

УДК 623.438.3, 621.3.015.52

В. М. Замана, К. В. Коритченко, С. А. Соколовський, Ю. В. Ковцур

## ТЕОРЕТИЧНЕ ОБҐРУНТУВАННЯ ВИМОГ ДО ІСКРОВОГО РОЗРЯДУ В СИСТЕМІ ХОЛОДНОГО ПУСКУ ДИЗЕЛЬНОГО ДВИГУНА

Пропонується розрахункова модель, що дозволяє оцінити вплив напруженості електричного поля на діаметр каналу імпульсної дуги. Опис здійснено із застосуванням двотемпературної квазінейтральної моделі газорозрядної плазми. Представлені результати розрахунку залежності радіуса розрядного каналу від напруженості електричного поля і температури важкої компоненти плазми у середовищі кисню під тиском 1 МПа.

*К л ю ч о в і с л о в а:* іскровий розряд, розрахункова модель, двотемпературна плазма

**Постановка проблеми.** Імпульсні розряди широко застосовують для вирішення задачі запалення паливно-повітряних сумішей. У двигунах внутрішнього згорання електричний розряд може застосовуватися для безпосереднього запалювання пального в двигунах із запалюванням від стискування під час холодного пуску двигуна. Для такого пуску характерні неякісне сумішоутворення, великі витоки повітряного заряду, зростання часу теплообміну заряду з холодними стінками циліндра двигуна [1; 2]. Все це погіршує термодинамічні умови самоzapалення пального та збільшує тривалість пуску або він взагалі не відбувається. Zapalювання дизельно-повітряної суміші потребує більш потужного іскрового розряду, ніж той, що необхідний для бензино-повітряних сумішей. Отже, необхідне теоретичне обґрунтування вимог до іскрового розряду в системі холодного пуску дизельного двигуна, які забезпечуватимуть ефективне збільшення енергії розряду.

**Огляд останніх досліджень і публікацій.** У роботах [3; 4] встановлено, що на процес запалювання пального імпульсним розрядом впливає швидкість виділення енергії і розмір області запалювання. На кінцевій стадії іскрового розряду параметри газу в каналі наближаються до дугових. Дугові процеси досліджені достатньо добре, що дозволяє скористатися експериментальними даними або розрахувати, використовуючи різні моделі, діаметр каналу, залежно від розрядного струму, складу газорозрядного середовища, зовнішніх термодинамічних умов і інших параметрів розряду. Параметри каналу дугової стадії імпульсного розряду відрізняються від стаціонарної дуги. В результаті досліджень [5] встановлено, що ці відмінності полягають у більшому падінні напруги в каналі імпульсної дуги, збільшенні ступеня іонізації, коливальному збудженні та ін. Тобто в імпульсній дузі газорозрядна плазма знаходиться у невірноваженому стані. Відомо, що напруженість електричного поля впливає на розподіл енергії, яка передається у газорозрядному середовищі в різних збуджених станах. Отже, потрібно оцінити вплив напруженості електричного поля на діаметр каналу імпульсної дуги.

**Мета статті** – теоретично обґрунтувати вимоги до іскрового розряду, за яких досягається збільшення об'єму запалювання.

**Виклад основного матеріалу.** Оцінювання радіуса каналу  $r$ , вважаючи в першому наближенні незначною зміну провідності на його перетині, проведемо за виразом:

$$r = \sqrt{\frac{i}{\pi \cdot E \cdot \sigma}}, \quad (1)$$

де  $i$  – розрядний струм;  $E$  – напруженість електричного поля в розрядному каналі;  $\sigma$  – провідність газорозрядної плазми.

З даного виразу виходить, що збільшення радіуса каналу можна досягти шляхом зростання розрядного струму, зниження напруженості поля в каналі і зменшення провідності плазми. Але ці величини є взаємозв'язаними, тому оцінювати розміри каналу доцільно з урахуванням їх взаємного впливу. Провідність плазми розраховується за виразом [6]:

$$\sigma = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{v_m} = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{N \nu \sigma_{tr} + n_e \nu \sigma_{кул}} \left[ \text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1} \right], \quad (2)$$

де  $n_e$  – густина електронів,  $\text{см}^{-3}$ ;  $v_m$  – частота пружних зіткнень електронів з атомами, молекулами та іонами,  $\text{С}^{-1}$ ;  $N$  – густина атомів (молекул), транспортний перетин зіткнень електронів з атомами (молекулами);  $\sigma_{кул}$  – кулонівський перетин зіткнень;  $\nu$  – середня теплова швидкість електронів.

Зміна напруженості електричного поля в газовому розряді призводить до зміни середньої теплової швидкості електронів, що через зміну частоти пружних зіткнень і густини електронів спричинює зміну провідності плазми.

Розрахунок величини середньої теплової швидкості електронів, залежно від напруженості електричного поля, проведемо за рівнянням балансу енергії “середнього” електрона [6]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \left( \frac{e^2 E^2}{mv_m^2} - \delta\varepsilon \right) v_m, \quad (3)$$

де  $\varepsilon$  – енергія “середнього” електрона;  $e$  – заряд електрона;  $m$  – маса електрона;  $\delta$  – частка енергії електрона, що передається атому (молекулі) під час кожного ефективного зіткнення.

У імпульсних дугах умови для утворення вільних електронів, як правило, не виникають, це дозволяє ліву частину рівняння (3) прирівняти до нуля. Тоді залежність між напруженістю поля і температурою електронів після перетворень набирає вигляду:

$$E = 5,6 \cdot 10^{-14} \sqrt{\delta} \cdot n_e \cdot \ln \Lambda \cdot \sqrt{\frac{1}{A} \cdot \frac{\sqrt{(T_e - T) T_e}}{T_e^2}}, \quad (4)$$

де  $A$  – атомний номер атома (молекули);  $\ln \Lambda$  – кулонівський логарифм ( $\ln \Lambda = 7,47 + \frac{3}{2} \lg(T_e \cdot 11610) - \frac{1}{2} \lg n_e$ );  $T$  – температура важкої компоненти газу (атомів, молекул і їх іонів);  $T_e$  – температура електронів, eВ.

Вираз (4) необхідно доповнити рівнянням Саха, в якому густину електронів щодо імпульсної дуги слід обчислювати за двотемпературною моделлю [7], тобто, виходячи з температури електронів:

$$n_e = \sqrt{K \cdot N \frac{g_+}{g_a} T_e^{1.5} \exp\left(-\frac{I}{T_e}\right)}, \quad (5)$$

де  $K = 6,06 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{eВ}^{-3/2}$ ;  $g_+$  та  $g_a$  – статистичні ваги іона та атома (молекули) відповідно;  $I$  – потенціал іонізації атома (молекули), eВ.

Рівноважна дисоціація визначається кінетичною енергією важкої компоненти газорозрядної плазми і розраховується за виразом [6]:

$$\frac{N_A^2}{N_{A_2}} = \frac{g_A^2}{g_{A_2}} \frac{M_A^{1.5} v}{4J_{A_2} \sqrt{\pi k T}} \exp\left(\frac{-U}{kT}\right), \quad (6)$$

де  $N$  – число атомів і молекул в одиниці об’єму;  $U$  – енергія дисоціації молекули;  $v$  – частота її коливань;  $J_{A_2}$  – момент інерції;  $g_A$ ,  $g_{A_2}$  – статистичні ваги атома і молекули відповідно;  $M_A$  – маса атома.

Замикання системи рівнянь забезпечимо рівнянням стану квазінейтральної однократно іонізованої плазми:

$$N = \frac{p}{kT} - n_e \frac{T_e - T}{T}, \quad (7)$$

де  $k$  – стала Больцмана.

Обмеження сфери застосування розрахункової моделі за мінімально припустимою температурою важкої компоненти пов’язані з процесом прилипання електронів у разі зниження температури в електронегативному газі, наприклад кисні, нижче 1500 К [6]. Верхня межа області застосування обумовлена виникненням двократною іонізацією зі збільшенням температури електронів у декілька електрон-вольт. Крім цього, модель описує несамостійний розряд.

Розв’язування системи рівнянь здійснювалося в середовищі програмування MATHCAD. Густина електронів представляли у вигляді функції, отриманої з виразу (4) з урахуванням кулонівського логарифма, за допомогою вбудованої функції root, що дозволяє знаходити розв’язок рівняння методом ітерацій. Дана функція мала вигляд залежності від температури електронів та іонів і

напруженості поля  $n_e(T_e, T, E)$ . Густину атомарного і молекулярного газів також представляли у вигляді функцій, що є залежностями від температури електронів та іонів і напруженості поля. Дані функції отримані в результаті рішення системи рівнянь (6) і (7), які зводять до квадратного рівняння. Вважалось, що  $P = \text{const}$ . З розв'язку квадратного рівняння корінь брали для дійсного числа. Далі густину іонів для атомарної і молекулярної компоненти газу, використовуючи вираз (5), також представляли у вигляді  $n_{o+}(T_e, T, E)$ ,  $n_{o_2+}(T_e, T, E)$ . Застосовуючи функцію `root`, визначали температуру  $T_e$  (вона залежить від значень  $T$  та  $E$ ) в результаті розв'язування рівняння, що отримано з умови квазінейтральності плазми:

$$n_e(T_e, T, E) = n_{o+}(T_e, T, E) + n_{o_2+}(T_e, T, E).$$

Оскільки в результаті процесу дисоціації відбувається зміна молекулярної маси газорозрядної плазми, то була перерахована середня молекулярна маса з уточненням числа  $A$  з точністю до 1 %.

Визначення температури електронів з рішення системи рівнянь (3–7) за заданих термодинамічних параметрів газу і напруженості електричного поля дозволило представити залежність провідності плазми лише від вказаних параметрів.

Радіус каналу для заданого розрядного струму визначався за виразом (1) із значеннями, що отримані в результаті рішення системи рівнянь (2–7), виходячи з температури важкої компоненти газорозрядної плазми (при  $P = \text{const}$ ) і напруженості електричного поля.

Один з варіантів пристрою системи запалення, що реалізує запалення імпульсною дугою, описаний в роботі [8]. На відміну від розряду ємності, для даної системи характерна менша швидкість введення енергії в розрядний канал. Тому відбувається вирівнювання тиску у каналі з тиском зовнішнього середовища, про що свідчить дозвукова швидкість розширення каналу [9]. З урахуванням цього розрахунок параметрів розряду проведений за постійним тиском. Розряд триває декілька мікросекунд, отже, зміною тиску в циліндрі двигуна можна нехтувати.

Результати розрахунку, що наведені нижче, отримані для тиску  $P = 1,0$  МПа, в середовищі кисню. Дані перетинів пружних зіткнень взято з робіт [10; 11] і представлено у вигляді кусково-лінійних функцій (рис. 1).

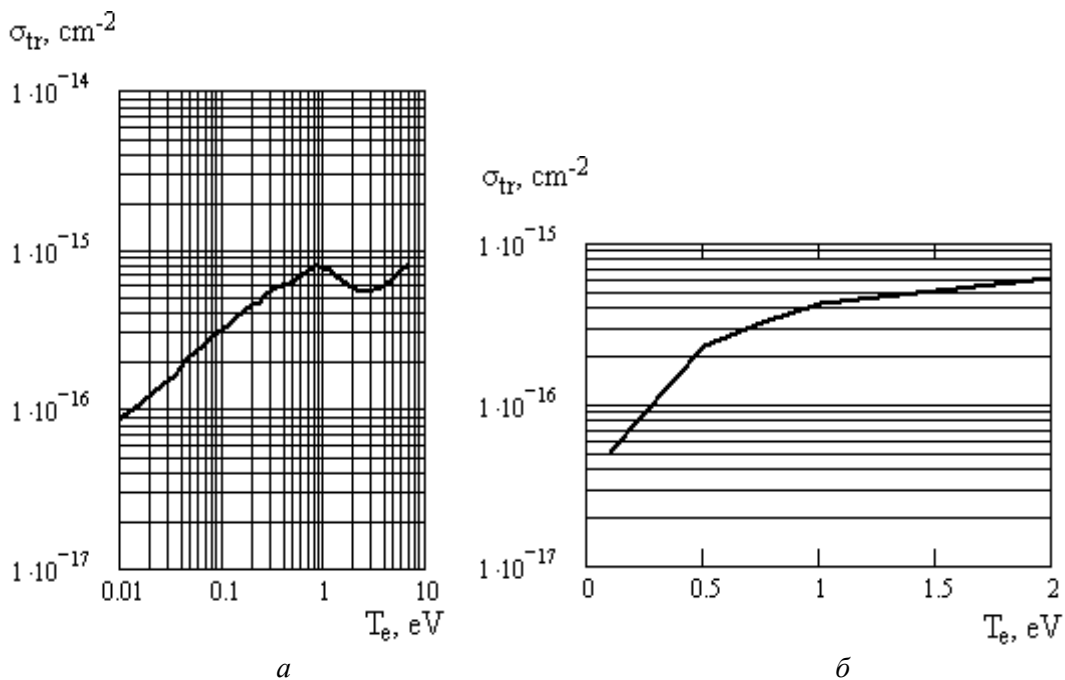


Рис. 1. Перетини пружних зіткнень електронів з молекулярним (а) і атомарним (б) киснем залежно від температури електронів

Розрахункова зміна температури електронів у каналі дуги (див. рис. 2) за умови напруженості поля  $E = 300$  В/см без уточнення середньої молекулярної маси середовища (крива 1) і з уточненням (крива 2) показує, що різниця у розрахункових даних починає проявлятися при досягненні значення температури більше 3500 К. Це пояснюється істотним зростанням ступеня дисоціації після перевищення даної температури. Слід звернути увагу, що температура електронів у процесі розвитку імпульсної дуги складає приблизно 1еВ.

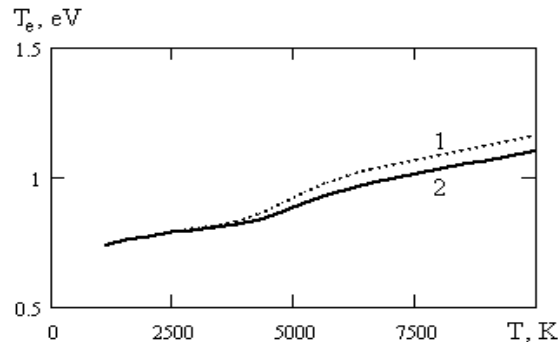


Рис. 2. Розрахункова зміна температури електронів у каналі дуги залежно від температури газоплазмового середовища

У області температур, де має місце дисоціація, виникає уповільнення зростання густини електронів (рис. 3).

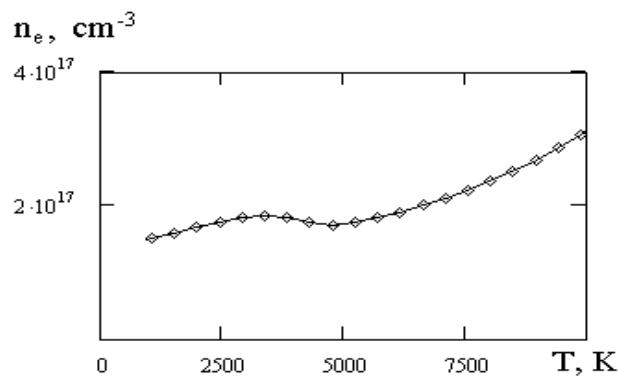


Рис. 3. Розрахункова зміна густини електронів у каналі дуги залежно від температури газоплазмового середовища

Значення провідності плазми в області низьких температур істотно перевищує значення провідності за тих самих температур у стаціонарних дугах (рис. 4). Наприклад, провідність стаціонарної дуги з атмосферним тиском, якщо температура плазми приблизно 8000 К, складає близько  $1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  [6], а в імпульсній дузі провідність на порядок вища. Цим пояснюється підвищена густина струму, що експериментально реєструється в імпульсних дугах [12].

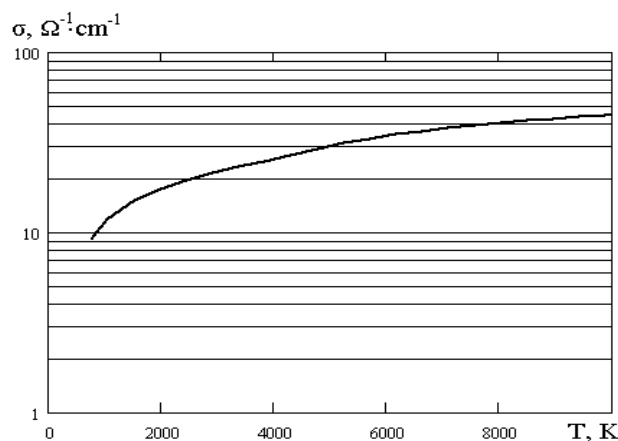


Рис. 4. Розрахункова залежність провідності від температури газоплазмового середовища

У результаті оброблення масиву даних щодо зміни радіуса каналу за фіксованим розрядним струмом  $I = 100 \text{ А}$  у заданих раніше умовах встановлено, що для збільшення радіуса каналу (об'єму запалення) необхідно знижувати напруженість електричного поля в імпульсній дузі до значень

300...400 В/см (рис. 5). Тобто необхідно застосовувати технології управління імпульсною дугою. Зі зростанням температури молекул атомів і їх іонів відбувається незначне зменшення радіуса каналу.

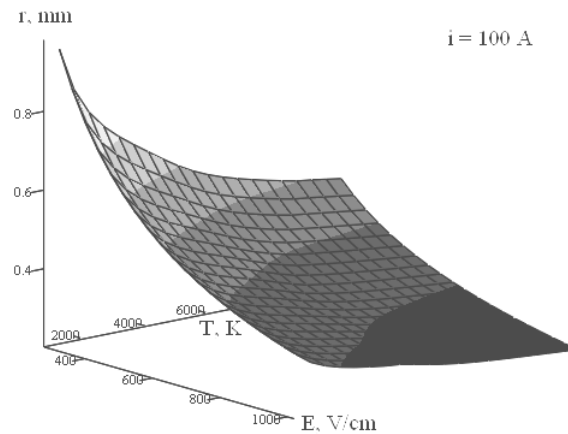


Рис. 5. Залежність радіуса розрядного каналу за струмом  $I = 100$  А від напруженості поля і температури важкої компоненти плазми

### Висновки

У результаті оцінювання впливу напруженості електричного поля на діаметр каналу імпульсної дуги, що реалізується у кисні під тиском 1 МПа, встановлено, що для збільшення області запалювання доцільно знижувати напруженість електричного поля в процесі розвитку розряду до 300...400 В/см. Це забезпечує формування струмопровідної області діаметром від 1 до 2 мм за амплітудним значенням розрядного струму 100 А.

### Список використаних джерел

1. Рязанцев, Н. К. Конструкция форсированных двигателей наземных транспортных машин [Текст] : учеб. пособие / Н. К. Рязанцев. – К. : ИСДО, 1993. – Ч. 1. – 252 с.
2. Болтинский, В. Н. Автотракторные двигатели [Текст] / В. Н. Болтинский. – М. : Сельхозгиз, 1948. – 623 с.
3. Пойда, А. Н. Электронные устройства двигателей внутреннего сгорания [Текст] / А. Н. Пойда. – К. : ИСИО, 1993. – 88 с.
4. Мацкерле, Ю. Современный экономичный автомобиль [Текст] : пер. с чешск. В. Б. Иванова / Ю. Мацкерле. – М. : Машиностроение, 1978. – 320 с.
5. Абрамсон, И. С. Осциллографическое исследование искрового разряда [Текст] / И. С. Абрамсон, Н. М. Гегечкори // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1951. – Т. 21, № 4. – С. 484–492.
6. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда [Текст] : учеб. руководство / Ю. П. Райзер. – М. : Наука, 1987. – 592 с.
7. Физика и техника низкотемпературной плазмы [Текст] / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин. – М. : Атомиздат, 1972. – 352 с.
8. Способ реализации импульсной дуги с низким напряжением горения в газе. Исследование влияния параметров цепи [Текст] / А. Н. Довбня, К. В. Корытченко, Ю. Я. Волколупов и др. // Журнал технической физики. – 2003. – Т. 73, № 12. – С. 91–94.
9. Korytchenko, V. Lisovsliy. Application of Arc-Driving Discharge to Igniting / Book of Abstracts of International Symposium on Plasma Chemistry 19, – 27–31 July 2009, Bochum, Germany. – P. 457.
10. G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Techn. – 2005. – № 14. – P. 722–733.
11. Y. Itikawa, A. Ichimura. Cross sections for collisions of electrons and photons with atomic oxygen // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1990. – Vol. 19, No. 3. – P. 637–651.
12. Гегечкори, Н. М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда [Текст] / Н. М. Гегечкори // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1951. – Т. 21, № 4. – С. 493–506.

*Стаття надійшла до редакції 07.05.2012 р.*