

ВПЛИВ ЕФЕКТУ РАМЗАУЕРА НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМІЧНОЇ ПЛАЗМИ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ ТА ЇХ СУМІШЕЙ

П. В. Порицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Розглянуто вплив ефекту Рамзауера на властивості термічної плазми інертних газів та їх сумішей. Виявлено особливості електрофізичних характеристик (відрив електронної температури від газової, електропровідність та інші транспортні коефіцієнти), зумовлені ефектом Рамзауера. Уперше розрахунки зазначених характеристик для сумішей інертних газів зроблено на основі методу сферичних гармонік для кінетичного рівняння Больцмана.

Вступ

Макроскопічні величини, що характеризують низькотемпературну плазму, сильно залежать від елементарних процесів у плазмі. Для термічної плазми найбільш суттєвими є процеси електрон-атомних та електрон-іонних зіткнень, процеси іонізації та дисоціації електронним ударом. Як правило, при розрахунках транспортних коефіцієнтів та величин температур компонент термічної плазми повністю або частково припускають частоту або перерізи електрон-атомних зіткнень незалежними від енергії електрона, що дозволяє спростити вказані розрахунки [1 - 5]. Однак переріз електрон-атомних зіткнень може мати немонотонну залежність від енергії електрона, зокрема глибокий мінімум спостерігається для деяких інертних газів та лужних металів (ефект Рамзауера), що має суттєвий вплив на параметри плазми.

Вивчення властивостей термічної плазми інертних газів та їх сумішей має важливе значення у зв'язку з широким застосуванням такої плазми в технологіях електричного зварювання та різання, плазмової обробки поверхонь та в електроенергетичній галузі [6 - 8].

У цій роботі досліджується вплив ефекту Рамзауера на електрофізичні характеристики (відрив електронної температури від газової, електропровідність та інші транспортні коефіцієнти) термічної плазми інертних газів та їх сумішей.

Двотемпературна модель термічної плазми

Стан термічної плазми прийнято характеризувати як стан локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) [1, 9 - 11]. Унаслідок високих концентрацій атомів та електронів зіштовхувальні процеси в такій плазмі значно більш суттєві, ніж процеси переносу. Отже, перенесення частинок унаслідок просторової неоднорідності для термічної плазми незначне, і стан, близький до рівноважного, підтримується в кожній точці розряду. Коли такий стан характеризується визначеними газовою T і електронною T_e температурами, що відповідає максвеллівській функції розподілу атомів і електронів за швидкостями, то говорять про двотемпературну модель плазми, в якій має місце іонізаційна рівновага відносно T_e .

Указані температури встановлюються внаслідок взаємодії електронів із зовнішніми полями, зіткненнями електронів з атомами та процесів теплопереносу. Однак співвідношення між газовою й електронною температурами визначається тільки зіштовхувальними процесами та взаємодією електронів із зовнішнім електричним полем. У випадку, коли термічна плазма знаходиться в постійному електричному полі напруженості E , рівняння, що визначає співвідношення між електронною й газовою температурами, має вигляд [1, 2]

$$T_e - T = \frac{m_a}{3k} \cdot \left(\frac{eE}{m_e} \right)^2 \cdot \frac{\langle u^2 / v_{ea} \rangle}{\langle u^2 v_{ea} \rangle}, \quad (1)$$

де m_a - маса атома; k - стала Больцмана; e - заряд електрона; m_e - маса електрона; u - швидкість електрона; v_{ea} - частота зіткнень електронів з атомами; кутові дужки позначають усереднення по максвеллівській функції розподілу електронів за швидкостями.

Формулу (1) можна записати у вигляді

$$T_e - T = \left(\frac{E}{n_a} \right)^2 \cdot g(T_e), \quad (2)$$

де $g(T_e) = \frac{m_a}{3k} \cdot \left(\frac{e}{m_e} \right)^2 \cdot \frac{\langle u^2/k_{ea} \rangle}{\langle u^2 k_{ea} \rangle}$; $k_{ea} = v/n_a = u\sigma_{ea}^*(u)$ - константа швидкості електрон-атомних зіткнень; n_a - густина атомів; σ_{ea}^* - транспортний (дифузний) переріз електрон-атомних зіткнень.

Функція $g(T_e)$ не залежить ні від напруженості електричного поля E , ні від густини атомів n_a і тому є універсальною характеристикою відриву електронної температури від газової для даного газу.

Критерій чинності формули (1), який також відповідає можливості введення електронної та газової температур для опису низькотемпературної плазми, має вигляд [2, 11]

$$n_e \sigma_{ee} \gg \frac{m_e}{m_a} n_a \sigma_{ea}, \quad (3)$$

де σ_{ee}, σ_{ea} - характерні перерізи електрон-електронних та електрон-атомних зіткнень; n_e - густина електронів.

Оскільки $\sigma_{ee} \gg \sigma_{ea}$, цей критерій може порушуватися тільки при малих ступенях іонізації. Для плазми аргону критерій (3) дійсний, коли $\frac{n_e}{n_a} \gg 2 \cdot 10^{-7}$ при $T_e = 10^3$ К, а при

$T_e = 10^4$ К цей критерій дає $\frac{n_e}{n_a} \gg 5 \cdot 10^{-6}$ [2]. Густина електронів, зазвичай, є експоненціальною функцією електронної температури, а тому порушення критерію (3), як правило, буде мати місце при низьких для умов плазми температурах електронів.

Слід відзначити, що для опису плазми, де має місце ЛТР, завжди можна застосувати двотемпературну модель, оскільки критерій (3) слабкіший за критерій локальної іонізаційної рівноваги, який має вигляд [3, 11]

$$\tau_{rec} \ll \tau_{dif}, \quad (4)$$

де $\tau_{rec} \propto (Kn_e^2)^{-1}$ - характерний час рекомбінації для окремого електрона, а $\tau_{dif} = \frac{r_{PS}^2}{a_g \cdot D_{amb}}$ -

характерний час дифузії електрона з області, що займає плазма. Тут K - константа швидкості потрібної рекомбінації електронів та іонів, яку можна визначити за формулою $K = 6,4 \cdot 10^{-22} (1000/T_e)^{9/2}$ (см⁶/с) [3], де температуру виражено в кельвінах; r_{PS} - радіус області, що займає плазма; a_g - параметр геометрії задачі (для циліндричної геометрії $a_g = 5,78$).

Таким чином, локальна іонізаційна рівновага має місце, якщо

$$\eta = \frac{\tau_{diff}}{\tau_{rec}} = \frac{Kn_e^2 r_{PS}^2}{a_g D_{amb}} \gg 1. \quad (5)$$

Розглянемо газ при слабкій іонізації, коли

$$kT_e \ll E_I, \quad (6)$$

де E_I - ефективна енергія іонізації газового середовища. У випадку, коли це середовище є сумішшю інертних газів E_I , можна розраховувати через енергії іонізації компонент суміші як

$$E_I = -kT_e \ln \left[\frac{1}{(g_i/g_a)_{eff}} \sum_j x_j \cdot \frac{g_{ij}}{g_{aj}} \exp \left(-\frac{E_{I,j}}{kT_e} \right) \right], \quad (7)$$

де g_i , g_a - статистичні ваги основних станів іона та атома відповідно; $(g_i/g_a)_{eff} = \sum_j (g_{ij}/g_{aj}) x_j$ - ефективне відношення статистичних ваг; $E_{I,j}$ - енергія іонізації; x_j - молярна доля компоненти, індекс j позначає належність до j -компоненти компоненти суміші. За такого визначення E_I в граничному випадку малого вмісту однієї компоненти збігається з енергією іонізації чистого газу для іншої компоненти.

Для низькотемпературної плазми, в якій підтримується ЛТР, густина електронів n_e у даній точці розряду зв'язана з густинами іонів n_i і нейтральних атомів n_a рівнянням Сага [9 - 11]

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_I}{kT_e} \right), \quad (8)$$

де h - стала Планка.

Зазначимо, що внаслідок умови (6) густина збуджених атомів у плазмі мала порівняно з густиною атомів в основному стані.

При підвищенні ступеня іонізації $\alpha = n_e/N$ (де N - густина важких частинок) до $10^{-4} \div 10^{-3}$ стають суттєвими зіткнення електронів з іонами. Для врахування кулонівських зіткнень необхідно у формулах замінити частоту електрон-атомних зіткнень на частоту зіткнень електронів з важкими частинками (атомами та іонами) $\nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei}$, де ν_{ei} - частота електрон-іонних зіткнень, що виражається через транспортний переріз кулонівських зіткнень $\sigma_{ei}^*(u)$ [12]:

$$\nu_{ei}(u) = n_i u \sigma_{ei}^*(u) = \frac{1}{4\pi} n_i \left(\frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^2 \frac{L_{ei}}{u^3}, \quad (9)$$

де ϵ_0 - електрична стала; $L_{ei} = \ln \left(\frac{12\pi\epsilon_0 kT_e r_D}{e^2} \right)$ - кулонівський логарифм; $r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e T}{n_e e^2 (T_e + T)}}$ -

дебаєвський радіус.

Крім того, підвищення концентрації заряджених частинок посилює ефекти, спричинені неідеальністю низькотемпературної плазми, а саме: зменшення тиску плазми та зменшення енергії іонізації атома в плазмі. Указані ефекти будемо враховувати за найбільш широко вживаним методом дебаївської поправки або "корекції Гріма" [13]:

$$\Delta p = \frac{n_e e^2}{12\pi\epsilon_0 r_D}, \quad \Delta E_I = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D}, \quad (10)$$

де Δp - зменшення тиску, а ΔE_I - зменшення енергії іонізації атома.

Указані вище формули можна застосувати з деякими змінами для опису термічної плазми газових сумішей. Так, узагальнивши метод сферичних гармонік для кінетичного рівняння Больцмана [2] на випадок газової суміші, отримуємо, що в цьому випадку буде справедлива формула (1) з використанням замість маси атома m_a ефективною приведеною маси атома суміші μ_a , що визначається як

$$\mu_a = \frac{m_{al}m_{aj}}{m_{al}x_j + m_{aj}x_l},$$

де m_{al}, m_{aj} - маси атомів компонентів суміші; x_l, x_j - молярні долі компонентів суміші, позначені індексами l, j .

Для розрахунків електрофізичних характеристик термічної плазми слід також додати додаткові умови постійності напруженості електричного поля ($E = const$) та тиску ($p = const$), а також рівняння стану $p + \Delta p = NkT + n_e kT_e$ та умови квазінейтральності плазми $n_e = n_i$.

Транспортні коефіцієнти термічної плазми

Теплопровідність газів, як відомо, практично не залежить від тиску (крім випадків низьких тисків), а коефіцієнт теплопровідності інертних газів наближено описується формулою [14]

$$\kappa = \kappa_{273} \left(\frac{T}{T_{273}} \right)^\gamma, \quad (11)$$

де $T_{273} = 273,16$ К, $\kappa_{273} = \kappa(T_{273})$, $0,7 < \gamma < 0,95$.

Особливістю теплопровідності газових сумішей є неаддитивність даної характеристики відносно теплопровідностей кожного з компонентів суміші. Для розрахунків газової теплопровідності суміші інертних газів використовувалась відома формула Васильєвої [15, 16]

$$\kappa = \frac{\kappa_1}{1 + A_{12} \frac{x_2}{x_1}} + \frac{\kappa_2}{1 + A_{21} \frac{x_1}{x_2}}, \quad (12)$$

де коефіцієнти A_{ij} розраховувались за наближеним методом Мезона - Саксена [15, 16]

$$A_{ij} = \frac{0.85}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{m_{al}}{m_{aj}} \right)^{-1} \left(1 + \left(\frac{\kappa_l}{\kappa_j} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{al}}{m_{aj}} \right)^{1/4} \right)^2. \quad (13)$$

Коефіцієнт теплопровідності внаслідок процесів іонізації-рекомбінації κ_p згідно з [1, 9] може бути розрахований як

$$\kappa_p = \frac{D_{amb} n_e}{2} \left(\frac{E_I}{kT_e} \right)^2. \quad (14)$$

Ця величина може вносити істотний внесок до загальної теплопровідності завдяки великій величині $(E_i/kT_e)^2$.

Коефіцієнт амбіполярної дифузії виражається через коефіцієнт дифузії іонів D_{ion} за формулою [3, 4]

$$D_{amb} = D_{ion} \left(1 + \frac{T_e}{T} \right). \quad (15)$$

У свою чергу коефіцієнт дифузії іонів може бути згідно з [4] розрахований як

$$D_{ion} N = d_{i0} \sqrt{\frac{T}{T_{i0}}}, \quad (16)$$

де d_{i0} - стала для даного типу іона і буферного газу; $T_{i0} = 1000$ К. При розрахунках використовувались дані по дифузії іонів у газах згідно з [4, 17].

Слід зазначити, що для дифузії іона у власному газі коефіцієнт дифузії визначається, в основному, процесом резонансного перезарядження.

У випадку газової суміші коефіцієнт амбіполярної дифузії замість (15) визначається як [12]

$$D_{amb} = \sum_i \frac{n_i}{n_e} D_i \left(1 + \frac{T_e}{T} \right), \quad (17)$$

де сума береться за всіма видами іонів, D_i - коефіцієнт дифузії i -го виду в даній суміші, який у свою чергу розраховується як

$$D_i = \frac{1}{\sum_l \frac{x_l}{D_{il}}}, \quad (18)$$

де x_l - молярна доля l -компоненті суміші; D_{il} - коефіцієнт взаємної дифузії іона в l -компоненті суміші, який визначається за формулою (16).

Величини електропровідності плазми та електронної теплопровідності визначались за формулами [10, 12]

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 \nu_{ea} \rangle}, \quad (19)$$

$$\kappa_e = \frac{5}{2} \cdot \frac{n_e k^2 T_e \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 \nu_{ea} \rangle}. \quad (20)$$

Як уже зазначалось вище, при підвищенні іонізації замість частоти зіткнень ν_{ea} слід вибирати частоту ν_e , яка визначається виходячи із сумарного перерізу зіткнень електронів з важкими частинками. При розрахунках параметрів дугового розряду транспортні перерізи вибирались згідно з табульованими даними [18, глава 14].

Як видно з наведених вище формул, теплопровідність термічної плазми у двотемпературній моделі характеризується кількома коефіцієнтами, що відображають різні механізми теплопровідності. Ці коефіцієнти залежать від електронної або газової температури. З іншого боку, між електронною та газовою температурою існує взаємозв'язок, що визначається за формулою (1). Виходячи з цього, для загальної характеристики тепло-

провідності термічної плазми представляється доцільним ввести загальні коефіцієнти теплопровідності $\kappa_{\zeta}(T_e)$ та $\kappa_{\varepsilon}(T)$, які визначаються як

$$\kappa_{\zeta} = \kappa_{\zeta T} + \kappa_e + \kappa_p, \quad (21)$$

$$\kappa_{\varepsilon} = \kappa + (\kappa_e + \kappa_p)\varepsilon_T, \quad (22)$$

де $\zeta_T = dT/dT_e$ та $\varepsilon_T = dT_e/dT$.

Результати розрахунків та їх обговорення

Для вивчення характеристик термічної плазми перш за все необхідно з'ясувати питання про співвідношення між електронною та газовою температурами в плазмі, що визначається величиною електричного поля в плазмі та функцією $g(T_e)$. Величина електричного поля в газорозрядній плазмі зумовлюється зовнішніми чинниками, що визначають умови, в яких відбувається окремий тип розряду. Для дугових розрядів атмосферного тиску в аргоні, ксеноні та криптоні характерна величина напруженості електричного поля становить $E \approx 3 - 5$ В/см, а для випадку гелію - $E \approx 20$ В/см [19].

Вигляд функції $g(T_e)$ для чистих інертних газів та їх суміші без врахування присутності іонів представлено на рис. 1¹. Залежно від виду газу будемо мати два істотно різних типи поведінки функції $g(T_e)$. Перший тип характерний для гелію та неону (див. рис. 1, а), унаслідок чого великий відрив електронної температури від газової спостерігається для криогенних температур [20]. Другий тип зумовлюється наявністю ефекту Рамзауера (аргон, криптон, ксенон) і характеризується наявністю локального максимуму (див. рис. 1, б.). Такий самий результат отримано в [5] для ксенону. Можна показати, що в цьому випадку при відносно низьких температурах та полях у плазмі одному значенню електронної температури може відповідати два або три різних значення газової температури. Тобто при відносно низьких електронних температурах (менших за 3500 К) можуть існувати три або два різних стани термічної плазми з однаковими електронними температурами, але різними газовими.

Така ситуація відповідає дуговим розрядам з дуже малими струмами (менше 0,2 А при характерному розмірі позитивного стовпа 1 см) або тліючим розрядам. Який стан плазми буде мати місце в конкретному газовому розряді, залежить від попереднього режиму розряду. Отже, наявність ефекту Рамзауера може зумовлювати біфуркаційні переходи між режимами газового розряду. Самі ж ці переходи викликаються перегрівною нестійкістю плазми [21].

Для газової суміші поведінка $g(T_e)$ визначається видом та співвідношенням компонент суміші (див. рис. 1, в.²). Унаслідок того, що компоненти мають суттєво різні атомні маси та перерізи електрон-атомних зіткнень, маємо зміну положення характерного максимуму функції $g(T_e)$, а також істотно відмінні абсолютні значення порівняно з випадком чистих газів.

При заданій напруженості електричного поля E відрив електронної температури від газової залежить лише від особливостей функції $g(T_e)$. На рис. 2 наведено розрахунки

¹ У фізиці газового розряду величину E/n_a прийнято виражати в особливій одиниці – таунсенд (1 Тд = 10^{17} В см²). Унаслідок цього функцію $g(T_e)$ слушно виражати в К/Тд².

² Вміст компонентів газових сумішей загальноприйнятно характеризувати молярним (або об'ємним) відсотком.

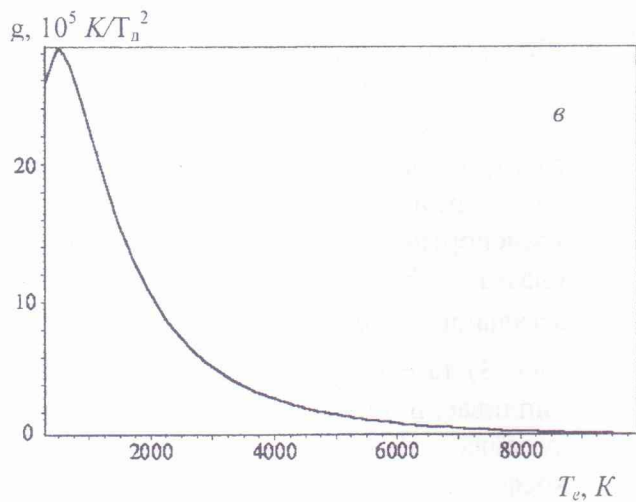
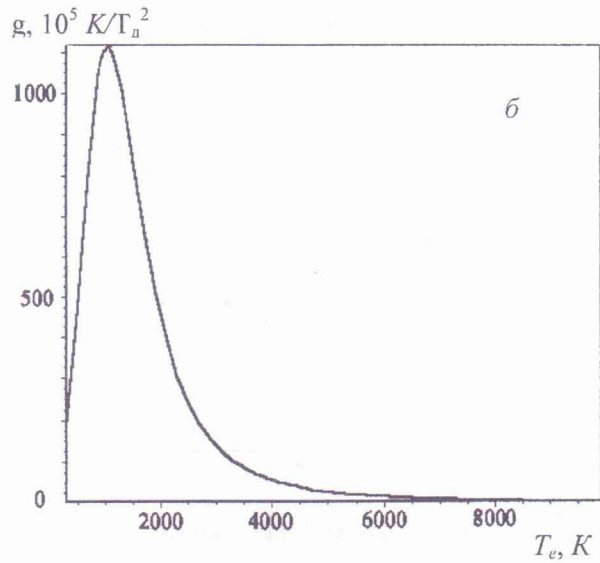
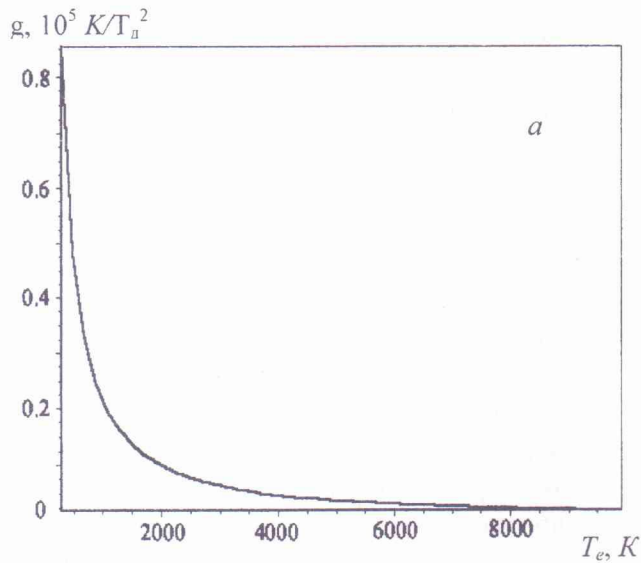


Рис. 1. Функція $g(T_e)$ для He (а), Ar (б) та суміші He : Ar (15 : 85 %) (в). Розрахунок без врахування електрон-іонних зіткнень.

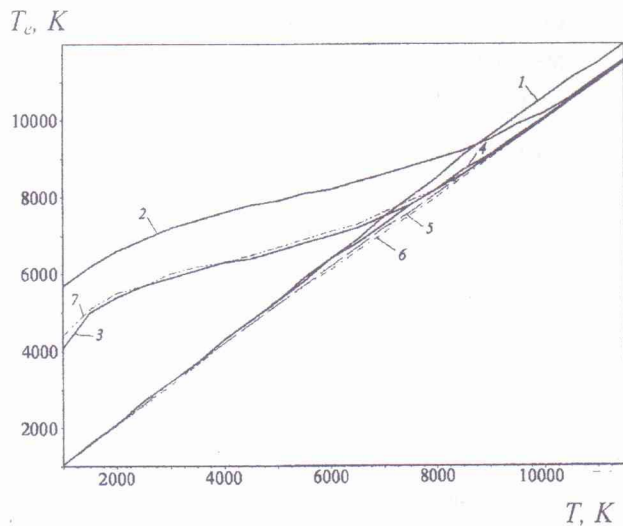


Рис. 2. Електронна та газова температури в термічній плазмі ($p = 1$ атм, $E = 5$ В/см).
 1 - He; 2 - Ar; 3 - Xe; 4 - He : Ar (90 : 10 %);
 5 - He : Ar (20 : 80 %); 6 - He : Xe (80 : 20 %);
 7 - Ar : Xe (80 : 20 %).

залежності електронної та газової температур у плазмі при однаковому електричному полі. Області рамзауерівського мінімуму відповідає значний відрив електронної температури від газової для аргону, ксенону та їх суміші (див. рис. 2, криві 2, 3 та 7). Для гелію (див. рис. 2, крива 1) при низьких температурах (менших за 5000 К) відрив температури найменший порівняно з іншими інертними газами, однак ситуація змінюється при збільшенні температури до 5000 - 6000 К й вище, коли властивості плазми аргону та ксенону починають визначати електрон-іонні зіткнення, у той час як для гелію, що має значно вищу енергію іонізації, у даному температурному діапазоні вплив цього виду зіткнень незначний.

K_{ζ} , Вт/(м · К)

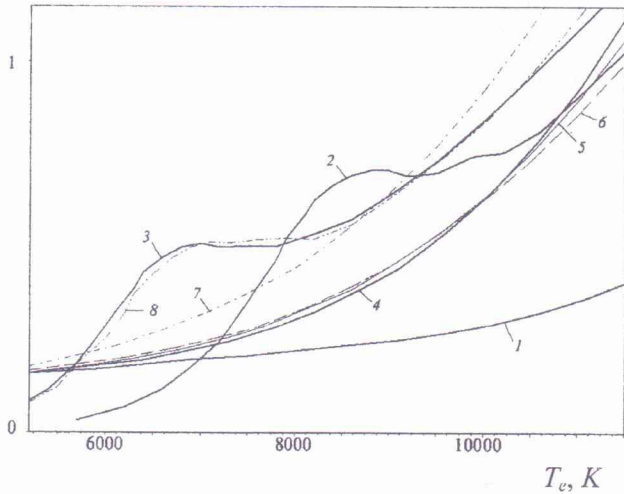


Рис. 3. Загальна теплопровідність термічної плазми κ_{ζ} ($p = 1$ атм, $E = 5$ В/см).

1 - He; 2 - Ar; 3 - Xe; 4 - He : Ar (90 : 10 %);
5 - He : Ar (70 : 30 %); 6 - He : Ar (20 : 80 %);
7 - He : Xe (80 : 20 %); 8 - Ar : Xe (80 : 20 %).

σ , См/м

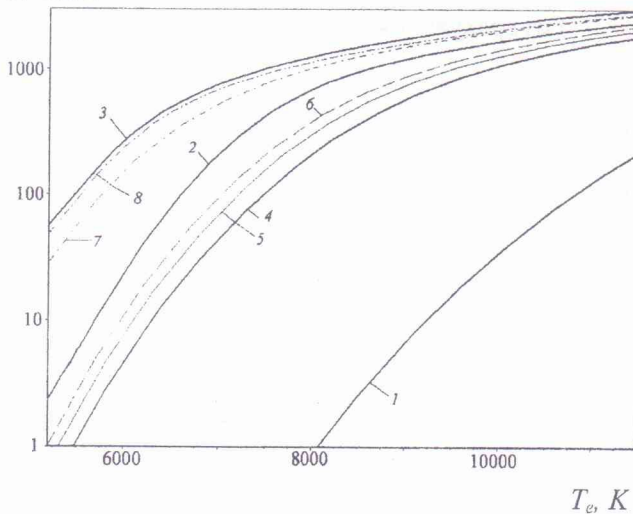


Рис. 4. Електропровідність термічної плазми σ ($p = 1$ атм, $E = 5$ В/см).

1 - He; 2 - Ar; 3 - Xe; 4 - He : Ar (90 : 10 %);
5 - He : Ar (70 : 30 %); 6 - He : Ar (20 : 80 %);
7 - He : Xe (80 : 20 %); 8 - Ar : Xe (80 : 20 %).

Для сумішей гелію з аргоном та ксеноном (див. рис. 2, криві 4 - 6) визначальними процесами виявляються зіткнення електронів з атомами гелію для низьких температур, завдяки чому наявність ефекту Рамзауера для аргону та ксенону не виявляється. Зіткнення електронів з іонами аргону або ксенону є визначальними для температур, більших за 5000 - 6000 К, що, у свою чергу спричиняє значне зменшення відриву температур. Унаслідок указаних процесів характеристика відриву електронної температури від газової в сумішах гелію з аргоном та ксеноном при низьких температурах близька до відповідної характеристики чистого гелію, а при збільшенні температура стає подібною до характеристики аргону або ксенону.

Визначення співвідношення між електронною та газовою температурами дає змогу розрахувати величини транспортних коефіцієнтів термічної плазми. З результатів розрахунків загальної теплопровідності $\kappa_{\zeta}(T_e)$ (рис. 3) та електропровідності σ (рис. 4) випливає, що наявність ефекту Рамзауера зумовлює збільшення величин указаних коефіцієнтів для відповідного діапазону температур. Так, області рамзауерівського мінімуму відповідає локальний максимум загальної теплопровідності $\kappa_{\zeta}(T_e)$ (див. рис. 3). Це повинно викликати відповідні особливості в характеристиках газових розрядів.

Крім того, слід звернути увагу на те, що з результатів розрахунків електрофізичних характеристик термічної плазми газових сумішей (див. рис. 2 - 4) також випливає, що вплив ефекту

Рамзауера на характеристики нейтралізується, якщо в суміші присутні складові, для яких цей ефект не притаманний. Це має місце навіть при порівняно незначному (10 %) вмісту такої компоненти. При підвищенні ступеня іонізації характеристики суміші близькі до характеристик компоненти з меншим потенціалом іонізації.

Розглянемо вказане питання докладніше для випадку сумішей аргон : ксенон, гелій : аргон та гелій : ксенон, що широко використовуються в газорозрядних технологіях. Електрофізичні характеристики суміші аргон : ксенон близькі до характеристик чистого ксенону, причому величини транспортних коефіцієнтів суміші можуть навіть перевищити останні для чистого ксенону (див. рис. 2 - 4), що зумовлюється вказаним вище фактом, що

властивості суміші не є лінійними відносно властивостей компонент. У суміші гелій : аргон електрофізичні характеристики при відносно низьких температурах близькі до характеристик чистого гелію, а при підвищенні температури поступово наближаються до характеристик чистого аргону. Аналогічну ситуацію маємо для суміші гелій : ксенон.

Отже, доцільність використання термічної плазми сумішей залежить від діапазону робочих температур. Так, суміш гелій : аргон, з погляду на співвідношення вартості компонент суміші, яке визначається технологіями виробництва зазначених інертних газів [14], слід рекомендувати до застосування при температурах менших за 7000 К, а використання суміші гелій : ксенон представляється недоцільним взагалі, оскільки додавання в суміш значно дорожчого ксенону не дає переваг перед використанням суміші гелій : аргон. Навпаки, використання суміші аргон : ксенон буде виправданим, оскільки характеристики цієї суміші близькі до характеристик чистого ксенону.

Висновки

Ефект Рамзауера істотно впливає на електрофізичні характеристики термічної плазми для відповідного діапазону температур. Області рамзауерівського мінімуму перерізу електрон-атомних зіткнень відповідає суттєве збільшення теплопровідності термічної плазми та відриву електронної температури від газової температури.

Вплив ефекту Рамзауера на характеристики термічної плазми сумішей нейтралізується, якщо в складі суміші присутні газові компоненти, для яких цей ефект не притаманний.

Електрофізичні характеристики термічної плазми суміші інертних газів при домінуванні електрон-іонних зіткнень близькі до характеристик плазми чистої компоненти, що має менший потенціал іонізації.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. - М.: Атомиздат, 1975. - 336 с.
2. *Смирнов Б.М.* Кинетика электронов в газах и конденсированных системах // УФН. - 2002. - Т. 172, № 12. - С. 1411 - 1447.
3. *Eletskii A.V., Smirnov B.M.* Nonuniform gas discharge plasma // Physics - Uspekhi. - 1996. - Vol. 39, No. 11. - P. 1137 - 1156.
4. *Smirnov B.M.* Cluster plasma // Physics - Uspekhi. - 2000. - Vol. 43, No. 5. - P. 453 - 491.
5. *Smirnov B.M., Smirnov M.B.* Positive column of xenon arc discharge // Physica Scripta. - 1997. - Vol. 56, No. 3. - P. 302 - 307.
6. *Микроплазменная сварка / Б.Е. Патон, В.С. Гвоздецкий, Д.А. Дудко и др.* - Киев: Наук. думка, 1979. - 248 с.
7. *Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне / Б.Е. Патон, В.Н. Замков, В.П. Прилуцкий, П.В. Порицкий // Автомат. сварка. - 2000. - № 1. - С. 3 - 9.*
8. *Плазменная безмасляная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела / М.Ф. Жуков, Е.И. Карпенко, В.С. Перегудов и др.* - Новосибирск: Наука, 1995. - 304 с.
9. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М: Наука, 1971. - 544 с.
10. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. - М.: Атомиздат, 1977. - 384 с.
11. *Смирнов Б.М.* Физика слабоионизованного газа. - М.: Наука, 1972. - 416 с.
12. *Жданов В.М.* Явления переноса в многокомпонентной плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1982. - 176 с.
13. *Griem H.R.* High-density correction in plasma spectroscopy // Phys.Rev. - 1962. - Vol. 128. - P. 997 - 999.
14. *Фастовский В.Г., Ровинский А.Е., Петровский Ю.В.* Инертные газы. - М.: Атомиздат, 1972. - 352 с.
15. *Шашков А.Г., Абраменко Т.Н.* Теплопроводность газовых смесей. - М.: Энергия, 1970. - 288 с.

16. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Пер. с англ. - Л. : Химия, 1982. - 592 с.
17. Радциг А.А. Диффузия заряженных частиц в газе в постоянном электрическом поле // Химия плазмы. - 1981. - Вып. 8. - С. 230 - 263.
18. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 672 с.
19. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. - Новосибирск: Наука, 1975. - 298 с.
20. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1982. - 375 с.
21. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы. - М.: Высш. шк., 1991. - 191 с.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ И ИХ СМЕСЕЙ

П. В. Порицкий

Рассмотрено влияние эффекта Рамзауэра на свойства термической плазмы инертных газов и их смесей. Выявлены особенности электрофизических характеристик (отрыв электронной температуры от газовой, электропроводность и другие транспортные коэффициенты), которые обусловлены эффектом Рамзауэра. Впервые расчеты указанных характеристик для смесей инертных газов сделаны на основе метода сферических гармоник для кинетического уравнения Больцмана.

INFLUENCE OF THE RAMSAUER EFFECT ON THE ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF THERMAL PLASMA OF NOBLE GASES AND THEIR MIXTURES

P. V. Porytsky

The influence of the Ramsauer effect on the properties of noble gases and their mixtures is considered. It is revealed the peculiarities of electrophysical characteristics (the discrepancy between electron temperature and gaseous one, electrical conductivity and others transport coefficients) that are due to the Ramsauer effect. For the first time the calculations of pointed characteristics are performed on the base of the method of spherical harmonics for the Boltzmann kinetic equation.

Надійшла до редакції 27.01.04,
після доопрацювання – 26.04.04