ХИМИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, 2020, том 54, № 6, с. 497–500

ПЛАЗМОХИМИЯ

УДК 533.93

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СОСТАВА ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

© 2020 г. И. И. Файрушин[a, b, c, *]

[a] *Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия*

[b] *Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008 Россия*

[c] *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, ул. Карла Маркса, 10, Казань, 420111 Россия*

**E-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru*

Поступила в редакцию 03.06.2020 г.
После доработки 03.06.2020 г.
Принята к публикации 06.07.2020 г.

Для термической пылевой плазмы с металлическими частицами с применением двухплазменной модели и в приближении прямоугольной потенциальной ямы получены зависимости заряда частиц от температуры системы и размера частиц. Определены концентрации электронов и ионов в плазме для различных температур системы и размера частиц. Показано, что в случае металлических частиц ионизация окружающего их газа приводит к занижению заряда в сравнении со случаем, когда ионизация газа пренебрежимо мала.

Ключевые слова: пылевая плазма, термическое равновесие, заряд металлической частицы, состав плазмы, аналитический расчет

DOI: 10.31857/S0023119320060042

Нагретый до высоких температур (1500–3500 K) газ атмосферного или более высокого давления, содержащий частицы твердого или расплавленного вещества широко распространен, как в природе, так и в различных технологических процессах [1–15]. Температура такой системы определяет, будет ли она находиться в состоянии, так называемой, равновесной термической пылевой плазмы [1–7]. Если температура низкая, как правило это ниже 1500 K, то система не содержит зарядовой компоненты и тем самым не обладает свойствами, характерными для плазмы. При увеличении же температуры в такой системе начинают проявляться эффекты, связанные с ионизацией газа и термоэлектронной эмиссией с поверхности частиц. Если работа выхода электрона из материала частиц в плазму меньше потенциала ионизации окружающего газа, то эмиссия электронов проявится раньше, что обеспечит в некотором диапазоне температур существование так называемой пыле-электронной пылевой плазмы (от англ. dust-electron plasma [2]).

Дальнейшее увеличение температуры приводит к тому, что в буферном газе начинает проявляться термическая ионизация, и это даст дополнительный вклад в зарядовый состав системы. Это, как правило, температуры выше 2000 K. При таких температурах термическая пылевая плазма содержит максимальное количество разных компонентов, а именно: нейтральные атомы, ионы, свободные электроны, пары вещества частиц и сами заряженные частицы пыли. Максимальная температура существования термической пылевой плазмы ограничивается температурой кипения материала частиц.

Настоящая работа посвящена расчетному определению состава термической пылевой плазмы, которая изначально состоит из легкоионизирующегося или инертного газа и металлических частиц микронного размера, что отличается от ранее рассмотренного случая полупроводниковых частиц [9, 10].

Будем считать, что частицы равномерно распределены в пространстве и имеют одинаковый радиус. В основе описания лежит двухплазменная модель [9, 10], т.е. металлические частицы рассматриваются как области плазмы металлов, а их окружение как равновесная газовая плазма. Еще в 1928 г. Я.И. Френкелем описано распределение электронной плотности у поверхности плоского металла [16] и показано, что толщина слоя, на котором происходит падение потенциала, не превышает нескольких межатомных расстояний. Учитывая данный факт и то, что радиус рассмат-

риваемых частиц не менее 1 мкм, можно считать, что у поверхности частиц форма потенциального барьера прямоугольная. Попадая в горячий газ, металлическая частица нагревается до температуры окружающей плазмы и эмитирует электроны. Вся система в целом переходит в состояние статистического равновесия [17], которое для электронной компоненты выражается соотношением

$$\mu + q\varphi = \text{const}, \tag{1}$$

где μ – энергия Ферми (химический потенциал) электронов, q – элементарный заряд, φ – потенциал электрического поля. Для электронов в термической пылевой плазме условие (1) запишется следующим образом

$$\mu_1 - \mu_2 = q\varphi_1. \tag{2}$$

Здесь μ_1 и μ_2 – энергии Ферми для электронов, находящихся соответственно в металлической частице и плазме, φ_1 – потенциал частицы. Для частиц радиусом R и несущим заряд Z_d имеем

$$\varphi_1 = \frac{qZ_d}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}, \tag{3}$$

за начало отсчета потенциала принимается потенциал плазмы. Вследствие большой концентрации, электронный газ в металлах вырожденный, поэтому

$$\mu_1 = \frac{h^2}{2m_e}\left(\frac{3n_{e1}}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}, \tag{4}$$

а для электронов в плазме

$$\mu_2 = kT\ln\left(\frac{n_{e2}}{2}\left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT}\right)^{\frac{3}{2}}\right). \tag{5}$$

В (4) и (5) n_{e1} и n_{e2}, соответственно, концентрации электронов в частицах и плазме, m_e – масса электрона, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана.

С учетом процессов термической ионизации для баланса заряженных частиц получим

$$n = n_a + n_i; \quad n_{e2} = n_d Z_d + n_i. \tag{6}$$

Здесь n_a и n_i – концентрации соответственно нейтральных атомов и ионов буферного газа, n_d – концентрация пылевых частиц, n – концентрация атомов газа до ионизации. Из (2)–(5) получим

$$\frac{h^2}{2m_e}\left(\frac{3n_{e1}}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} - kT\ln\left(\frac{n_{e2}}{2}\left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT}\right)^{\frac{3}{2}}\right) = \frac{qZ_d}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}. \tag{7}$$

Для определения концентрации заряженной компоненты в окружающей пылевые частицы плазме воспользуемся известным уравнением Саха

$$\frac{n_i n_{e2}}{n_a} = \frac{2z_i}{z_a}\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{q\varphi_u}{kT}}, \tag{8}$$

где z_i и z_a – статистические суммы ионов и атомов буферного газа соответственно (в расчетах далее используются значения, соответствующие гелию и калию), φ_u – потенциал ионизации атома буферного газа.

Используя уравнение (6) с учетом соотношений (5) и (7) можно аналитически рассчитать концентрации электронов и ионов в термической пылевой плазме, а также значение заряда пылевых частиц.

На рис. 1а и 1б показаны графики зависимости заряда частиц от температуры системы при различных значениях их радиуса в случае, когда окружающий газ легко ионизируется (сплошная линия) и в случае, когда атомы газа имеют большой потенциал ионизации (штриховая линия). В расчетах было использовано значение $n_{e0} = 10^{28}$ m^{-3}, данная величина характерна для большинства металлов. Концентрация пылевых частиц n_d принималось равным 10^{16} м$^{-3}$. Значения потенциала ионизации взяты для калия и для гелия (рис. 1а и 1б). Очевидно, что в случае гелия ионизацией окружающего газа в рассматриваемом диапазоне температур можно пренебречь.

Из рис. 1 видно, что в случае легкоионизирующегося буферного газа значения заряда частиц меньше по сравнению со случаем, когда ионизация газа отсутствует. Таким образом, эмиссия электронов из металлических частиц ослабевает, что наблюдается и для пылевой плазмы с полупроводниковыми частицами [9]. В окружающем частицы газе свободные электроны появляются за счет двух механизмов: это термоэмиссия из пылевых частиц и ионизация атомов газа окружающей плазмы. Так как работа выхода электрона, как правило, меньше потенциала ионизации атомов газа, то при повышении температуры сначала проявляется первый механизм. При дальнейшем повышении температуры начинается образование свободных электронов за счет процессов ионизации атомов газа. Данные электроны меняют химический потенциал плазмы, окружающей частицы, и выход электронов из самих частиц ослабевает. Таким образом, процесс ионизации при высоких температурах может подавлять процесс эмиссии. Сравнивая рис. 1а и 1б можно заметить, что температурная зависимость заряда частиц проявляется ярче для случая более мелких частиц, как это наблюдалось и в случае полупроводниковых частиц [9]. Стоит отметить, что полученные значения заряда частиц на порядок больше тех, кото-

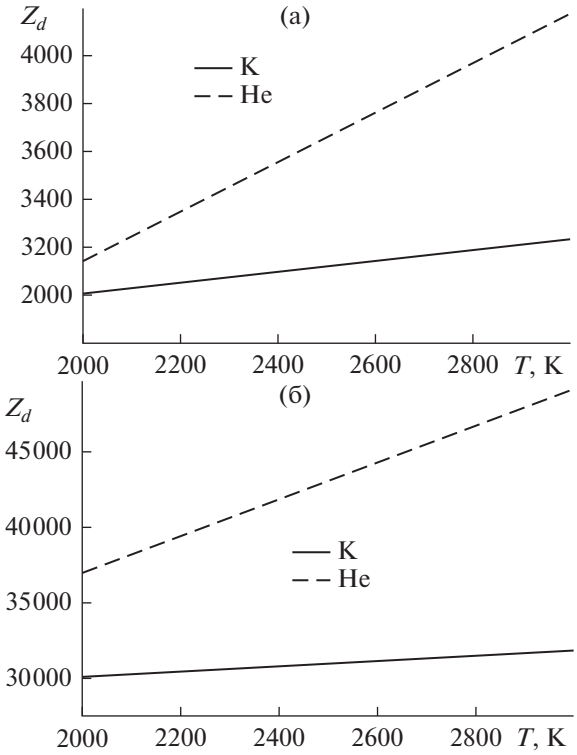

Рис. 1. Зависимость заряда частиц в единицах заряда электрона от температуры системы для разных типов буферного газа и разных размеров частиц (а – для $R = 1$ мкм; б – для $R = 10$ мкм).

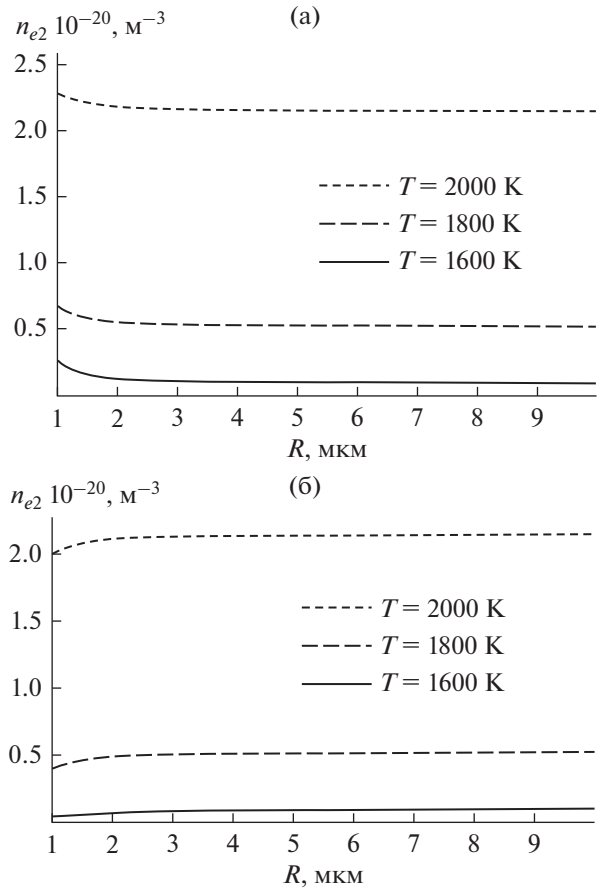

Рис. 2. Зависимость концентрации заряженных частиц (а – электроны, б – ионы) в буферном газе (калий) от размера частиц и для различных температур системы.

рые получены в работах [2–5]. Такое различие можно объяснить тем, что в приближении прямоугольной потенциальной ямы у поверхности частиц не учитывается электрическое поле, которое удерживает большую часть электронов вблизи поверхности. Однако выводы, которые относятся к характеру зависимости заряда пылевых частиц от потенциала ионизации окружающего газа, остаются в силе.

Рисунок 2а показывает, как зависит концентрация электронов в термической пылевой плазме от радиуса частиц. Видно, что уменьшение размеров частиц приводит к увеличению концентрации вследствие более эффективной эмиссии. Из рис. 2б видно, что ослабевание эмиссии электронов из частиц, которое происходит из-за увеличения их размеров, приводит к возрастанию концентрации ионов в плазме. Это объясняется снижением количества актов рекомбинации ионов.

Стоит отметить, что решенная в данной работе задача подобна той, которая возникает при определении распределения концентрации электронов в контакте металла и полупроводника n-типа [см., например, 18].

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа ìвыполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-38-00930.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы: учебное пособие. М.: Физматлит, 2004. С. 400.
2. *Vishnyakov V.I.* // Phy. Rev. E 2012. V. 85. 026402.
3. *Фортов В.Е., Филинов В.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Самарян А.А., Липаев А.М.* // ЖЭТФ. 1997. Вып. 111. С. 889.
4. *Дьячков Л.Г., Храпак А.Г., Храпак С.А.* // ЖЭТФ. 2008. Вып. 133. С. 197.
5. *Khrapak S.A., Morfill G.E., Fortov V.E., D'yachkov L.G., Khrapak A.G., Petrov O.F.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. 055003.
6. *Драган Г.С.* // ЖЭТФ. 2004. Вып. 125. С. 507.
7. *Золотко А.Н., Полетаев Н.И., Вовчук Я.И.* // ФГВ. 2015. Вып. 2. С. 125.

8. *Пузряков А. Ф.* Теоретические основы технологии плазменного напыления. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003.
9. *Файрушин И.И., Даутов И.Г., Кашапов Н.Ф., Шамсутдинов А.Р.* // Письма в журнал технической физики. 2016. Т. 42. Вып. 23. С. 42.
10. *Fayrushin I.I., Dautov I.G., Kashapov N.F.* // International J. Environmental Science and Technology. 2017. V. 14. 2555.
11. *Файрушин И.И., Сайфутдинов А.И., Софроницкий А.О.* // Химия высоких энергий. 2020. Т. 54. Вып. 2. С. 164.
12. *Рудинский А.В., Ягодников Д.А.* // ТВТ. 2019. Т. 57. Вып. 5. С. 777.
13. *Жуховицкий Д.И., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* // Химия плазмы / Под ред. Смирнова Б.М. М.: Энергоатомиздат, 1984. № 11. С. 130.
14. *Davletov A.E., Kurbanov F., Mukhametkarimov Ye.S.* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. 120701.
15. *Mokshin A.V., Khusnutdinoff R.M., Galimzyanov B.N., Brazhkin V.V.* // Physical Chemistry Chemical Physics. 2020. V. 22. 4122.
16. *Frenkel J.* // Z. Physik. 1928 V. 51. 232.
17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. V. Статистическая физика. Ч. I. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 616 с.
18. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.