

УДК 536.46

## РАСТЯЖЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В СЛАБОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. В. Тупикин<sup>1</sup>, В. В. Замашников<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск  
tupikin@itam.nsc.ru

<sup>2</sup>Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Предложен подход к изучению воздействия электрического поля на пламя, при котором эффекты искривления и растяжения плоского пламени рассматриваются по отдельности. В качестве фактора, определяющего эффективность воздействия, может быть использован такой параметр, как степень деформации. По результатам комплексного применения PIV и спектральной регистрации сделаны оценки изменения степени деформации пламени горелки типа Бунзена, размещенного между плоскими электродами.

Ключевые слова: ламинарное пламя, электрическое поле, PIV, спектральная регистрация, нормальная скорость пламени, растяжение пламени.

DOI 10.15372/FGV20200201

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно изучаются способы управления горением, направленные на обеспечение максимальной энергоэффективности при минимальном образовании вредных веществ в продуктах сгорания. Одно из перспективных направлений связано с воздействием на пламя электрического поля (ЭП), о чем свидетельствует обилие работ в этом направлении (см., например, [1–9]).

Первым продемонстрировал наличие электрических свойств у пламени Уильям Гилберт (конец XVI в.). Наиболее чувствительным к воздействию ЭП является горение углеводородных топлив, что связано с наличием реакций хемоионизации [10]. В зависимости от гидродинамических условий и напряженности ЭП возможны три основных механизма влияния на горение [11–13]: нагрев при протекании тока через область реакций; воздействие на кинетику реакций; электрогидродинамический. Анализ множества экспериментальных работ, представленный в [14], показал, что сравнение результатов практически невозмож-

но, так как конфигурации полей и формы пламени сильно отличаются и отсутствует параметр, с помощью которого можно определить эффективность действия ЭП на горение.

В настоящей работе рассматриваются поля с  $E/p < 2$  [15, 16] ( $E$  — напряженность ЭП, В/см,  $p$  — давление среды, Торр) и электрической мощностью  $IU \ll Gc_pT_0$ , дающей незначительный разогрев смеси в предпламенной зоне ( $I$  — протекающий ток,  $U$  — приложенное напряжение,  $G$ ,  $c_p$  и  $T_0$  — массовый расход смеси, ее удельная теплоемкость при постоянном объеме и температура), т. е. эффектами, связанными с кинетикой реакции и омическим нагревом, можно пренебречь. Из-за различия в подвижности положительных и отрицательных зарядов под воздействием внешнего ЭП во фронте горения меняется гидродинамика течения. При этом согласно данным [17] воздействие ЭП локализовано в зоне химических реакций, а механизм воздействия связан с деформацией пламени. В данной работе рассмотрены результаты воздействия ЭП на ламинарное горение в определениях устойчивости ламинарного фронта горения, а именно критерия Климова — Карловица [18, 19] (в иностранной литературе — Karlovitz stretch factor). Этот критерий характеризует процесс передачи тепла из зоны реакции в свежую смесь, его запись может быть различной в зависимости от условий эксперимента [20, 21].

---

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проекты № АААА-А17-117030610135-6 и АААА-А17-117112 00018-4).

© Тупикин А. В., Замашников В. В., 2020.

## НОРМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ПЛАМЕНИ И ДЕФОРМАЦИЯ

Связь локального значения нормальной скорости пламени ( $S_u$  — скорость элемента поверхности пламени относительно свежей смеси, направленная по нормали к фронту в данном месте) с формой фронта горения и полем течения имеет важное значение в изучении процессов, происходящих в непосредственной близости от зоны реакций. В [22] на основе анализа экспериментальных данных и феноменологических моделей пламени предложена зависимость нормальной скорости пламени от радиуса кривизны фронта:  $S_u = S_u^0(1 + \mu L_{th}/R_F)$ , где  $S_u^0$  — нормальная скорость плоского пламени (идеальный случай),  $L_{th}$  — толщина ламинарного пламени,  $R_F$  — радиус кривизны фронта пламени,  $\mu$  — коэффициент, связанный с влиянием избирательной диффузии ( $\mu = 1$  при числе Льюиса  $Le = 1$ ). Эксперименты показали, что нормальная скорость пламени зависит не только от кривизны фронта, но и от его растяжения/сжатия. Более общее выражение было предложено в [23]:  $\gamma = \frac{d(\ln A)}{dt}$ , где  $\gamma$  — степень деформации,  $A$  — площадь малого элемента поверхности пламени. Для определения величины  $\gamma$  необходимо проследить эволюцию площади выбранного элемента поверхности пламени во времени. В [20] степень деформации представлена в безразмерном виде (одно из представлений критерия Климова — Карловица):

$$K = \frac{d(\ln A)}{dt} \frac{L_{th}}{S_u}.$$

В настоящей работе изучалась пламя горелки типа бунзеновской, помещенное между плоскопараллельными пластинами, на которые подавалось напряжение (рис. 1). Схема эксперимента аналогична представленной в [17]. В качестве топлива использовался чистый пропан (99.98 %). Внутренний диаметр кварцевой трубки 13.5 мм, длина — 800 мм, достаточная для формирования течения Пуазейля на выходе для условий эксперимента (средняя по расходу скорость смеси  $u_{ср} = 1.25$  м/с, коэффициент избытка топлива  $\phi = 0.83$ ). Для бедных смесей пламя горелки бунзеновского типа — ламинарное с узкой зоной реакции. Расход газов измерялся регуляторами расхода Bronkhorst ElFlow (с точностью  $\leq 1$  %). Для создания ЭП исполь-

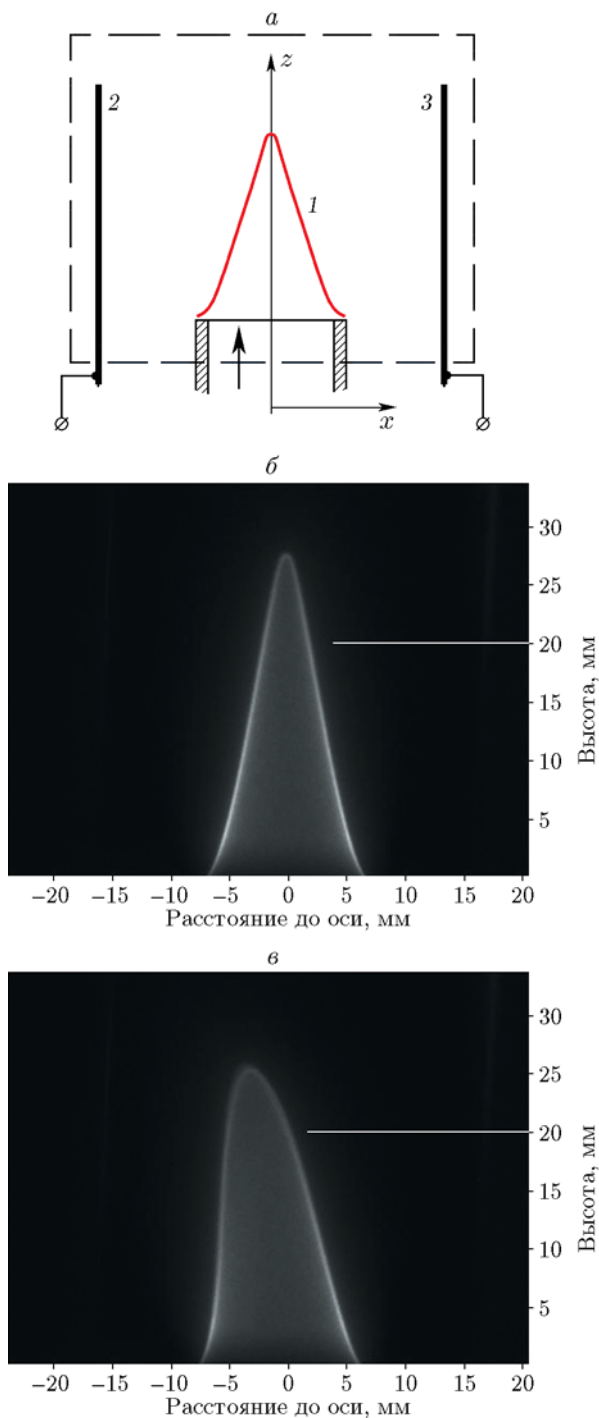


Рис. 1. Пламя горелки бунзеновского типа между плоскими пластинами:

$a$  — схема: 1 — пламя, 2, 3 — электроды;  $b$  — форма пламени без ЭП,  $b$  — с ЭП (спектрозональная регистрация на длине волны излучения радикала  $\text{OH}^*$ )

зовались плоскопараллельные пластины размером  $70 \times 60$  мм с расстоянием между ними 30 мм и напряжением 3 кВ, сила тока в электрической цепи не превышала 1 мА. Для измерения мгновенных полей скорости течения смеси использовалась PIV-система ПОЛИС, разработанная в Институте теплофизики СО РАН, которая состоит из сдвоенного Nd:YAG импульсного лазера (70 мДж в каждом импульсе длительностью не более 10 нс), ПЗС-камеры (разрешение  $2048 \times 2048$  пкс, 8 бит, экспозиция 128 мс) и синхронизатора. Задержка между парой импульсов варьировалась от 10 до 50 мкс. Так как экспозиция камер существенно превышала длительность лазерного импульса, подсвечивающего трассерные частицы в измерительной плоскости, камеры оснащались узкополосными оптическими фильтрами, пропускавшими излучение лазера (532 нм) и подавлявшими собственное свечение пламени. Камера PIV-системы располагалась под прямым углом относительно плоскости измерения. Поток засеивался частицами оксида титана (средний диаметр порядка 1 мкм). Управление системой, сбор, хранение и обработку данных осуществляли при помощи компьютера с программным обеспечением ActualFlow. Спектральная регистрация фронта пламени проводилась на длине волны излучения радикалов  $\text{OH}^*$ , для этого применялся интерференционный фильтр, изображение фиксировалось CCD-камерой с усилителем изображения, входящей в состав системы FlameMaster фирмы «LaVision».

Для определения степени деформации пламени использовался подход, предложенный в работе [24], в которой элемент поверхности пламени задавался в векторной форме:  $\vec{r} = \vec{r}(p, q, t)$ , где  $p$  и  $q$  — обобщенные координаты. Тогда площадь малого элемента поверхности бесконечно тонкого пламени будет

$$\Delta A(t) = \left( \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right) \vec{n} \Delta p \Delta q$$

( $\vec{n}$  — вектор нормали к поверхности в данной точке). В этом случае степень деформации  $\gamma$  представляет собой сумму двух слагаемых. Первое обусловлено изменением тангенциальной составляющей скорости смеси вдоль поверхности пламени  $\vec{v}_t$ , второе пропорционально нормальной составляющей скорости перемещения поверхности пламени и в стационарном

случае равно нулю. Тогда выражение для степени деформации принимает вид (см. [25])

$$\gamma = \left\{ \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \right| \left( \frac{\partial \vec{v}_t}{\partial q} \vec{e}_q \right) + \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right| \left( \frac{\partial \vec{v}_t}{\partial p} \vec{e}_p \right) \right\} / \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right|, \quad (1)$$

где  $\vec{e}_q$  и  $\vec{e}_p$  — единичные векторы, лежащие в плоскости, касательной к поверхности пламени.

В отсутствие ЭП пламя горелки Бунзена представляет собой цилиндрически-симметричную поверхность, где скорость потока смеси  $u(\rho)$  направлена вдоль оси  $z$  (ось  $z$  направлена вдоль оси симметрии,  $\rho$  — координата, перпендикулярная  $z$ ). В этом случае степень деформации можно представить как сумму трех слагаемых:

$$\begin{aligned} \gamma = & \left( u \frac{d^2 Z}{d\rho^2} \right) / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^2 + \\ & + \left( u \frac{dZ}{d\rho} \right) / \left\{ \rho \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right] \right\} + \\ & + \left( \frac{du}{d\rho} \frac{dZ}{d\rho} \right) / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где  $Z(\rho)$  — уравнение поверхности пламени. Если нормальная компонента скорости смеси  $u_n$  постоянна вдоль поверхности пламени, то

$$\begin{aligned} \gamma = & u_n \left\{ \left( \frac{dZ}{d\rho} \right) / \left( \rho \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{1/2} \right) + \right. \\ & \left. + \left( \frac{d^2 Z}{d\rho^2} \right) / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned}$$

При этом

$$\begin{aligned} u_n &= u(\rho) / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ \sin \alpha &= \pm \frac{dZ}{d\rho} / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ \cos \alpha &= \pm 1 / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ \frac{1}{R} &= \frac{d^2 Z}{d\rho^2} / \left[ 1 + \left( \frac{dZ}{d\rho} \right)^2 \right]^{3/2}, \end{aligned}$$

где  $\alpha$  — угол между нормалью к поверхности и вектором скорости течения смеси,  $R$  — радиус кривизны. Представленные выше выражения действительны, только когда фронт горения можно заменить бесконечно тонким слоем, т. е.  $R \gg L_{th}$ . Такой подход применим на большей части пламени горелки бунзеновского типа, где основной вклад в степень деформации  $\gamma$  вносит слагаемое, связанное с градиентом смеси, поступающей во фронт горения. Исключение составляет вершина пламени, где фронт нельзя считать бесконечно тонким.

При включении ЭП осевая симметрия нарушается и соотношение (2) становится неприменимым. Но при этом плоскость, проходящая через ось горелки и перпендикулярная электродам, является плоскостью симметрии пламени. В этой плоскости с применением PIV-системы было получено поле скоростей течения смеси, а методом спектроскопической регистрации определено положение фронта горения. Поверхность пламени зададим в виде  $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z(x)\vec{k}$ . Компонента скорости течения смеси, перпендикулярная плоскости симметрии,  $u_y = 0$ . Поэтому для определения нормальной скорости пламени и степени деформации заменим фронт горения бесконечной поверхностью и используем выражение (1). Положим, что скорость потока является функцией только координаты  $x$ :  $\vec{u} = u_x(x)\vec{i} + u_z(x)\vec{k}$ . Обобщенными координатами будут  $p = x$ ,  $q = y$ . Тогда

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial p} = \vec{i} + \frac{dz}{dx} \vec{k}, \quad \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \right| = \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2},$$

$$\vec{e}_p = \left( \vec{i} + \frac{dz}{dx} \vec{k} \right) / \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2}; \quad \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} = \left( \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right) \vec{j},$$

$$\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right| = 1, \quad \vec{e}_q = \vec{j}; \quad \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} = \vec{k} - \frac{dz}{dx} \vec{i},$$

$$\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial p} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q} \right| = \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2}.$$

Процесс стационарный, фронт пламени не перемещается, следовательно,  $(\vec{n} \cdot \vec{u}) - u_n = v_n = (\vec{v} \cdot \vec{n}) = 0$ , а тангенциальная составляющая будет

$$v_t = (\vec{e}_p \cdot \vec{u}) \vec{e}_p + (\vec{e}_q \cdot \vec{u}) \vec{e}_q =$$

$$\begin{aligned} &= \left[ \left( u_x(x) + u_z(x) \frac{dz}{dx} \right) / \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2} \right] \vec{e}_p = \\ &= \left\{ \left( u_x(x) + u_z(x) \frac{dz}{dx} \right) / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] \right\} \times \\ &\quad \times \left( \vec{i} + \frac{dz}{dx} \vec{k} \right). \end{aligned}$$

Определим производные  $v_t$  по  $p$  и  $q$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_t}{\partial p} &= \left( \left[ \frac{du_x}{dx} + \frac{du_z}{dx} \frac{dz}{dx} \right] / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[ 2 \left( u_x + \frac{dz}{dx} u_z \right) \frac{dz}{dx} \frac{d^2 z}{dx^2} \right] / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] \right) \vec{i} + \\ &\quad + \left\{ \left[ \frac{du_x}{dx} \frac{dz}{dx} + u_x \frac{d^2 z}{dx^2} + 2u_z \frac{dz}{dx} \frac{d^2 z}{dx^2} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \frac{du_z}{dx} \right] / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[ \left( u_x + u_z \frac{dz}{dx} \right) / \left( 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right) \right]^2 \right\} \times \\ &\quad \times \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \frac{d^2 z}{dx^2} \vec{k}; \end{aligned}$$

$$\frac{\partial v_t}{\partial q} = 0.$$

Найдем степень деформации для этого случая:

$$\gamma = \left( \frac{\partial \vec{v}_t}{\partial x} \vec{e}_p \right) / \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2}$$

или

$$\begin{aligned} \gamma &= u_z \frac{d^2 z}{dx^2} / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right]^2 + \\ &\quad + \frac{du_z}{dx} \frac{dz}{dx} / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - \\ &\quad - u_x \frac{dz}{dx} \frac{d^2 z}{dx^2} / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right]^2 + \\ &\quad + \frac{du_x}{dx} / \left[ 1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Следует заметить, что степень деформации  $\gamma$  представляет собой сумму слагаемых, связанных с кривизной пламени и с градиентом скорости потока на фронте горения. Как уже говорилось выше, в отсутствие ЭП пламя обладает цилиндрической симметрией, одно из слагаемых, входящих в выражение для  $\gamma$ , определяется градиентом скорости, а остальные связаны с кривизной фронта. Вблизи вершины пламени радиус кривизны сопоставим с толщиной фронта горения  $R \approx L_{th}$ , и поэтому основной вклад в  $\gamma$  вносят слагаемые, связанные с кривизной фронта, при этом пламя нельзя считать бесконечно тонким. При переходе на боковую поверхность пламени радиус кривизны значительно увеличивается и растет производная тангенциальной составляющей скорости газа вдоль поверхности фронта. Как следствие, вклад кривизны в степень деформации  $\gamma$  резко уменьшается, а влияние на нее градиента скорости возрастает. Включение ЭП приводит к нарушению цилиндрической симметрии пламени, и для определения радиусов кривизны в произвольной точке фронта требуется знать форму его поверхности и трехмерное распределение скорости газа. Но исходя из того, что пламя в ЭП остается симметричным относительно плоскости, перпендикулярной электродам и проходящей через ось потока, для данного сечения (по плоскости симметрии) влияние кривизны на степень деформации также будет менее значительным, чем градиента скорости (растяжения). При этом для определения вклада в  $\gamma$  слагаемых, связанных с градиентом скорости газа, достаточно полученных в эксперименте данных. Поэтому в нашем случае при исследовании влияния ЭП на степень деформации пламени, обусловленного градиентом скорости газа, достаточно сравнить эти слагаемые в случае наличия и отсутствия поля.

Для определения величины  $\gamma$  полученные в эксперименте результаты PIV разделяли на две части — со стороны катода и анода, при этом исключалась область вблизи вершины пламени, где не работает приближение тонкого слоя для фронта горения. По оставшимся точкам строились полиномиальные аппроксимации. Положение фронта горения определялось по спектрозональной съемке. На рис. 2 приведены зависимости  $\gamma$  от координаты в случае наличия и отсутствия ЭП. Наличие ЭП вызывает значительные изменения в степени деформации пламени только со стороны отрицатель-

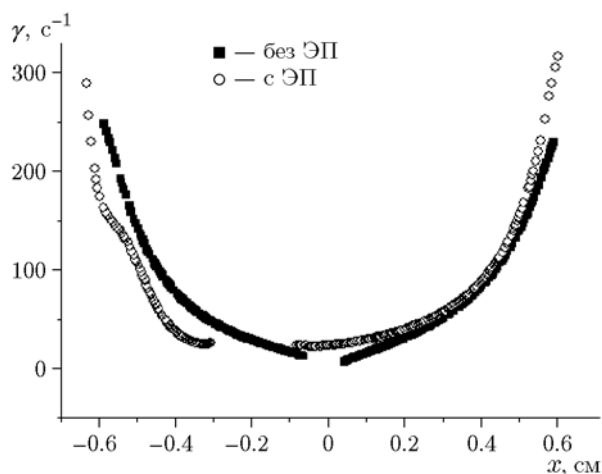


Рис. 2. Степень деформации пламени

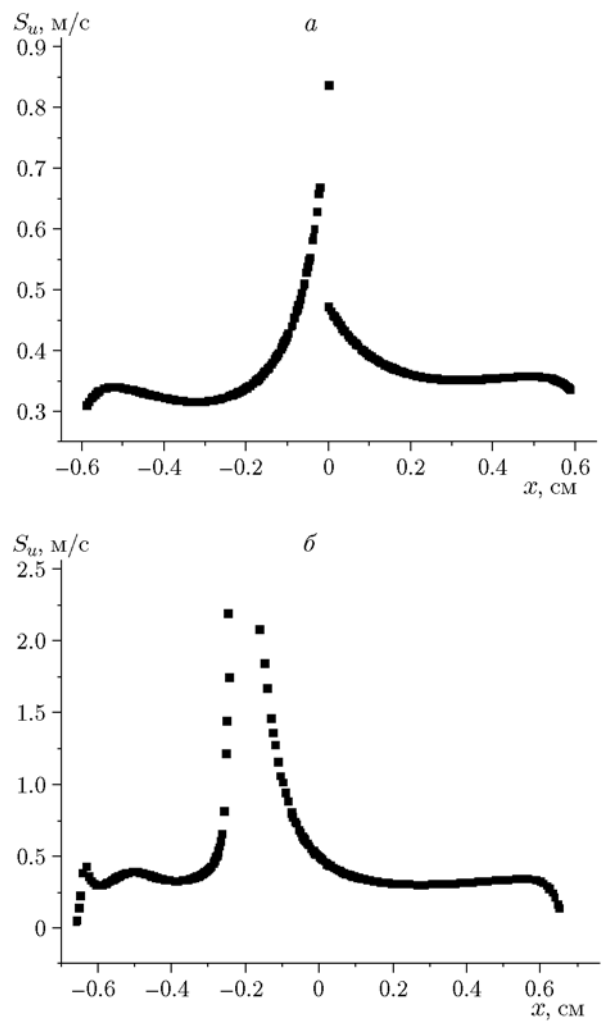


Рис. 3. Нормальная скорость пламени без воздействия ЭП (а) и при его наличии (б)

ного электрода. Определенные из полученных данных зависимости нормальной скорости пламени  $S_u$  от координаты  $x$  приведены на рис. 3. Эта скорость на участке, где возможно применение приведенных выше соотношений, практически постоянна и не зависит от ЭП, несмотря на значительные изменения в величине  $\gamma$ . Критерий растяжения Климова — Карловица со стороны отрицательного электрода уменьшается приблизительно в два раза и приближается к  $K = 0.14$ , что практически соответствует минимальному значению для экспериментальных реализаций ламинарного пропановоздушного пламени. У основания пламени уменьшение нормальной скорости пламени связано с оттоком тепла из зоны реакций. Серьезные отличия наблюдаются вблизи вершины пламени, где существенную роль может играть изменение кривизны фронта, которая становится сравнимой с толщиной фронта горения. Предлагаемый подход к анализу процессов в этом случае не работает, необходимы более подробные данные, такие как поля температур и концентраций промежуточных продуктов реакций, информация о скоростях химических реакций и т. п.

В выражениях (2) и (3) два из содержащихся в них слагаемых связаны с кривизной фронта. Это дает возможность изучать чувствительность процесса горения отдельно к искривлению и к растяжению плоского пламени. То есть можно исследовать влияние ЭП на нормальную скорость пламени, рассматривая искривление и растяжение (сжатие) пламени как независимые явления, и оценить корректность применения степени деформации в качестве параметра, определяющего эффективность воздействия ЭП.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Воздействие ЭП на горение в ламинарном режиме направлено на процессы тепло- и массопереноса вблизи фронта пламени и, как следствие, ведет к изменению степени деформации и, соответственно, критерия Климова — Карловица. Применение в комплексе метода PIV и спектроскопической регистрации позволило определить изменение степени деформации пламени горелки типа бунзеновской, размещенного между плоскими электродами. Показано, что:

1) на основном участке пламени электрическое

поле не оказывает влияния на нормальную скорость пламени;

2) наблюдается снижение значения критерия Климова — Карловица со стороны отрицательного электрода (приблизительно в два раза) при неизменном его значении со стороны положительного.

Предложен подход к изучению воздействия ЭП на пламя, при котором эффекты искривления и растяжения плоского пламени рассматриваются по отдельности. В качестве параметра, определяющего эффективность воздействия ЭП на горение, возможно использование степени деформации либо критерия Климова — Карловица.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Barmina I., Cipijs A., Valdmans J., Valdmans R., Zake M.** Electric field effect on biomass combustion characteristics // 14th Int. Scient. Conf. «Engineering for Rural Development», 20–22.05.2015, Jelgava, Latvia. — P. 516–521.
2. **Jianfeng Fang, Xiaomin Wu, Hao Duan, Chao Li, Zhongquan Gao.** Effects of electric fields on the combustion characteristics of lean burn methane-air mixtures // *Energies*. — 2015. — V. 8. — P. 2587–2605. — DOI:10.3390/en8042587.
3. **Тупикин А. В., Третьяков П. К., Денисова Н. В., Замашников В. В., Козулин В. С.** Диффузионный факел в электрическом поле с изменяемой пространственной конфигурацией // *Физика горения и взрыва*. — 2016. — Т. 52, № 2. — С. 49–53.
4. **Tran M. V., Cha M. S.** Propagating nonpremixed edge-flames in a counterflow, annular slot burner under DC electric fields // *Combust. Flame*. — 2016. — V. 173. — P. 114–122.
5. **Dae Geun Park, Suk Ho Chung, Min Suk Cha.** Bidirectional ionic wind in nonpremixed counterflow flames with DC electric fields // *Combust. Flame*. — 2016. — V. 168. — P. 138–146.
6. **Salvador Paulo Roberto, Xu Kunming Gabriel.** Effects of DC electric fields on the combustion of a simplified multi-element injector // *AIAA Paper No. 2017-1585*. — 2017.
7. **Yuan Xiong, Suk Ho Chung, Min Suk Cha.** A parametric study of AC electric field-induced toroidal vortex formation in laminar nonpremixed coflow flames // *Combust. Flame*. — 2017. — V. 182. — P. 142–149.
8. **Тупикин А. В., Третьяков П. К., Вендиктов В. С.** Стабилизация диффузионного поднятого углеводородного пламени внешним периодическим электрическим полем // *Физика горения и взрыва*. — 2017. — Т. 53, № 1. — С. 38–42.

9. Reshetnikov S. M., Zyryanov I. A., Budin A. G., Reshetnikov I. S. Hybrid rocket engine control by the electrostatic field // J. Eng. Sci. Technol. Rev. — 2018. — V. 11, N 1. — P. 146–150.
10. Colcote H. F. Mechanism of the formation of ions of flames // Combust. Flame. — 1957. — V. 1. — P. 385–403.
11. Степанов Е. М., Дьячков Б. Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. — М.: Металлургия, 1968.
12. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. — М.: Энергия, 1976.
13. Ягодников Д. А., Воронежский А. В. Влияние внешнего электрического поля на особенности процессов воспламенения и горения // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 3. — С. 3–12.
14. Dolmansley T. J. C., Wilson Ch. W., Stone D. A. Electrical modification of combustion and the affect of electrode geometry on the field produced // Model. Simul. Eng. — 2011. — V. 2011. — Article N 8. — <http://dx.doi.org/10.1155/2011/676428>.
15. Исаев Н. А. Механизм влияния сильных электрических полей на пламя // Физика горения и методы ее исследования. — 1973. — Вып. 3. — С. 58–73.
16. Голятина Р. И., Майоров С. А. Характеристики дрейфа электронов в постоянном электрическом поле для инертных газов // Прикл. физика. — 2011. — № 5. — С. 22–27.
17. Третьяков П. К., Тупикин А. В., Денисова Н. В., Ганеев О. В., Замашиков В. В., Козорезов Ю. С. Ламинарное пропановоздушное пламя в слабом электрическом поле // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 2. — С. 9–14.
18. Климов А. М. Ламинарное пламя в турбулентном потоке // ПМТФ. — 1963. — № 3. — С. 49–58.
19. Karlovitz B., Denniston D. W., Jr., Knapschaefter D. H., Wells F. E. Studies on turbulent flames: A. Flame propagation across velocity gradients. B. Turbulence measurement in flames // Proc. Symp. (Int.) Combust. — 1953. — V. 4, iss. 1. — P. 613–620.
20. Strehlow R. A., Savage L. D. The concept of flame stretch // Combust. Flame. — 1978. — V. 31. — P. 209–211.
21. Сабденов К. О., Долматов О. Ю., Юшицин К. В. К выяснению природы концентрационного предела горения // Изв. Томск. политехн. ун-та. — 2007. — Т. 311, № 4. — С. 36–40.
22. Нестационарное распространение пламени / под ред. Дж. Г. Маркштейна. — М.: Мир, 1968.
23. Williams F. A. A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure // AGARD Conf. Proc. — 1975. — N 164. — P. 1–25.
24. Chung S. H., Law C. K. An invariant derivation of flame stretch // Combust. Flame. — 1984. — V. 55. — P. 123–125.
25. Замашиков В. В. Деформация пламени // Ползуновский вестн. — 2010. — № 1. — С. 165–169.

*Поступила в редакцию 01.03.2019.*

*После доработки 26.06.2019.*

*Принята к публикации 28.08.2019.*