04

Моделирование электрического разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха

© Д.А. Тарасов, А.А. Фирсов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
E-mail: tarasov.da@phystech.edu, firsov@jiht.ru

Поступило в Редакцию 16 июня 2026 г.
В окончательной редакции 4 сентября 2026 г.
Принято к публикации 4 сентября 2026 г.

Проведено моделирование динамики разряда постоянного тока в сверхзвуковом воздушном потоке при числе Маха $M = 2$ и получены распределения газодинамических величин. Моделирование выполнялось в российском программном пакете FlowVision. Использовалась одножидкостная (магнитогидродинамическая) модель равновесной плазмы, при этом начальный разрядный канал задавался вручную. Проведено моделирование электрического разряда постоянного тока 5 A при давлении 22 kPa между электродами, вмонтированными в стенку сверхзвукового канала, с однократным повторным пробоем. Исследуемая постановка соответствует типичной экспериментальной конфигурации, широко используемой для плазменно-стимулированного горения. Получены трехмерные распределения температуры и плотности тока в процессе эволюции разряда в потоке. Показано удлинение разрядного канала воздушным потоком и постепенное охлаждение части канала после возникновения повторного пробоя.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, электрический разряд, разряд постоянного тока, численное моделирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2027.01.64121.20811

Изучение электрических разрядов, используемых для воспламенения топливовоздушных смесей и стабилизации горения в высокоскоростных потоках, является актуальной проблемой. В последние годы в этой области проводятся активные исследования [1–3]. Расположение электродов и мест подачи топлива в канале может варьироваться в широких пределах. Часто они располагаются на стенке канала, но в работе [4] рассматривался вариант, когда и электроды, и инжекторы топлива размещались на пилоне, чтобы исключить пристеночные явления. Помимо поджига топлива электрический разряд может быть применен для управления высокоскоростным потоком, например, в воздухозаборнике, что показано в работе [5].

Получение полного набора подробных трехмерных распределений скорости, плотности, давления и температуры газа для задач горения в сверхзвуковом воздушном потоке возможно только путем численного моделирования. Именно поэтому моделирование в области плазменно-стимулированного горения является актуальной задачей. Существует множество подходов для проведения таких компьютерных расчетов. Самый простой способ учесть влияние разряда на сверхзвуковой поток, оставаясь при этом в рамках обычной гидродинамической модели, состоит в использовании объемного источника тепла [5–7]. Однако этот метод имеет существенные ограничения для моделирования электрического разряда. Трудно учесть изменение формы или длины разряда, наблюдаемое в эксперименте, и смоделировать его взаимодействие с потоком топливовоздушной смеси. Ранее уже проводились сложные расчеты динамики электрического разряда с использованием различных электродинамических моделей. Для уменьшения объемов вычислений подобные модели обычно рассматриваются в двумерной постановке. Так, в работе [8] было проведено моделирование поперечного сечения разряда, движущегося под действием постоянного магнитного поля. Также возможно получить трехмерные распределения параметров в двумерном расчете с использованием осесимметричной постановки. Такие распределения характеристик разряда в сверхзвуковом потоке были получены в работе [9], где авторы смоделировали двумерный сектор продольного разряда между двумя коническими электродами. Однако в реальном эксперименте даже канал продольного электрического разряда практически всегда не является прямой линией, и результаты указанной работы не полностью описывают поведение электрического разряда и его взаимодействие с потоком. Именно поэтому для моделирования плазменно-стимулированного горения требуются полностью трехмерные расчеты.

В [10] было представлено компьютерное моделирование быстродвижущегося дугового разряда, возникающего между двумя протяженными электродами, также в данной работе моделировался повторный пробой (перепробой), но все расчеты проводились в плоскости разряда. В [11,12] было проведено трехмерное моделирование разряда в трехмерной постановке с использованием схожей одножидкостной модели плазмы с учетом перепробоя. Несмотря на большой объем исследований в этой области, изучение свойств электрического разряда продолжается не только численно, но и в

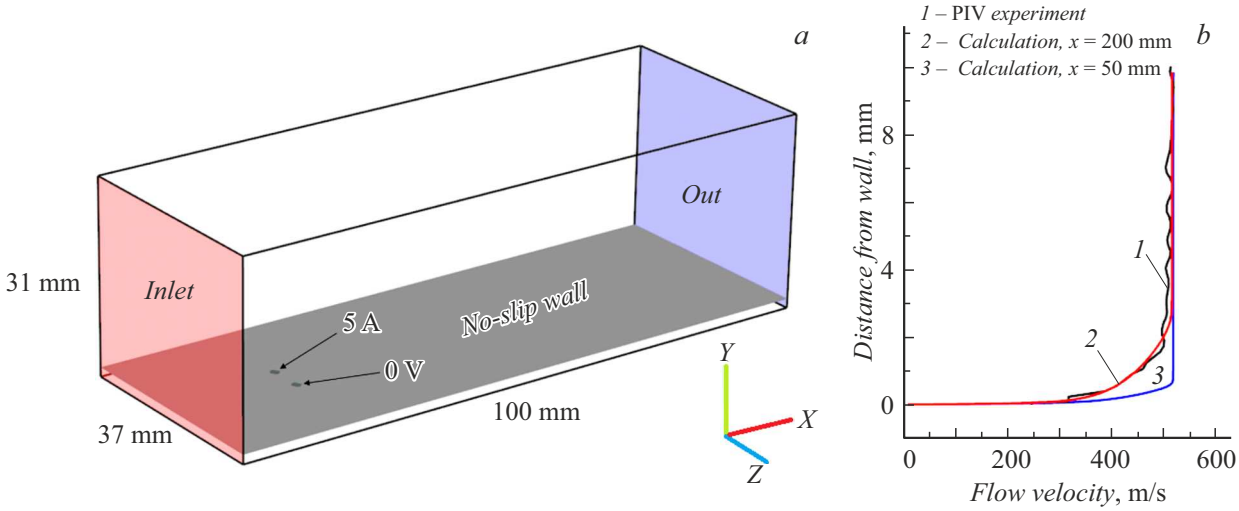


Рис. 1. *a* — расчетная область с обозначенными граничными условиями; *b* — профили скорости, полученные в результате предварительного расчета, и их сравнение с экспериментом. Цветной вариант рисунков представлен в электронной версии статьи.

экспериментах [13] с целью систематизации зависимости характеристик разряда от широкого перечня параметров.

В настоящей работе было проведено моделирование продольно-поперечного электрического разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке с использованием российского программного пакета FlowVision, реализующего математические модели различных процессов [14]. Моделирование проводилось с использованием трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу и Фавру (URANS), для замыкания которых применялась модель турбулентности $k-\varepsilon$ FlowVision. Расчет также включал модель теплопередачи с использованием уравнения энергии, записанного в терминах полной энтальпии, и с учетом джоулева нагрева. Потери на излучение разрядом не учитывались ввиду их малости при таких параметрах (22 kPa, 5 A). В целом моделирование проводилось с использованием модели, близкой к описанной в нашей предыдущей работе [15].

Чтобы провести моделирование электрического разряда в воздушном потоке с использованием одножидкостной (магнитогидродинамической) модели, необходимо знать термодинамические характеристики и коэффициенты переноса воздуха в широком диапазоне температур и давлений. Температурные зависимости теплопроводности $\lambda(T)$ и удельной электропроводности $\sigma(T)$ являются определяющими при моделировании разрядного канала. Здесь были использованы данные о физических характеристиках воздуха из работы [16], где расчетные значения были приведены в виде аналитических (алгебраических) формул, справедливых для давлений от 0.01 до 100 atm и температур от 50 до 60 000 K, что в несколько раз превышает диапазон значений, необходимых для расчетов. В качестве электродного материала использовалась медь, физические характеристики которой были загружены из стандартной библиотеки веществ FlowVision.

В качестве расчетной области использовался прямоугольный параллелепипед размером $100 \times 32 \times 38$ mm. Два вертикальных цилиндрических электрода диаметром $D = 1.5$ mm и высотой $h = 2$ mm были вмонтированы заподлицо в стенку. Зазор между электродами составлял 4 mm. На рис. 1, *a* показана расчетная область задачи с обозначенными граничными условиями.

В эксперименте соответствующая область расположена на 150 mm ниже начала прямоугольного канала аэродинамической трубы. Чтобы определить профиль скорости на входном граничном условии, был выполнен предварительный 2D-расчет течения в канале перед электродами с использованием мелкой сетки. Путем сравнения полученных в разных сечениях профилей скорости с экспериментально измеренным (с применением PIV-метода) для использования на граничном условии в 3D-расчете был выбран профиль $V(y)$ при $x = 200$ mm от начала расчетной области. По представленным на рис. 1, *b* расчетному и экспериментальному профилям можно определить, что основной градиент скорости приходился приблизительно на первые 3 mm.

Граничные условия на входе были следующими: $P_{st} = 22$ kPa, $V = V(y)$ для потока с числом Маха M=2, $T_g = 170$ K. На выходе из расчетной области использовалось граничное условие свободного выхода. На поверхности стенки и на верхних концах электродов использовалось граничное условие отсутствия проскальзывания скорости с пристеночными функциями. Кроме того, для учета отвода тепла от стенки на граничном условии был задан внешний теплообмен с температурой $T_{ext} = 170$ K. На остальных гранях расчетной области было использовано граничное условие симметрии.

Входная и выходная поверхности имеют граничное условие с нулевым электрическим потенциалом, в то время как плотность тока через стенку равна нулю. Цилиндрические электроды были отдельными подобла-

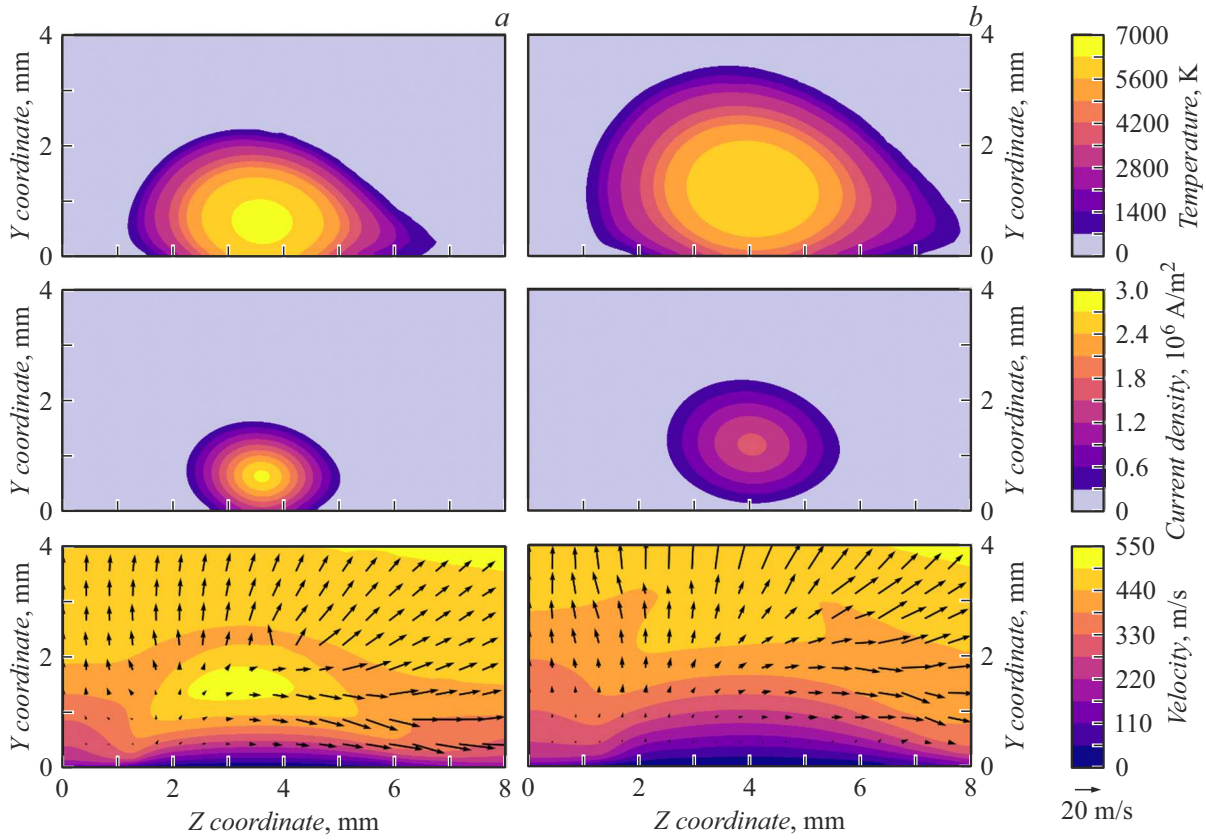


Рис. 2. Распределение температуры, плотности тока и модуля скорости с наложенными поверх векторами поперечной компоненты в сечении разрядного канала в 20 (a) и 40 mm (b) от электродов.

стями, разрешенными сеткой, в них решалось уравнение для электрического потенциала. На верхних торцах электродов было установлено условие сопряжения, плотность электрического тока распределялась в соответствии с полученным электрическим потенциалом и проводимостями с обеих сторон. На нижних торцах электродов установлены граничные условия, отвечающие за постоянный ток. Через один электрод в расчетную область втекает ток 5 A, на другом электроде установлен постоянный нулевой электрический потенциал.

Начальные условия задают температуру, скорость и давление во всем объеме, соответствующие входным граничным условиям. Начальный разрядный канал был создан путем установки высокой температуры (5000 K) в тонкой области, соединяющей верхние концы электродов.

В расчете для минимизации вычислительных затрат использовалась прямоугольная декартова сетка с адаптацией в пристеночной области и в областях с высокой температурой и плотностью электрического тока. Линейный размер ячейки в токовом канале составлял 0.05 mm (30–40 ячеек на диаметр), тепловой след (зона с высокой температурой) разрешался ячейками 0.1 mm, а в свободном от возмущений потоке размер ячейки был равен 0.8 mm. При этом максимальное число расчетных ячеек в проекте составляло приблизительно $4 \cdot 10^6$, безразмерный параметр y^+ приблизительно равен 15 и до 1 в области взаимодействия токового канала и стенки.

В результате моделирования была получена динамика трехмерного канала разряда в сверхзвуковом воздушном потоке. На рис. 2, a, b представлены двумерные распределения температуры, плотности тока и модуля скорости (с наложенными поверх векторами поперечной компоненты) в двух сечениях канала разряда: на удалении 20 и 40 mm от электродов. Из распределений видно, что разрядный канал в неоднородном поле скорости вблизи стенки не обладает осевой симметрией. Кроме того, по мере удаления от электродов канал разряда постепенно удаляется от стенки. При сравнении полученных результатов с радиальными распределениями из работы [9], где в схожих условиях моделировался осесимметричный разряд с токами 10–3333 mA, было определено, что используемая в работе модель дает меньшую максимальную температуру и больший радиус канала. Эту разницу можно объяснить тем, что задача [9] была решена с учетом неравновесности плазмы, в то время как в настоящей работе плазма считается равновесной. Полноценное обсуждение влияния неравновесности выходит за рамки данной публикации, но в [15] проведено сравнение результатов используемой модели с неравновесной в близкой постановке.

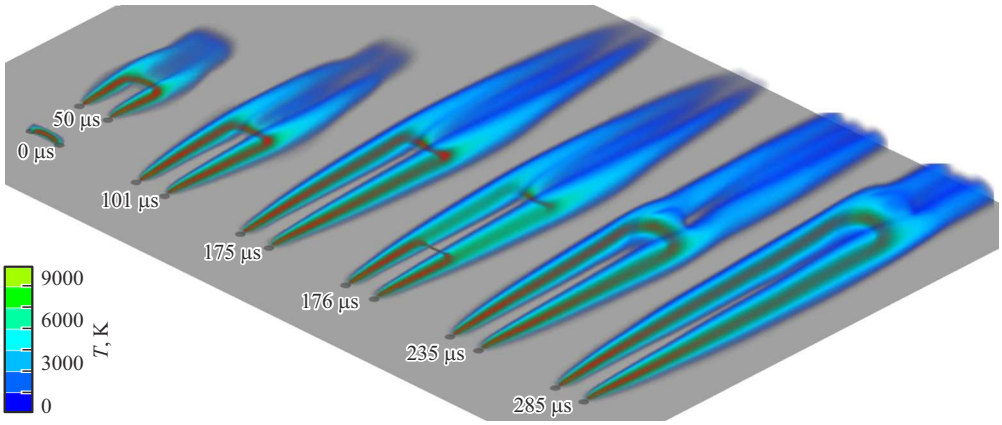


Рис. 3. Трехмерное распределение температуры с наложенным поверх токовым каналом (плотность тока показана красным цветом) в разные моменты времени.

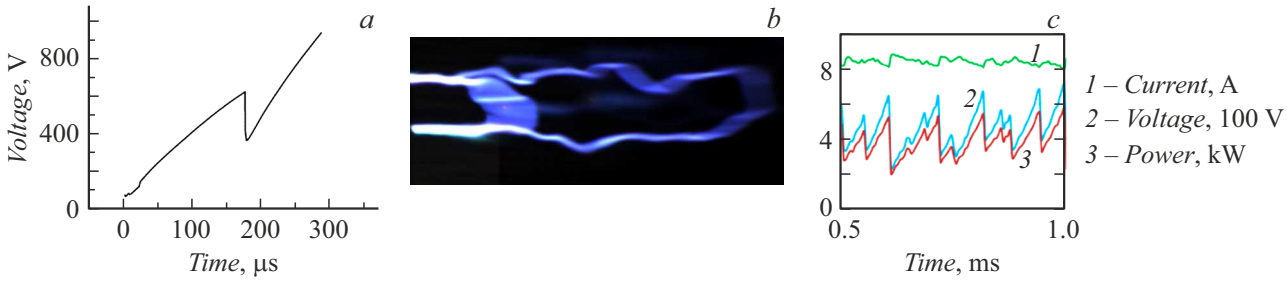


Рис. 4. *a* — зависимость напряжения от времени в расчете; *b* — фотография перепробоя; *c* — экспериментальные зависимости тока и напряжения от времени.

В качестве основного результата расчета разряда в сверхзвуковом потоке были получены трехмерные распределения температуры и плотности тока в ходе изменения формы разряда. В реальном эксперименте с электрическим разрядом в такой конфигурации наблюдаются регулярные повторные пробои между участками положительного столба. Под воздействием потока канал электрического разряда удлиняется. Это вызывает увеличение сопротивления плазмы, что в свою очередь приводит к повышению напряжения. При достижении определенного напряжения разряда может произойти повторный пробой, в основном между существующими каналами разряда, что приведет к уменьшению длины канала. В настоящей работе был применен простой подход к моделированию этого процесса. На основе экспериментальных данных была определена характерная длина разряда соответствующих параметров (ток, расстояние между электродами). По ее достижении автоматически происходил перепробой, за короткое время ($1\,\mu$s) в новом канале устанавливалась высокая температура (5000 K) с помощью объемного источника тепла. Полученную визуализацию температуры с наложением плотности тока, показанной красным цветом, можно увидеть на рис. 3. Фотография повторного пробоя разряда постоянного тока из эксперимента приведена на рис. 4, *b*.

В ходе моделирования также были измерены электрические характеристики разряда. Полученная зависимость напряжения от времени представлена на рис. 4, *a*. График напряжения четко показывает повторный пробой, произошедший через $175\,\mu$s, и его можно сравнить с осциллограммой на рис. 4, *c*, полученной в эксперименте. Разный наклон графика напряжения до и после повторного пробоя (3.3 и 5.3 V/μs соответственно) отвечает разным скоростям перемещения перпендикулярного потоку участка канала, соединяющего два продольных участка канала разряда. Из расчета были извлечены координаты центра этой части канала. Затем с помощью метода наименьших квадратов были получены средние скорости перемещения перемычки до и после повторного пробоя, равные 199 и 425 m/s, что обусловлено размещением перемычки в слоях с разной скоростью потока до и после перепробоя и согласуется с экспериментальными данными, где средняя скорость перемещения перемычки составила 415 ± 5 m/s, а скорость роста напряжения 5–8 V/μs.

Таким образом, в настоящей работе с использованием российского программного комплекса FlowVision было проведено моделирование продольно-поперечного электрического разряда постоянного тока в пристеночном слое сверхзвукового потока в приближении одножидкостной модели равновесной плазмы. В результате

моделирования были получены трехмерные распределения различных физических величин, включая температуру и плотность тока, в процессе эволюции разряда в потоке. Был проведен анализ полученных данных, а также визуализация результатов. Также было выполнено моделирование инициируемого повторного пробоя разряда постоянного тока. Было продемонстрировано влияние этого процесса на канал разряда и электрические характеристики. Полученные данные качественно согласуются с результатами эксперимента.

Такое трехмерное моделирование разряда позволяет изучать эволюцию разряда с течением времени. Используемая математическая модель не имеет высокой вычислительной сложности в отличие от неравновесной модели плазмы и реализована на основе российского коммерческого кода. При добавлении химических реакций горения топлива этот подход является перспективным для изучения плазменно-стимулированного горения в высокоскоростном потоке с помощью численного моделирования. Динамическая трехмерная форма разрядного канала позволит разряду более сложным и точным образом взаимодействовать с возникающими возвратными или отрывными течениями, а также с фронтом пламени, который в общем случае может перемещаться по каналу с течением времени.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00270-26-00.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, П.В. Копыл, А.А. Логунов, ТВТ, **57** (2), 183 (2019). DOI: 10.1134/S0040364419020200 [V.M. Shibkov, L.V. Shibkova, P.V. Kopyl, A.A. Logunov, High Temp., **57** (2), 164 (2019). DOI: 10.1134/S0018151X19020196]
[2] S.B. Leonov, Energies, **11** (7), 1733 (2018). DOI: 10.3390/en11071733
[3] Y. Meng, H. Gu, F. Chen, Aerospace, **9** (2), 73 (2022). DOI: 10.3390/aerospace9020073
[4] A.A. Firsov, Aerospace, **10** (3), 204 (2023). DOI: 10.3390/aerospace10030204
[5] F. Falempin, A.A. Firsov, D.A. Yarantsev, M.A. Goldfeld, K. Timofeev, S.B. Leonov, Exp. Fluids, **56** (3), 54 (2015). DOI: 10.1007/s00348-015-1928-4
[6] К.Н. Корнев, А.А. Логунов, В.М. Шибков, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 4, 137 (2023). DOI: 10.31857/S1024708422601020 [K.N. Kornev, A.A. Logunov, V.M. Shibkov, Fluid Dyn., **58** (4), 640 (2023). DOI: 10.1134/S0015462823600281]
[7] Л.С. Волков, А.А. Фирсов, Письма в ЖТФ, **52** (8), 43 (2026). DOI: 10.61011/PJTF.2026.08.62683.20546 [L.S. Volkov, A.A. Firsov, Tech. Phys. Lett., **52** (4), 85 (2026). DOI: 10.61011/TPL.2026.04.63211.20546]
[8] P.D. Toktaliev, P.A. Semenev, I.A. Moralev, P.N. Kazanskii, V.A. Bityrin, A.N. Bocharov, J. Phys.: Conf. Ser., **1683**, 032009 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1683/3/032009
[9] V.A. Bityurin, A.N. Bocharov, T.N. Kuznetsova, J. Phys.: Conf. Ser., **1698**, 012027 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1698/1/012027
[10] M.D. Gray, J. Sirohi, L.L. Raja, in *Proc. of the 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting* (Kissimmee, FL, 2018), paper AIAA 2018-0935. DOI: 10.2514/6.2018-0935
[11] A. Rocamora, J. Labaune, C. Laux, F. Tholin, Plasma Sources Sci. Technol., **34** (10), 105002 (2025). DOI: 10.1088/1361-6595/ae00ee
[12] A. Rocamora, J. Labaune, A. Bourlet, C. Laux, F. Tholin, in *EUCASS-CEAS 2023 10th Eur. Conf. for Aerospace Sciences (EUCASS)-9th CEAS Conf.* (Lausanne, Switzerland, 2023). DOI: 10.13009/EUCASS2023-419
[13] А.А. Логунов, К.Н. Корнев, Л.В. Шибкова, В.М. Шибков, ТВТ, **59** (1), 22 (2021). DOI: 10.31857/S0040364421010117 [A.A. Logunov, K.N. Kornev, L.V Shibkova, V.M. Shibkov, High Temp., **59** (1), 19 (2021). DOI: 10.1134/S0018151X21010119]
[14] A.A. Aksenov, Comput. Res. Model. A, **9** (1), 5 (2017). DOI: 10.20537/2076-7633-2017-9-5-20
[15] A. Firsov, V. Bityurin, D. Tarasov, A. Dobrovolskaya, R. Troshkin, A. Bocharov, Energies, **15** (19), 7015 (2022). DOI: 10.3390/en15197015
[16] A. D'Angola, G. Colonna, C. Gorse, M. Capitelli, Eur. Phys. J. D, **46** (1), 129 (2008). DOI: 10.1140/epjd/e2007-00305-4