

## ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

**Моделирование воспламенения сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси электрическим разрядом**А. Ф. Александров<sup>1</sup>, В. Г. Громов<sup>2</sup>, А. П. Ершов<sup>1а</sup>, В. А. Левин<sup>2</sup>, В. А. Черников<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.E-mail: <sup>а</sup>ershov@ph-elec.phys.msu.su.<sup>2</sup>Институт механики МГУ. Москва, 119191, Мичуринский пр-т, д. 1

На основе двумерной термохимической модели разряда численно исследовано воспламенение предварительно перемешанного сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси электрическим разрядом в зависимости от мощности, геометрии и времени энерговклада. Полученные в рамках модели пороги воспламенения по величинам удельной мощности и времени индукции согласуются с экспериментом.

PACS: 52.57.Kk.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой поток, пропан-воздушная смесь, электрический разряд, воспламенение.

Статья поступила 14.11.2007, подписана в печать 21.11.2007.

**Введение**

Фундаментальными проблемами сверхзвукового горения, требующими физического решения, являются сокращение времени индукции и создание объемного воспламенения потока топливно-воздушной смеси. Наиболее перспективным способом решения этих задач в настоящее время является организация в сверхзвуковом потоке электрических разрядов того или иного типа [1, 2]. В частности, для сверхзвуковых пропан-воздушных потоков экспериментально показана эффективность разрядов постоянного и импульсно-периодического тока [3, 4]. Однако экспериментальное определение оптимальных условий воспламенения, а именно выбор геометрии разряда и его основных характеристик — величины разрядного тока, длительности импульсов, скважности и т. п., — в условиях варьирования параметров потока связано с большими материальными и временными затратами, поэтому представляет интерес построение соответствующих теоретических моделей.

Газодинамическая модель, описывающая влияние электродного разряда на сверхзвуковой поток воздуха, была построена в работах [5, 6] в рамках модели теплового источника [7, 8]. С газодинамической точки зрения оказалось достаточным описать разряд как короткую эллипсоидальную область энерговыведения, размещенную вблизи головного электрода, а основную часть разряда — протяженный положительный столб — не учитывать. Физически это связано с тем, что электродные разряды в потоке — поперечный [9], продольный [10] или продольно-поперечный [11] — при токах порядка 1 А и выше горят в режиме катодных и анодных пятен. Такой режим — когда токовое пятно (или несколько пятен) занимает весьма малую часть катода или анода — часто возникает в разряде в неподвижном газе с электродами из легкоплавкого металла [12]. В случае сверхзвукового потока он становится преобладающим. По крайней мере для прикатодной области это можно объяснить тем, что в условиях сильного охлаждения катода потоком газа энергетически гораздо выгоднее (за счет экспоненциальной зависимости тока термоэмиссии от температуры) нагревать не весь катод, а его малую область, но до более

высоких температур. Для разряда в сверхзвуковом потоке именно в короткой приэлектродной области — за счет высоких значений температуры и плотности электронов в пятне — происходит быстрый и основной нагрев газа<sup>1</sup> и соответствующая перестройка течения. В результате наиболее протяженная часть разряда — положительный столб — с газодинамической точки зрения представляет просто след этого источника.

Для потока горючих смесей с воздухом наличие пятна в головной части разряда приводит к интенсивному протеканию в этой области химических реакций с выделением тепла и генерацией химических активных частиц. Детальное описание влияния электродного разряда на воспламенение сверхзвукового потока топливно-воздушной смеси, основанное на совместном решении уравнений электро/гидродинамики и кинетики, требует огромных машинных ресурсов, а учитывая, что только теорий катодных пятен существует более 20 [12], является в настоящее время просто невозможным.

Наиболее простым приближением может быть модель, основанная на газодинамической модели [6] с учетом кинетики термически равновесного горения. Термодинамическое описание тепловыделения за счет химических реакций предполагает бесконечно большую скорость протекания химических реакций, что находится в согласии с используемой моделью теплового источника, предполагающего бесконечно большую скорость преобразования электрической энергии в тепловую. Наличие экспериментальных данных по воспламенению предварительно перемешанного сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси поперечным импульсным разрядом [3] позволяет оценить возможность такого простого подхода.

**Модель разряда в сверхзвуковом потоке как теплового источника**

Двумерная осесимметричная модель, описывающая влияние разряда на сверхзвуковой поток воздуха [6], исходит из описания ламинарного потока уравнениями Навье–Стокса с дополнительным источником тепла в уравнении энергии с заданной геометрией зоны энер-

<sup>1</sup> До температур выше 1 кК [13].

говклада. Однако, в отличие от чисто газодинамической задачи [6], в задаче воспламенения малое время пролета реагирующих частиц через короткую головную прикатодную зону (по сравнению со временем индукции) не позволяет пренебрегать протяженной зоной ПС разряда. Поэтому в описываемой модели зона тепловыделения была разбита на две части: короткую и узкую головную область с интенсивным энерговыделением и протяженную, слабо расширяющуюся плазменную область с невысоким удельным энерговыделением.

Распределение мощности теплоподвода на единицу площади в источнике описывалось выражением

$$\omega_h = c_h(z) \exp[-(r/\beta_h(z))^2],$$

где  $z$  и  $r$  — аксиальная и радиальная координаты,  $\beta_h(z)$  и  $c_h(z)$  — заданные функции  $z$ . Функция  $c_h(z)$  определялась из погонной мощности теплоподвода  $P_h(z)$  в сечении  $z = \text{const}$ :

$$P_h(z) = 2\pi \int_0^\infty \omega_h r dr.$$

Именно значения  $P_h(z)$  задавались в расчетах. В начальной области разряда  $z_{cb} \leq z \leq z_{ce}$ , моделирующей узкую «катодную» область разряда,  $P_h(z) = P_c$  и  $\beta_h(z) = \beta_c$ . В разрядной области  $z_{ce} < z < z_{de}$  значения этих функций  $P_h(z) = P_s$  и  $\beta(z) = a_h \sqrt{z} + b_h$ . Параметры  $a_h$  и  $b_h$  определяются условиями  $\beta(z_{ce}) = \beta_c$ ,  $\beta(z_{de}) = \beta_e$ , где  $z_e$  и  $\beta_e$  — характерные параметры.

Область расчета в соответствии с экспериментальными данными была ограничена значениями  $0 \leq z \leq 14$  см,  $0 \leq r \leq 2$  см. Применялась неоднородная структурированная сетка с числом ячеек  $300 \times 75$ . Ячейки сгущались в области источника теплоподвода в аксиальном направлении и вблизи оси — в радиальном.

Для описания воспламенения пропан-воздушной смеси и последующего горения были использованы три термически равновесные модели:

- глобальная модель [14], учитывающая 5 частиц ( $C_3H_8$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ) с одной глобальной реакцией  $C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O$ ;
- квазиглобальная модель [14], учитывающая 11 частиц ( $C_3H_8$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O_2$ ,  $CO$ ,  $H_2$ ,  $OH$ ,  $O$ ,  $H$ ) с одной глобальной реакцией и рядом детальных реакций;
- детальная модель [15], учитывающая 30 частиц ( $C_3H_8$ ,  $O$ ,  $H$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $CO$ ,  $OH$ ,  $H_2O$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$ ,  $HCO$ ,  $CO_2$ ,  $CH$ ,  $CH_2$ ,  $CH_3$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_3$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_5$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_5$ ,  $C_3H_6$ ,  $i-C_3H_7$ ,  $n-C_3H_7$ ,  $CH_2O$ ,  $CH_2OH$ ,  $CH_3OH$ ) с 70 химическими реакциями.

### Результаты моделирования

Расчеты были проведены для экспериментальных условий [3]: полного давления  $P_0 = 4$  атм, температуры торможения  $T_0 = 300$  К, числа Маха потока  $M = 2$  и стехиометрического состава смеси.

Исследовалось влияние мощности и геометрии энерговыклада на процесс воспламенения. При этом менялись значения погонной мощности в катодной  $P_c$  и разрядной  $P_s$  областях, протяженность разрядной области и характерный размер катодной области. Основные расчеты были выполнены для следующей геометрии зоны энерговыклада:  $z_{cb} = 0.1$  см,  $z_{ce} = 0.2$  см,  $z_{de} = 14$  см, а характерные параметры были выбраны равными  $z_e = 12$  см,  $\beta_c = 0.2$  мм,  $\beta_e = 0.15$  см.

Предварительно было выполнено сравнение результатов в рамках всех предложенных выше моделей. Ниже представлены данные, полученные с помощью детальной модели [15].

Влияние погонной мощности энерговыклада на аксиальное распределение температуры газа показано на рис. 1. Экспериментально установленной особенностью разряда в потоке воздуха является быстрый нагрев газа уже на малом расстоянии от электродов и слабое изменение температуры вниз по потоку [12]. Видно, что для не реагирующей смеси предложенная модель описывает эту особенность. Однако если в головной области зоны энерговыделения отличие температур реагирующей и не реагирующей смесей практически отсутствует для всех значений погонной мощности, то для реагирующей смеси ниже по потоку наблюдается существенно меньший по амплитуде, но резкий скачок температуры, который, несомненно, свидетельствует о воспламенении потока. Факт воспламенения наглядно подтверждается соответствующими аксиальными распределениями (рис. 2, а, б) мольных долей горючего — пропана и промежуточного продукта горения — радикала СН. Мольная доля  $x_i$  компонента  $i$  представляет собой отношение числа молей  $n_i$  компонента  $i$  к полному числу молей  $n = \sum n_i$  смеси:  $x_i = n_i/n$  и для предварительно перемешанной стехиометрической смеси пропана с воздухом составляет 0.00403. Увеличение удельной мощности энерговыклада приводит к росту температуры газа и более быстрому воспламенению потока, при меньших мощностях воспламенение не возникает. Заданному значению мощности соответствует характерная длина (время задержки) воспламенения, и эти времена меняются от 200 до 60 мкс, количественно и качественно соответствуя интервалу наблюдаемым в эксперименте [3] значениям длительности импульса, необходимым для воспламенения.

Вариация параметров катодной области (уменьшение радиального размера в 2 раза с одновременным уменьшением в 4 раза отношения удельных энерговыкладов

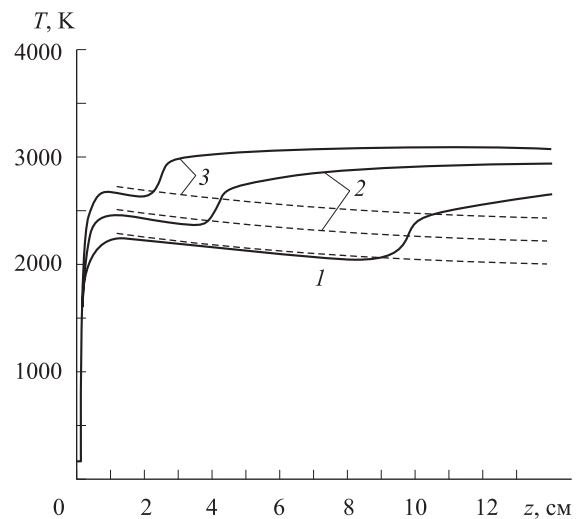


Рис. 1. Распределение аксиальной температуры газа вдоль потока для нескольких значений погонной мощности в разрядной области  $P_s = 50$  Вт/см (1), 55 Вт/см (2), 60 Вт/см (3). Отношение погонных мощностей в катодной и разрядной области  $P_c/P_s = 10$ ,  $\beta_c = 0.02$  см. Сплошные линии — для реагирующей газовой смеси, пунктир — для не реагирующей

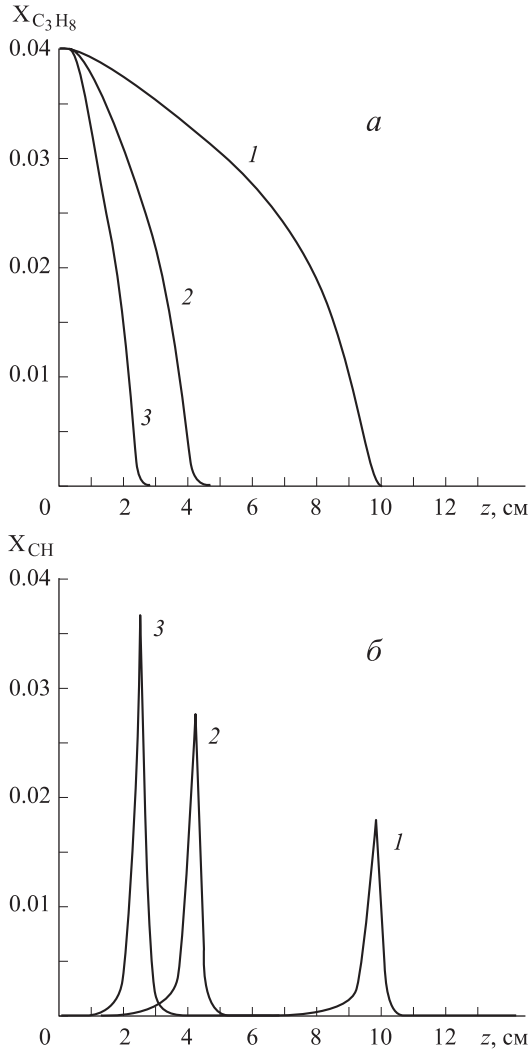


Рис. 2. Аксиальное распределение мольной доли пропана (а) и радикала СН (б) в сверхзвуковом потоке пропан-воздушной смеси вниз по потоку для различных значений погонной мощности в разрядной области,  $z_{de} = 14$  см. Обозначения те же, что на рис. 1

в катодной и разрядной областях) приводит к изменению аксиального распределения температуры газа (рис. 3). Величина начального скачка температуры при этом вырастает, однако температура резко падает в аксиальном направлении в головной области. Это приводит к тому, что при значении  $P_s = 50$  Вт/см воспламенения потока, в отличие от случая рис. 1, не происходит. Однако уже при значениях  $P_s = 55$  Вт/см и выше качественное и количественное отличие от результатов рис. 1 невелико.

Модельные расчеты показали, что при уменьшении мощности до критической величины ( $\approx 40$  Вт/см) воспламенение не наблюдается при любой вариации параметров  $\beta_c$ ,  $P_c$  и  $P_s$  в рассмотренных пределах. Таким образом, в согласии с экспериментальными данными, существует пороговое значение вложенной удельной мощности, определяющее воспламенение. Величина пороговой электрической мощности в эксперименте [3] составляла для рассматриваемых условий  $\approx 500$  Вт/см. Типичная доля электрической мощности, идущей в быстрый нагрев газа, составляет по порядку величины  $\approx 10\%$  от электрической мощности [16], т.е. полученное пороговое значение коррелирует с данными эксперимента.

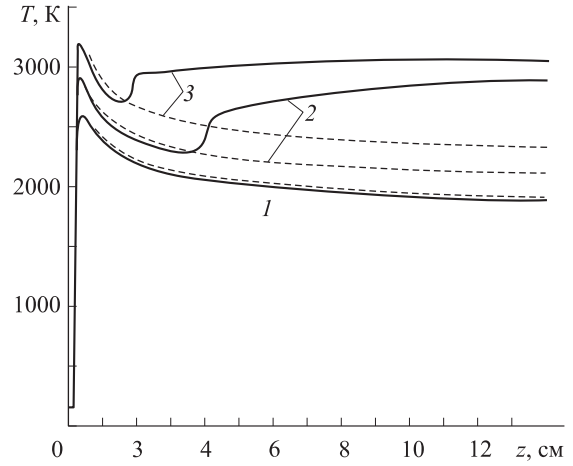


Рис. 3. Распределение аксиальной температуры газа для нескольких значений погонной мощности в разрядной области  $P_s$ ,  $P_c/P_s = 2.5$ ,  $\beta_c = 0.01$  см,  $z_{de} = 14$  см. Обозначения те же, что на рис. 1

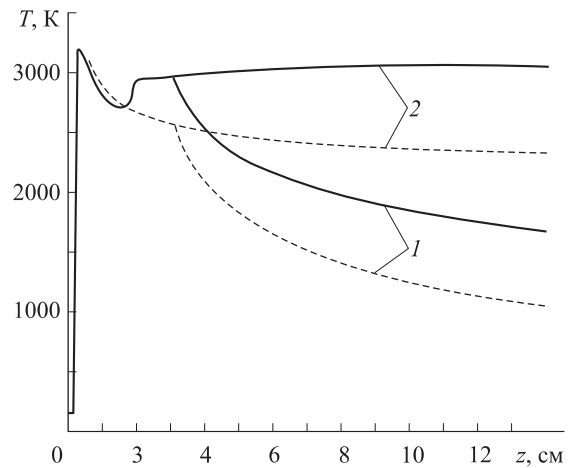


Рис. 4. Распределение аксиальной температуры газа для двух значений протяженности зоны энерговыклада.  $P_s = 60$  В/см,  $P_c = 150$  В/см,  $\beta_c = 0.01$  см,  $z_{de} = 3$  см (1) и 14 см (2)

Также исследована роль протяженности зоны энерговыклада  $z_{de}$ . Аксиальное распределение температуры газа для двух существенно различных значений  $z_{de} = 3$  см и 14 см (при одинаковых значениях  $P_c$  и  $P_s$ ) показано на рис. 4. Распределение температуры в потоке демонстрирует ее скачок с 2700 до 3000 К, что говорит о воспламенении потока. Однако ниже по потоку ( $z > 3$  см) наблюдается существенное различие в поведении температуры: после окончания зоны энерговыклада (короткий источник) она монотонно спадает, для протяженного — остается практически постоянной. Характерно, что при протяженности зоны энерговыклада менее 2–3 см (в зависимости от величины  $P_s$ ) воспламенения потока уже не наблюдается, что говорит о существовании порога воспламенения по протяженности. Это согласуется с результатами экспериментов с продольным разрядом [17] — при уменьшении расстояния между электродами ниже 4 см воспламенение не имело места. Соответствующее время индукции около 50 мкс согласуется с резким ростом погонной мощности при уменьшении длительности разрядного импульса.

Таким образом, предложенная относительно простая модель дает результаты, качественно и в определенной степени количественно согласующиеся с экспериментом

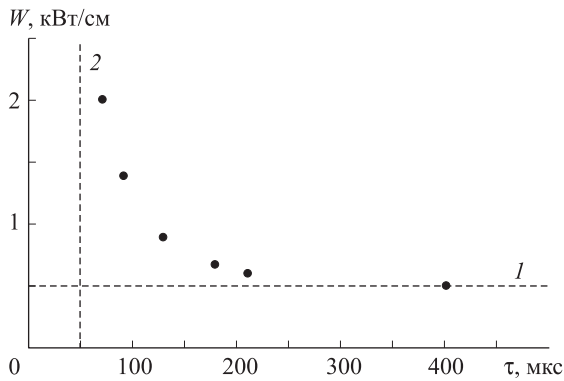


Рис. 5. Зависимость длительности импульса  $\tau$  от погонной электрической мощности  $W$ , необходимой для воспламенения сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси. Точки — эксперимент [3]; 1 — расчетный порог воспламенения в предположении 10%-ной доли электрической мощности, идущей в быстрый нагрев газа; 2 — расчетный порог воспламенения по времени индукции, полученного из минимальной протяженности зоны энергосклада

(рис. 5). Это означает, что при воздействии электродных разрядов на поток тепловой механизм воспламенения может играть заметную роль.

Горение потока происходит также в радиальном направлении. При этом воспламенение происходит на оси теплового источника (там, где максимальна температура газа) и сопровождается радиальным расширением зоны горения пропана с ростом  $z$ . Полученная в расчетах радиальная скорость распространения фронта горения составляет величину  $\approx 10$  м/с. Как следствие при сверхзвуковых скоростях потока зона горения в ламинарном потоке будет представлять собой конус с полууглом раскрытия порядка нескольких градусов. На практике быстрое перемещение катодного пятна обеспечивает более широкую зону горения. Тем не менее для объемного воспламенения нужна многоэлектродная конструкция из ряда поперечных разрядов. Именно такая система использовалась для воспламенения в экспериментах [18].

### Simulation of propane-air mixture supersonic flow ignition by the electric discharge

A. F. Aleksandrov, V. G. Gromov, A. P. Ershov<sup>a</sup>, V. A. Levin, V. A. Chernikov

<sup>1</sup> Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

<sup>2</sup> Institute of Mechanics of the Moscow State University, Moscow 119191, Russia.

E-mail: <sup>a</sup> [ershov@ph-elec.phys.msu.su](mailto:ershov@ph-elec.phys.msu.su).

Numerical simulation of preliminary mixed propane-air supersonic flow ignition by electric discharge was performed on base of thermochemical model in dependence on power, geometry, and duration of energy deposition. The determined values of power and induction duration ignition thresholds were correlated with experiments.

PACS: 52.57.Kk.

Keywords: supersonic flow, propane-air mixture, electric discharge, ignition.

Received 14 November 2007.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2009).

#### Сведения об авторах

1. Александров Андрей Федорович — д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой; тел.: 939-25-74.
2. Громов Валерий Григорьевич — к. ф.-м. н., доцент, вед. научн. сотр..
3. Ершов Алексей Петрович — д. ф.-м. н., профессор; профессор; тел.: 939-17-87, e-mail: [ershov@ph-elec.phys.msu.su](mailto:ershov@ph-elec.phys.msu.su).
4. Левин Владимир Алексеевич — д. ф.-м. н., академик.
5. Черников Владимир Антонович — к. ф.-м. н., доцент; доцент; тел.: 939-38-85, e-mail: [vachernikov@rambler.ru](mailto:vachernikov@rambler.ru).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Ориентированные фундаментальные исследования» (грант 07-01-12010).

#### Список литературы

1. Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A., Jackson T.A.T. // Тр. III Междунар. симп. «Термохимические и плазменные процессы в аэродинамике». СПб., 28–31 июля 2003. С. 103.
2. Klimov A., Bityurin V., Tolkunov B. et al. // 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 4–8 January 2005. Reno, Nevada, AIAA, 2005. Paper 2005-599.
3. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // Нелинейный мир. 2005. **3**, № 1–2. С. 54.
4. Александров А.Ф., Ершов А.П., Логунов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 1. С. 78.
5. Георгиевский П.Ю., Ершов А.П., Левин В.А. и др. // ТВТ. 2006. **44**, № 1. С. 5.
6. Громов В.Г., Ершов А.П., Левин В.А., Шибков В.М. // ТВТ. 2006. **44**, № 2. С. 185.
7. Белокозь В.А., Руденко О.В., Хохлов Р.В. // Акуст. журн. 1977. **23**, № 4. С. 632.
8. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. **14**, № 8. С. 684.
9. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // ТВТ. 2004. **42**, № 4. С. 516.
10. Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. // ЖТФ. 2004. **74**, № 7. С. 27.
11. Александров А.Ф., Ершов А.П., Колесников Е.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 5. С. 82.
12. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.
13. Ершов А.П., Калинин А.В., Сурконт О.С. и др. // ТВТ. 2004. **42**, № 6. С. 856.
14. Westbrook C.K., Dryer F.L. // Combustion Science and Technology. 1981. **27**. P. 31.
15. Katta V.R., Roquemore W.M. // 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Cleveland, OH. 13–15 July 1998.
16. Попов Н.А. Исследование механизма быстрого нагрева азота и воздуха в газовых разрядах // Физика плазмы. 2001. **27**, № 10. С. 940.
17. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // Тр. III Междунар. симп. «Термохимические процессы в плазменной аэродинамике». СПб., 2003.
18. Леонов С.Б. Автореф. дис. ... д. ф.-м. н. ОИВТ РАН, 2006.