13. Б. В. Карпинский, Ю. А. Рябикин и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
14. В. Йост. Взрывы и горение в газах. М., ИЛ, 1952.
15. А. И. Розловский. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М., «Химия», 1972.
16. В. А. Бунев, В. С. Бабкин. ФГВ, 1973, 9, 4, 605.
17. В. А. Бунев, В. С. Бабкин. ФГВ, 1975, 11, 1, 135.
18. A van Tiggelen. Tech. Doc. Rep., RTD-TDR-63-4011, 1963.
19. К. Бейли. Торможение химических реакций. М.— Л., Госхимиздат, 1940.
20. Y. Tanaka, Y. Nagai. Proc. Imp. Acad. Japan, 1926, 2, 6, 280.
21. Y. Nagai. Proc. Imp. Acad. Japan, 1926, 2, 6, 284.
22. Y. Tanaka, Y. Nagai. Proc. Imp. Acad. Japan, 1926, 2, 9, 494; 1927, 3, 6, 348; 1927, 3, 7, 434.

К ДЛИННОВОЛНОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

П. П. Лазарев, А. С. Плешанов

(Москва)

Влияние внешнего электрического поля на распространение пламени рассматривалось в работах [1, 2], где дана обширная библиография. В [1—4] приводятся данные, согласно которым электрическое поле может оказывать разнообразное воздействие на устойчивость ламинарного фронта пламени. Цель настоящей работы — дать общую постановку электрогидродинамической задачи.

Уравнения гидродинамики для несжимаемой невязкой жидкости в поле тяжести при учете электрообъемной силы имеют вид

$$\operatorname{div} \rho\vec{v}=0, \tag{1}$$

$$\rho d\vec{v}/dt+\nabla p=\rho\vec{g}+q\vec{E}, \tag{2}$$

где при прочих обычных обозначениях q — объемная плотность электрического заряда. Система (1), (2) дополняется уравнениями:

Пуассона

$$\operatorname{div} \vec{E}=4\pi q, \tag{3}$$

сохранения электрического заряда

$$\partial q/\partial t+\operatorname{div} \vec{j}=0, \tag{4}$$

условием потенциальности электрического поля

$$\operatorname{rot} \vec{E}=0, \tag{5}$$

откуда следует

$$\vec{E}=-\nabla\varphi,$$

и уравнением закона Ома

$$\vec{j}=q(\vec{v}+\mu\vec{E}), \tag{6}$$

где μ — подвижность. Используется система Гаусса при диэлектрической проницаемости $\varepsilon=1$. Предполагается, что

$$q=\sum_k q_k,\quad q\mu=\sum_k q_k\mu_k,$$

где суммирование производится по всем компонентам.

Система электрогидродинамических уравнений (1)—(6) имеет три независимых критерия подобия, в качестве которых можно взять критерий Стюарта (параметр электрогидродинамического взаимодействия)

$$\mathrm{St}_e=qEd/(\rho v^2),$$

где d — масштаб длины;
критерий Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_e=4\pi qd/E$$

и электрогидродинамический параметр нагрузки

$$K_e=\mu E/v.$$

Эти критерии аналогичны соответствующим величинам в магнитной гидродинамике [5].

Масштабы электрических характеристик по механическим величинам имеют вид

$$E_m=v\sqrt{4\pi\rho};\quad j_m=\rho v^2/(d\sqrt{4\pi\rho});$$

$$\mu_m=1/\sqrt{4\pi\rho};\quad q_m=\rho v/(d\sqrt{4\pi\rho}).$$

Приведем типичные оценки величин [2]: $d\sim 1$ см, $\rho\sim 10^{-3}$ г/см^3, $v\sim 1$ м/с; $E\sim 10$ кг/см, $j\sim 25$ мкА/см^2, $\mu\sim 1$ см^2/(с·В), $n=q/e\sim 10^{10}$ см$^{-3}$ (последние две величины для ионов в свежей смеси). Тогда

$$\mathrm{St}_e\sim 16;\quad \mathrm{Re}_e\approx 1{,}8;\quad K_e\approx 10^2;$$

$$E/E_m\sim 3{,}1;\quad j/j_m\sim 8{,}3\cdot 10^2;\quad \mu/\mu_m\sim 33;\quad q/q_m\sim 5{,}3.$$

Отсюда следует, что в данной ситуации электрогидродинамические эффекты резко выражены и, в частности, ввиду $K_e\gg 1$ в (6) можно опустить первый член справа, что позволяет решить электрическую часть задачи отдельно от гидродинамической.

На поверхности разрыва, которым в данном случае является фронт пламени, имеют место граничные условия, следующие из (1)—(5) (см., например, [5, 6]):

$$\{m_\perp\}\equiv\{\rho v_\perp\}=0, \tag{7}$$

$$\{\rho v_\perp^2+p-(1/8\pi)(E_\perp^2-E_\parallel^2)\}=0, \tag{8}$$

$$\{m_\perp\vec{v}_\parallel-(1/4\pi)E_\perp\vec{E}_\parallel\}=0, \tag{9}$$

$$\{E_\perp\}=4\pi\sigma, \tag{10}$$

$$\{j_\perp\}=-\mathrm{div}_\parallel\vec{I}-\partial\sigma/\partial t, \tag{11}$$

$$\{\vec{E}_\parallel\}=0, \tag{12}$$

где σ — плотность поверхностного заряда на разрыве: $\vec{I}$ — поверхностный ток; индексы $\perp$ и $\parallel$ относятся к векторам, нормальным и параллельным разрыву; $\mathrm{div}_\parallel$ — поверхностная дивергенция: $\{f\}\equiv f_2-f_1$ (1 — свежая смесь, 2 — продукты сгорания).

Пусть нормальная координата поверхности разрыва $r_\perp$ возмущается по закону

$$\xi' = \xi_0' \exp\,[i(\vec{k}_\parallel \vec{r}_\parallel) + \Omega t],$$

где $\vec{k}_\parallel$ — волновой вектор задающего действительного возмущения, $\Omega = -i\omega$, штрих здесь и далее относится к возмущениям. Тогда из (4) при $\Omega \sim k_\parallel v$ и $k_\parallel d \sim 1$ следует

$$\left|\frac{\partial q'/\partial t}{\operatorname{div}\vec{j}'}\right| \sim \left|\frac{\Omega q'}{j'/d}\right| \sim \frac{k_\parallel d}{K_e} \sim 10^{-2} \ll 1,$$

т. е. можно использовать низкочастотное приближение. В том же приближении можно опустить член $\partial\sigma/\partial t$ в (11).

Уравнения (1)—(6) при возмущении имеют вид

$$\operatorname{div}\vec{v}' = 0, \tag{13}$$

$$\rho(\partial/\partial t + v_\perp \partial/\partial r_\perp)\vec{v}' + \nabla p' = q'\vec{E} + q\vec{E}', \tag{14}$$

$$\operatorname{div}\vec{E}' = 4\pi q', \tag{15}$$

$$\operatorname{div}\vec{j}' = 0, \tag{16}$$

$$\vec{E}' = -\nabla\varphi', \tag{17}$$

$$\vec{j}' = \mu(q'\vec{E} + q\vec{E}'), \tag{18}$$

где предполагается, что ρ и $\mu = \text{const}$. Граничные условия (7)—(12) варьируются на разрыве и имеют вид

$$\{\delta m_\perp\} \equiv \{\rho\delta v_\perp\} = 0, \tag{19}$$

$$\{2m_\perp\delta v_\perp + \delta p - (1/4\pi)\,[E_\perp\delta E_\perp - (\vec{E}_\parallel\delta\vec{E}_\parallel)]\} = 0, \tag{20}$$

$$\{\delta m_\perp\vec{v}_\parallel + m_\perp\delta\vec{v}_\parallel - (1/4\pi)\,(\delta E_\perp\vec{E}_\parallel + E_\perp\delta\vec{E}_\parallel)\} = 0, \tag{21}$$

$$\{\delta E_\perp\} = 4\pi\delta\sigma, \tag{22}$$

$$\{\delta j_\perp\} = -\operatorname{div}_\parallel\delta\vec{I}, \tag{23}$$

$$\{\delta\vec{E}_\parallel\} = 0, \tag{24}$$

где вариации величин на поверхности разрыва включают возмущение его формы

$$\begin{gathered}\delta v_\perp = v_\perp' - d_\parallel\xi'/dt, \quad \delta\vec{v}_\parallel = \vec{v}_\parallel' + v_\perp\nabla_\parallel\xi', \\ \delta p = p' + dp/dr_\perp\xi', \\ \delta E_\perp = E_\perp' + dE_\perp/dr_\perp\xi' - (\vec{E}\nabla)_\parallel\xi', \\ \delta\vec{E}_\parallel = \vec{E}_\parallel' + E_\perp\nabla_\parallel\xi', \quad \delta j_\perp = j_\perp'.\end{gathered} \tag{25}$$

Предполагается, что в стационарном состоянии все величины зависят только от $r_\perp$, так что невозмущенные уравнения имеют вид

$$\begin{gathered}dv_\perp/dr_\perp = 0, \quad dp/dr_\perp = -\rho g_\perp + qE_\perp, \\ dE_\perp/dr_\perp = 4\pi q, \quad dj_\perp/dr_\perp = 0, \quad E_\perp = -d\varphi/dr_\perp, \quad j_\perp = \mu qE_\perp,\end{gathered} \tag{26}$$

откуда $v_\perp$, $j_\perp$, $qE_\perp = \text{const}$.

Параметр электрогидродинамического взаимодействия по возмущениям имеет порядок $\mathrm{St}_e' \sim qE''/(\rho\Omega v')$. Ввиду $E' \sim 4\pi q\xi'$ и $v' \sim \Omega\xi'$ имеем

$$\mathrm{St}_e' \sim \frac{4\pi q^2}{\rho\Omega^2} \sim \left(\frac{\Lambda}{d}\right)^2 \frac{1}{\pi\rho}\left(\frac{qd}{v}\right)^2 \lesssim 0{,}07,$$

где Λ — длина волны возмущения ($\Lambda = 2\pi/k_{\parallel}$), причем считается в согласии с экспериментальными данными [3, 4], что $\Lambda/d \lesssim 0{,}3$. Малость St_e' позволяет опустить в (14) правую часть, что отделяет гидродинамическую часть задачи от электрической. В то же время возмущения электрических членов в (20), (21) порядка St_e, т. е. их надо учитывать.

Таким образом, приходим к полному разделению гидро- и электрочастей задачи, и влияние электрического поля на гидродинамику проявляется только через граничные условия непрерывности компонента потока импульса (8), (9). В таком случае (13), (14) расщепляются на известные уравнения [7]

$$(\partial/\partial t + v_\perp \partial/\partial r_\perp)\vec{v}' = 0, \quad \Delta p' = 0,$$

которые дают одно энтропийно-вихревое возмущение за разрывом и по одному вырожденно-акустическому возмущению до и после разрыва. Учитывая еще возмущение поверхности разрыва, получим четыре возмущения, для которых имеется три граничных условия (19)—(21). Недостающее граничное условие берется из структуры разрыва и в данном случае выражает условие постоянства $m_\perp$ [7], т. е.

$$\delta m_\perp = 0. \tag{27}$$

Из (15)—(18) получим уравнение 3-го порядка для φ'

$$\frac{\partial^2}{\partial r_\perp^2}\left(\frac{d\varphi}{dr_\perp}\frac{\partial\varphi'}{\partial r_\perp}\right) - k_{\parallel}^2\left[\frac{\partial}{\partial r_\perp}\left(\frac{d\varphi}{dr_\perp}\varphi'\right) + \frac{d^2\varphi}{dr_\perp^2}\varphi'\right] = 0. \tag{28}$$

Таким образом, в общем случае имеются шесть электрических возмущений (по три в каждой среде). К трем граничным условиям на разрыве (10)—(12) можно добавить еще два условия на внешних к разрыву электродам (по одному на электрод). Для идеальных электродов эти условия имеют вид

$$\vec{E}_{\parallel}(r_{1,2\perp}) = 0. \tag{29}$$

Недостающее граничное условие, как и в гидродинамической части задачи, следует взять из структуры разрыва.

Отметим, что из (17), (25) следует

$$\delta\vec{E}_{\parallel} = -i\vec{k}_{\parallel}(\varphi' + d\varphi/dr_\perp \xi') = -i\vec{k}_{\parallel}\delta\varphi,$$

т. е. из непрерывности $\vec{E}_{\parallel}$ вытекает непрерывность φ на разрыве. Масштаб термического напряжения $U_m \sim T/e \ll E_m d$, где T — температура, e — заряд электрона.

Далее, предполагая, что отношение $|\partial\sigma'/\partial t/j'|$ того же порядка, что и $|\partial q'/\partial t/\mathrm{div}\,\vec{j}'| \sim 10^{-2}$, получим

$$\left|\frac{4\pi\sigma'}{E'}\right| \sim \left|\frac{2\Lambda\mu q}{v}\frac{\Omega\sigma'}{j'}\right| \lesssim 10\cdot 10^{-2} \sim 10^{-1} \ll 1,$$

т. е. в (22) можно опустить возмущение σ' ($\{\delta E_\perp\} = 0$), что соответствует концепции квазистационарного рассмотрения разрыва, параметры которого не зависят от внешних гидродинамических возмущений (аналогично независимости $m_\perp$). Однако условие $\{\delta E_\perp\}=0$ справедливо лишь тогда, когда ни одна из сред не является проводником. В противном случае возмущение σ' достаточно велико и условие (22) использовать нельзя (оно служит для определения σ' [7]).

Наконец, отношение $|\mathrm{div}_\parallel \vec{I}'/j'_\perp|$ ввиду $|E'_\perp/\delta_\perp| \sim |E'_\parallel/\delta_\parallel|$ и $j'_\perp \sim \sim\sigma_* E'_\perp$, $I'_\parallel \sim \sigma_* E'_\parallel \delta_\perp$ (σ_* — проводимость внутри разрыва) имеет оценку $k_\parallel \delta_\parallel$, т. е. мало в длинноволновом (или, что то же самое, низкочастотном) приближении. Недостающее граничное условие в режиме насыщения [2], когда ток, идущий от разрыва, не зависит от приложенного напряжения, имеет вид

$$\delta j_\perp = 0, \tag{30}$$

что тоже аналогично условию $\delta m_\perp = 0$. В режиме недонасыщения дополнительное граничное условие можно получить из парциальных уравнений непрерывности для заряженных частиц. Это условие имеет смысл локальной вольт-амперной характеристики разрыва и при возмущении связывает значения $\delta j_\perp$ и $\delta E_\perp$. При насыщении оно переходит в условие (30).

При большой степени ионизации и повышении потенциала от свежей смеси к продуктам сгорания в последних будет достаточно высокая концентрация электронов, подвижность которых значительно превышает подвижность ионов. В результате проводимость продуктов сгорания будет существенно превышать проводимость свежей смеси, так что среду за разрывом можно считать проводником, потенциал которого постоянный. В такой ситуации следует ограничиться рассмотрением только свежей смеси, где по-прежнему будет три электрических возмущения. Помимо условий постоянства потенциала на разрыве и электроде в свежей смеси здесь при насыщении следует использовать условие (30) (при этом (22) определяет σ'), а при недонасыщении, когда величина $\delta j_\perp$ неопределенна,— дополнительное граничное условие, следующее из парциальных уравнений непрерывности.

Простейшая задача на исследование устойчивости фронта пламени в электрическом поле в рассматриваемом длинноволновом приближении получается при насыщении и условии, что среда за разрывом — проводник. В этой ситуации система (15)—(18) или уравнение (28) решаются только до разрыва и граничные условия имеют вид

$$\begin{gathered} \delta\varphi_1 = \varphi'_1 - E_{1\perp}\xi' = 0, \\ \delta j_{1\perp} = j'_{1\perp} = 0, \\ \varphi'_1(r_{1\perp}) = 0. \end{gathered} \tag{31}$$

Невозмущенные распределения электрических величин из (26)

$$\begin{gathered} E_{1\perp} = -\left(E^2_{1\perp 0} + 8\pi j_{1\perp} r_\perp/\mu_1\right)^{1/2} < 0, \\ \varphi_1 = \frac{\mu_1}{12\pi j_{1\perp}}\left(|E_{1\perp}|^3 - |E_{1\perp 0}|^3\right) < 0. \end{gathered} \tag{32}$$

Здесь предполагается, что отрицательный электрод находится в свежей смеси, где, следовательно, положительные ионы ($q_1 > 0$) и $j_{1\perp} < 0$ (очевидно, $\mu_1 > 0$). Ввиду $j_{1\perp} = \mathrm{const}$ (насыщение) уравнение

$$U \equiv \varphi_1(0) - \varphi_1(r_{1\perp}) = \frac{\mu_1}{12\pi |j_{1\perp}|}\left[|E_{1\perp}(r_{1\perp})|^3 - |E_{1\perp 0}|^3\right] > 0$$

служит для определения $E_{1\perp 0}$. При заданном значении $j_{1\perp}$ величина U ограничена снизу

$$U \geqslant U_* = \frac{2}{3}|r_{1\perp}|\sqrt{\frac{8\pi|j_{1\perp}r_{1\perp}|}{\mu_1}}.$$

При введении в качестве безразмерной переменной

$$x = k_\parallel |r_\perp| + \frac{k_\parallel \mu_1 E_{1\perp 0}^2}{8\pi|j_{1\perp}|} > 0$$

уравнение (28) относительно функции $y = \varphi'$ ввиду (32) приобретает вид

$$x^2 y_{xxx} + x y_{xx} - (1/4 + x^2) y_x - x y = 0. \tag{33}$$

Три решения этого уравнения выражаются через обобщенные гипергеометрические функции

$$\begin{aligned} y_1 &= {}_1F_2(1/2,\ 1/4,\ 3/4,\ z), \\ y_2 &= \sqrt{x}\ {}_1F_2(3/4,\ 1/2,\ 5/4,\ z), \\ y_3 &= x^{3/2}\ {}_1F_2(5/4,\ 3/2,\ 7/4\ z), \end{aligned} \tag{34}$$

где

$${}_1F_2(\alpha_1, \beta_1, \beta_2, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_k}{(\beta_1)_k(\beta_2)_k}\frac{z^k}{k!};$$

$$z = (x/2)^2;$$

$$(\alpha)_k = \Gamma(\alpha + k)/\Gamma(\alpha);$$

$\Gamma(z)$ — гамма-функция. Эти ряды сходятся при любых значениях аргумента z, причем темп сходимости выше экспоненциального. Общее решение (28) имеет вид

$$\varphi_1' = \sum_{i=1}^{3} C_i y_i,$$

где C_i — постоянные. Подстановка φ_1' и $j_{1\perp}'$ в (31) позволяет выразить C_i через ξ'. Последующая подстановка $\delta E_{1\perp}$ и $\delta\vec{E}_{1\parallel}$ вместе с гидродинамическими возмущениями ($\delta v_\perp$, $\delta\vec{v}_\parallel$ и δp) при использовании (25) в (20), (21) и учет условий (19), (27) дает в конечном счете характеристическое уравнение для Ω

$$(\rho_1 + \rho_2)\Omega^2 + 2m_\perp k_\parallel \Omega + k_\parallel\left[(\rho_1 - \rho_2)(g_\perp - v_{1\perp}v_{2\perp}k_\parallel) + \right.$$
$$\left. + (1/4\pi) E_{1\perp}E_{1\perp}'/\xi'\right] = 0. \tag{35}$$

Это уравнение отличается от аналогичного уравнения [7] членом с $E_{1\perp}'$, зависящим кроме параметров задачи только от $k_\parallel$, но не от Ω. В таком случае условие устойчивости сводится к условию положительности свободного члена в (35) (в квадратных скобках).

Последний член в (35) пропорционален $F = \overline{E}_{1\perp 0}\overline{E}_{1\perp 0}'/\overline{\xi}'$, где $\overline{E} = E/(v_{1\perp}\sqrt{4\pi\rho_1})$ и $\overline{\xi}' = k_\parallel \xi'$, причем

$$F = \overline{E}_{1\perp 0}^2 \frac{1}{\Delta}\sum_{i=1}^{3}\Delta_i y_{i0}' = \overline{E}_{1\perp 0}^2 f,$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} y_{10} & y_{20} & y_{30} \\ y_{11} & y_{21} & y_{31} \\ \psi_{10} & \psi_{20} & \psi_{30} \end{vmatrix}, \quad \psi_{i0} = x_0\left(y''_{i0} - y_{i0}\right) + 1/2y'_{i0};$$

Δ_i — миноры Δ по первой строке; штрихи означают дифференцирование по x; индексы 0 и 1 относятся к значениям $r_\perp=0$ и $r_\perp=-d$ соответственно. Ввиду

$$y_{i1} = \sum_{k=0}^{\infty} y_{i0}^{(k)} (\Delta x)^k / k!,$$

где $\Delta x = k_\parallel d > 0$, выражения Δ и Δ_i могут быть разложены по Δx, так что при $\Delta x \to 0$ имеет место

$$f = -1/\Delta x - 1/(4x_0) - \ldots,$$

откуда следует, что в длинноволновом приближении ($\Delta x \ll 1$) $f < 0$, т. е. электрическое поле дестабилизирует фронт пламени. Приближение $f = -1/\Delta x - \ldots$ получается сразу из условия $U = -E_\perp d = \text{const}$.

При значениях $10^{-1} \leqslant x_0 \leqslant 10$ и $10^{-1} \leqslant \Delta x \leqslant 10$ проведен численный расчет f при учете 11 членов в рядах (34) (7 точек на порядок x_0 и Δx — всего 225 точек). В области $x_1 = x_0 + \Delta x \lessapprox 20/e \approx 7{,}46$, где ряды (34) корректны при взятом числе членов, по-прежнему $f < 0$, т. е. электрическое поле в данной постановке, по-видимому всегда дестабилизирует фронт пламени. Вопрос об аналитическом доказательстве этого факта остается открытым.

В случае, когда потенциал меняется и в продуктах сгорания, из условия (22) ввиду малости σ' следует

$$\left(E'_{1\perp0} - E'_{2\perp0}\right)/\xi' = 4\pi\,(q_{20} - q_{10}),$$

так что последний член в (35) пропорционален $E_{\perp0}(q_{20} - q_{10})$. Эта величина всегда положительна. Следовательно, в данном случае электрическое поле стабилизирует фронт пламени.

В заключение обращаем внимание на то, что электрообъемные силы независимо от полярности электродов действуют в каждой среде в направлении от разрыва, т. е. как бы растягивают среды. Случай, когда в продуктах сгорания движутся электроны, стоит здесь особняком, так как в силу большой подвижности электронов величина соответствующей силы мала и электрическое поле действует только на свежую смесь. Экспериментальные данные [2] свидетельствуют, что из двух возможных ориентаций фронта пламени в горизонтальной трубе относительно внешнего электрического поля более устойчива ориентация, при которой в обеих средах от разрыва движутся тяжелые ионы (если электрод в свежей смеси положительный, то электроны, поступающие в холодный газ, довольно быстро прилипают к нейтральным частицам). Таким образом, устойчивая конфигурация фронта пламени такая, при которой среды растягиваются от разрыва. Этот факт объясняется развитыми здесь представлениями.

Отметим, что аналогия между электрическим полем и силой тяжести [8] не совсем конкретна, так как действие электрического поля непропорционально плотности среды и электрическое поле дает явные вклады в оба компонента потока импульса (условия (8), (9)) в то время как сила тяжести дает косвенный вклад в возмущение нормального компонента (согласно (26)). Обсуждаемая разница проявляется, в частности, в том, что электрическое поле приводит в общем случае к разрыву тангенциальных компонентов скорости даже при $\vec{E}_{\parallel}=0$ (см .(21)). Неэквивалентность этих полей видна в результирующем уравнении (35), где член с $E'_{1\perp 0}$ вычисляется вне рамок гидродинамической задачи.

Поступила в редакцию
7/VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургия», 1968.
2. J. Sawton, F. J. Weinberg. Electrical aspects of combustion. Oxford, Clarendon Press, 1969.
3. Г. Д. Саламандра. ФГВ, 1969, 5, 2, 189.
4. Г. Д. Саламандра, И. К. Федосеева. ФГВ, 1973, 9, 6, 910.
5. Дж. Шерклиф. Курс магнитной гидродинамики. М., «Мир», 1967.
6. В. В. Гогосов, В. А. Полянский. Электрогидродинамика. М., ВИНИТИ, 1976.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
8. Н. И. Кидин. Канд. дис., ИПМ АН СССР, М., 1975.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА ВОДОРОДА

Е. Д. Свердлов

(Москва)

Исследованию генерации звука турбулентными пламенами уделяется значительное внимание. Так, в [1] показано, что расположение источника звука ограничено областью активной реакции, которая и представляет источник шума, обусловленный турбулентным горением, а в [2] предложена аналитическая зависимость для определения дальнего поля звукового давления.

В ряде экспериментов наблюдаются расхождения в оценке акустических параметров. В работе [3] найдено, что акустическая мощность W_0 факелов природного газа в соударяющихся струях пропорциональна тепловыделению Q. В [4] при исследовании диффузионных факелов водорода в спутном потоке получено, что $W_0 \sim Q^2$. Для факела метана в спутном потоке воздуха [5] $W_0 \sim v_т^4$, где $v_т$ — скорость истечения топлива. Расхождения, полученные в работах [3—5], можно объяснить различием в условиях экспериментов и ограниченностью диапазона изменения скорости истечения (числа Re), обусловленного устойчивостью диффузионного горения. Вследствие большей устойчивости представляется целесообразным исследование акустических характеристик диффузионных факелов водорода, которые и обсуждаются в настоящей работе.

Методика эксперимента

Исследовались открытые турбулентные диффузионные факелы газообразного водорода при изменении скорости истечения от 30 до 1200 м/с (максимальное значение числа Маха $M_{т\,max} \approx 0{,}94$). Диаметр сопла $d_с$ варьировался в пределах $1 \div 8$ мм. Измерения проводились