

свободным истечением продуктов реакции из канала из-за интенсификации их движения.

Таким образом, наложение на зону горения электрического поля интенсифицирует процесс горения в каналах, высота которых достаточно велика, и уменьшает его вплоть до полного подавления в каналах меньшего размера (3,1 мм и меньше). Непременным условием погасания при этом является снижение \bar{v} . При $U > U_{\text{п}}$ сокращается расстояние от входа в канал, на котором происходит погасание. Это свидетельствует о том, что запас надежности действия огнепреградителей, основанных на явлении деформации пламени в электрическом поле, может регулироваться за счет вариации разности потенциалов выше порогового ее значения без уменьшения размеров пламягасящих каналов, как это делается до сегодняшнего времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Д. Саламандра.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. Г. Д. Саламандра, И. М. Вентцель, А. А. Зеленков. БИ, 1973, 11.
3. Г. Д. Саламандра, И. К. Федосеева.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
4. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
5. Г. Д. Саламандра, Н. И. Майоров. ФГВ, 1978, 14, 3.

Поступила в редакцию 23/XII 1985

К ДЛИННОВОЛНОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. С. Плешанов
(Москва)

При распространении ламинарного пламени в горизонтальной трубе с вертикальным внешним электрическим полем в случае, когда верхний электрод имеет больший потенциал, по достижении некоторого критического напряжения U_* наблюдается переворачивание несимметричного фронта пламени [1]. Обнаружено, что если применены голые электроды, величина U_* меньше при изолированных электродах. Кроме того, установлено, что в случае голых электродов электрический ток идет преимущественно по фронту пламени.

Трактуя переворачивание фронта как потерю его устойчивости, заключаем, что фронт пламени во внешнем электрическом поле должен обладать меньшей устойчивостью в случае голых электродов, чем при их изоляции. Преимущественное прохождение тока по фронту означает, что в свежей смеси концентрация носителей тока (в данном случае — положительных ионов) мала. Простейшая модельная ситуация такова: в свежей смеси ток вообще отсутствует, а потенциал продуктов сгорания постоянный. Устойчивость фронта в такой постановке следует сравнить с таковой при наличии тока в свежей смеси и постоянном потенциале продуктов сгорания [2]. Вторая постановка моделирует ситуацию с изолированными электродами, когда внешнее электрическое поле при отсутствии тока во внешней цепи разделяет заряды разных знаков внутри трубы, и их перемещение к электродам создает внутренний ток. Строго говоря, движение среды и электрическое поле в такой ситуации могут быть описаны лишь в рамках двумерной теории. Однако на расстояниях, малых по сравнению с диаметром трубы, применимо одномерное описание [2].

Характеристическое уравнение задачи имеет вид [2]

$$(\rho_1 + \rho_2)\Omega^2 + 2m_{\perp}k_{\parallel}\Omega + k_{\parallel}[(\rho_1 - \rho_2)(g_{\perp} - v_{1\perp}v_{2\perp}k_{\parallel}) + (1/4\pi)E_{1\perp}E'_{1\perp}/\zeta'] = 0, \quad (1)$$

где ρ — плотность; v — скорость; $m = \rho v$; g — ускорение силы тяжести; E — напряженность электрического поля; индексы 1, 2 относятся к свежей смеси и продуктам сгорания соответственно; индексы \perp , \parallel означают компоненты, перпендикулярные и параллельные фронту; штрих относится к возмущению. Предполагается, что возмущение нормальной координаты фронта определяется формулой

$$\zeta' = \zeta'_0 \exp [i(\vec{k}_{\parallel} r_{\parallel}) + \Omega t].$$

(\vec{k}_{\parallel} — волновое число задающего действительного возмущения, $\Omega = -i\omega$, ω — частота). При выводе (1) использовано граничное условие постоянства m_{\perp} на фронте [3], т. е. $\delta m_{\perp} = 0$. Не представляет труда обобщение (1) на случай $\delta m_{\perp} = m_{\perp} \kappa \zeta'$ (κ пропорционально энергии активации [4]).

Уравнение (1) отличается от аналогичного из [3] членом с $E'_{1\perp}$, объясненным своим появлением учетом электрического давления в граничном условии непрерывности нормального потока импульса [2]:

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

где p — давление; $\{f\} = f_2 - f_1$. Знак и величина обсуждаемого члена определяют влияние электрического поля на устойчивость фронта (отрицательный знак понижает устойчивость).

В ситуации голых электродов (I) из $dE_{1\perp}/dr_{\perp} = 0$ имеем

$$E_{1\perp} = \text{const} = -U/d,$$

а из $\text{div } \vec{j}_1 = 0$ и $\vec{E}'_1 = -\nabla_{\vec{\varphi}'_1} - \Delta \varphi'_1 = 0$, решение которого, удовлетворяющее граничным условиям [2]

$$\varphi'_1(r_{\perp} = -d) = 0, \quad \delta \varphi_1(r_{\perp} = 0) = \varphi'_1 - E_{1\perp} \zeta' = 0,$$

имеет вид

$$\varphi'_1 = -U \frac{\text{sh } k_{\parallel} (r_{\perp} + d)}{\text{sh } k_{\parallel} d} \frac{\zeta'}{d}.$$

Здесь U — напряжение; d — расстояние между фронтом и нижним электродом; \vec{j} — плотность тока; φ — потенциал. Отсюда получим

$$j_{1\parallel} = -\frac{(E_{1\perp} E'_{1\perp})_I}{4\pi \zeta'} = \frac{E_{1\perp}^2}{4\pi d} \frac{k_{\parallel} d}{\text{th } k_{\parallel} d} \rightarrow \frac{E_{1\perp}^2}{4\pi d} > 0. \quad (2)$$

Последнее выражение соответствует длинноволновому приближению ($k_{\parallel} d \rightarrow 0$).

Аналогичная величина в случае изолированных электродов (II) в том же длинноволновом приближении имеет вид [2]

$$j_{II} \equiv -\frac{(E_{1\perp} E'_{1\perp})_{II}}{4\pi \zeta'} \rightarrow \frac{E_{1\perp}^2}{4\pi d} > 0, \quad (3)$$

где $|E_{1\perp II}|$ определяется из уравнения

$$U = \frac{\mu_1}{12\pi |j_{1\perp}|} \left[\left(E_{1\perp II}^2 + \frac{8\pi |j_{1\perp}| d}{\mu_1} \right)^{3/2} - |E_{1\perp II}|^3 \right].$$

Здесь $\mu > 0$ — подвижность. Из (2), (3) следует, что в длинноволновом приближении влияние электрического поля на устойчивость в обеих ситуациях определяется электрическим давлением ($E_{\parallel} = 0$). Искомый ре-

зультат $f_I > f_{II}$ следует из элементарного неравенства ($x > 0, \alpha > 1$)

$$[(1+x)^\alpha - 1]/(\alpha x) > 1.$$

Таким образом, в обеих ситуациях электрическое поле дестабилизирует фронт пламени, однако при голых электродах пламя в согласии с экспериментальными данными оказывается менее устойчивым. Такой же результат получается и в двумерной ситуации квазицилиндрического фронта пламени вблизи стенки, что может моделировать в некоторой степени реальное двумерное течение в трубе.

Автор выражает благодарность Н. И. Майорову за дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Д. Саламандра.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. П. П. Лазарев, А. С. Плешанов. ФГВ, 1979, 15, 2.
3. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6.
4. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.

Поступила в редакцию 10/XI 1983

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИИ

А. И. Кирдяшкин, Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов

(Томск)

Успех в решении научных и практических задач, связанных с горением гетерогенных систем, во многом зависит от наличия эффективных физических средств воздействия на горение, к числу которых можно отнести магнитное поле. Этот вид воздействия выгодно отличают простота технической реализации, безынерционность, возможность активного влияния на процессы тепло- и массообмена [1] при минимальной энергии, вносимой в систему. Однако механизмы горения в магнитном поле изучены пока недостаточно, поэтому исследования в данном направлении актуальны. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на закономерности горения веществ с конденсированными продуктами реакции на примере систем $Me-S$, $Me-Al$.

В качестве реагентов использовали порошки веществ, имеющие различные магнитные состояния: железа карбонильного ОСЧ, никеля — ПНК-Т, ПНК1-Л5, ПНК-2, кобальта ПК-1 (ферромагнетики, $\mu \gg 1$), титана ПТМ, марганца, молибдена (парамагнетики, $\mu \approx 1$), хрома (антиферромагнетик, $\mu \approx 1$), меди ПМС-1, серы элементарной ОСЧ (диамагнетики, $\mu \approx 1$), где μ — относительная магнитная проницаемость. Опыты проводили на смесях порошков металлов с серой и алюминием, приготовленных в фарфоровой ступке. Составы помещали в кварцевые трубки диаметром 10 мм, которые зажимали полюсами электромагнита. Электромагнит питался постоянным током. Индукция поля (за исключением случая ее варьирования), измеряемая с помощью теслаамперметра Ф 4354/1, у поверхности полюсов составляла 0,17 и 0,05 Тл; градиент поля не превышал 5 Тл/м. Электромагнит с образцом помещали в бомбу постоянного давления, где в атмосфере аргона при давлении 6 атм смесь сжигали. Скорость горения u измерялась фоторегистратором ФР-14, а в случае слабого свечения она находилась измерением времени горения секундомером с ошибкой не более 10%. Для измерения максимальной температуры горения использовали термпары ВР-5 — ВР-20 толщиной 100 мкм, защищенные изоляторами из слюды. Значения скорости и температуры осредняли по данным 4—5 опытов. Конечные продукты исследовали с помощью химического, рентгенофазового, металлографического