

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

УДК 537.525

ВЛИЯНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ НА НАГРЕВ МИКРОЧАСТИЦ
В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ

© 2022 г. В. В. Шумова^{1, 2*}, Д. Н. Поляков¹, Л. М. Василяк¹

¹Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: shumova@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 25.04.2022;

после доработки 16.05.2022;

принята в печать 20.05.2022

Предложена модель баланса энергии микрочастицы, находящейся в плазме электрического разряда в неоне, рассматривающая нагрев микрочастицы в результате столкновений с электронами и ионами, рекомбинации и тушения метастабильных атомов на ее поверхности. Параметры плазмы вычислялись с использованием жидкостной модели разряда низкого давления в неоне с микрочастицами. Рассчитано повышение температуры микрочастиц диаметром 2.55 мкм, образующих в плазме облака при их концентрации 10^4 – 10^5 см⁻³, полученные в экспериментах при давлении неона 40–120 Па и токах разряда 0.5–2.0 мА. Установлено, что вклад тушения метастабильных атомов в нагрев микрочастицы возрастает с увеличением давления и может составлять около 40% от нагрева, связанного с рекомбинацией на ее поверхности.

Ключевые слова: поверхностная рекомбинация, тушение возбуждения атома, микрочастица, неон, плазма тлеющего разряда.

DOI: 10.31857/S0207401X22100090

ВВЕДЕНИЕ

Процессы, происходящие в газе с участием жидких и твердых частиц малого размера, широко распространены в природе и технике [1]. Пламя с нано- и микрочастицами, образующимися при сгорании топлив, является одним из примеров существования комплексной плазмы в естественных условиях при атмосферном давлении. Важным техническим приложением комплексной плазмы являются магнетогидродинамические (МГД) генераторы с использованием в качестве топлива угля и МГД-генераторы с горением газа, в которых для увеличения концентрации электронов добавляются частицы поташа. Естественно, что в таких условиях распыление частиц зависит от температуры их поверхности, которая, в свою очередь, будет зависеть от температуры нейтрального газа и параметров плазмы. Комплексная плазма может существовать и при давлении существенно ниже атмосферного. Например, в ионосфере Земли в результате взаимодействия с космическим излучением образуется плазма, содержащая слои заряженных аэрозольных частиц, влияющие на поглощение и рассеяние электромагнитных волн, в том числе зондирующего излучения [2].

Роль частиц малого размера в процессах горения обсуждалась рядом исследователей [3–7]. В двигателях и химических реакторах на процессы энергообмена и скорость химических реакций

влияют нано- и микрочастицы топлива, катализатора [4] и продуктов сгорания [3]. Так, присутствие взвешенных в газе микрочастиц может существенно увеличивать скорость распространения фронта пламени, поглощая излучение от продуктов горения и тем самым прогревая газ, находящийся перед фронтом волны горения [5].

Некоторые аспекты влияния микрочастиц на процессы горения остаются неизученными. Например, не находит удовлетворительного объяснения экспериментально наблюдаемое уменьшение задержек воспламенения горючих смесей в ударных волнах (УВ) при температурах ниже 1000–1100 К. Для объяснения этого явления авторами работы [6] выдвинута гипотеза об очаговом воспламенении водородовоздушной смеси за УВ с последующим дефлаграционным распространением пламени по нагретой смеси. Авторы работы [7] показали, что при $T < 1100$ К экспериментально измеренные времена задержки воспламенения в УВ в пропане не описываются с помощью кинетических механизмов, предположив, как и в [6], что процесс лимитирует дефлаграционное распространение пламени от отдельных точечных очагов воспламенения. Для объяснения причины раннего возникновения очага в области относительно низких температур авторы [7] также предположили, что как исходные реагенты, так и промежуточные радикалы,

образующиеся за фронтом УВ, могут вступать в каталитические реакции с микрочастицами дисперсной фазы, присутствующими в ударной трубе в виде примесей. В этом случае микрочастица может “создавать зону, благоприятствующую возникновению очага воспламенения” [7].

Очевидно, что превышение температуры поверхности микрочастицы над температурой окружающего газа будет играть принципиальную роль в ускорении реакций вблизи ее поверхности. В этой связи представляется важным понимание процессов, приводящих к нагреву микрочастицы, находящейся в реакционноспособной среде.

Экспериментальных данных по измерению температуры микрочастиц на начальной стадии воспламенения в литературе нам найти не удалось. Однако имеются как экспериментальные данные [8–10], так и хорошо развитые модели комплексной плазмы [8–13], описывающие нагрев микрочастиц, находящихся в плазме газовых разрядов различного состава, которая является удобной модельной системой для исследования явлений не только в области физики плазмы, но и элементарных процессов и переноса в газе.

Температура поверхности микрочастицы в плазме газового разряда определяется тепловым балансом следующих процессов на ее поверхности: диссипации кинетической энергии ионов и электронов, а также энергий рекомбинации пары ион–электрон и тушения возбужденных атомов; обмена энергией с атомами газа; излучения микрочастицы и поглощения ею излучения плазмы; химических реакций на поверхности и т.д. Как правило, в высокочастотном разряде температура поверхности микрочастиц превышает температуру газа на величину от нескольких единиц до нескольких десятков градусов [8–10, 12, 13]. Вклад большинства из упомянутых выше процессов в этот нагрев изучен достаточно подробно, однако нам не удалось найти в литературе анализ вклада в этот нагрев тушения возбужденных атомов. Отметим, что поскольку существенная роль возбужденных атомов и молекул как в процессах горения (см., например, [14]), так и в процессах ионизации (например, [15]) обсуждается уже давно, восполнить этот пробел представляется актуальной задачей. В данной работе основное внимание удалено анализу вклада от процесса тушения метастабильных атомов неона в нагрев микрочастицы и его сравнению с другими процессами в плазме разряда постоянного тока низкого давления.

МОДЕЛЬ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ МИКРОЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

Повышение температуры поверхности заряженной микрочастицы в плазме определяется подводом энергии к ее поверхности за счет ударов ионов и электронов, рекомбинации пары ион–

электрон и выделения энергии при тушении метастабильных атомов, а охлаждение — уносом тепла нейтральными атомами при их ударах о поверхность. Радиационным переносом тепла при наших давлениях можно пренебречь. Как показано, например, в работе [12], температура микрочастиц в плазме при давлениях больше 20 Па определяется конкуренцией столкновительных процессов, а радиационная составляющая теплопередачи начинает играть роль лишь при давлении ниже 10 Па. Если радиус a микрочастицы много меньше длины свободного пробега электронов, ионов и нейтральных атомов, то можно принять, что их взаимодействие с микрочастицей происходит в молекулярном режиме, т.е. взаимодействующие частицы приходят из “бесконечности” и уходят в “бесконечность” и их скорости определяются фоновой плазмой. При этом параметры самой фоновой плазмы будут определяться из жидкостной модели [16].

В плазме неона, состоящей из атомов, электронов, ионов и возбужденных атомов (метастабильных состояний), нагрев единицы поверхности микрочастицы происходит за счет энергии Γ_+ , приносимой возбужденными и заряженными частицами плазмы, а охлаждение — за счет энергии Γ_- , передаваемой микрочастицей газу и уносимой нейтральными атомами:

$$\Gamma_+ = J_e(W_{ei} + \Delta H_{rec}) + J_m \Delta H_m, \quad (1)$$

$$\Gamma_- = J_a k (T - T_g). \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) J_e, m, a — плотности потоков электронов, метастабильных и невозбужденных атомов; W_{ei} — кинетическая энергия пары ион–электрон, достигающей поверхности микрочастицы; ΔH_{rec} и ΔH_m — энергии рекомбинации и возбуждения; T и T_g — температуры поверхности микрочастицы и газа; k — постоянная Больцмана. В выражении (1) энергия рекомбинации пары ион–электрон на поверхности микрочастицы, ΔH_{rec} , бралась равной энергии ионизации с основного уровня; 21.56 эВ, а энергия возбуждения метастабильных атомов, ΔH_m , — равной 16.62 эВ [16]. Плотности потоков электронов, метастабильных и невозбужденных атомов в (1) и (2) на единицу площади поверхности микрочастицы с зарядом $eZ(r)$ вычислялись как

$$J_e = 0.25 n_e v_e \exp(-\phi), \quad (3)$$

$$J_{m,a} = 0.25 n_{m,a} v_{m,a}, \quad (4)$$

где n_e, m, a — концентрации электронов, метастабильных атомов и невозбужденных атомов; $v_e = (8kT_{e,m}/\pi m)^{0.5}$ — тепловая скорость электронов, вычисляемая через температуру электронов T_e ; $\phi = eZ(aT_e)^{-1}$ — потенциал поверхности микрочастицы, вычисляемый через ее заряд Z и радиус a ; $v_{m,a} = (8kT_{m,a}/\pi M)^{0.5}$ — тепловые скорости метастабильных и невозбужденных атомов; $T_a = T_g$.

Здесь m и e – масса и заряд электрона, M – масса атома. Предполагается, что на поверхности микрочастицы происходит полная аккомодация кинетической энергии, энергии возбуждения метастабильных атомов и энергии рекомбинации. Также предполагается, что кинетическая энергия W_{ei} пары ион–электрон, достигающей поверхности микрочастицы, равна энергии электрона. Кинетические энергии ионов и электронов при их захвате кулоновским центром в различных задачах находятся отдельно (см., например, [12]). Нас же интересует суммарная кинетическая энергия пары электрон–ион, так как в равновесии потоки ионов и электронов равны. Поскольку суммарный электрический заряд пары электрон–ион равен нулю, то и суммарная работа, производимая электрическим полем при перемещении этой пары, равна нулю. Следовательно, кинетическая энергия пары ион–электрон, достигающей поверхности микрочастицы, равна сумме начальных тепловых энергий электрона и иона, и, поскольку температура электронов в нашей задаче много больше температуры ионов, будем учитывать только начальную энергию электрона.

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ С МИКРОЧАСТИЦАМИ

Микрочастицы с электрическими зарядами $eZ(r)$ образуют облако радиусом r_d в плазме положительного столба тлеющего разряда радиусом R в неоне. Облако удерживается параболической электростатической ловушкой, образованной аксиальным и радиальным электрическими полями. Радиальное электрическое поле возникает в плазме в результате разделения зарядов при амбиполярной диффузии. Для вычисления величин радиальных потоков ионов и электронов и аксиального тока в плазме используется жидкостная модель плазмы разряда низкого давления в неоне с микрочастицами, наиболее полно изложенная в работе [16]. В рамках этой модели плазма разряда и облако микрочастиц оказывают друг на друга взаимное влияние за счет наличия многочисленных обратных связей [17]. В результате этого параметры плазмы и микрочастиц оказываются связанными, и для их расчета решается система уравнений для радиальных потоков частиц плазмы в электрическом поле разряда.

Поток ионов на единицу поверхности микрочастицы вычисляется с учетом ион-атомных столкновений, согласно работе [18]. Температура электронов, транспортные коэффициенты и коэффициенты реакций возбуждения и ионизации с участием электронов получены с использованием пакета Kinetics Boltzmann solver (BOLSIG+ [19]) и данных базы LXCat [20]. Концентрация электронов n_e связана с током разряда I через соотношение $I = 2\pi\mu_e E \int_0^R n_e(r) r dr$, где μ_e – подвиж-

ность электронов, E – напряженность аксиального электрического поля разряда. Распределение микрочастиц в облаке по радиусу разряда задается осесимметричным плоским профилем с концентрацией микрочастиц n_d на оси и экспоненциальным размытием по краям [21, 22].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как можно видеть из выражений (1) и (2), в нагрев поверхности микрочастицы вносят вклад как кинетическая энергия частиц плазмы, так и внутренняя энергия, затраченная на возбуждение и ионизацию атомов. В данной работе основное внимание уделено второму вкладу, поскольку в величине первого в большей мере отражаются внешние условия, такие как режим и радиус разряда.

Моделирование показывает, что, хотя равновесный заряд микрочастицы поддерживается равными потоками ионов и электронов, поступающими на ее поверхность, концентрации которых в пределах облака микрочастиц различаются. При этом как заряд микрочастицы, так и потоки частиц плазмы к ней зависят от координаты микрочастицы в разряде [23, 24]. Чтобы не усложнять анализ, все результаты в данной работе представлены для микрочастицы, находящейся на оси разряда.

Моделирование проводилось при экспериментальных параметрах облаков в диапазоне изменения давления неона $P = 40\text{--}120$ Па: величинах тока разряда $I = 0.5\text{--}2.0$ мА и $R = 0.825$ см для микрочастиц диаметром 2.55 мкм и температуре газа 295 К. Для расчета брали среднее значение радиуса облака $r_d = 0.4$ см, наблюдаемое в экспериментах [21, 22].

На рис. 1 представлена зависимость приращения температуры (нагрева) поверхности микрочастицы $\Delta T = T - T_g$ с учетом (верхние линии) и без учета (нижние линии) вклада метастабильных атомов от тока разряда. Видно, что при каждом значении P с увеличением тока нагрев микрочастицы ΔT увеличиваются, поскольку увеличивается концентрация электронов n_e и связанный с ней вклад энергии, передаваемой микрочастице при упругом столкновении и в результате рекомбинации на ее поверхности (первый член в уравнении (1)). С увеличением P нагрев уменьшается, так как увеличивается охлаждение атомами газа (см. (2)).

На рис. 2 показана зависимость нагрева ΔT микрочастицы от давления P неона при концентрациях микрочастиц в облаке $n_d = 10^5$ и $2 \cdot 10^4$ см⁻³ и $I = 0.5$ мА. Нагрев микрочастицы уменьшается при увеличении концентрации микрочастиц, поскольку при более высоком значении n_d концентрация электронов n_e внутри облака уменьшается [16, 25, 26]. Это, в свою очередь, уменьшает суммарную передаваемую микрочастице энергию частиц плазмы.

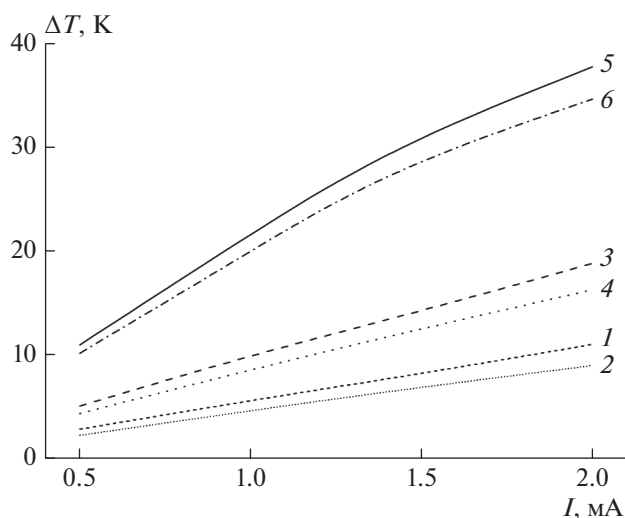


Рис. 1. Нагрев микрочастицы ΔT в зависимости от тока разряда I при давлении неона 120 (1, 2), 80 (3, 4) и 40 Па (5, 6) с учетом (1, 3, 5) и без учета (2, 4, 6) вклада от тушения метастабильных атомов. Концентрация микрочастиц в облаке — $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$.

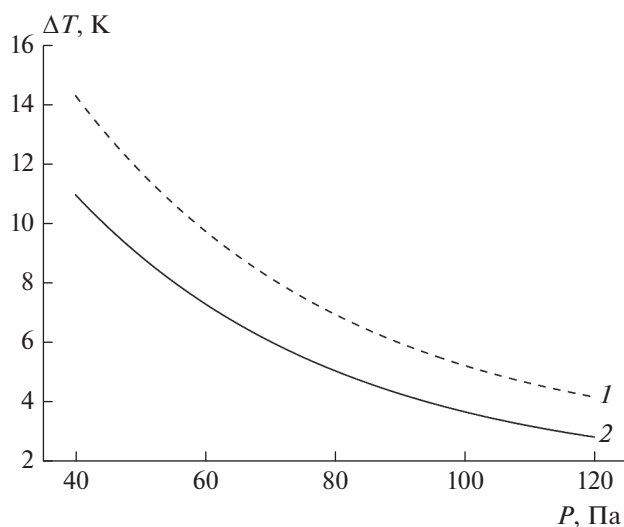


Рис. 2. Нагрев микрочастицы ΔT в зависимости от давления неона при значениях тока разряда $I = 0.5 \text{ mA}$ и концентрации микрочастиц в облаке $n_d = 2 \cdot 10^4$ (1) и 10^5 см^{-3} (2).

На рис. 3 показана зависимость отношения нагрева микрочастицы от тушения метастабильных атомов неона, ΔT_{met} , к нагреву от рекомбинации пары ион–электрон на поверхности микрочастицы, ΔT_{rec} . При росте давления неона и повышении концентрации микрочастиц вклад тушения метастабильных атомов существенно возрастает, а с возрастанием тока разряда — убывает. Эта зависимость коррелирует с основными закономерностями изменения соотношения концентраций электронов и метастабильных атомов неона в разряде с микрочастицами, описываемыми нашей моделью [25, 26]. Так, например, на оси разряда при $n_d = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ имеем $n_e = 2.2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_m = 5.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $P = 40 \text{ Па}$ и $n_e \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_m \approx 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $P = 120 \text{ Па}$. При более высокой концентрации микрочастиц, $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$, имеем $n_e = 1.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_m = 5.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $P = 40 \text{ Па}$ и $n_e \approx 0.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_m \approx 9.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $P = 120 \text{ Па}$ (все значения даны при $I = 0.5 \text{ mA}$). Напряженность электрического поля при $n_d = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ составляет 4.8 и 5.3 В/см, при $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$ — 8.6 и 10.7 В/см для давлений 40 и 120 Па соответственно.

Основной причиной возрастания вклада метастабильных атомов неона в нагрев микрочастиц с ростом давления является то, что отношение степени возбуждения плазмы к степени ионизации, n_m/n_e , возрастает. Поведение отношения $\Delta T_{met}/\Delta T_{rec}$ в зависимости от тока разряда (рис. 3) связано с изменением вкладов от процессов возбуждения, ионизации, в том числе из возбужденного состояния, и реакции хемиионизации [27].

Таким образом, можно видеть, что, хотя с повышением давления разница в температуре микрочастицы относительно температуры газа (перегрев) уменьшается (рис. 2), относительный вклад энергии возбужденных состояний существенно возрастает и может составлять около 40% от величины приращения температуры, вносимого рекомбинацией пары ион–электрон на поверхности микрочастиц. Это означает, что вклад от тушения возбужденных состояний в нагрев микрочастиц мо-

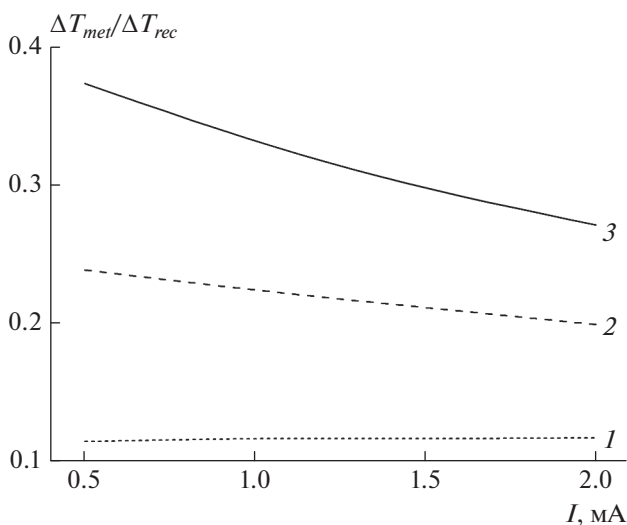


Рис. 3. Отношение величины нагрева микрочастицы от тушения метастабильных атомов неона, ΔT_{met} , к величине нагрева от рекомбинации на поверхности микрочастицы, ΔT_{rec} , в зависимости от тока разряда I при давлении 40 (1), 80 (2) и 120 Па (3). Концентрация микрочастиц в облаке — $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$.

жет играть существенную роль в процессах взаимодействия плазмы с микрочастицами.

По-видимому, учет вклада от энергии возбужденных состояний молекул и атомов как источника нагрева микрочастиц, присутствующих в таких системах, как горючие смеси и содержащие аэрозоли слои ионосферы, также повысит точность моделей, поскольку в таких системах составляющая нагрева, связанная с кинетической энергией заряженных частиц плазмы, невелика (см., например, [28, 29]). Таким образом, роль тушения возбужденных состояний может быть важной и в условиях криогенной пылевой плазмы, поскольку относительные концентрации метастабильных атомов при охлаждении газа возрастают [30], а согласно данным из работы [13], нагрев микрочастиц может достигать нескольких десятков градусов. Данный вопрос, по-видимому, требует дополнительного изучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет нагрева поверхности микрочастицы, находящейся в центре облака заряженных микрочастиц с разной их концентрацией в плазме электрического разряда в неоне. Расчет выполнен с учетом вклада от тушения на поверхности микрочастицы метастабильных атомов для разных величин тока разряда и давления неона. При более высокой концентрации микрочастиц в облаке нагрев их поверхности оказывается меньше при тех же параметрах разряда. Этот эффект связан с уменьшением концентрации электронов в облаке при увеличении концентрации микрочастиц вследствие гибели электронов на их поверхности. С увеличением давления неона нагрев микрочастицы уменьшается из-за более интенсивного охлаждения атомами; при этом вклад метастабильных атомов неона в нагрев увеличивается и может быть сравнимым с нагревом от поверхностной рекомбинации пары ион–электрон. Основной причиной увеличения вклада метастабильных атомов неона в нагрев поверхности микрочастицы при повышении давления является возрастание отношения степени возбуждения плазмы к степени ионизации. Данный вывод указывает на важность учета вклада возбужденных атомов в баланс энергии микрочастицы в плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-001056-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вараксин А.Ю.* // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 5. С. 777.
2. *Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 33.
3. *Власов П.А., Смирнов В.Н., Тереза А.М. и др.* // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 12. С. 35.
4. *Трошин К.Я., Стрелецкий А.Н., Колбанев И.В. и др.* // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 5. С. 51.
5. *Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 1. С. 190.
6. *Medvedev S.P., Agafonov G.L., Khomik S.V., Gelfand B.E.* // Combust. and Flame. 2010. V. 157. № 7. P. 1436.
7. *Агафонов Г.Л., Тереза А.М.* // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 2. С. 49.
8. *Swinkels G.H.P.M., Kersten H., Deutsch H., Kroesen G.M.W.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. № 4. P. 1747.
9. *Maurer H.R., Hannemann M., Basner R., Kersten H.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. № 11. P. 113707.
10. *Maurer H.R., Kersten H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. № 17. P. 174029.
11. *Ignatov A.M.* // Plasma Phys. Rep. 2002. V. 28. № 10. P. 847.
12. *Khrapak S.A., Morfill G.E.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. № 10. P. 104506.
13. *Ramazanov T.S., Moldabekov Z.A., Muratov M.M.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. № 5. P. 050701.
14. *Старук А.М., Дайтов Н.Г.* // Кинетика и катализ. 1996. Т. 37. № 3. С. 346.
15. *Bouchoule A., Boufendi L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. № 3. P. 292.
16. *Polyakov D., Shumova V., Vasilyak L.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. № 5. P. 053301.
17. *Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. № 7. P. 074001.
18. *Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. № 7. P. 07LT01.
19. *D'yachkov L.G., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Morfill G.E.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. № 4. P. 042102.
20. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722; doi: <https://www.bol-sig.laplace.univ-tlse.fr/>
21. *Pitchford L.C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 330301; <https://nl.lxcat.net>
22. *Шумова В.В., Поляков Д.Н., Василяк Л.М.* // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 8. С. 71.
23. *Шумова В.В., Поляков Д.Н., Василяк Л.М.* // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 12. С. 37.
24. *Shumova V.V., Polyakov D.N., Mataybaeva E.K., Vasilyak L.M.* // Phys. Lett. A. 2019. V. 383. № 27. P. 125853.
25. *Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M.* // Phys. Lett. A. 2021. V. 389. P. 127082.
26. *Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 653. № 1. P. 012132.
27. *Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. № 6. P. 065008.
28. *Шумова В.В., Поляков Д.Н., Василяк Л.М.* // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 8. С. 70.
29. *Голубков Г.В., Арделян Н.В., Бычков В.Л., Космачевский К.В.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 65.
30. *Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 59.
31. *Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. № 40. P. 405202.