

О.А. ФЕДОРОВИЧ, Л.М. ВОЙТЕНКО

Інститут ядерних досліджень НАНУ

(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: oafedorovich@kinr.kiev.ua)

УДК 539

ЧАС ЖИТТЯ ЕЛЕКТРОНІВ У ЩІЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

Наведено результати експериментального визначення середнього часу життя електронів (іонів) щільної плазми імпульсних розрядів у воді. Було показано, що час життя заряджених частинок у щільній плазмі, практично не змінюється в часі. Їх значення лежать близько 10^{-5} с і змінюються на різних стадіях розрядів від $5 \cdot 10^{-6}$ с до $3 \cdot 10^{-5}$ с при зміні параметрів плазми розряду. При цьому концентрація електронів в плазмі змінюється в діапазоні 10^{15} – 10^{22} см⁻³, а її температура змінюється від $7 \cdot 10^3$ К до $64 \cdot 10^3$ К. Поясненням цього явища може служити “нереалізація рівнів” у спектрах випромінювання (поглинання), а також сильне уширення спостережаних ліній в великих електричних мікрополях щільної плазми, які по величині близькі до всерединоатомних величин. Проведено порівняння експериментальних даних з теоретичними розрахунками часу життя заряджених частинок, зроблених різними авторами.

Ключові слова: неідеальна плазма, імпульсні розряди у воді, електричні мікрополя, час життя заряджених частинок, рекомбінація заряджених частинок.

1. Вступ

В останні десятиліття зріс інтерес до елементарних процесів, які відбуваються у речовинах, що знаходяться в екстремальних умовах, тобто при високих температурах і високих тисках. Це викликано як чисто науковим інтересом до властивостей речовини в таких станах, так і практичними потребами дослідження таких станів, оскільки такі речовини в них є робочим тілом у багатьох технологічних пристроях, як уже працюючих, так і таких, що проєктуються. Це розрядно-імпульсні пристрої для штампування, розвальцювання труб, очищення лиття; елементи високовольтних розрядних пристроїв для комутації потужнострумів мереж; високовольтні потужнострумів розрядники; потужні МГД-генератори; газофазні ядерні реактори та ракетні двигуни, що проєктуються; різні пристрої військового призначення. Для розрахун-

ку довжин пробігів квантів у щільній плазмі, а, відповідно, променевої теплопровідності необхідно мати інформацію про величину перетинів збуджених атомів. При концентраціях електронів у плазмі вище від $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ спостерігається “просвітління” щільної воднево-кисневої плазми [1]. В оптичному діапазоні зникають всі лінії поглинання (випромінювання) водню, включаючи саму інтенсивну лінію серії Бальмера $H\alpha$ (656,3 нм). Лінії кисню також відсутні, бо в цьому спектральному діапазоні мають великі потенціали збудження [2], близькі до потенціалу іонізації. Останні з’являються тільки на пізній стадії розпаду плазми. Таку відсутність поглинання природно пояснювати зменшенням ефективного перерізу взаємодії збуджених атомів у плазмі. У таких атомах зменшення ефективного перерізу пов’язане з “нереалізацією” верхніх рівнів атомів, тобто “зрізанням” (зникненням) верхніх рівнів від флуктаційних збурень електричних мікрополів, які по величині зрівнюються із внутрішньоатомними напруженостями еле-

© О.А. ФЕДОРОВИЧ, Л.М. ВОЙТЕНКО, 2017

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2017. Т. 62, № 6

ктричних полів [3]. Це приводить до того, що зменшується кількість рівнів, на які можлива рекомбінація. Таке зменшення числа вільних електронних станів збудженого атома (іона) сильно зменшує коефіцієнт рекомбінації в щільній плазмі й повинно приводити до збільшення часу життя електронів (іонів) у щільній плазмі. Вивченню впливу параметрів плазми на час життя заряджених частинок у щільній плазмі й присвячена дана робота.

2. Час життя електронів у щільній плазмі

Одним з найважливіших параметрів плазми є час життя електронів і іонів у ній (τ_{life}) [4]. Цей параметр визначає час існування плазмових утворень. У процесі іонізації газ здобуває зовсім нові властивості, які виникають через прояв впливу електричних мікрополів і надають іонізованому газу особливий колективний стан взаємодіючих частинок.

Основні параметри імпульснорозрядної установки, на якій проводились дослідження: ємність – 14,5 мкФ, індуктивність контуру 0,47 мкГн, напруги на конденсаторній батареї змінювали від 3 кВ до 37 кВ, що дозволяло запасати енергію 10 кДж, а струм в першому максимумі досягав 160 кА; довжина розрядного проміжку змінювалась від 5 мм до 100 мм. Розряд у воді, для одержання повторюваності результатів, ініціювався вибухом тонких металевих (з чистих металів, та сплавів) або вуглецевих провідників, якими до розряду замикався розрядний проміжок. Це дозволяло також одержувати досить високі параметри плазми, які не вдавалось одержати при простих розрядах у воді. Для пробою водяного проміжку потрібні великі проміжки часу. Сам пробій чисто водяного розрядного проміжку проходить при порівняно великих поперечних перерізах стрімерів, порівняно з поперечними розмірами парів провідника, який вибухнув, що не дає можливості одержувати велику густину струмів у чисто іскровому плазмовому каналі. Розряд у воді, ініційований електричними вибухами провідників, дозволяє також одержувати більш рівномірне світіння поверхні, ніж при іскровому розряді. В той самий час інерційні властивості та мала стискуваність води не дають плазмовому каналу швидко розширитись. Це дає змогу полегшити діагностику і провести вимірювання основних параметрів плазми та їх зміни у часі.

З літератури відомі результати досліджень часу життя електронів у плазмі до значень концентрацій електронів $N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [5]. У парах води експериментально спостерігали довгоживучі (0,5–5,0 с) плазмові утворення, так звані плазмоїди [6].

У розрідженій плазмі (при концентраціях до 10^{17} см^{-3}) теоретичні й експериментальні значення коефіцієнтів об'ємної рекомбінації електронів лежать у широкому діапазоні значень $\alpha_{e,i}^* \sim 10^{-8} - 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ і зменшуються при збільшенні температури [4].

Для аналізу динаміки народження й зникнення заряджених частинок у плазмі високовольтного імпульсного розряду у воді будемо використовувати рівняння балансу частинок у воднево-кисневій плазмі цього розряду. Рівняння балансу частинок у каналі записується у вигляді [7]:

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \cdot N_a \beta - N_i N_e^2 \alpha, \quad (1)$$

де α – коефіцієнт рекомбінації (розмірність $\text{см}^6/\text{с}$), ($[\alpha] = \text{см}^6/\text{с}$), β – коефіцієнт іонізації $\text{см}^3/\text{с}$, N_e, N_i, N_a – концентрації електронів, іонів та атомів см^{-3} . Враховуючи розмірність вводиться α^* – ефективний коефіцієнт рекомбінації, а його розмірність $[\alpha^*] = \text{см}^3/\text{с}$, $\alpha^* = N_e \alpha$.

Середній час життя іона або електрона при рекомбінації в об'ємі плазми (при нехтуванні іонізацією) можна визначити з рівняння [4]:

$$\frac{dN_{e,i}}{dt} \approx \frac{N_{e,i}^0}{\tau_{\text{life}}} \approx \alpha_{e,i}^* (N_{e,i}^0)^2, \quad (2)$$

де $N_{e,i}^0$ – початкова концентрація заряджених частинок у плазмі. Звідси одержуємо

$$\tau_{\text{life}} \approx \frac{1}{\alpha_{e,i}^* N_{e,i}^0}, \quad (3)$$

де час життя $[\tau_{\text{life}}] - \text{с}$; ефективний коефіцієнт рекомбінації електронів і іонів $\alpha_{e,i}^* - \text{см}^3/\text{с}$, $N_{e,i} - \text{концентрація електронів або іонів} - \text{см}^{-3}$.

При високих температурах і концентраціях плазми експериментально визначити коефіцієнт рекомбінації з результатів прямих вимірювань важко. У цих умовах відбувається істотна термічна іонізація плазми. З експерименту можна виміряти тільки коефіцієнт розпаду, що розраховується

з рівняння балансу частинок у плазмі за принципом детальної рівноваги [7]:

$$\frac{dN_e}{dt N_e^2} = \frac{N_a}{N_e} \beta - \alpha^*, \quad (4)$$

де $\frac{dN_e}{dt N_e^2}$ – коефіцієнт розпаду, N_e – концентрація електронів у см^{-3} , β – коефіцієнт іонізації, N_a – концентрація атомів у см^{-3} .

Якщо не враховувати іонізацію, то коефіцієнт рекомбінації α^* відповідає лівій частині в рівнянні (3). Таким чином, значення коефіцієнта рекомбінації відповідають значенням коефіцієнта розпаду. Якщо враховувати іонізацію, то одержимо

$$\tau_{\text{life}} \approx \frac{1}{N_a \beta - \alpha^* N_e} = \frac{\Delta t N_e}{\Delta N_e}. \quad (5)$$

Очевидно, ця величина і є реальним спостережуваним експериментально часом життя електронів та іонів, в якому враховані процеси іонізації і рекомбінації. Експериментально одержані значення величин коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми [8–10] дуже малі і становлять 10^{-12} – $10^{-16} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. З рівняння (3) випливає, що значення коефіцієнта рекомбінації $\alpha_{e,i}^*$ дуже близьке до значення $\frac{N_a}{N_b} \beta$. Це означає, що зневажати процесом іонізації при розрахунку коефіцієнтів рекомбінації в НП імпульсних розрядів у воді не слід, особливо на початковій стадії розряду.

Експериментальні значення залежності середнього часу життя електронів (іонів) у щільній плазмі залежно від концентрації електронів наведені на рис. 1.

При зміні концентрації електронів від 10^{15} до 10^{22} см^{-3} при температурах $(7-64) \cdot 10^3 \text{ К}$ значення часів життя електронів, розраховані з ходу в часі концентрації електронів ІРВ практично не змінюються. Їхні значення лежать поблизу 10^{-5} с і змінюються для різних розрядів від $5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ до $3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. При цьому зменшення середнього часу життя зарядів стається на початковій стадії розрядів, де відбувається значний внесок енергії у плазмовий канал, і проходить іонізація атомів у плазмовому каналі. До того ж у цих випадках іонізація значно перевищує рекомбінацію плазми (рис. 1). На ньому наведений режим розряду, який ініційований вольфрамовим дротиком діаметром 20 мкм, з початковою напругою 37 кВ, при довжині розрядного проміжку 40 мм. При цьому

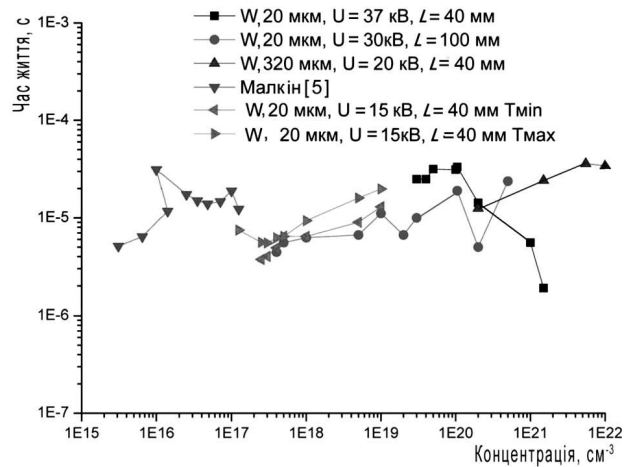


Рис. 1. Залежність середнього часу життя електронів (іонів) у щільній плазмі від концентрації електронів

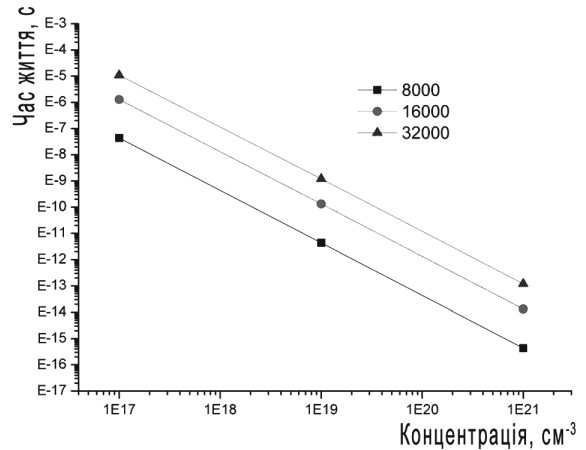


Рис. 2. Залежність середнього часу життя електронів від концентрації електронів (розрахунок по Хіннову та ін. [11])

значення концентрацій електронів найбільші і досягають величин $5,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Таким чином, при зміні концентрації електронів на сім порядків, середній час життя електронів у щільній плазмі практично не змінюється.

Результати розрахунків часів життя електронів для водневої плазми непрозорої в ліній серії Лаймана, згідно з роботою [11], наведені на рис. 2.

З них видно, що в щільній водневій плазмі, непрозорій для ліній серії Лаймана, часи життя повинні зменшуватися від 10^{-5} с до 10^{-12} с при $T = 32000 \text{ К}$ при зміні концентрації електронів у діапазоні 10^{17} – 10^{21} см^{-3} . При температурі 16000 К теоретичне значення часів життя електро-

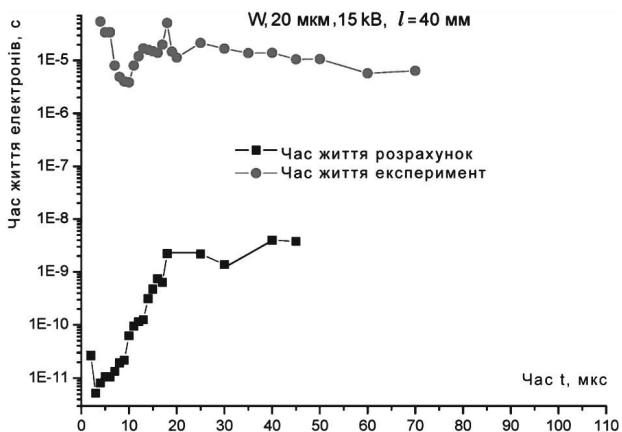


Рис. 3. Залежність середнього часу життя електронів в щільній плазмі від тривалості розряду. Розрахована за даними роботи [11] по значеннях коефіцієнтів іонізації та рекомбінації для різних концентрацій і температур водневої плазми

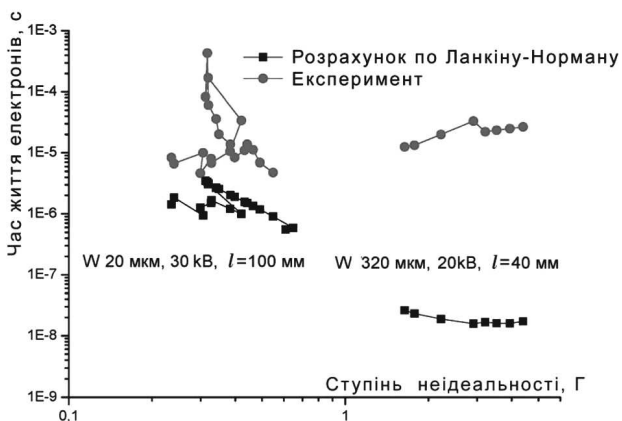


Рис. 4. Залежність середнього часу життя електронів від ступеня неідеальності

нів зменшується майже на порядок при тих самих значеннях концентрацій електронів. Треба, однак, відзначити, що в роботі [11] вперше проведений розрахунок не тільки коефіцієнтів рекомбінації, а й коефіцієнтів іонізації водневої плазми, причому порівняно щільної. При збільшенні концентрації в цій роботі рекомендується, при значеннях концентрацій вище 10^{18} см^{-3} , значення коефіцієнта іонізації просто збільшувати пропорційно збільшенню концентрації електронів. Вважається також, що основний механізм рекомбінації – потрійний: електрон–електрон–іон. Звичайно, при цьому не враховується ефект “нереалізації” рівнів, який проявляється експериментально при концентраці-

ях електронів у щільній плазмі. При концентрації $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ зі спектрів випромінювання (поглинання) повністю зникає навіть лінія H_{α} [2]. При цьому, відповідно, зникають як іонізація з цього рівня і більш високих, так і рекомбінація на ці рівні. При розрахунках статистичних сум атомів ці ефекти враховувались (враховувались тільки ті рівні водню, які спостерігались на спектрах експериментально). Відповідно, якщо зменшується ефективний переріз іона, у якого зникають всі верхні рівні, то швидкість рекомбінації зменшується, а час життя заряджених частинок суттєво збільшується.

На рис. 3 наведена залежність від часу визначених з експериментальних даних часів життя електронів, а також розрахованих по [7, 11]. Невелике зменшення часів життя електронів на початковій фазі розряду (першому напівперіоді) зв’язане з інтенсивним внеском електричної енергії в плазмовий канал і впливом іонізації атомів при нагріві плазмового каналу. Значення експериментальних і розрахованих часів на початковій стадії розряду відрізняються на шість порядків. По мірі зниження температури і концентрації плазми ця різниця зменшується до трьох порядків. Тобто проходить поступове зближення експериментальних і теоретично розрахованих значень часів життя електронів. Слід відзначити, що експериментальні результати, одержані в роботі [5] для концентрацій електронів, менших від 10^{17} см^{-3} , також суттєво відрізняються від розрахункових.

Тільки при концентраціях електронів, менших 10^{16} см^{-3} , спостерігається зменшення часів життя електронів зі зменшенням концентрацій електронів [5], як це і впливає з теоретичних розрахунків для тричасткової рекомбінації (електрон–електрон–іон). Тобто при зіштовхуванні двох електронів один з них віддає енергію другому, а сам, попавши в поле іона, може рекомбінувати на один з його існуючих рівнів. Можливо, це і є та границя по концентрації електронів, до якої працює механізм потрійної рекомбінації. Але таке твердження потребує окремих додаткових досліджень.

На рис. 4 наведено результати розрахунку часів життя, зробленого відповідно до роботи [12]. З нього видно, що при використанні даних роботи [12] для розрахунків часів життя τ_{life} , одержано значення часів життя рівне $(1-4) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ при

зміні концентрації електронів у діапазоні 10^{17} – 10^{20} см^{-3} , і відповідній зміні ступеня неідеальності плазми $\gamma = 0,2$ – 5 . Вони непогано узгоджуються з експериментальними даними. Однак, слід відзначити, що незначне розходження між експериментальними і теоретичними значеннями часів життя заряджених частинок спостерігається тільки при значеннях ступеня неідеальності $\gamma = 0,2$ – $0,7$. Одночасно спостерігається неоднозначність як теоретичних, так і експериментальних часів життя τ_{life} заряджених частинок від ступеня неідеальності плазми γ . Це пов'язано з тим, що одним і тим же значенням τ_{life} відповідають різні значення γ , що свідчить про неоднозначність залежності τ_{life} від γ . При великих значеннях $\gamma \geq 1$, значення τ_{life} теоретичні і експериментальні відрізняються на 3 порядки. Це також свідчить про недосконалість теоретичних розрахунків і недоцільність спроб всі розрахунки прив'язувати до параметра ступеня неідеальності. Показник ступінь неідеальності неоднозначний: при різних співвідношеннях температури і концентраціях електронів можна одержувати одні й ті самі значення γ . В густій плазмі більш суттєвий вплив на властивості атомів і іонів має концентрація зарядів у плазмі, а не температура. Це відноситься як до залежності величини коефіцієнта розпаду від концентрації електронів у густій плазмі [10], так і до залежності величини “оптичної щільності” від концентрації зарядів в низькотемпературній густій плазмі [1, 2].

На думку авторів, збільшення часу життя заряджених частинок на декілька порядків (до шести) у щільній плазмі пов'язане з “нереалізацією рівнів” атомів і їхнім великим розширенням у сильних мікрополях густої плазми [2, 13], а також істотною іонізацією атомів, що відбувається знову, в умовах НП ІРВ. Одержані експериментальні дані дають можливість орієнтуватися теоретикам для розробки теоретичних моделей рекомбінаційних процесів і розрахунків часів життя заряджених частинок у щільній плазмі. Ці дані досить важливі для розрахунків вимикаючих та перемикаючих пристроїв. Не виключено, що одержані експериментально дуже великі значення часів життя заряджених частинок у густій плазмі дозволяють хоч частково пояснити існування кулькової блискавки та інших довго живучих об'єктів в атмосфері Землі.

3. Висновки

Експериментально виміряно середній час життя заряджених частинок в густій низькотемпературній плазмі високовольтних імпульсних розрядів у воді. При концентраціях електронів у плазмі 10^{17} – 10^{22} см^{-3} час життя електронів у плазмі знаходиться в інтервалі значень від $5 \cdot 10^{-6}$ с до $3 \cdot 10^{-5}$ с при зміні електронної температури від 7 000 К до 45 000 К. При врахуванні даних роботи [5], одержаних при дослідженнях імпульсного розряду в водні, вказаний діапазон часів життя розширюється до температури 64 000 К і до концентрацій 10^{15} см^{-3} . Розраховані по формулах для потрібної рекомбінації часи життя від шести до трьох порядків менші, ніж одержані експериментально. Не описують також одержані експериментально часи життя електронів і теоретичні залежності часів життя, які враховують залежність часів життя від ступеня неідеальності плазми, хоча останні значно ближчі до експериментальних. На думку авторів, досить значне збільшення часів життя заряджених частинок у щільній плазмі зв'язано з “нереалізацією” рівнів у спектрах атомів, які спостерігаються експериментально під впливом великих значень швидкозмінних електричних мікрополів в плазмі, які виникають в густій низькотемпературній плазмі, а також велике розширення рівнів ліній випромінювання.

1. О.А. Федорович. About the “enlightenment” of nonideal hydrogen-oxygen plasma at a electrons' concentration $N_e \leq 3 \cdot 10^{19}$ см^{-3} . *ВАНТ, серія “Фізика плазми”* № 1, 198 (2013).
2. О.А. Федорович. Экспериментальное исследование оптических свойств неидеальной плазмы в диапазоне концентраций электронов 10^{17} $\text{см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22}$ см^{-3} . *ТВТ* **52**, № 4, 524 (2014).
3. Ю.К. Куриленков, Е.Т. Протасевич. Об особенностях долгоживущих плазменных образований. *Письма в ЖТФ* **15/14**, 7 (1989).
4. А.В. Чернетский. *Введение в физику плазмы* (Атомиздат, 1969).
5. О.А. Малкин. *Импульсный ток и релаксация в газе* (Атомиздат, 1974).
6. Е.Т. Протасевич. *Шаровая молния* (ИВТАН, 1991).
7. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, 1982).
8. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Экспериментальні дослідження коефіцієнта розпаду НП ІРВ. *УФЖ* **53** (5), 451 (2008).

9. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О коэффициентах распада неидеальной плазмы импульсных разрядов в воде при концентрациях электронов $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. *ВАИТ* **4**, 288 (2008).
10. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О коэффициентах распада неидеальной плазмы при взрыве вольфрамового проводника в воде. *ВАИТ* **4** (7), 354 (2010).
11. C.L. Johnson, E. Hinnov. Ionization, recombination and population of excited levels in Hydrogen plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Add. Radiat. Trasfer.* **13**, 333 (1973).
12. A. Lankin, G. Norman. Density and nonideality effects in plasmas. *Contribution to Plasma Physics* **49/10**, 723 (2009).
13. О.А. Федорович. About nonrealisation Lines of Tungsten up to Tungsten up to the basic condition in Nonideal Plasma of Pulse Discharge in water. *Problems of atomic science and technology* **15** (1), 145 (2009).

Одержано 23.11.15

O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko

LIFETIME OF ELECTRONS IN DENSE PLASMA

S u m m a r y

The experimentally determined average lifetimes of electrons and ions in the dense plasma of pulsed discharges in water are reported. The lifetimes of charged particles in dense plasma are shown to be practically independent of the time. The specific lifetime values are found to lie in a vicinity of 10^{-5} s and vary from 5×10^{-6} to 3×10^{-5} s at various discharge stages, when the parameters of discharge plasma are changed. In particular, the concentration of electrons in plasma is changed from 10^{15} to 10^{22} cm^{-3} , and the temperature from 7×10^3 to 64×10^3 K. We explain this phenomenon by the “non-realization of levels” in the radiation spectra and by the strong broadening of observed spectral lines in high microfields of dense plasma, when the latter achieve values close to intraatomic ones. Experimental data obtained for the lifetimes of charged particles are compared with the results of theoretical calculations made by various authors.