

Стационарные концентрации пероксидов ($6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при $z = 0,5$ мм и $T = 380$ К) соответствуют найденным в предпламенной зоне довольно значительным концентрациям алкильных и пероксидных радикалов [7]. Полярнографический анализ проводили на полярографе ППТ-1. В качестве фона использовали 0,01 п. HCl. Рабочим электродом служил ртутный капаящий электрод, электродом сравнения — насыщенный каломельный электрод. На рис. 3 изображены полярограммы проб, отобранных из разных точек фронта пламени. На них можно различить волны, принадлежащие трем типам пероксидов: алкилгидропероксидам ($E_{1/2} = -0,32$ В), диалкилпероксидам ($E_{1/2} = 0,87$ В) и пероксиду водорода ($E_{1/2} = -1,05$ В) [4]. Состав пероксидов в зависимости от z изменяется. Так, для точки $z = -2,10$ мм на полярограмме видна только волна гидропероксида алкила.

При перемещении зонда в сторону светящейся зоны ($z = -1,0$ мм) появляется сначала волна пероксида водорода, а затем и волна пероксида алкила ($z = -0,5$ мм). Вблизи зоны свечения ($z = -0,1$ мм) различают только волну пероксида водорода.

Ранее методом ЭПР [7] на основе анализа формы сигнала показано, что в предпламенной области возможно образование ряда пероксидных радикалов. Наличие в пробах гидропероксидных соединений, а также диалкилпероксидов согласуется с данными [7]. Следует, однако, отметить, что применение зондовой техники для исследования распределения пероксидов в пламенах не обеспечивает надежной точности измерений из-за трудности учета реакций рекомбинации радикалов в канале пробоотборника.

Полученные данные распределения пероксидов следует рассматривать как следствие распределения концентрации радикалов в предпламенной области. Видно, что вклад пероксидов в баланс по кислороду незначителен.

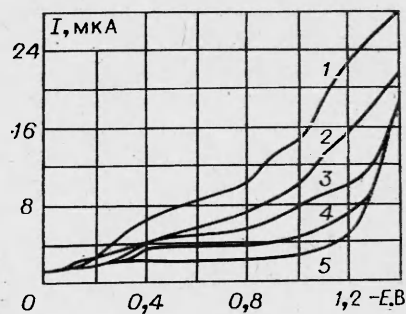


Рис. 3. Полярограммы проб из разных точек фронта пламени гексана на фоне 0,01 п. HCl.
 z , мм: $-0,51$ (1), $-0,10$ (2), $-1,00$ (3), $-2,10$ (4); 5 — фон.

Поступила в редакцию 6/X 1981,
после доработки — 10/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников и др. ФГВ, 1977, 13, 4, 641.
2. Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников и др. — В сб. работ по химии. Вып. 3. Алмата: Изд-во КазГУ, 1973.
3. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М.: Металлургия, 1969.
4. В. Л. Антоновский, М. М. Бузланова. Аналитическая химия органических пероксидных соединений. М.: Химия, 1978.
5. В. Я. Штерн, С. С. Поляк. ЖОХ, 1940, 10, 1, 21.
6. Г. И. Ксандопуло. Химия пламени. М.: Химия, 1980.
7. Г. И. Ксандопуло, А. А. Сагиндыков и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 838.

ЛИНЕЙНАЯ ДЛИННОВОЛНОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КРИВОЛИНЕЙНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ЛАМИНАРНЫХ ПЛАМЕН

П. И. Лазарев, А. С. Плешанов
(Москва)

При распространении ламинарных пламен в трубах и при сжигании горючих газов в горелках форма пламен, как правило, криволинейная. Кривизна фронта пламени должна влиять на его устойчивость не только

в коротковолновом (диффузионно-тепловом) приближении, когда радиус кривизны R соизмерим с тепловой шириной фронта δ [1, 2], но и в длинноволновом (гидродинамическом) приближении, когда $R \gg \delta$, но R соизмерим с длиной волны возмущения Λ . В работе исследуется влияние кривизны фронта пламени на его гидродинамическую устойчивость в рамках линейной теории, предполагающей малость амплитуды возмущения фронта ζ' по отношению к Λ . Исследование проводится на основной границе устойчивости, где декремент затухания равен нулю (течение является стационарным), и для двух модельных геометрий: сферической и цилиндрической.

1. Сферическое пламя

Пусть на стационарное сферическое течение несжимаемой жидкости, определяемое уравнениями непрерывности и движения

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 v_r) = 0, \quad v_r \frac{dv_r}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0, \quad (1.1)$$

накладывается возмущение, так что возмущенное стационарное течение описывается уравнениями

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r') + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta v_\theta') + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} v_\varphi' = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (v_r v_r') + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} = 0, \quad (1.3)$$

$$\frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta') + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi') + \frac{1}{\rho r \sin \theta} \frac{\partial p'}{\partial \varphi} = 0. \quad (1.5)$$

Здесь v — скорость; p — давление; ρ — плотность; r — радиус; θ — полярный угол; φ — азимутальный угол; индексы у v означают компоненты; штрих относится к возмущениям. Из (1.3) следует интеграл

$$v_r v_r' + p'/\rho = f'(\theta, \varphi), \quad (1.6)$$

где для акустических (a) возмущений $f'^a = 0$, а для вихревых (r) — f'^r — произвольная функция θ и φ . В рамках линейной теории, не умаляя общности, можно считать, как и в [3],

$$f'^r = \hat{f}^r P_n^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (1.7)$$

где m, n — целые числа; P_n^m — шаровые функции 1-го рода; символ \wedge относится к амплитуде. Из (1.2)–(1.7) следует ($r^2 v_r' = \text{const}$, $e^{im\varphi} = e$)

$$\begin{aligned} v_r' &= \frac{n(n+1)}{(n-3)(n+4)} \frac{\hat{f}^r}{r^2 v_r} r^2 P_n^m e, \\ v_\theta' &= \frac{4}{(n-3)(n+4)} \frac{\hat{f}^r}{r^2 v_r} r^2 \frac{dP_n^m}{d\theta} e, \\ v_\varphi' &= im \frac{4}{(n-3)(n+4)} \frac{\hat{f}^r}{r^2 v_r} r^2 \frac{P_n^m}{\sin \theta} e, \\ p'^r &= - \frac{12}{(n-3)(n+4)} \rho \hat{f}^r P_n^m e. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Существенно, что в отличие от однородной ситуации [1] здесь $p'^r \neq 0$, как и в [4].

Для акустических возмущений, определяемых потенциалом φ'^a , получаем уравнение Лапласа, общее решение которого имеет вид

$$\varphi'^a = [\widehat{\varphi}_+^a r^n + \widehat{\varphi}_-^a r^{-(n+1)}] P_n^m e. \quad (1.9)$$

Из (1.9) дифференцированием получаем

$$v_r'^a = \frac{\partial \varphi'^a}{\partial r}, v_\theta'^a = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi'^a}{\partial \theta}, v_\varphi'^a = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \varphi'^a}{\partial \varphi}. \quad (1.10)$$

На фронте пламени ($r = r_0$) выполняются граничные условия непрерывности потока массы, тангенциальных компонент скорости и нормального потока импульса:

$$\rho_1 \left(v_{1r}' + \frac{dv_{1r}'}{dr} \zeta' \right) = \rho_2 \left(v_{2r}' + \frac{dv_{2r}'}{dr} \zeta' \right) = j \kappa \zeta', \quad (1.11)$$

$$v_{1\theta}' + \frac{v_{1r}'}{r_0} \frac{\partial \zeta'}{\partial \theta} = v_{2\theta}' + \frac{v_{2r}'}{r_0} \frac{\partial \zeta'}{\partial \theta}, \quad (1.12)$$

$$v_{1\varphi}' + \frac{v_{1r}'}{r_0 \sin \theta} \frac{\partial \zeta'}{\partial \varphi} = v_{2\varphi}' + \frac{v_{2r}'}{r_0 \sin \theta} \frac{\partial \zeta'}{\partial \varphi}, \quad (1.13)$$

$$p_1' + \frac{dp_1'}{dr} \zeta' + 2jv_{1r}' \kappa \zeta' = p_2' + \frac{dp_2'}{dr} \zeta' + 2jv_{2r}' \kappa \zeta', \quad (1.14)$$

где $j = \rho_1 v_{1r} = \rho_2 v_{2r}$ — поток массы; κ — коэффициент, пропорциональный энергии активации реакции горения [4]; индексы 1 и 2 относятся к свежей смеси и продуктам сгорания соответственно. Из условий (1.12) и (1.13) следует непрерывность r -компоненты вихря скорости R_r' на фронте, и поскольку $R_{1r}' = 0$, то и $R_{2r}' = 0$, что приводит к совпадению этих условий.

Течение может осуществляться как внутрь шара (при этом продукты сгорания удаляются из внутренности шара с помощью стока), так и наружу (при этом свежая смесь поступает внутрь шара посредством источника). Эти решения получаются друг из друга заменой $n \rightarrow -(n+1)$. Для определенности в дальнейшем рассматривается течение внутрь.

Подстановка (1.8) и (1.10) в (1.11)–(1.14) с последующим исключением амплитуд дает связь вида

$$\kappa r_0 = -(\alpha + \beta \mu) / (\gamma + \delta \mu), \quad (1.15)$$

где $\mu = \rho_2 / \rho_1 < 1$. Течение наружу только с условиями сопряжения (1.11)–(1.14) при $n = 2$ приводит к обращению в нуль знаменателя правой части (1.15), что представляется физически некорректным. Введение стабилизирующей поверхности в продуктах сгорания, на которой фиксирован расход газа, или заданного перепада давления между двумя поверхностями исключает этот дефект. При этом выбор конкретного граничного условия не должен иметь принципиального значения (это подтверждается и последующими расчетами), существенно появление в продуктах сгорания дополнительного акустического возмущения. Введение стабилизирующей поверхности в продуктах сгорания в какой-то степени отражает характер реального распространения пламени в трубах, где большое влияние на процесс распространения оказывают стенки.

Рассматриваются следующие варианты общих граничных условий, имеющих модельный характер:

$$v_{1r}'(r_1) = v_{2r}'(r_2) = 0, \quad (A)$$

$$v_{1r}'(r_1) = p_1'(r_1) - p_2'(r_2) = 0, \quad (B)$$

$$p_1'(r_1) - p_2'(r_2) = 0, \quad (C)$$

где для течения внутрь $0 < r_2 < r_0 < r_1$. Связь (1.15) имеет вид

$$(1 - \mu) + (a + b\mu)(2 + \kappa r_0) + (1 - \mu)\kappa r_0 = 0,$$

где

$$a_A = a_B = a_C = \frac{1}{n+1} \left(\frac{1}{n} \frac{1}{f_2} - 1 \right),$$

$$b_A = b_B = b_C = \frac{1}{n} \left(\frac{1}{n+1} \frac{1}{f_1} - 1 \right),$$

$$b_C = \frac{1}{n+1} - \frac{(\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{n+4}}{n(n+1)} \frac{1}{f_1},$$

$$c_A = \frac{1}{n-3} \left(\frac{g_2}{f_2} - 1 \right),$$

$$c_B = c_C = c_A + \frac{\varepsilon_2^{n+4}}{n(n+1)} \frac{1}{f_2}.$$

Здесь $\varepsilon_1 = r_0/r_1 < 1$; $\varepsilon_2 = r_2/r_0 < 1$; $f_1 = \frac{1 - \varepsilon_1^{2n+1}}{2n+1}$; $f_2 = \frac{1 - \varepsilon_2^{2n+1}}{2n+1}$; $g_2 = \frac{1 - \varepsilon_2^{n+4}}{n+4}$. При переходе к течению наружу кроме замены $n \rightarrow -(n+1)$ необходимо заменить $\varepsilon_{1,2} \rightarrow \varepsilon_{1,2}^{-1}$. При этом

$$g_2 \rightarrow -(1 - \varepsilon_2^{n-3})/(n-3) < 0,$$

и значение $n = 3$ не сингулярно ни при каких ε_2 в отличие от ситуации, где не используется ни одно из возможных условий A, B, C . Предельная ситуация $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ соответствует решению без модельных граничных условий A, B, C . Кроме того, ввиду $\kappa \sim v_{1r}$ [4] меняется знак κ . В дальнейшем используется $\kappa \sim |v_{1r}|$.

На рис. 1, а, б приведена зависимость $\lambda = \kappa r_0/n$ от μ для течений внутрь и наружу соответственно для вариантов A, B, C и точек:

$$1 - n = 1, \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,25;$$

$$2 - n = 1, \varepsilon_1 = 0,5, \quad \varepsilon_2 = 0,25;$$

$$3 - n = 1, \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,5;$$

$$4 - n = 3, \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,25.$$

Области устойчивости находятся над кривыми. В коротковолновом приближении ($n \rightarrow \infty$) при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ для обоих течений имеет место результат Ландау [4] $\lambda \rightarrow 1/2(1 - \mu)$. В длинноволновом приближении ($n \rightarrow 0$)

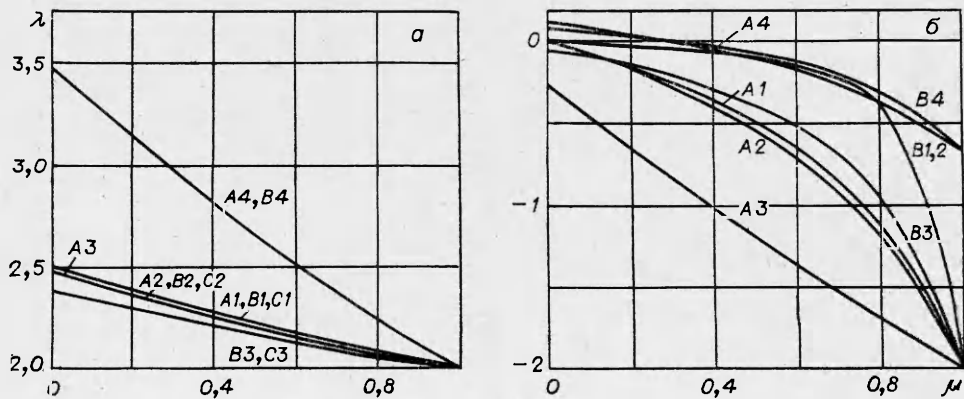


Рис. 1.

для течения внутрь $\lambda \rightarrow 2$ и наружу — $\lambda \rightarrow -2$. Таким образом, течение наружу оказывается более устойчивым, чем течение внутрь. Из рис. 1 следует, что влияние выбора граничных условий A, B, C на границы области устойчивости слабое; с ростом $\varepsilon_{1,2}$ (приближение стабилизирующих поверхностей к фронту пламени) область устойчивости возрастает; для высших гармоник ($n \geq 3$) при $\varepsilon_{1,2} \neq 0$ область устойчивости меньше. Различие результатов для течений внутрь и наружу объясняется тем, что при течении внутрь вихревые возмущения скорости (в продуктах сгорания) убывают по мере удаления от фронта, в то время как при течении наружу эти возмущения возрастают.

Поскольку $\kappa \sim E(1 - Le)$ [4] (E — энергия активации, Le — число Льюиса), отрицательные значения κ имеют смысл при $Le > 1$. Оказывается, как правило, что $Le > 1$. Это следует из результатов [5], где вводятся соотношения

$$\kappa/c_v\eta = f, \quad \rho D/\eta = g.$$

Здесь κ — коэффициент теплопроводности; D — коэффициент диффузии; η — динамическая вязкость; c_v — теплоемкость при постоянном объеме. Безразмерная функция f выражается с помощью формулы Эйкана [5]

$$f = 1/4(9\gamma - 5)$$

через отношение теплоемкостей $\gamma = 1 + 2/n$ (здесь n — число степеней свободы). Для величины g существует ряд оценок [5]. Из приведенных формул неравенству $Le > 1$ можно придать вид

$$n > \frac{1}{2} \left(\frac{5}{g-1} - 1 \right),$$

так что при $g = 1,44$ [5] имеет место $n \geq 3,7$, что заведомо выполняется.

2. Цилиндрическое пламя

Пусть на стационарное цилиндрическое течение несжимаемой жидкости, определяемое уравнениями непрерывности и движения

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rv_r) = 0, \quad v_r \frac{dv_r}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0, \quad (2.1)$$

накладывается возмущение, так что возмущенное стационарное течение описывается уравнениями

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r') + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi'}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z'}{\partial z} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (v_r v_r') + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_\varphi') + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p'}{\partial \varphi} = 0, \quad (2.4)$$

$$v_r \frac{\partial v_z'}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} = 0. \quad (2.5)$$

Здесь z — осевая координата, а остальные обозначения введены выше. Из (2.3) следует интеграл, аналогичный (1.6):

$$v_r v_r' + p'/\rho = f'(\varphi, z), \quad (2.6)$$

где, как обычно, $f'^a = 0$, и, не умаляя общности, можно считать

$$f' = \hat{f}^r e^{im\varphi + ikz}. \quad (2.7)$$

Здесь m — целое число и $k = 2\pi/\Lambda$ — волновое число. Из (2.2) — (2.7) следует $(rv_r = \text{const}, \exp(im\varphi + ikz) = e)$

$$v_r'^r = (2w_m' + x) \frac{\hat{f}^r}{xv_r} e,$$

$$v_\varphi'^r = im \frac{2w_m}{x} \frac{\hat{f}^r}{xv_r} e,$$

$$v_z'^r = i2w_m \frac{\hat{f}^r}{xv_r} e,$$

$$p'^r = -\frac{2w_m'}{x} \rho \hat{f}^r e,$$

где $x = kz$ и $w_m(x)$ удовлетворяет модифицированному уравнению Ломеля [6]

$$x^2 w_m'' + x w_m' - (m^2 + x^2) w_m = -x^2,$$

где штрих означает дифференцирование по x . При $m = 2l + 1$ имеет место решение [6]

$$w_m = - \left[\frac{x^2}{2^2 - m^2} + \frac{x^4}{(2^2 - m^2)(4^2 - m^2)} + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{x^{2n}}{(2^2 - m^2)(4^2 - m^2) \dots [(2n)^2 - m^2]} + \dots \right].$$

При $m = 2l$ решение в виде ряда Тэйлора дополняется членом

$$I_{2l} \left(b_0 \ln x + \sum_{n=1}^{l-1} b_{-n} x^{-2n} \right)$$

аналогично тому, как из разложения для функции Бесселя 1-го рода от мнимого аргумента I_m получается ряд для соответствующих функций 2-го рода K_m .

Для акустических возмущений общее решение для φ'^a имеет вид

$$\varphi'^a = (\hat{\varphi}_+^a I_m + \hat{\varphi}_-^a K_m) e_s$$

откуда

$$v_r'^a = \frac{\partial \varphi'^a}{\partial r}, \quad v_\varphi'^a = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi'^a}{\partial \varphi}, \quad v_z'^a = \frac{\partial \varphi'^a}{\partial z}.$$

Граничные условия на фронте пламени аналогичны (1.11)–(1.14) при заменах (1.12), (1.13) на

$$v_{1\varphi}' + \frac{v_{1r}'}{r_0} \frac{\partial \xi'}{\partial \varphi} = v_{2\varphi}' + \frac{v_{2r}'}{r_0} \frac{\partial \xi'}{\partial \varphi}, \\ v_{1z}' + v_{1r}' \frac{\partial \xi'}{\partial z} = v_{2z}' + v_{2r}' \frac{\partial \xi'}{\partial z}.$$

Форма характеристического уравнения совпадает с (1.15). Рассматриваются те же варианты общих граничных условий A, B, C . Связь (1.15) в данном случае имеет вид

$$(1 - \mu)x_0 + (a + b\mu)(1 + \kappa r_0) + (1 - \mu)c\kappa r_0 = 0,$$

где для течения внутрь

$$a_A = a_B = a_C = \left(I_{m0} - \frac{I_{m2}'}{K_{m2}'} K_{m0} \right) \left(I_{m0} - \frac{I_{n,2}'}{K_{m2}'} K_{m0} \right)^{-1} x \\ b_A = b_B = - \left(K_{m0} - \frac{K_{m1}'}{I_{m1}'} I_{m0} \right) \left(K_{m0} - \frac{K_{m1}'}{I_{m1}'} I_{m0} \right)^{-1} x$$

$$b_C = \frac{x_2}{x_1} \frac{K'_{m1}}{K'_{m2}} \left(\frac{K_{m0}}{K'_{m0}} - a_A \right) - \frac{K_{m0}}{K'_{m0}},$$

$$c_A = \frac{1}{x_0} \left\{ a_A \left[(2w'_{m0} + x_0) - \frac{2w'_{m2} + x_2}{K'_{m2}} K'_{m0} \right] - \left(2w_{m0} - \frac{2w'_{m2} + x_2}{K'_{m2}} K_{m0} \right) \right\},$$

$$c_B = c_C = \frac{1}{x_0} \left\{ a_A \left[(2w'_{m0} + x_0) - \frac{2w'_{m2}}{K'_{m2}} K_{m0} \right] - \left(2w_{m0} - \frac{2w'_{m2}}{K'_{m2}} K_{m0} \right) \right\}.$$

Здесь $x_{0,1,2} = kr_{0,1,2}$; индексы 0, 1, 2 указывают значение $x = x_{0,1,2}$. При переходе к течению наружу имеют место замены $I_m \rightleftharpoons K_m$.

В длинноволновом приближении ($x = 2\pi r/\Lambda \rightarrow 0$), когда учитываются только азимутальные возмущения,

$$w_m \rightarrow x^2/(4 - m^2)$$

при соответствующем переопределении x , и для вихревых возмущений получаем

$$v'_r = - \frac{m^2}{4 - m^2} \frac{\hat{f}'}{rv_r} re,$$

$$v'_\varphi = - im \frac{2}{4 - m^2} \frac{\hat{f}^r}{rv_r} re,$$

$$p'_r = \frac{4}{4 - m^2} \hat{\rho} \hat{f}' e.$$

Связь (1.15) имеет вид

$$(1 - \mu) + (a + b\mu)(1 + \kappa r_0) + (1 - \mu)c\kappa r_0 = 0,$$

где для течения внутрь

$$a_A = a_B = a_C = \frac{1}{m} \frac{1 + \varepsilon_2^{2m}}{1 - \varepsilon_2^{2m}},$$

$$b_A = b_B = \frac{1}{m} \frac{1 + \varepsilon_1^{2m}}{1 - \varepsilon_1^{2m}},$$

$$b_C = \frac{1}{m} \frac{(\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{m+1}}{m^2} \frac{2m}{1 - \varepsilon_2^{2m}},$$

$$c_A = \frac{1}{m-2} \left(\frac{2m}{1 - \varepsilon_2^{2m}} \frac{1 - \varepsilon_2^{m+2}}{m+2} - 1 \right),$$

$$c_B = c_C = c_A + \frac{\varepsilon_2^{m+2}}{n^2} \frac{2m}{1 - \varepsilon_2^{2m}}.$$

При переходе к течению наружу имеют место замены $m \rightarrow -m$ и $\varepsilon_{1,2} \rightarrow \varepsilon_{1,2}^{-1}$. Кроме того (см. выше), меняется знак κ .

На рис. 2, а (течение внутрь) и 2, б (течение наружу) приведена в функции μ величина $\lambda = \kappa r_0/m$ для длинноволнового приближения (варианты А, В, С) и точек:

$$1 - m = 1, \quad \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,25;$$

$$2 - m = 1, \quad \varepsilon_1 = 0,5, \quad \varepsilon_2 = 0,25;$$

$$3 - m = 1, \quad \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,5;$$

$$4 - m = 3, \quad \varepsilon_1 = 0,25, \quad \varepsilon_2 = 0,25.$$

В коротковолновом приближении ($m \rightarrow \infty$) для обоих течений тоже имеет место предельный переход к результату Ландау. В длинноволновом приближении ($m \rightarrow 0$) для течения внутрь $\lambda \rightarrow 1$ и наружу $\lambda \rightarrow -1$.

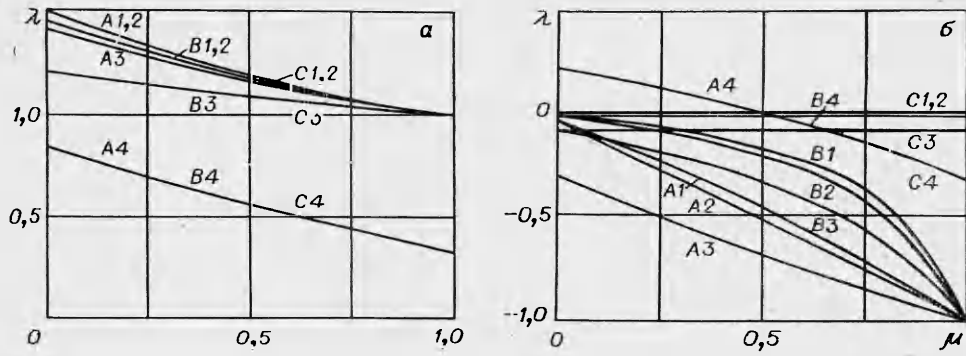


Рис. 2.

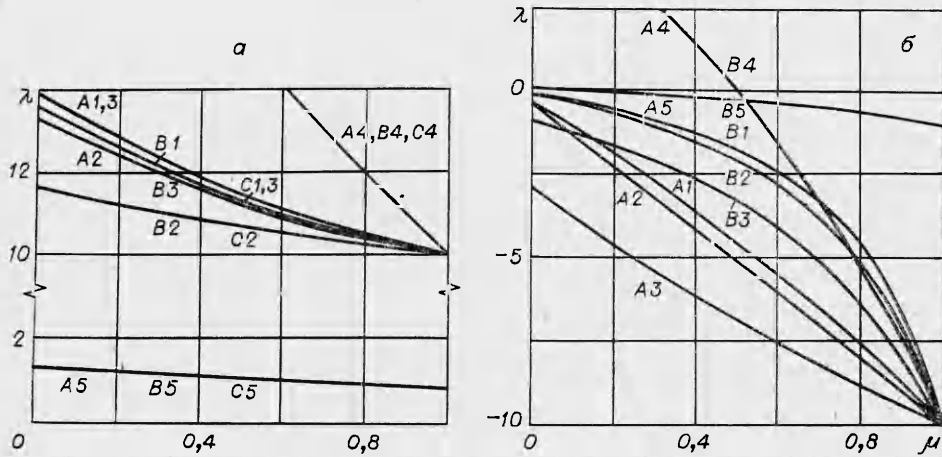


Рис. 3.

На рис 3, а (течение внутрь) и 3, б (течение наружу) приведена в функции μ величина $\lambda = \kappa g_0/x_0$ в общем случае для тех же вариантов и точек:

- 1 — $m = 1$, $\varepsilon_1 = 0,25$, $\varepsilon_2 = 0,25$, $x_0 = 0,1$;
- 2 — $m = 1$, $\varepsilon_1 = 0,5$, $\varepsilon_2 = 0,25$, $x_0 = 0,1$;
- 3 — $m = 1$, $\varepsilon_1 = 0,25$, $\varepsilon_2 = 0,5$, $x_0 = 0,1$;
- 4 — $m = 3$, $\varepsilon_1 = 0,25$, $\varepsilon_2 = 0,25$, $x_0 = 0,1$;
- 5 — $m = 1$, $\varepsilon_1 = 0,25$, $\varepsilon_2 = 0,25$, $x_0 = 1$.

Здесь картина аналогична сфере, при этом с ростом длины волны область устойчивости убывает.

Поступила в редакцию 22/II 1981,
после доработки — 22/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Д. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
2. Я. Б. Зельдович. Структура и устойчивость стационарного ламинарного пламени при умеренно больших числах Рейнольдса. Черноголовка, 1979.
3. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1966, 1.
4. П. П. Лазарев, А. С. Плешанов. ФГВ, 1980, 16, 6.
5. С. Чепмен, Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960.
6. Т. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций. М.: ИЛ, 1949.