

І.В. ЛІТОВКО,¹ А.М. ДОБРОВОЛЬСЬКИЙ,² Л.В. НАЙКО,² І.В. НАЙКО²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: ilitovko@rambler.ru)

² Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03680)

НОВИЙ ТИП ПЛАЗМОВОГО ПРИСКОРЮВАЧА ІЗ ЗАМКНЕНИМ ДРЕЙФОМ ЕЛЕКТРОНІВ

УДК 533.9

Проведено подальше дослідження плазмового прискорювача нового типу із замкненим дрейфом електронів та відкритими стінками. В ході лабораторного експерименту отримано вольт-амперні характеристики прискорювача в різних режимах роботи. Виявлено два режими роботи: слабкострумовий та сильнострумовий, які мають свої особливості. З метою наближення запропонованої раніше фізико-математичної моделі до експерименту було здійснено перехід до гібридної моделі, в якій динаміка нейтральної компоненти та іонів описується кінетичними рівняннями. З використанням запропонованої моделі було чисельно отримано розподіл електричного потенціалу в прискорюючому проміжку. Виявлено незначну різницю для розподілу потенціалу в гідродинамічній та гібридній моделях, яка полягає у більшому градієнті потенціалу для гібридної моделі.

Ключові слова: Плазмовий прискорювач, замкнений дрейф електронів, прискорювач холівського типу, гідродинамічна модель, гібридна модель.

1. Вступ

Прискорювачі із замкненим дрейфом електронів і відкритими (газовими) стінками не було досліджено досі тою самою мірою, що добре відомі і широко використовувані плазмові прискорювачі з анодним шаром і прискорювачі із замкнутим дрейфом електронів і діелектричними стінками [1]. Проте, прискорювач цього типу може бути цікавим для генерування потоку заряджених частинок з різною величиною струму та мінімальними домішками матеріалу електродів і також може бути привабливим як прототип низько вартісних іонних ракетних двигунів [2].

Прискорювачі із замкненим дрейфом електронів і відкритими (газовими) стінками мають низьку перевагу:

1. Мінімізація твердотільних стінок веде до зменшення вмісту матеріалу стінок у іонному пучку з одночасним збереженням мінімальної кривизни магнітних силових ліній.

2. Мінімізація стінок сприяє збереженню динаміки електронів плазмового середовища, оскільки зводяться до мінімуму умови утворення вторинних електронів за рахунок емісії зі стінок плазмового прискорювача.

2. Експериментальне обладнання

Експерименти було виконано на лабораторному стенді Інституту фізики НАН України. Принципову схему стенда зображено на рис. 1.

У вакуумній камері 1 розміщено макет прискорювача з відкритими стінками, що складається з магнітопроводу з постійними магнітами 2, та електродної системи з циліндричним анодом 3 та ка-

тодом 4, який створює система штирів. Існує можливість регульованого напуску газу за допомогою системи СНА-2. Відкачка здійснюється вакуумним постом з паромасляним насосом. Експериментальна модель прискорювача має такі характеристики: циліндричний охолоджуваний мідний анод має діаметр 6,7 см, штирі катода розташовано по колу рівновіддалено від осі системи. Положення штирів може змінюватися зі зміною діаметра кола та відстані між анодом та катодами. Відстань між анодом та катодом може змінюватися від 1 до 3,5 см. Система постійних магнітів створює магнітне поле 650–750 Е, анодна напруга – до 2,5 кВ, робочий тиск в діапазоні 10^{-5} – 10^{-3} Торр. Система постійних магнітів виконана таким чином, що магнітне поле в проміжку між катодом і анодом було максимально паралельним осі системи. Завдяки такій конфігурації магнітного поля отримуємо систему саме з відкритими стінками. Робочим газом у системі є аргон. Під час проведення експерименту камера наповнюється робочим газом, на анод подається напруга від джерела живлення (до 2,5 кВ), катод заземлено. Між електродами системи утворюється самоузгоджений розподіл потенціалу, що і зумовлює виникнення та прискорення плазми.

3. Експериментальні результати

У ході експерименту було отримано залежності густини струму від тиску робочого газу. Загалом робочі режими такого прискорювача дуже близькі до таких у прискорювача з анодним шаром. Спостерігається режим з добре помітним, у діапазоні 10^{-4} Торр, між анодом та катодом вузьким випромінюючим шаром, якому відповідають малі струми розряду. Зі збільшенням тиску цей шар поширюється на весь об'єм прискорювача та спостерігається яскраве випромінювання з його об'єму через торці циліндричного каналу вздовж до осі циліндричної симетрії. У цьому режимі спостерігається струм розряду до 2 А. Результати впливу зміни тиску робочого газу в об'ємі джерела на густину струму розряду для слабострумного режиму наведено на рис. 2.

З наведених кривих для різних напруг можна зробити висновок про те, що струм (в межах отриманих результатів) мало залежить від тиску газу в системі для напруги до 1,5 кВ на розрядному

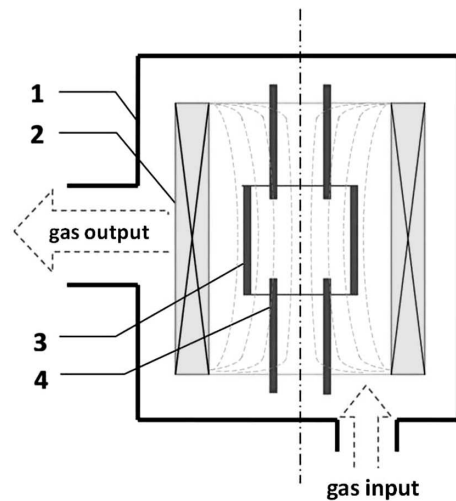


Рис. 1. Схема експерименту: 1 – камера, 2 – магнітна система ($H = 650\text{--}750$ Е), 3 – анод, 4 – катод

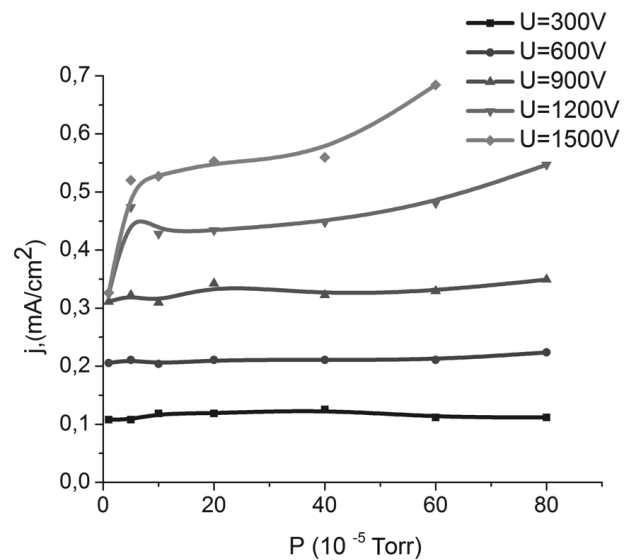


Рис. 2. Залежність густини струму розряду від тиску робочого газу у режимі малого струму

проміжку. Такий результат пояснюється тим, що концентрація іонізованих частинок в цих умовах майже не залежить від тиску робочого газу. Це також відповідає раніше отриманим теоретичним результатам [2].

На рис. 3 наведено вольт-амперну характеристику (ВАХ) прискорювача із сильнострумними ділянками. Можна бачити, що перехід у сильнострумний режим відбувається під впливом двох пара-

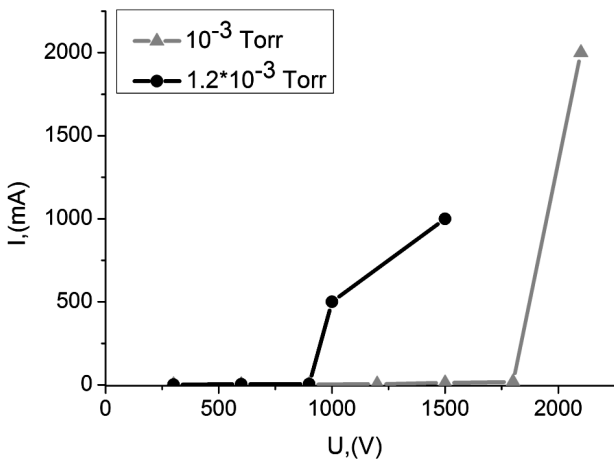


Рис. 3. ВАХ прискорювача в режимі з великим струмом для різних тисків робочого газу

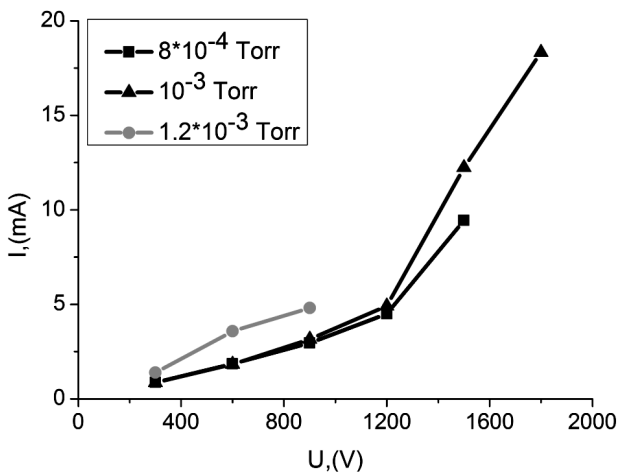


Рис. 4. ВАХ прискорювача для різного тиску робочого газу в частині малих струмів

метрів – тиску робочого газу та напруги на розрядному проміжку. В певному діапазоні напруг отримуюмо слабкострумовий режим роботи, див. рис. 4.

Для нього є характерною звичайна лінійна характеристика. Майже лінійне зростання струму зі зміною анодного потенціалу. В певний момент, відбувається стрибкоподібне зростання розрядного струму та перехід розряду у сильнострумовий режим без чіткого анодного шару. Для цього режиму характерний струм розряду на декілька порядків більший (до 2 А), ніж за низькострумового режиму.

Ще однією характерною рисою сильнострумового режиму є утворення плазмового факела

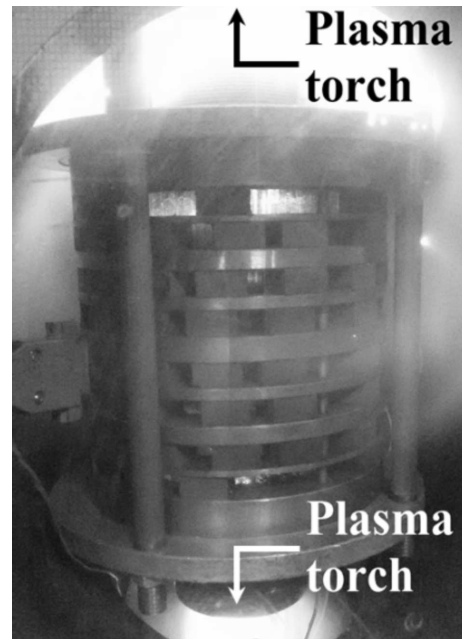


Рис. 5. Прискорювач у режимі великого струму розряду. На торцях системи помітно плазмові факели

(рис. 5). В досліджуваному розряді іони прискорюються вздовж радіуса системи в напрямку до осі системи. Факели на торцях спостерігаються навпаки вздовж осі, поперек до радіуса та напрямку початкового прискорення іонів. Зважаючи на геометрію розряду, значна частина згенерованих іонів залишає систему поперек її радіуса. Завдяки цьому у сильнострумовому режимі і утворюються добре помітні плазмові факели. Попередні результати показують, що вздовж осі плазмового факела за певних умов може виникати падіння потенціалу, яке може бути використане для прискорення пучка заряджених частинок [2].

4. Теоретична модель та результати

Для пояснення отриманих експериментальних даних було побудовано теоретичну одновимірну модель (рис. 6), яка базується на рівняннях гідродинаміки. В межах цієї моделі було отримано точні аналітичні та чисельні розв'язки [2, 3].

Проте, хоча гідродинамічна модель добре описує динаміку електронної та іонної компонент, та вона не враховує процеси іонізації, а також вплив нейтральних атомів робочого газу. Використовувати чисто кінетичний опис також неможливо через

суттєву різницю в швидкостях електронів та іонів. Тому оптимальним може стати опис у рамках гібридної моделі. Коли для електронної компоненти використовується гідродинамічний опис, а для іонної та нейтральної – кінетичний. Це також дозволяє врахувати обмеженість часу знаходження іонів у системі.

Як і раніше [2, 3], будемо розглядати одновимірну модель з урахуванням лише однократної іонізації. Тоді для нейтралів та іонів можна записати рівняння:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \nu_0 \frac{\partial f_0}{\partial x} = -\langle \sigma_{ie} \nu_e \rangle n_e f_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \nu_i \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{e}{M} E \frac{\partial f_i}{\partial v} = \langle \sigma_{ie} \nu_e \rangle n_e f_0, \quad (2)$$

де n_e – густина електронів, f_0 , f_i – функції розподілу нейтралів та іонів відповідно, які задовольняють такі граничні умови:

$$f_0(0, v, t) = \left(\frac{M}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T}\right), \quad (3)$$

$$f_i(0, v, t) = 0. \quad (4)$$

Праві частини рівнянь (1) та (2) відрізняються тільки знаком і описують у рівнянні (1) спад нейтральної компоненти, а в рівнянні (2) збільшення іонної компоненти.

Для правої частини рівнянь (1), (2) можна записати:

$$\langle \sigma_{ie} \nu_e \rangle = \sigma \nu_e(T_e) \exp\left(-\frac{U_i}{T_e}\right), \quad (5)$$

де σ – максимальний перетин іонізації, T_e – електронна температура, $\nu_e(T_e)$ – середня теплова швидкість електронів, U_i – потенціал іонізації. В цих позначках для іонної густини (n_i) та густини струму (j_i) можна записати вирази:

$$n_i = \int f_i dv, \quad (6)$$

$$j_i = \int v f_i dv. \quad (7)$$

Як і раніше, будемо виходити з основного положення, що загальний струм у системі дорівнює струму розряду:

$$j_d = j_i + j_e, \quad (8)$$

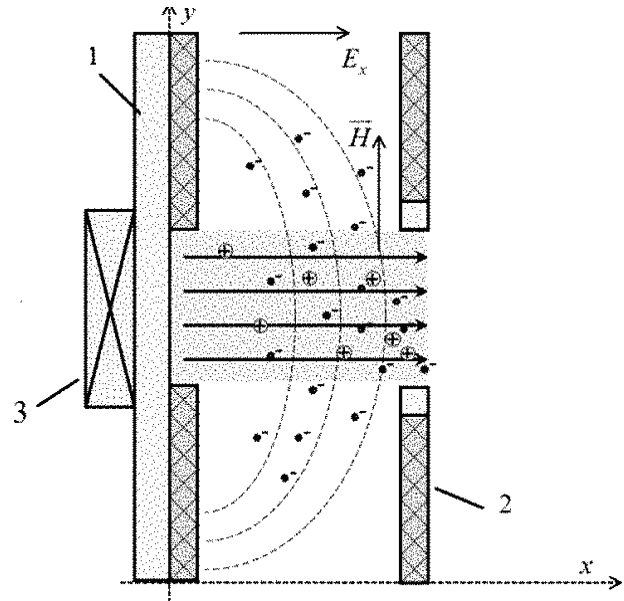


Рис. 6. Модель плазмового прискорювача: 1 – анод, 2 – катод, 3 – магнітна система. Пунктирними лініями позначені силові лінії магнітного поля, а стрілками – напрямком прискорення іонів

де електронна густина струму (j_e) дорівнює:

$$j_e = \mu \left(en_e E - \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} \right), \quad (9)$$

де $\mu = ev_e / m\omega_{eH}^2$, електронів, E – електричне поле. Припускаючи, що втрата енергії електронів відбувається в основному за рахунок різного роду зіткнень, та представляючи характерний час втрати температури в результаті зіткнення як τ_0 , для визначення температури можна записати вираз:

$$T_e = j_d E \tau_0 \left(1 - e - \frac{t}{\tau_0} \right) / en_e, \quad (10)$$

або для стаціонарного стану:

$$T_e = j_d E \tau_0 / en_e. \quad (11)$$

Тоді вираз (9) можна переписати у вигляді:

$$j_e = \mu \left(en_e E - j_d \tau_0 \frac{\partial E}{\partial x} \right). \quad (12)$$

Додавши до опису рівняння Пуассона, отримуємо замкнуту систему рівнянь:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_i - n_e). \quad (13)$$

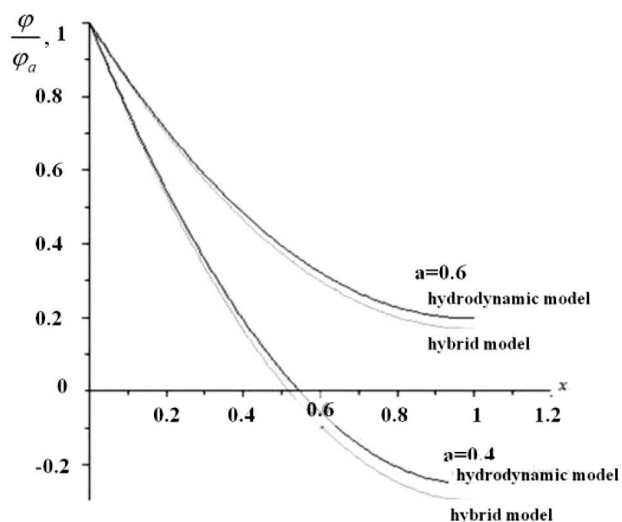


Рис. 7. Порівняння чисельних розрахунків розподілу потенціалу для гідродинамічної та гібридної моделей

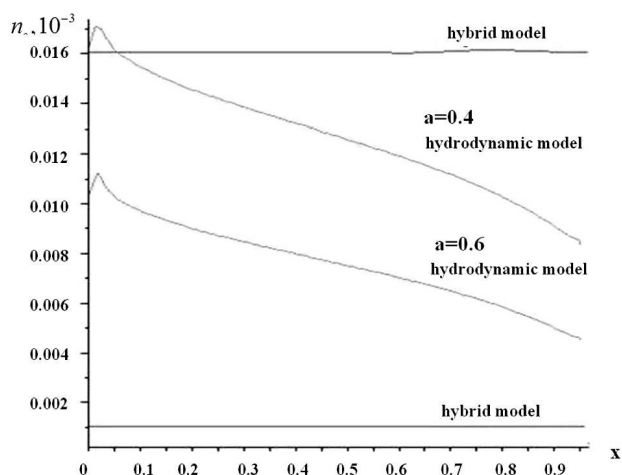


Рис. 8. Порівняння чисельних розрахунків електронної густини для гідродинамічної та гібридної моделей

З використанням запропонованої моделі було чисельно отримано розподіл електричного потенціалу та електронної густини в прискорюючому проміжку (див. рис. 7, 8). Розрахунки в моделі було виконано до досягнення сталого стану. З метою їх порівняння з розрахунками у межах гідродинамічної моделі, обчислення відбувалося з однаковими параметрами в обох моделях. Як вже зазначалося раніше [2, 3], падіння потенціалу в прискорюючому проміжку може відбуватися пов-

ністю, неповністю або перевищувати прикладений потенціал залежно від фізичних параметрів системи, які в гідродинамічній моделі описуються параметром $a = \frac{\mu T_0 \phi}{d^2}$. Оптимальному режиму повного падіння потенціалу у проміжку відповідає $a = 0,5$, при $a > 0,5$ відбувається неповне падіння потенціалу, $a < 0,5$, падіння перевищує прикладений потенціал.

Як видно з рис. 7, для розподілу потенціалу існує незначна різниця в гідродинамічній та гібридній моделях у всіх випадках. Відносно електронної густини (рис. 8), можна сказати, що її поведінка, на перший погляд, різна в двох моделях, в сталому стані в гібридній моделі вона майже постійна повздовж проміжку, тоді як у гідродинамічній моделі незначно змінюється. Однак, детальний аналіз показує, що хід кривої електронної густини в гібридній моделі подібний до гідродинамічної, але її зміни уздовж проміжку ще менш істотні, ніж у випадку гідродинамічної моделі. Таким чином, можна сказати, що гідродинамічна модель досить добре описує досліджувану систему, а до її переваг можна віднести можливість отримання точних аналітичних рішень.

5. Висновки

Подальше вивчення прискорювача із замкненим дрейфом електронів та відкритими стінками показує його певну подібність до прискорювача з анодним шаром та металевими стінками в каналі прискорювача. Експериментально отримано режими роботи з малим струмом та обмеженим міжелектродним проміжком анодним шаром та великим струмом і добре помітними плазмовими факелами на торцях системи. Показано, що стрибкоподібний перехід між режимами відбувається під впливом анодного потенціалу та тиску робочого газу. В режимі малих струмів, струм розряду значно сильніше залежить від прикладеної до розрядного проміжку напруги, ніж від зміни тиску робочого газу. Побудовано гібридну теоретичну модель і отримано результати моделювання на її основі. Порівняння отриманих у модельних експериментах результатів показує незначний вплив нейтральної компоненти робочого газу на формування падіння потенціалу у розрядному проміжку в межах використаних початкових умов.

Автори висловлюють вдячність О.А. Гончарову за ідею роботи, корисні поради, обговорення в ході виконання досліджень та написання статті. Роботу частково підтримано грантами НАН України № 34-08-15 і № PL-15-32.

1. А.И. Морозов. *Введение в плазмодинамику* (Физматлит, 2006).
2. A.A. Goncharov, A.N. Dobrovolsky, I.V. Litovko, L.V. Naiko, I.V. Naiko. Plasma accelerator with closed electron drift and open walls. *ВАНТ* **4**, 98 (2015).
3. A.A. Goncharov, A.N. Dobrovolsky, I.V. Litovko, L.V. Naiko, I.V. Naiko. Novel modification of Hall-type ion source (study and the first results). *Rev. Scient. Instrum.* **87**, 02A501 (2016).

Одержано 19.11.15

I.V. Litovko, A.N. Dobrovolsky, L.V. Naiko, I.V. Naiko

A NEW TYPE OF PLASMA ACCELERATOR WITH CLOSED ELECTRON DRIFT

S u m m a r y

A new type of plasma accelerator with closed electron drift and open walls has been studied further. In particular, the current-voltage characteristics in various operation modes are obtained. Two operation modes, low- and high-current ones, with specific parameters are revealed. To make the earlier proposed physical-mathematical model more adequate to the experiment, a hybrid model, in which the dynamics of neutrals and ions is described by kinetic equations, is applied. The distribution of the electric potential in the accelerating gap is numerically obtained. An insignificant difference between the potential distributions in the hydrodynamic and hybrid models consisting in higher potential gradients in the hybrid model is found.