13. **Энергия** разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродства к электрону/Под ред. В. Н. Кондратьева. М.: Наука, 1974.
14. **Р. С. Данбар.**— В кн.: Реакционная способность и пути реакций/Под ред. Г. Клонмана. М., 1977.
15. **H. F. Calcote, J. L. Reuter.** J Chem. Phys., 1963, 38, 2.
16. **J. A. Jreen, T. M. Sugden.** Ninth Symp. (Intern.) on Combust. N.— Y. and London· Acad. Press, 1963.
17. **В. И. Ботова, Н. Д. Щербаков, Б. С. Фиалков.** ФГВ, 1980, 16, 3.
18. **В. И. Ботова, Г. М. Турдыбеков, Б. С. Фиалков.** Тез. докл. семинара по электрофизике горения. Караганда, 1980.

О ЛИНЕЙНОЙ ДЛИННОВОЛНОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СТАЦИОНАРНОГО ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

П. П. Лазарев, А. С. Плешанов

(Москва)

В реальных течениях ламинарное пламя может распространяться по свежей смеси с закруткой. В такой ситуации на течение среды в системе координат, связанной с пламенем, действуют центробежная и кориолисова силы. В данной работе рассматривается влияние этих эффектов на устойчивость ламинарного фронта пламени. Исследование проводится в линейном (по амплитуде возмущений) приближении и для гидродинамических возмущений, так что длина их волн велика по сравнению с тепловой шириной фронта пламени. Анализ ведется на основной границе устойчивости, где частота возмущений равна нулю (течение стационарно).

Радиальное стационарное течение несжимаемой и невязкой жидкости в системе координат, вращающейся вокруг оси z с угловой скоростью ω, описывается уравнениями неразрывности

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r)=0$$

и движения [1]

$$v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}=\omega^2 r,\quad \frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \varphi}=-2\omega v_r,$$

где v — скорость; p — давление; ρ — плотность; r — радиус; φ — полярный угол; член $\omega^2 r$ — центробежное ускорение, член $-2\omega v_r$ — ускорение Кориолиса. Здесь предполагается, что компоненты $v_\varphi=v_z=0$ и $\partial v_r/\partial\varphi=\partial v_r/\partial z=0$. Решение системы имеет вид ($Q=\mathrm{const}$)

$$v_r=Q/r,\quad p/\rho+1/2\cdot[(Q/r)^2-(\omega r)^2]+2\omega Q\varphi=\mathrm{const}. \tag{1}$$

В связи с монотонной зависимостью p от φ данное решение возможно лишь при наличии скачка p, например, при $\varphi=\pm\pi$, что реализуется помещением непроницаемой стенки на луче $\varphi=\pm\pi$.

Возмущенная стационарная система уравнений имеет общий вид [1]

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r')+\frac{1}{r}\frac{\partial v_\varphi'}{\partial\varphi}+\frac{\partial v_z'}{\partial z}=0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(v_r v_r')+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial r}=2\omega v_\varphi', \tag{3}$$

$$\frac{v_r}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_\varphi')+\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p'}{\partial\varphi}=-2\omega v_r', \tag{4}$$

$$v_r\frac{\partial v_z'}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial z}=0, \tag{5}$$

где штрихи относятся к возмущениям. В принятом линейном приближении можно считать, не умаляя общности, что зависимость возмущений от φ и z определяется множителем $\exp(im\varphi + ikz)$, где m — целое число; $k = 2\pi/\Lambda$ — волновое число (Λ — длина волны). Ограничимся здесь исследованием частных ситуаций: 1) $m = 0$ (возмущения типа перетяжек), 2) $k = 0$ (чисто азимутальные возмущения).

При $m = 0$, согласно (2), можно ввести функцию тока ψ' соотношениями

$$v_r' = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi'}{\partial z}, \quad v_z' = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi'}{\partial r}. \tag{6}$$

Комбинация (2)—(5) дает уравнение для ψ'

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi' + \left(\frac{2\omega}{Q}\right)^2 \frac{\partial^2\psi'}{\partial z^2} = 0. \tag{7}$$

Совершая замену $\psi' = r\partial\chi'/\partial r$, вводя $x = kr$ и трижды интегрируя (7), получим

$$L\chi' = \left[f_0' + f_1'(x/2)^2 + f_2' x^2 \ln x\right] + \varepsilon^2 R\chi', \tag{8}$$

где

$$L\chi' \equiv \left(\frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x} x \frac{\partial}{\partial x} - 1\right)\chi',$$

$$R\chi' \equiv \int x \int \frac{1}{x} \int x^2 \frac{\partial\chi'}{\partial x}\, dx dx dx,$$

$$\varepsilon = (2\omega/Qk^2)$$

и f' — постоянные интегрирования, из которых уровень отсчета f_0' не имеет значения, а $f_2' = 0$ из условия конечности v_z' при $x = 0$. Структура уравнения (8) позволяет искать его решение в виде ряда по параметру ε^2

$$\chi' = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^{2k}\chi_k', \tag{9}$$

так что

$$L\chi_0' = f_1'(x/2)^2, \quad L\chi_{k+1}' = R\chi_k',$$

откуда

$$\chi_0' = \hat{\chi}_0^{a\mathrm{I}} I_0(x) + \hat{\chi}_0^{a\mathrm{II}} K_0(x) + \hat{\chi}_0^{r}(x/2)^2,$$

где I_0 и K_0 — функции Бесселя от мнимого аргумента 1-го и 2-го рода соответственно, символ $\wedge$ означает амплитуду. Индексы a_{I}, a_{II} относятся к решениям однородного уравнения $L\chi_0' = 0$, индекс r — к решению неоднородного уравнения. При $\varepsilon = 0\,(\chi' \equiv \chi_0')$ решения a_{I}, a_{II} являляются акустическими, а решение r — вихревым. При $\varepsilon \neq 0$ получаются слитые акустико-вихревые возмущения.

Получение общего решения (8) основано на следующих фактах. Введем обозначения

$$\varphi_l = x^l I_l, \quad \psi_l = x^l K_l, \quad \omega_l = (x/2)^{2l}.$$

Тогда

$$L\varphi_l = 2l\varphi_{l-1},$$
$$R\varphi_l = \varphi_{l+2} - 2\varphi_{l+1} + 2^2 l\varphi_l - 2^3 l(l-1)\varphi_{l-1} + \ldots,$$
$$L\psi_l = -2l\psi_{l-1},$$
$$R\psi_l = \psi_{l+2} + 2\psi_{l+1} + 2^2 l\psi_l + 2^3 l(l-1)\psi_{l-1} + \ldots,$$
$$L\omega_l = -\omega_l + l^2\omega_{l-1},$$
$$R\omega_l = \frac{4l}{(l+1)^2(l+2)}\omega_{l-2}.$$

В результате, например,

$$\chi_1' = \hat{\chi}_0^{a\mathrm{I}}(1/6\varphi_3 - 1/2\varphi_2) - \hat{\chi}_0^{a\mathrm{II}}(1/6\psi_3 + 1/2\psi_2) - \hat{\chi}_0^{r}(1/3\omega_3 + 3\omega_2 + 12\omega_1).$$

Остальные величины имеют вид

$$v_r' = ik^2 \frac{\partial \chi'}{\partial x}, \quad v_z' = -k^2 \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} x \frac{\partial}{\partial x} \chi',$$

$$v_\varphi' = -ik^2 \varepsilon \frac{1}{x} \int x^2 \frac{\partial \chi'}{\partial x} dx, \tag{10}$$

$$p' = -i\rho v_r k^2 \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} x \frac{\partial}{\partial x} \chi'.$$

Практически достаточно получить формулы для χ' и v_z', тогда формулы для v_r' из χ' и v_φ', p' из v_z' находятся автоматически. Поскольку предполагается, что зависимость от φ отсутствует, то условие $\partial v_\varphi'/\partial\varphi(\pm\pi) = 0$ может быть согласовано с наличием стенки при $\varphi = \pm\pi$ включением на одном из этих лучей вдува, а на другом — отсоса. Впрочем, при углах, не слишком близких к $\varphi = \pm\pi$, наличие этой стенки не может быть существенным.

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

$$\rho_1\left(v_{1r}' + \frac{dv_{1r}}{dr}\zeta'\right) = \rho_2\left(v_{2r}' + \frac{dv_{2r}}{dr}\zeta'\right) = j\varkappa\zeta', \tag{11}$$

$$v_{1z}' + v_{1r}\frac{\partial\zeta'}{\partial z} = v_{2z}' + v_{2r}\frac{\partial\zeta'}{\partial z}, \tag{12}$$

$$v_{1\varphi}' = v_{2\varphi}', \tag{13}$$

$$p_1' + \frac{dp_1}{dr}\zeta' + 2jv_{1r}\varkappa\zeta' = p_2' + \frac{dp_2}{dr}\zeta' + 2jv_{2r}\varkappa\zeta', \tag{14}$$

где $j = \rho_1 v_{1r} = \rho_2 v_{2r}$ — поток массы; $\varkappa$ — коэффициент, пропорциональный энергии активации реакции горения [2]; $\zeta' = \hat{\zeta} e^{ikz}$ — возмущение r-координаты фронта; индексы α — 1, 2 относятся к свежей смеси и продуктам сгорания соответственно.

Течение может осуществляться как внутрь цилиндра (при этом продукты сгорания удаляются из цилиндра с помощью стока в начале координат), так и наружу (при этом свежая смесь поступает в цилиндр посредством источника). В первом случае в среде 1 учитывается возмущение a_{II}, а в среде 2 a_I; во втором случае — наоборот. Ввиду $\varkappa \sim v_r$ [2] эти случаи отличаются также знаками $\varkappa$ (в дальнейшем считается $\varkappa \sim |v_r|$).

Исследуемая задача при $\varepsilon \neq 0$ имеет принципиальное отличие от аналогичных, ранее рассмотренных задач, именно: в среде 1 кроме a-возмущения нужно учитывать и r-возмущение. Это следует, в частности, из выражения для радиальной компоненты вихря скорости $R_r' = -\partial v_\varphi'/\partial z$. Появление нового возмущения позволяет удовлетворить граничное условие (13) нетривиальным образом.

Введем обозначения (см. (10))

$$v_{\alpha r}' = ik^2(\hat{\chi}_\alpha^a v_{\alpha r}^a + \hat{\chi}_\alpha^r v_{\alpha r}^r),$$

$$v_{\alpha z}' = -k^2(\hat{\chi}_\alpha^a v_{\alpha z}^a + \hat{\chi}_\alpha^r v_{\alpha z}^r),$$

$$v_{\alpha\varphi}' = -ik^2\varepsilon_\alpha(\hat{\chi}_\alpha^a v_{\alpha\varphi}^a + \hat{\chi}_\alpha^r v_{\alpha\varphi}^r),$$

$$p_\alpha' = -ijk^2(\hat{\chi}_\alpha^a p_\alpha^a + \hat{\chi}_\alpha^r p_\alpha^r);$$

определители

$$\Delta_{1rz} = v_{1r}^a v_{1z}^r - v_{1z}^a v_{1r}^r, \quad \Delta_{2rz} = v_{2r}^a v_{2z}^r - v_{2z}^a v_{2r}^r,$$

$$\Delta_{1rp} = v_{1r}^a p_1^r - p_1^a v_{1r}^r, \quad \Delta_{2rp} = v_{2r}^a p_2^r - p_2^a v_{2r}^r, \quad \Delta_{2zp} = v_{2z}^a p_2^r - p_2^a v_{2z}^r,$$

$$\Delta_{1r\varphi} = v_{1r}^a v_{1\varphi}^r - v_{1\varphi}^a v_{1r}^r, \quad \Delta_{2r\varphi} = v_{2r}^a v_{2\varphi}^r - v_{2\varphi}^a v_{2r}^r, \quad \Delta_{2z\varphi} = v_{2z}^a v_{2\varphi}^r - v_{2\varphi}^a v_{2z}^r,$$

$$\Delta_p = \Delta_{1rz}\Delta_{2rp} - \Delta_{2rz}\Delta_{1rp}, \quad \Delta_\varphi = \Delta_{1rz}\Delta_{2r\varphi} - \Delta_{2rz}\Delta_{1r\varphi}$$

и их комбинации

$$a_{1p} = v_{1r}^{a} [\Delta_{2zp} + 2(1-\mu)\Delta_{2rz}] + \mu\left(p_1^a \Delta_{2rz} - v_{1z}^{a}\Delta_{2rp}\right),$$

$$a_{2p} = v_{1r}^{a}(1-\mu)[x_0\Delta_{2rp} - (1+K)\Delta_{2rz}];$$

$$a_{1\varphi} = v_{1r}^{\bar{v}}\Delta_{2z\varphi} + \mu\left(v_{1\varphi}^{a}\Delta_{2rz} - v_{1z}^{a}\Delta_{2r\varphi}\right),$$

$$a_{2\varphi} = v_{1r}^{a}(1-\mu)\, x_0\Delta_{2r\varphi},$$

где

$$\mu = \rho_2/\rho_1 \leqslant 1; \quad x_0 = kr_0; \quad \varepsilon_2 = \mu\varepsilon_1;$$

$$K = \frac{(\omega r_0)^2}{\bar{\nu}_{1r}\bar{\nu}_{2r}} = \frac{1}{4}\mu\left(\varepsilon_1 x_0^2\right)^2.$$

Тогда искомое характеристическое уравнение относительно $\lambda = \varkappa r_0$ имеет вид

$$\lambda = -1 - \frac{a_{2p}\Delta_\varphi - a_{2\varphi}\Delta_p}{a_{1p}\Delta_\varphi - a_{1\varphi}\Delta_p}. \tag{15}$$

Ввиду $\lambda \sim 1/2(1-\mu)x_0$ [2] величина $\bar{\lambda}$, пропорциональная собственно энергии активации, определяется соотношением

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{1/2\,(1-\mu)\,x_0}. \tag{16}$$

Выражение (15) при $\varepsilon_1 = 0$ не совпадает с аналогичным выражением [3]

$$\lambda = -1 - \left.\frac{a_{2p}}{a_{1p}}\right|_{\varepsilon_1 = 0}. \tag{17}$$

Причина расхождения заключается в учете дополнительного граничного условия (13), которое при малых, но отличных от нуля, значениях ε_1 дает неисчезающий с ε_1 вклад в (15).

На рис. 1, 2 (течение внутрь) и 3, 4 (наружу) даны зависимости λ и $\bar{\lambda}$ от μ при параметрах $\varepsilon_1 = 0$; 0,1; 0,2 и $x_0 = 1$; 3 (кривые *1*, *4* проведены согласно (17)). Области устойчивости находятся над кривыми. Расчеты проводились в первых двух приближениях по ε_1^2 $(\chi'^{(1)} = \chi_0' + \varepsilon_1^2\chi_1'$, $\chi'^{(2)} = \chi_0' + \varepsilon_1^2\chi_1' + \varepsilon_1^4\chi_2')$. При выбранных значениях ε_1 и x_0 сходимость оказалась хорошей. Из рис. 1, 3 (аналогично рис. 2, 4) можно сделать выводы: 1) учет граничного условия (13) при $\varepsilon_1 = 0$ понижает устой-

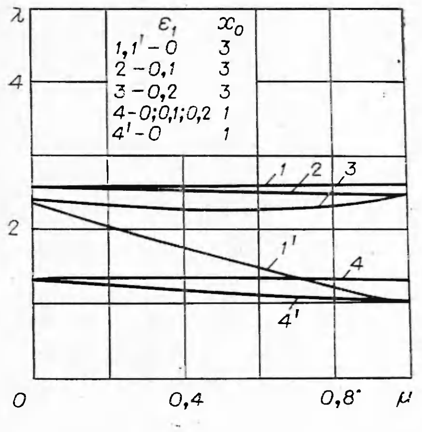

Рис. 1. Зависимость параметра λ от отношения плотностей μ для течения внутрь.

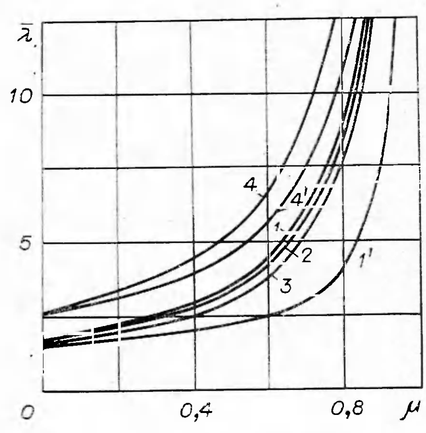

Рис. 2. Зависимость $\bar{\lambda}$ от μ для течения внутрь.

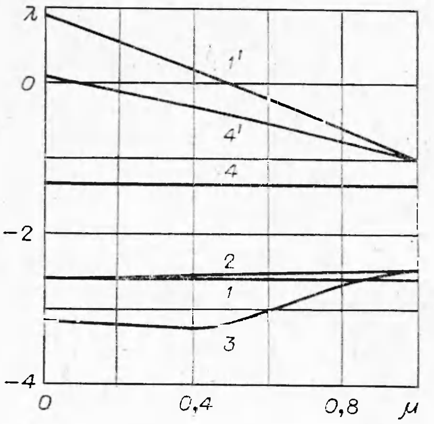

Рис. 3. Зависимость λ от μ для течения наружу.

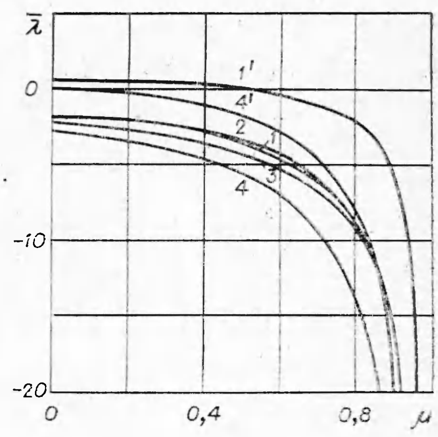

Рис. 4. Зависимость параметра $\bar{\lambda}$ от μ для течения наружу.

чивость для течения внутрь и повышает ее для течения наружу; 2) вращение, учитываемое ускорением как центробежным (параметр K), так и кориолисовым (параметр ε_1) при выбранных значениях ε_1 и x_0, повышает устойчивость для обоих типов течений (ср. ниже со случаем $k=0$).

Развернутые выражения λ, согласно (15), при $\varepsilon_1=0$ имеют вид для течения внутрь

$$\lambda = 1 + \frac{3}{1+8/x_0^2} \tag{18}$$

и наружу

$$\lambda = -1 - \frac{3}{1+8/x_0^2}. \tag{19}$$

Соответствующие выражения λ, согласно (17), имеют вид [3]

$$\lambda = 1 + (1-\mu)\frac{x_0 - I_2/I_1}{\dfrac{1}{x_0 I_1 K_1} + (1-\mu)\left(\dfrac{I_2}{I_1} - \dfrac{K_0}{K_1}\right)}, \tag{20}$$

$$\lambda = -1 - (1-\mu)\frac{x_0 + K_2/K_1}{-\dfrac{1}{x_0 I_1 K_1} + (1-\mu)\left(\dfrac{I_0}{I_1} - \dfrac{K_2}{K_1}\right)}. \tag{21}$$

Любопытно, что формулы (18), (19) не содержат μ. Предельный переход при $x_0 \to \infty$ к результату Ландау [2] $\varkappa/k \to 1/2(1-\mu)$ имеет место для выражений (20), (21) и, очевидно, не выполняется для (18), (19). При $x_0 \to \infty$ последние формулы дают $\bar{\lambda} \to 0 \pm 0$, т. е. абсолютную устойчивость, поскольку реальные значения $\bar{\lambda} > 0$. Таким образом, сколь угодно малое вращение обеспечивает длинноволновую устойчивость слабо искривленных пламен по отношению к возмущениям типа перетяжек.

При $k=0$ имеет место $v_z' = 0$ и не используется граничное условие (12). Анализ оказывается значительно более простым, и искомое характеристическое уравнение имеет вид для течения внутрь

$$\frac{\lambda}{m} = \frac{1-\mu}{2}\,\frac{1-K/(m+1)}{1+\mu/(m+1)} + \frac{1}{m} \tag{22}$$

и для течения наружу ($\lambda \to -\lambda$, $m \to -m$)

$$\frac{\lambda}{m} = \frac{1-\mu}{1}\,\frac{1+K/(m-1)}{1-\mu/(m-1)} - \frac{1}{m}. \tag{23}$$

При $m \to \infty$ ввиду $m = 2\pi r_0/\Lambda = kr_0$ в обоих типах течений получается предельный переход к результату Ландау [2]. Из (22), (23) следует, что в данном случае кориолисово ускорение не влияет на устойчивость фронта, а центробежное — увеличивает устойчивость течения внутрь и понижает устойчивость течения наружу, что физически очевидно.

Поступила в редакцию 9/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе.** Теоретическая гидромеханика. М.— Л.: Гостехиздат, 1948.
2. **П. П. Лазарев, А. С. Плешанов.** ФГВ, 1980, **16**, 6.
3. **П. П. Лазарев, А. С. Плешанов.** ФГВ, 1983, **19**, 1.

ВЛИЯНИЕ ТЕТРАФТОРДИБРОМЭТАНА НА ХЕМИИОНИЗАЦИЮ И ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ В ПРОПАН-БУТАН-ВОЗДУШНЫХ ПЛАМЕНАХ

А. Б. Фиалков, Л. А. Зиновьев, Б. С. Фиалков

(Караганда)

Рассматривается влияние ингибитора $C_2F_4Br_2$ на хемиионизацию и хемивозбуждение в пропан-бутан-воздушных пламенах. Изучались атмосферные пламена на цилиндрической горелке и пламена, горящие при давлении 40—500 мм рт. ст. на плоской матричной горелке. Пары ингибитора подавались в поток топливно-воздушной смеси из прогреваемой ячейки. Расход ингибитора определялся весовым методом.

Концентрация положительных ионов рассчитывалась из вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда Ленгмюра [1]. Интенсивность излучения радикалов CH* и C_2^* измерялась на кантах полос 4315 и 5165 Å соответственно. Эффективные температуры — колебательная C_2^* и вращательная CH* — определялись из распределения интенсивности излучения по переходам [2].

Хемивозбужденный радикал CH* образуется при участии кислорода или его соединений, о чем свидетельствует положение области его люминесценции в пламенах различных конфигураций и условий подвода окислителя, а также зависимость интенсивности его излучения от коэффициента избытка окислителя [3]. По Гейдону [2],

$$C_2 + OH \to CO + CH + 91{,}2 \text{ ккал/моль}.$$

Как видно из рис. 1, ингибирование пламени с помощью тетрафтордибромэтана слабо влияет на интенсивность излучения CH*, а так как $C_2F_4Br_2$ преимущественно воздействует на атомы водорода, уменьшая их концентрацию, в образовании и расходовании CH* атомарный водород, видимо, участия не принимает.

Интенсивность излучения C_2^* при ингибировании тетрафтордибромэтаном быстро возрастает, начиная с некоторого расхода $C_2F_4Br_2$ (см. рис. 1). Примерно также зависит от расхода ингибитора образование сажи в богатых пламенах (определялось по излучению сплошного спектра в желтой области). Сажа и C_2^* образуются в пламени, видимо, в результате однотипных начальных реакций, которые при недостатке кислорода (верхняя часть факела богатой смеси) завершаются образованием сажи, а при достаточном количестве кислорода — образованием C_2^* в хемилюминесцентной зоне.

Зависимость концентрации положительных ионов от расхода ингибитора имеет экстремальный характер (рис. 2); при небольших расходах $C_2F_4Br_2$ концентрации ионов в ингибированном пламени выше, чем