

УДК 533.9

ЗАПОРОШЕНА ПЛАЗМА В РЕЖИМІ РОЗПАДУ

І.Б. Денисенко*, Г.П. Бурмака**, М.О. Азаренков

* Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
м. Свободи 4, Харків 61077, Україна

** Факультет комп'ютерних наук, Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
м. Свободи 4, Харків 61077, Україна
E-mail: idenysenko@yahoo.com

Поступила в редакцію 21 ноября 2010 г.

Розроблено модель постійної густини для запорошеної аргонової плазми, яка знаходиться в режимі розпаду. За допомогою цієї моделі досліджено густину та температуру електронів, густину атомів аргону, що знаходяться у метастабільному збудженому стані. В моделі враховано генерацію електронів в електрон-нейтральних зіткненнях, при зіткненнях метастабільних атомів аргону між собою та у процесі вторинної емісії при взаємодії іонів з порошинками субмікронного розміру. Розраховані густини електронів порівняно з експериментальними даними. Отримано добре узгодження теоретичних результатів з результатами вимірювань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: запорошена плазма, режим розпаду, генерація та втрати частинок.

DUSTY PLASMA IN AFTERGLOW REGIME

I.B. Denysenko*, G.P. Burmaka**, N.A. Azarenkov

* Department of Physics and Technology, V. N. Karazin Kharkiv National University
Svobody sq. 4, 61077 Kharkiv, Ukraine

** Department of Computer Sciences, V. N. Karazin Kharkiv National University
Svobody sq. 4, 61077 Kharkiv, Ukraine

The model of constant density for an argon dusty plasma afterglow is developed. Using the model, the electron density and temperature, and the density of atoms, which are in metastable excited states, are studied. The model accounts for electron production in electron-neutral collisions, in collisions of metastable atoms with other metastable atoms, and in the secondary emission process caused by interaction of ions with dust particles of submicron size. The calculated electron densities are compared with those obtained in experiments. A good agreement of theoretical results with experimental data is obtained.

KEY WORDS: dusty plasma, afterglow regime, generation and losses of particles.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В РЕЖИМЕ РАСПАДА

И.Б. Денисенко*, Г.П. Бурмака**, Н.А. Азаренков*

* Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
пл. Свободы 4, Харьков 61077, Украина

** Факультет компьютерных наук, Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
пл. Свободы 4, Харьков 61077, Украина

Разработана модель постоянной плотности для пылевой аргоновой плазмы, находящейся в режиме распада. С помощью этой модели исследована концентрация и температура электронов, и концентрация атомов, находящихся в метастабильном возбужденном состоянии. В модели учтена генерация электронов в электрон – нейтральных столкновениях, при столкновениях метастабильных атомов аргона между собой и в процессе вторичной эмиссии при взаимодействии ионов с пылевыми частицами субмикронного размера. Рассчитанные плотности электронов сравнены с экспериментальными данными. Получено хорошее согласие теоретических результатов с результатами измерений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пылевая плазма, режим распада, генерация и потери частиц.

Запорошена плазма інтенсивно досліджується в останні два десятиріччя. Але властивості цієї плазми в режимі розпаду на сьогоднішній день вивчено недостатньо. Більшість дослідників, які вивчали запорошену плазму в режимі розпаду, розглядали випадок малої густини порошинок (коли вплив порошинок на втрати електронів у розряді є малим) [1-3]. Плазма, що знаходиться у режимі розпаду і має високу густину порошинок, також досліджувалася деякими науковцями [4,5]. В результаті експериментальних досліджень було з'ясовано, що густина електронів у цій плазмі веде себе незвичайним чином у порівнянні з плазмою, де порошинки відсутні або густина їх заряду є малою. В експериментах німецьких науковців по дослідженню запорошеної плазми у режимі розпаду густина електронів спочатку зменшувалась з часом, потім зростала, а потім знову зменшувалась [4,5]. Пік густини електронів спостерігався приблизно через 0,5 мс після зупинення живлення розряду. Властивості плазми, що розпадається, з високою густиною порошинок аналізувалися за допомогою просторово усередненої теоретичної моделі та числової моделі, що базується на методі Монте-Карло, в яких вважалося, що генерація електронів у розряді відбувається при електрон-нейтральних зіткненнях та завдяки вторинній емісії електронів при зіткненнях іонів з порошинками [5]. Але в цих моделях не враховувалися втрати електронів та іонів на стінках розрядної камери та їх генерація при зіткненнях метастабільних атомів між собою.

Метою даної роботи є розробка теоретичної моделі плазми, що розпадається, з високою густиною заряду порошків. В цій моделі враховується генерація електронів завдяки електрон-атомним зіткненням, вторинній електронній емісії при взаємодії іонів з порошинками, а також завдяки зіткненням метастабільних атомів аргону між собою. В моделі також враховуються втрати іонів та електронів на порошинках та на стінках розрядної камери. За допомогою цієї моделі досліджуються властивості заповненої плазми за експериментальних умов науковців Рурського університету [4,5].

ТЕОРЕТИЧНА МОДЕЛЬ ЗАПОРОШЕНОЇ ПЛАЗМИ, ЯКА ЗНАХОДИТЬСЯ В РЕЖИМІ РОЗПАДУ

Розглянемо газорозрядну плазму в камері радіусу R та довжини L . Будемо вважати, що розряд містить електрони з густиною n_e , однозарядні позитивні іони (Ar^+) з густиною n_i , негативно заряджені субмікронні порошинки з густиною n_d та зарядом Z_d (в одиницях заряду електронів), атоми аргону в незбудженому стані (Ar^0) з густиною n_a , метастабільні атоми аргону (Ar^*) з густиною n_m , атоми аргону у 4s резонансних станах (3P_1 та 1P_1) (Ar_s) з густиною n_r , а також атоми аргону у збудженому 4p стані (Ar_{4p}) з густиною n_{4p} . Вважається, що функції розподілу усіх заряджених частинок є максвелівськими, температури іонів та порошків дорівнюють температурі атомів аргону, а порошинки мають однаковий радіус a_d .

В моделі враховується генерація електронів при зіткненнях електронів з атомами аргону, що знаходяться в основному стані та у збуджених 4p та 4s станах, при зіткненнях метастабільних атомів між собою, а також завдяки вторинній електронній емісії при взаємодії іонів з порошинками [4,5]. Вважається, що іони та електрони втрачаються на стінках розрядної камери та при їх осадженні на порошинки. На сьогоднішній день просторові розподіли заряджених частинок (електронів, іонів та порошків) у заповненій плазмі є слабо вивченими. Тому в нашій моделі дифузійні втрати електронів та іонів у заповненій плазмі описуються аналогічно, як і в плазмі з $n_d = 0$ у випадку, коли $\lambda_i \leq (T_i/T_e)L$ [6] (тут λ_i - довжина вільного пробігу іонів, T_e та T_i - температури електронів та іонів, відповідно).

Враховуючи ці припущення, рівняння балансу електронів може бути записано у наступному вигляді:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = K^i n_a n_e + \gamma_i K_d^i n_i n_d + k_m n_m^2 + (n_m + n_r) n_e K_m^i + n_{4p} n_e K_{4p}^i - n_e / \tau_{ew} - K_d^e n_e n_d. \quad (1)$$

А рівняння балансу іонів має вигляд:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = K^i n_a n_e + k_m n_m^2 + (n_m + n_r) n_e K_m^i + n_{4p} n_e K_{4p}^i - n_i / \tau_{iw} - K_d^i n_i n_d. \quad (2)$$

Коефіцієнти іонізації K^i , K_m^i , K_{4p}^i , як функції температури електронів T_e , взято з роботи [7], а коефіцієнт k_m , що описує зіткнення метастабільних атомів між собою, - з роботи [8]. У рівняннях (1) та (2) τ_{ew} та τ_{iw} - часи, які характеризують втрати електронів та іонів на стінках розрядної камери. Припускається, що час, який характеризує дифузійні втрати іонів, має такий же самий вигляд, як і у плазмі без порошків [2]:

$$\tau_{iw} = A^2 / D_a,$$

де $A = 1 / \sqrt{(\pi/L)^2 + (2,405/R)^2}$, $D_a = \lambda_i v_i (1 + T_e/T_i) / 3$ - дифузійна довжина та коефіцієнт дифузії, $v_i = \sqrt{8T_i/\pi m_i}$ - теплова швидкість, а m_i - іонна маса. При визначенні довжини вільного пробігу іонів λ_i враховуються зіткнення іонів з атомами нейтрального газу та порошинками. Коефіцієнти K_d^e та K_d^i , що описують зіткнення електронів та іонів з порошинками, було розраховано в орбітальному наближенні. Коефіцієнт вторинної емісії γ вважався рівним 0,01, що відповідає експериментам роботи [5].

Заряд порошків, як функцію часу, було знайдено з рівняння:

$$\frac{\partial |Z_d|}{\partial t} = K_d^e n_e - K_d^i n_i (1 + \gamma_i). \quad (3)$$

Перше складове у правій частині рівняння (3) описує зарядження порошків завдяки осадженню електронів, а друге - зменшення їх негативного заряду при осадженні на їх поверхню іонів.

Плазма вважається квазінейтральною, тобто

$$n_i = n_e + |Z_d| n_d. \quad (4)$$

З рівнянь (1) - (4) випливає, що сумарний потік іонів на стінки розрядної камери дорівнює сумарному потоку електронів, тобто $n_e / \tau_{ew} = n_i / \tau_{iw}$.

Температура електронів, як функція часу, описується рівнянням:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_e}{\partial t} = -I_{coll} - J_w. \quad (5)$$

Рівняння (5) отримано з рівняння балансу енергії електронів [7] у припущенні, що температура електронів

змінюється за часом швидше, ніж густина електронів.

Складове I_{coll} у правій частині рівняння (5) враховує втрати енергії електронів у різних зіткненнях:

$$I_{coll} \approx \frac{3m_e}{m_i} v_{ed} (T_e - T_i) + \sum v_j^* U_j^* + S_{ed}, \quad (6)$$

де v_{ed} - частота пружних зіткнень електронів з атомами аргону, m_e - електронна маса, v_j^* та U_j^* - частота та енергетичний бар'єр непружних зіткнень, що характеризують перехід електронів з основного рівня на j -ий рівень. Складове $S_{ed} \approx 2^{3/2} \pi a_d^2 n_d \sqrt{T_e / (\pi m_e)} \exp(e\Phi_s / T_e) [2T_e - e\Phi_s]$ описує втрати енергії електронів при осадженні на порошинки [9]. $\Phi_s = eZ_d/a_d$ - це потенціал на поверхні порошинок. Втрати енергії електронів на стінках розрядної камери описуються складовим $J_w = (2T_e + E_{ion}) / \tau_{ew}$, в якому $E_{ion} = (T_e/2)(\ln(m_i/2\pi m_e) + 1)$ - втрати енергії, що приходяться на один іон [7]. У виразі (6) знехтувані втрати енергії електронів при зіткненнях з атомами, які знаходяться у збуджених станах, оскільки густина цих атомів за умов, що тут розглядаються, значно менша за густину атомів аргону в основному стані.

Густина метастабільних атомів, як функція часу, описується рівнянням:

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = -D_m \frac{n_m}{\Lambda^2} - K_2 n_m n_e - K_m^i n_m n_e - k_{quen} n_m n_e - 2k_m n_m^2 - K_5 n_m n_e - K_{2b} n_m n_a - K_m^d n_d n_m + K_m^* n_a n_e + K_{rq} n_r n_e + K_6 n_{4p} n_e. \quad (7)$$

У цьому рівнянні враховано дифузію метастабільних атомів до стінок розрядної камери, яка характеризується дифузійним коефіцієнтом $D_m \approx 2,42 \times 10^{18} / n_a$ (де n_a в см^{-3}) [8]. K_2 та K_5 - коефіцієнти, що описують зіткнення електронів з метастабільними атомами, в результаті яких атоми переходять в основний та 4р стан, відповідно. k_{quen} - коефіцієнт, що описує зіткнення електронів, які супроводжуються переходами з метастабільних рівнів на резонансні [8]. K_{2b} - коефіцієнт для зіткнень метастабільних атомів з атомами, що знаходяться в незбудженому стані [10]. Вважається, що метастабільні атоми з'являються завдяки переходу електронів з резонансних 4s рівнів на 4s метастабільні рівні (цей процес описується коефіцієнтом K_{rq} [11]) та завдяки збудженню атомів в основному стані при зіткненнях з електронами (цей процес описується коефіцієнтом K_m^* , який розраховано, використовуючи поперечні перерізи, що надано у роботі [12]). K_6 - коефіцієнт, що описує появу метастабільних атомів при зіткненнях електронів з атомами, що знаходяться у 4р стані. Складове $K_m^d n_d n_m$ у рівнянні (7) описує втрати метастабільних атомів при їх зіткненнях з порошинками. Вирази для коефіцієнтів K_2 , K_5 та K_6 , як функції T_e , взято з роботи [7].

Густини атомів у резонансних 4s та 4р станах було отримано з рівнянь:

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = K_r n_a n_e + k_{quen} n_m n_e + K_6 n_{4p} n_e - v_{rs} n_r - D_m \frac{n_r}{\Lambda^2} - K_{rq} n_r n_e - (K_2 + K_5 + K_m^i) n_r n_e, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_{4p}}{\partial t} = K_3 n_a n_e + K_5 (n_m + n_r) n_e - v_{rp} n_{4p} - D_m \frac{n_{4p}}{\Lambda^2} - (K_4 + K_6 + K_{4p}^i) n_{4p} n_e, \quad (9)$$

де $v_{rs} \approx 5 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$ [11] та $v_{rp} \approx 3 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ - частоти, що описують втрати атомів у 4s та 4р станах внаслідок переходу електронів на нижчі електронні рівні. K_r та K_3 - коефіцієнти, що описують появу цих атомів при зіткненнях електронів з атомами, які знаходяться у незбудженому стані. K_2 та K_4 - коефіцієнти, що описують перехід цих атомів в основний стан при зіткненнях з електронами. Вирази для коефіцієнтів K_r , K_3 та K_4 , як функції температури, взято з роботи [7].

Рівняння (1), (3) - (9) розв'язано числовими методами в два етапи. На першому етапі було розглянуто стаціонарний розряд ($\partial/\partial t = 0$ у всіх рівняннях) і визначено початкові температуру електронів, заряд порошинок, густини атомів у 4s та 4р збуджених станах. Початкову густину електронів було взято з результатів експериментальних вимірювань науковців Рурського університету [5,13]. Радіус порошинок та початкова густина іонів вважалися відомими. На другому етапі, використовуючи початкові параметри плазми, було розраховано густини електронів, іонів та атомів аргону, що знаходяться у різних збуджених станах, температуру електронів та заряд порошинок, як функції часу. При цьому вважалося, що температура електронів не може бути меншою за температуру робочого газу T_g , тобто після досягнення T_e температури T_g температура електронів вважалася незалежною від часу і рівною температурі робочого газу. Розрахунки було проведено, використовуючи метод Рунге-Куты 4-го порядку.

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

На рис. 1 показано густини електронів, як функції часу, для запорошеної плазми (криві 1 та 2) та незапорошеної плазми (крива 3). Розрахунки було проведено для зовнішніх умов, що відповідають експериментам науковців Рурського університету [4,5,14]. В цих експериментах порошинки вирощувалися у 13,56 МГц ємнісному розряді, де робочим газом була суміш аргону з ацетиленом. Радіус електродів R

дорівнював 15 см, а відстань L між ними 7 см. Запорошена квазістаціонарна плазма підтримувалася за тиску робочого газу 0,076 Тор, а потужність, що вводилася до розряду, варіювалася від 20 до 80 Вт [14]. Температура робочого газу у плазмі без порошинок дорівнювала 294 К, а у запорошеній плазмі – 365 К [14]. Початкові густини електронів на рис. 1 відповідають експериментам, коли потужність, що вводилася до розряду в квазістаціонарній фазі розряду, дорівнювала 50 Вт. Криву 1 на рис. 1 отримано для $a_d = 50$ нм, $\gamma_i = 0,01$ та $n_d = 4,2 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$.

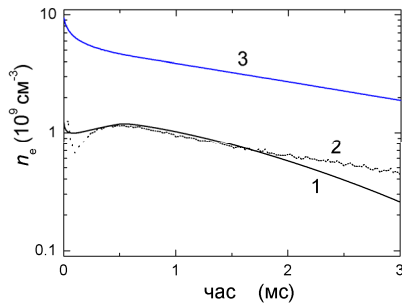


Рис.1. Густина електронів у запорошеній (криві 1 та 2) та незапорошеній (крива 3) плазмі. Криві 1 та 3 отримано в результаті числових розрахунків, а крива 2 – в експерименті науковців Рурського університету [13].

Густина електронів у запорошеній плазмі значно менша за цю густину у плазмі без порошинок завдяки осадженню електронів на порошок. Завдяки цим втратам температура електронів у стаціонарній запорошеній плазмі вища за цю температуру у незапорошеній плазмі [9].

З рис. 1 видно, що у запорошеній плазмі густина електронів спочатку зменшується з часом, досягає мінімуму при $t \approx 0,1$ мс, потім зростає і має максимум при $t \approx 0,5$ мс, а потім знову зменшується з часом. Залежність густини електронів у запорошеній плазмі суттєво відрізняється від цієї залежності у плазмі без порошинок. Пік густини електронів не спостерігається, коли $n_d = 0$. Зростання густини електронів з часом у запорошеній плазмі, що розпадається, при $0,1 \text{ мс} < t < 0,5 \text{ мс}$, на нашу думку, відбувається завдяки зіткненням метастабільних атомів між собою, які супроводжуються генерацією електронів. Дійсно, за умов, що тут розглядаються, густина метастабільних атомів у незапорошеній плазмі приблизно удвічі менша за цю густину у запорошеній плазмі (дивіться рис. 2а), а густина електронів за стаціонарних умов у запорошеній плазмі майже у десять разів менша за густину електронів у незапорошеній плазмі (дивіться рис. 1). Густина

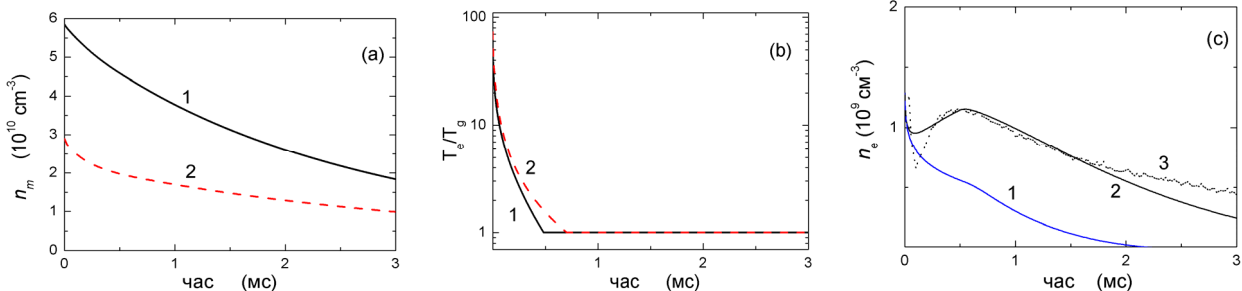


Рис.2. (а): густини метастабільних атомів, як функції часу, для запорошеної (крива 1) та незапорошеної (крива 2) плазми за умов, що відповідають рис. 1. (б): температури електронів у запорошеній (крива 1) та незапорошеній (крива 2) плазмі. (с): густини електронів, які розраховано за різних припущень (криві 1 та 2), у порівнянні з експериментальною залежністю (крива 3).

У запорошеній плазмі, що є в режимі розпаду, температура електронів зменшується з часом швидше ніж у плазмі без порошинок (дивіться рис. 2б). Це відбувається тому, що у запорошеній плазмі додатково до втрат, які є типовими для незапорошених розрядів (втрат енергії електронів при зіткненнях електронів з атомами робочого газу та при осадженні електронів та іонів на стінки розрядної камери), енергія електронів втрачається на порошок [дивіться рівняння (6)].

При $t < 0,5$ мс температура електронів у запорошеній плазмі зменшується з часом, що призводить до істотного зменшення втрат електронів на стінках розрядної камери та на порошок. Завдяки зменшенню цих втрат на початкових стадіях розпаду плазми (при $0,1 \text{ мс} < t < 0,5 \text{ мс}$) генерація електронів (завдяки зіткненням метастабільних атомів між собою) домінує над їх втратами, і густина електронів зростає. При $t > 0,5$ мс температура електронів дорівнює температурі робочого газу та є незмінною з часом, і втрати електронів змінюються з часом менше, ніж при $t < 0,5$ мс. Тому на етапі, коли $T_e = \text{const}$, втрати електронів домінують над їх генерацією і густина електронів зменшується з часом.

Щоб переконатися, що у запорошеній плазмі, яка розпадається, генерація електронів при зіткненнях між метастабільними атомами суттєво впливає на густину електронів, ми провели розрахунки, не враховуючи генерацію у цих зіткненнях. На рис. 2с криву 1 отримано, не враховуючи генерацію електронів у зіткненнях між метастабільними атомами (враховуючи тільки генерацію електронів при зіткненнях електронів з атомами робочого газу та завдяки вторинній емісії, що обумовлена зіткненнями іонів з порошок), а криву 2 – враховуючи генерацію при зіткненнях між метастабільними атомами та при зіткненнях електронів з атомами робочого газу, а також завдяки вторинній емісії при взаємодії іонів з порошок. З рис. 2 с видно, що у першому випадку результати розрахунків гірше узгоджуються з експериментальними даними, ніж у другому

випадку. Таким чином, генерація електронів при зіткненнях метастабільних атомів з іншими метастабільними атомами суттєво впливає на густину електронів у запорошеній плазмі, яка знаходиться в режимі розпаду.

Відзначимо, що при $t > 2$ мс навіть у випадку, коли врахована генерація електронів у метастабільних-метастабільних зіткненнях, спостерігається доволі значна різниця між розрахованою густиною електронів та тою, що виміряна. На нашу думку, ця різниця є завдяки припущенню, що функція розподілу електронів за енергією у плазмі, що розпадається, є максвелівською. Але в реальності вона може суттєво відрізнятись від максвелівського розподілу завдяки втратам електронів з високою енергією на стінках розрядної камери та на порошинках.

ВИСНОВКИ

В даній роботі розроблено теоретичну модель для запорошеної плазми, що розпадається, за умов, коли втрати електронів на порошинках є суттєвими. В моделі враховано генерацію електронів завдяки електрон-атомним зіткненням, вторинній електронній емісії при взаємодії іонів з порошинками, а також завдяки зіткненням метастабільних атомів аргону між собою. Враховано втрати іонів та електронів та втрати енергії електронів на порошинках та на стінках розрядної камери. Показано, що генерація електронів у зіткненнях метастабільних атомів з іншими метастабільними атомами може суттєво вплинути на густину електронів у запорошеній плазмі, що розпадається. Цей процес, зазвичай, слабо впливає на густину електронів у незапорошеній плазмі, оскільки густина метастабільних атомів у цій плазмі менша за їх густину у запорошеній плазмі.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Ivlev A. V., Kretschmer M., Zuzic M. et al. Decharging of complex plasmas: first kinetic observations // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – 055003, 4 pages.
2. Coudel L., Mikikian M., Boufendi L., Samarian A. A. Residual dust charges in discharge afterglow // *Phys. Rev. E* – 2006. – V. 74. – 026403, 9 pages.
3. Coudel L., Samarian A. A., Mikikian M., Boufendi L. Influence of the ambipolar-to-free diffusion transition on dust particle charge in a complex plasma afterglow // *Phys. Plasmas* – 2008. – V. 15. – 063705, 11 pages.
4. Berndt J., Kovacevic E., Selenin V., Stefanovic I., Winter J. Anomalous behaviour of the electron density in a pulsed complex plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2006. – V. 15. – P. 18-22.
5. Stefanovic I., Berndt J., Maric D., Samara V., Radmilovic-Radjenovic M., Z. L. Petrovic, Kovacevic E., Winter J. Secondary electron emission of carbonaceous dust particles // *Phys. Rev. E* – 2006. – V. 74. – 026406, 11 pages.
6. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of plasma discharges and materials processing. – New York : John Wiley & Sons, 1994. – 565 p.
7. Ashida S., Lee C., Lieberman M. A. Spatially averaged (global) model of time modulated high density argon plasmas // *J. Vac. Sci. Technol. A* – 1995. – V. 13. – P. 2498 - 2507.
8. Lymberopoulos D. P. and Economou D. J. Fluid simulations of glow discharges: effect of metastable atoms in argon // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 73. – P. 3668 - 3679.
9. Denysenko I., Berndt J., Kovacevic E., Stefanovic I., Selenin V., Winter J. The response of a capacitively coupled discharge to the formation of dust particles: experiments and modeling // *Phys. Plasmas* – V. 13. – 2006. – 073507, 10 pages.
10. Tachibana K. Excitation of the 1s5, 1s4, 1s3, and 1s2 levels of argon by low-energy electrons // *Phys. Rev. A* – 1986. – V. 34. – P. 1007-1015.
11. Ferreira C. M., Loureiro J., Ricard A. Populations in the metastable and the resonance levels of argon and stepwise ionization effects in a low-pressure argon positive column // *J. Appl. Phys.* – 1985. – V. 57. – P. 82 - 90.
12. Yanguas-Gil A., Cotrino J., Alves L. L. An update of argon inelastic cross sections for plasma discharges // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. 1588-1598.
13. Denysenko I., Stefanović I., Sikimić B., Winter J., Azarenkov N. A. Properties of plasma afterglow with large dust density // *Book of abstracts of the Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion, Alushta, 2010*, P. 137.
14. Stefanovic I., Sadeghi N., Winter J. The influence of C2H2 and dust formation on the time dependence of metastable argon density in pulsed plasmas // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V. 43. – 152003, 5 pages.