві стадії в механізмі розвитку розряду. Перша – приелектродна, завдяки чому з'являються області з підвищеною електропровідністю і друга – в об'ємі проміжку. Бульбашковій гіпотезі ініціювання розряду, в основному, обмежуються умовою досягнення на бульбашці напруги, відповідного мінімуму кривої Пашена. Однак експериментальних даних явно не достатньо для виявлення механізму розряду в бульбашці і його подальшої еволюції безпосередньо в рідині.

Задача динаміки росту парових, газових і парогазових бульбашок розглянута в роботі [5]. При цьому приймається квазістаціонарна модель, а інерційна стадія виключається. З моделі виключена внутрішня задача теплопровідності, що погіршує відповідність дослідних і розрахункових даних.

Недосконалість моделей відображає і ту обставину, що при існуючих підходах такі явища, як акустична і термодинамічна кавітації, кипіння при малих перегрівках, миттєвескипання, кипіння з недогрівом і т. д., розглядаються і вивчаються як принципово різні розділи теплофізики. З фізичної точки зору це явище розглядається, як одне ціле – релаксація системи «бульбашка-рідина» в термодинамічних рівноважних станах.

При вивченні динаміки зростання газової бульбашки в каналі розряду доцільно мати не громіздку математичну модель, яка без додаткових обмежень і спрощень надійно прогнозує поведінку парової або парогазової бульбашки при будь-яких початкових умовах.

#### 4. Постановка задачі

Основною метою роботи є отримання інформації про кінетичні, динамічні та енергетичні характеристики повітряної бульбашки в часі, тобто визначення локальних значень швидкості, тиску, температури під час росту бульбашки в залежності від вихідних режимів та параметрів; визначення швидкості росту бульбашки і момент її схлопування, час існування бульбашки і, відповідно, видовження дугового розряду при різних початкових умовах. При цьому необхідно визначити поточні теплофізичні параметри пари або парогазової суміші всередині бульбашки, а також швидкості тепло- і масопереносу через міжфазну поверхню, товщину приграничного теплового шару і т.д. І на основі цих даних сформулювати математичний опис поведінки газової бульбашки в каналі розряду.

#### 5. Результати досліджень

Розглянемо ініціювання каналу розряду, під яким розуміють процес створення в рідині струмопровідного каналу, що замикає міжелектродний проміжок. Після завершення процесу ініціювання розряду в рідині виникає канал, заповнений частково іонізованим газом. При ініціюванні розрядів газовими містками пробоями по газовій бульбашці, виникають канали геометрично правильної форми.

Завдяки інтенсивному розігріву плазми розрядним струмом відбувається підвищення тиску в каналі і його розширення. У процесі розширення границю каналу можна вважати непроникною для рідини. Це не означає, що при розгляді процесів всередині каналу можна знехтувати випаровуванням рідини. Але на фоні швидкого гідродинамічного розширення через випаровування рідини зміщення межі розряду візуально спостерігати нелегко. Якщо довжина міжелектродного проміжку велика в порівнянні з радіусом каналу, але мала в порівнянні з довжиною хвилі, то в процесі розряду канал має витягнуту циліндро-подібну форму, що дозволяє застосувати для опису такого розряду однорідну модель короткого циліндра [6].

Рівняння для визначення густини плазми в каналі розряду (1) та тиск в каналі розряду (2) мають вигляд [3]:

$$\frac{d}{dt}nS = \frac{2\pi\sigma RT^4}{D}, \quad (1)$$

$$p = \frac{\rho S}{2\sqrt{\pi}} \ln \sqrt{\frac{l}{S}} - \frac{\rho S^2}{8\pi}, \quad (2)$$

де  $R$  – радіус бульбашки;  $S$  – площа каналу розряду;  $T$  – температура в каналі розряду;  $\rho$  – густина рідини;  $n$  – густина плазми в каналі розряду;  $D$  – енергія випаровування, що приходить на одну молекулу.

При моделюванні поведінки одиночного пухирця будемо вважати, що пухирець сферичний, рідина в'язка і нестислива, всередині бульбашки знаходиться пара, кількість якої відповідає об'єму бульбашки, і неконденсований газ (або суміш газів), маса якого залишається однаковою протягом часу існування

бульбашки. При цьому, пара і газ у бульбашці розглядаються як ідеальні гази.

В роботі [7] вперше наводиться рівняння радіального руху рідини на границі зі сферичною поверхнею, відоме як рівняння Релея. Поведінка бульбашки визначається не зовнішнім тиском, що діє на систему в цілому, а деяким середнім тиском в міжбульбашковому просторі. Тому швидкість руху рідини визначимо з рівняння:

$$\frac{dW_r}{dt} = \frac{p_b - p_s - 1.5\rho_l W_r^2 - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{W_r}{R}}{\rho_l R}, \quad (3)$$

де  $p_b$ ,  $p_s$  – тиск в бульбашці та на міжфазній поверхні відповідно;  $\mu$  – динамічний коефіцієнт в'язкості;  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу.

Рівняння (3) визначає не тільки швидкість рідини на границі з бульбашкою, а і швидкість радіального руху бульбашки.

Всі змінні величини в рівнянні (3) не залежать від просторових координат, а є функцією часу. Крім невідомої величини  $W_r(t)$  рівняння містить ще одну невідому змінну  $R(t)$ . Для визначення поточного радіуса бульбашки необхідно мати додаткове рівняння. При відсутності фазових переходів  $W_r \equiv \partial R / \partial \tau$  і рівняння для визначення  $R(t)$  приймає наступний вигляд:

$$\frac{dR}{dt} = W_r. \quad (4)$$

Якщо на внутрішній поверхні бульбашки відбувається випаровування або конденсація пари, то радіус бульбашки змінюється не тільки за рахунок радіального руху рідини, але і внаслідок зменшення рідкої фази в шарі біля поверхні, або навпаки її збільшення при конденсації. З урахуванням цього, рівняння (4) необхідно замінити більш точною залежністю:

$$\frac{dR}{dt} = W_r + \frac{j}{\rho_l}, \quad (5)$$

де  $j$  – кількість пари, що переноситься через одиничну поверхню бульбашки в одиницю часу. Ця поправка враховує вплив фазових переходів. Її значення в багатьох випадках невелике і не вносить помітного впливу на поведінку бульбашки.

Бульбашка буде стійкою, поки тиск в ній не досягне деякого критичного значення. Після досягнення цього значення бульбашка починає швидко рости, що призводить до її схлопування.

При цьому, життєвий цикл одиночної бульбашки при розряді можна представити за спрощеною моделлю, як послідовність наступних етапів (рис. 2):

1. газова бульбашка заповнена повітрям;
2. пробій газової бульбашки і заповнення її водяною паром;
3. зростання тиску всередині бульбашки внаслідок розігріву повітря і водяної пари плазмою дуги;
4. схлопування бульбашки (дроблення її на частини) при збільшенні тиску всередині неї і зменшенні поверхневого натягу.

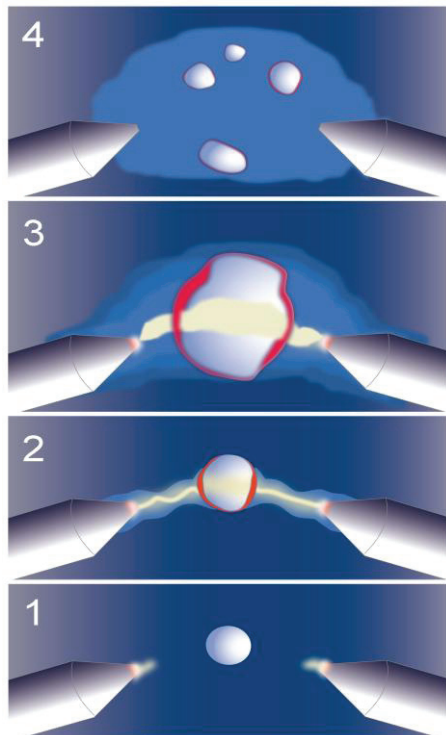


Рис. 2. Життєвий цикл однієї бульбашки при розряді

Значення критичного радіусу визначається за формулою:

$$R_{кр} = \sqrt{3R_0} \sqrt{(R_0/2\sigma)(p_b - p_s + 2\sigma/R_0)}, \quad (6)$$

де  $p_b, p_s$  – тиск в бульбашці і на міжфазній поверхні відповідно.

У розглянутій моделі парогазове середовище розглядається як реальний газ, стан якого описується рівнянням Ван-дер-Ваальса. Використовуючи загальноприйнятну форму цього рівняння, залежності  $p_g = f(\rho_g, T_b)$  та  $p_p = f(\rho_p, T_b)$  можна знайти, виходячи з наступних міркувань.

Вміст пари в бульбашці змінюється внаслідок конденсації на стінці або випаровування рідини всередину бульбашки. Загальна маса газової суміші  $m_b(t) = m_g + m_p$ , де  $m_g = 4 / (3\pi R^3 \rho_g)$  і  $m_p = 4 / (3\pi R^3 \rho_p)$ , де  $\rho_g$  і  $\rho_p$  – густини газу і пари усереднені в об'ємі. Продиференціюємо кожне з цих рівнянь в часі і, враховуючи, що  $dm_g/dt = 0$  і  $dm_p/dt = 4\pi R^2 j$ , отримаємо рівняння для визначення функцій  $\rho_g = f(t)$  і  $\rho_p = f(t)$ :

$$\frac{d\rho_g}{dt} = -\frac{3\rho_g}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{d\rho_p}{dt} = -\frac{3}{R} \left( j - \rho_p \frac{dR}{dt} \right). \quad (8)$$

Для визначення температури всередині бульбашки використовуємо перший закон термодинаміки  $dU/dt = Q - p_b dV/dt$ , де  $V = 4\pi R^3 / 3$ , а  $Q = 4\pi R^2 q$ .

Використовуючи властивість адитивності внутрішньої енергії компонентів, запишемо:

$$\frac{d(m_g c_g + m_p c_p) T_b}{dt} = Q - p_b \frac{d(4\pi R^3 / 3)}{dt}. \quad (9)$$

При цьому  $c_p$  та  $c_g$  – питомі теплоємності пари та газу (їх вважаємо постійними величинами).

Виконаємо диференціювання рівняння з урахуванням, що  $dm_g/dt = 0$ , і отримаємо рівняння для визначення  $T_b$ :

$$\frac{dT_b}{dt} = \frac{3}{(\rho_g c_g + \rho_p c_p)} \left( q - j c_p T_b - p_b \frac{dR}{dt} \right). \quad (10)$$

Вирішуючи рівняння (7) – (10), можна визначити функцію  $p_b(t)$ . Ці рівняння разом з рівняннями (4) і (5) включаються до загальної системи рівнянь моделі, але ця система залишається незамкненою, тому що рівняння містять невизначені функції інтенсивності теплопереносу  $q = f(t)$  і масопереносу  $j = f(t)$ .

Тепло- та масоперенос через поверхню бульбашки розглядаються виходячи з молекулярно-кінетичної теорії. Такий підхід дозволяє надійно з фізичної точки зору описати кінетику фазових переходів на поверхні розділу рідина-газ [8]. Вважаємо, що температура поверхні бульбашки з боку рідини  $T_l(R) = T_s$  відрізняється від температури газової фази  $T_b$ . З урахуванням прийнятого допущення про однорідність  $T_b(R)$ , умова  $T_b \neq T_s$  рівнозначна стрибку температури на стінці бульбашки з боку газової фази.

Величину питомого теплового потоку  $q$  через міжфазну поверхню, що обумовлена енергетичною взаємодією молекул пари і газу зі стінкою бульбашки, визначимо на основі молекулярно-кінетичної теорії. Беручи до уваги тепловий скачок  $\Delta T = T_b - T_s$ , для парового пухирця при відсутності в ньому газу рівняння теплопереносу матиме вигляд:

$$q = 0.25 \rho_p c_p u_p (T_s - T_b) + j c_p T_s. \quad (11)$$

Інтенсивність масопереносу  $j$  при фазовому переході визначається різницею між кількістю рідини, що випарувалася з однієї поверхні в одиницю часу, і кількістю пари, сконденсована на ній. Виходячи з цього можна записати рівняння для визначення інтенсивності масопереносу:

$$j = 0.25 \alpha (\rho_s u_s - \rho_p u_p), \quad (12)$$

де  $u_s, u_p$  – внутрішня енергія парової і газової фази відповідно.

Для оцінки теплообміну між рідиною і бульбашкою необхідно знати температуру рідини  $T_s$  безпосередньо на міжфазній поверхні. Ця температура визначається при обчисленні швидкості переносу маси і теплоти за рівняннями (11) та (12) і входить в ці рівняння як невідомий параметр. Тому необхідно включити в систему незалежне рівняння для визначення  $T_s$ .

Для опису температурного поля біля пухирця та визначення поточного значення  $T_s$  використаємо рівняння, наведене в роботі [9]:

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{\pi(T_0 - T_s)(4R^2 + R\delta^2)}{3} \right] = 4\pi R^2 (T_0 - T_s) \left( \frac{2}{\delta} + \frac{1}{R} \right), \quad (13)$$

де  $T_0$  – температура міжфазної поверхні.

При виведенні цього рівняння було використано наближення, що  $W_R R^2 \approx 1/3 \cdot dR^3 / dt$ .

Ліва частина рівняння (13) являє собою зміну кількості тепла в рідині в межах шару товщиною  $\delta$  внаслідок теплопереносу через міжфазну поверхню, а права частина – характеризує величину теплового потоку, що надходить в рідину. Оскільки нагрівання або охолодження рідини обумовлено, як її теплообміном з газовою фазою, так і передачею прихованої теплоти  $L$ , то кожна частина рівняння (13) дорівнює величині  $[-4\pi R^2(jL+q)]$ , де  $j=f(T_s)$  і  $q=f(T_s)$  визначається виразами (11) і (12), відповідно. Тому можна записати:

$$jL+q = \lambda_1(T_0 - T_s) \left( \frac{2}{\delta} + \frac{1}{R} \right). \quad (14)$$

Рішення цього рівняння дозволяє визначити невідому функцію  $T_s(t)$ , для чого необхідно знати залежність від часу параметра  $\delta$ . Підставляючи замість правої частини (12) її значення з (13), отримаємо диференціальне рівняння виду [10]:

$$\frac{dH_1}{dt} = -4\pi R^2(jL - q), \quad (15)$$

де  $L$  – питома теплота випаровування; величина  $H_1(t)$  характеризує кількість тепла в тепловому шарі товщиною  $\delta$  навколо бульбашки, отримане в результаті тепло- і масообміну рідини з газовою фазою. Залежність  $H_1 = f(\delta)$  має вигляд:

$$H_1 = \left[ \frac{\pi \rho_1 c_1 (T_0 - T_s) (4R^2 \delta + R \delta^2)}{3} \right]. \quad (16)$$

Вирішуючи (14) і визначаючи функцію  $H_1(t)$ , можна з рівняння (15) знайти значення глибини проникнення тепла  $\delta$  для кожного моменту часу:

$$\delta = 2R \left[ \sqrt{1 + \frac{3H_1}{4\pi R^3 \rho_1 c_1 (T_s - T_1)}} \right]. \quad (17)$$

Рівняння (14) і (16) з урахуванням рівняння (17) дозволяють визначити температуру міжфазної поверхні  $T_s(t)$  і кількість тепла  $H_1(t)$ , переданого рідині, а також і параметр, що характеризує товщину теплового шару  $\delta$ .

Таким чином, отримана система рівнянь (1) – (17) дозволяє описати кінетичні, динамічні та енергетичні характеристики поведінки повітряної бульбашки в часі в каналі розряду, такі як швидкість росту, тиск, температура, масо- та теплоперенос і т.д.

Для рішення рівнянь математичної моделі розроблений алгоритм, що був реалізований в середовищі Mathcad 14. Розрахунки проводили при різних початкових умовах.

В якості приклада наведені результати моделювання процесу росту бульбашки, що отримані при наступних початкових умовах: початковий діаметр бульбашки становить 0,001 м, початкова температура води 293 К, швидкість подачі газу та води 0,75 м<sup>3</sup>/с та 0,5 м<sup>3</sup>/с відповідно, дуга живиться від джерела з напругою 380 В.

Крива зміни діаметра бульбашки в часі представлена на рис. 3.

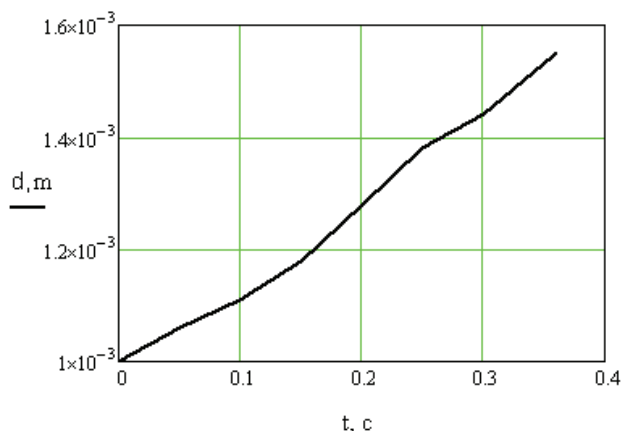


Рис. 3. Зміна діаметра бульбашки d в часі t

З рис. 3 видно, що збільшення діаметра бульбашки в часі носить характер, близький до лінійного. Зміна діаметру бульбашки з початкового (0,001 м) до максимального – 0,00156 м, при якому відбувається схлопування бульбашки, відбувається за проміжок часу, що дорівнює 0,36 с.

Розрахунки було проведено для різних початкових діаметрів бульбашки і було встановлено, що зі збільшенням початкового діаметра бульбашки, збільшується і час її схлопування.

Розрахований час проходження бульбашкою області горіння дуги становить 0,422 с. Таким чином, схлопування бульбашки відбувається в межах горіння дуги.

Зміна температури всередині бульбашки наведена на рис. 4.

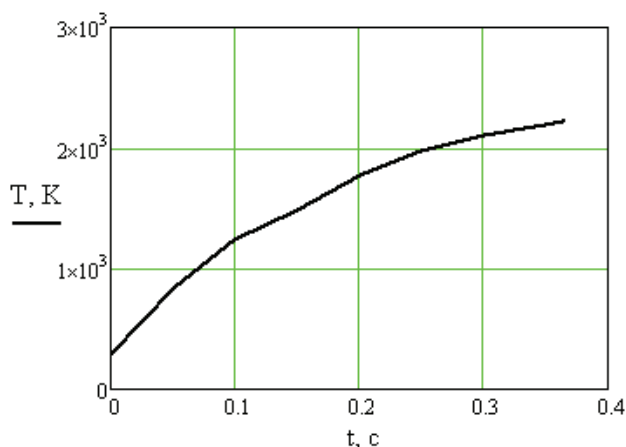


Рис. 4. Зміна температури всередині бульбашки T в часі t

Максимальна температура всередині бульбашки відповідає моменту часу, при якому відбувається схлопування бульбашки – 0,36 с, і становить 2338 К.

При збільшенні діаметра бульбашки, максимальна температура всередині її також збільшується, але температурні криві мають більш опуклий

характер. Також зростають енергетичні та теплові характеристики бульбашки.

Виконані розрахунки: значення енергії в каналі розряду, яке становить  $1,2 \cdot 10^8$  Дж; тиску в каналі розряду, що дорівнює  $6,1 \cdot 10^{11}$  Па. Значення тиску в бульбашці, що розраховане за моделлю, становить  $5,1 \cdot 10^4$  Па; теплоперенос тепла всередину бульбашки становить  $1,6 \cdot 10^6$  Дж/кг; кількість переданої теплоти складає  $4,2 \cdot 10^4$  Дж; товщина теплового шару становить  $8,9 \cdot 10^{-6}$  м; інтенсивність масопереносу  $-7,9 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>2</sup>.

Результати моделювання процесів, що відбуваються застосуванні електричного розряду в пористій рідині (насиченій повітряними бульбашками), використовувались для визначення режимних параметрів процесу. Це дозволить правильно підібрати характеристики установки очищення і знезараження стічних вод різного походження (чи підготовки питної води) плазмохімічним методом, яка наведена на рис. 5.

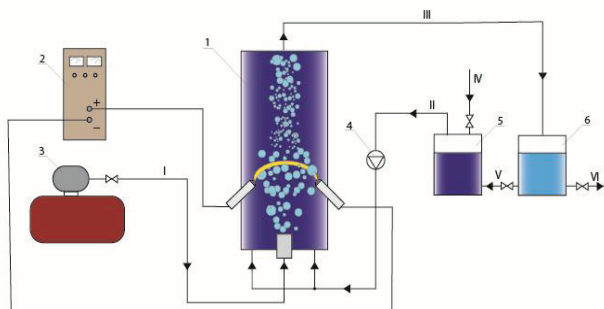


Рис. 5. Схема установки плазмохімічного очищення води: 1 – плазмовий модуль; 2 – височастотне інверторне джерело високої напруги; 3 – повітряний компресор; 4 – насос подачі забрудненої води в модуль; 5 – ємність для забрудненої води; 6 – ємність для обробленої води; I – лінія подачі повітря в модуль; II – лінія подачі забрудненої води в модуль; III – лінія відведення обробленої води з модуля; IV – магістраль подачі забрудненої води; V – подача води на доочищення (повторна обробка); VI – магістраль відведення очищеної води.

Установка включає в себе плазмохімічний модуль (розрядна камера) через який прокачується вода, що підлягає очищенню. Рідина прокачується через електричний розряд за допомогою циркуляційного насосу. Електроди, між якими горить дуговий розряд в бульбашковому середовищі, знаходяться всередині реактора (занурені в рідину). Електроживлення дуги здійснюється від спеціального інверторного джерела високої напруги. Установка забезпечена системами подачі рідини і газу, а також засобами контролю і регулювання.

Очищення і знезараження стічних вод різного походження плазмохімічним методом полягає в дії на воду або водний розчин одночасно всієї сукупності факторів плазми: високої температури, електричного і магнітного полів, світлового випромінювання в інфрачервоному і ультрафіолетовому областях спектру, радіочастотного випромінювання, ударних акустичних хвиль, потоку заряджених частинок. Електричний розряд у водному розчині генерує окисники і ініціює різні фізико-хімічні процеси. Органічні сполуки окислюються до вуглекислого газу і води. Солі важких

металів переходять в нерозчинні гідроксиди або карбонати і випадають в осад. Розвинена поверхня в бульбашковому середовищі, де на межі розділу вода-повітря йде розряд, дозволяє проводити глибоке очищення води з мінімальними енергетичними витратами навіть за наявності високостійких мікроорганізмів і хімічних реагентів, дезактивація яких іншими методами проблематична. В результаті дії на водні потоки, як окремих факторів, так і синергетичних ефектів на виході комплексу виходить знезаражена чиста вода, заданого рівня знесолювання, і тверді нерозчинні осади.

До складу установки можна включити різні по потужності модулі обробки води (плазмохімічні реактори). Монтуючи ці модулі паралельно або послідовно, можна збільшувати або зменшувати об'єми обробки води, а також і степінь її обробки в залежності від вихідних даних рідини, що очищається, і за бажання конкретного замовника. Комбінувати набір модулів можна і так, щоб отримувати на виході необхідну кількість води, параметри якої відповідають стандартам. Вигляд такого модуля в роботі показано на рис.6.



Рис. 6. Плазмохімічний модуль в роботі

## 6. Висновки

На підставі термодинамічного аналізу взаємопов'язаних нерівноважних процесів запропонована математична модель динаміки одиничного пухирця, яка описує його поведінку у всьому температурному інтервалі існування рідкої фази і не містить емпіричних параметрів.

Математична модель дозволяє прогнозувати поведінку бульбашки в полі стаціонарного дугового розряду.

Отримані залежності дозволяють описати параметри плазмового каналу, кінетичні, динамічні та енергетичні характеристики повітряної бульбашки в полі стаціонарного дугового розряду в будь-який момент часу, визначають швидкість росту бульбашки та момент її схлопування, швидкості тепло- і масо переносу через міжфазну поверхню, товщину приграничного теплового шару.

Ці характеристики дозволяють правильно визначити параметри джерела струму, та гідродинаміку рідинно-газової суміші, і застосувати їх в технології плазмового очищення води від забруднень.

Литература

1. Юткин, Л.А. Электрогидравлический эффект [Текст] / Л.А. Юткин. – М.: Машгиз, 1975. – 356 с.
2. Коробейников, В.П. Определение формы и параметров фронта ударной волны при взрыве в неоднородной среде [Текст] / В.П. Коробейников, В.П. Карликов // Докл. АН СССР. – 1963. – №6. – С. 1271 – 1274.
3. Ковальчук, В.В. Внутренняя энергия и давление плазмы в канале электрического разряда [Текст] / В.В. Ковальчук, О.И. Лещенко, О.В. Осипенко // Труды Одесского политехнического университета. – 2008. – Вып. 2(30). – С. 228–234.
4. Коробейников, С.М. Зажигание разряда в воде с помощью пузырьков [Текст] / С.М. Коробейников, А.В. Мелехов, А.С. Бесов // Теплофизика высоких температур. – 2002. – Т. 40, №5. – С. 120-127.
5. Nigmatulin, R.I. Dynamics, heat and mass transfer of vapor–gas bubbles in liquid [Текст] / R.I. Nigmatulin, N.S. Khabeev, F.B. Nagiev // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1981. – Vol.24, №6. – Pp.1033–1041.
6. Мельников, И.П. Предпробойное развитие электрического разряда в водных электролитах [Текст]: автореф. дис. канд. физ.–мат. наук / И.П. Мельников. – Л., 1969. – 16 с.
7. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity [Текст] // Phil. Mag. – 1917. – Vol.34. – Pp.94–98.
8. Долинский, А.А. Теоретическое обоснование принципа дискретно–импульсного ввода энергии. I. Модель динамики одиночного парового пузырька [Текст] / А.А. Долинский, Г.К. Иваницкий // Пром. теплотехника. – 1995. – Т.17, №5. – С. 3–28.
9. Яхно, О.М. Математична модель динаміки росту парової фази (перенесення теплоти у рідині, зміна зовнішнього тиску, вплив теплофізичних параметрів, поля швидкостей і тиску біля бульбашки) [Текст] / О.М Яхно, В.Р. Кулінченко, В.Л. Зав'ялов, Т.Г. Мисюра // Технологія і техніка друкування. Збірник наукових праць НТУУ «КПІ». – 2006. – Вип. №3(13). – С. 49–58.
10. Долинский, А.А. Теоретическое обоснование принципа дискретно–импульсного ввода энергии. II. Модель динамики ансамбля паровых пузырьков [Текст] / А.А. Долинский, Г.К. Иваницкий // Пром. теплотехника. – 1996. – Т.18, №1. – С. 3–20.

УДК 621.383.46

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТРЕХПЕРЕХОДНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

**С. Н. Чеботарев**

Кандидат технических наук, старший научный сотрудник\*

E-mail: chebotarev.sergei@gmail.com

**А. С. Пашченко**

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник\*

E-mail: as.pashchenko@gmail.com

**М. Л. Лунина**

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Лаборатория солнечной энергетики\*\*

E-mail: MarinaSchaz@rambler.ru

**В. А. Ирха**

Ведущий инженер

Общество с ограниченной ответственностью специальное

конструкторско-технологическое бюро «Инверсия»

ул. Зорге, 7, г. Ростов-на-Дону, 344000, Россия

E-mail: v-irxa@rambler.ru

\*Лаборатория кристаллов и структур для твердотельной электроники

\*\*Южный научный центр Российской академии наук

пр. Чехова, 41, г. Ростов-на-Дону, 344006, Россия

*Запропонована конструкція тонкоплівкового трьохперехідного фотоперетворювача на основі гідрованих і оксидованих шарів мікрокристалічного і аморфного кремнію  $\alpha\text{-Si:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{s-SiO:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{s-Si:H}(n\text{-i-p})$ . Результати чисельного моделювання вказують на можливість досягнення 16% ККД*

*Ключові слова: трьохперехідний тонкоплівковий фотоперетворювач, аморфний і мікрокристалічний кремній, чисельне моделювання*

*Предложена конструкция тонкопленочного трехпереходного фотопреобразователя на основе гидрированных и оксидированных слоев микрокристаллического и аморфного кремния  $\alpha\text{-Si:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{s-SiO:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{s-Si:H}(n\text{-i-p})$ . Результаты численного моделирования указывают на возможность достижения 16% КПД*

*Ключевые слова: трехпереходный тонкопленочный фотопреобразователь, аморфный и микрокристаллический кремний, численное моделирование*