

## ГОРЕНИЕ АЭРОВЗВЕСЕЙ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В СВОБОДНОМ ОБЪЕМЕ

*В. Г. Шевчук, А. К. Безродных, Е. Н. Кондрагьев,  
И. И. Градецкий, В. Н. Иванов*

*(Одесса)*

Интерес к распространению сферически-симметричного фронта горения в больших объемах аэровзвесей обусловлен рядом причин. Во-первых, именно такой режим горения наиболее типичен при возникновении пожаровзрывоопасных ситуаций. Во-вторых, пламена со сферической геометрией наиболее соответствуют понятию «нормальной» скорости пламени и связанному с ним вопросу устойчивости зоны горения. Отметим, что в случае волнового горения взвеси в полузамкнутых трубах (при зажигании у закрытого конца) [1] переход от ламинарного к турбулентному течению процесса обусловлен одновременным влиянием гидродинамической неустойчивости зоны горения, развитием трубной турбулентности, а также нелинейными акустическими колебаниями, генерируемыми нестационарным пламенем. Для сферически-симметричных пламен наиболее вероятной причиной перехода является гидродинамическая неустойчивость, т. е. автотурбулизация пламени, возникновение которой предопределено возрастанием характерного значения числа Рейнольдса  $Re$  по мере увеличения радиуса зоны горения. В-третьих, интенсивно развиваемое в последние годы новое направление в механике реагирующих сред — математическое моделирование распространения фронтов горения в двухфазных системах [2—5], в свою очередь, нуждается в экспериментальном обосновании.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние физико-химических факторов на условия реализации турбулентного режима волнового горения в больших объемах ( $V_0 \geq 10 \text{ м}^3$ ) аэровзвесей частиц алюминия (со средним размером частиц 4, 9 и 11 мкм) и алюминиевой пудры I ( $d = 10 \div 30 \text{ мкм}$ ) и II ( $d \leq 10 \text{ мкм}$ ).

Опыты проводили на установке с пневмоимпульсным способом создания облака (рис. 1). Основной элемент установки — распылительное устройство, состоящее из емкости 5 объемом 50 л со сжатым до 5—10 атм воздухом и четырех распылительных конусов 2, установленных на штангах. Рабочая база разноса конусов составляет 0,8—2 м, крепление конусов позволяет изменять угол их наклона на  $\pm 20^\circ$  от вертикали. Конусы подсоединены к электромеханическому клапану с пропускным отверстием сечением  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ , позволяющим сбрасывать давления за 0,1 с при полной засыпке конусов. В рабочий объем конусов засыпается 1—10 кг порошка в зависимости от условий эксперимента. После образования облака в фиксированный момент времени включается искровой поджиг. Искра вырабатывается высоковольтным трансформатором 1 с частотой 100 Гц в разрядном промежутке 3 мм при напряжении питания 18—20 кВ. Электроды поджига 3 устанавливаются с помощью телескопической штанги 4 в центре облака. Среднее значение концентрации горючего в облаке рассчитывали по известной засыпке порошка и видимым размерам облака в момент зажигания. Форма облака близка к сферической.

Скорость движения фронта пламени определяли скоростной кинокамерой СКС-1М 6. Скорость протяжки  $10^3$  кадр/с, кинокамера снабжена отметчиком времени, позволяющим вести отсчет по негативу с точностью

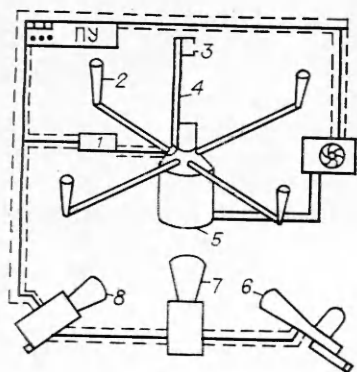


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

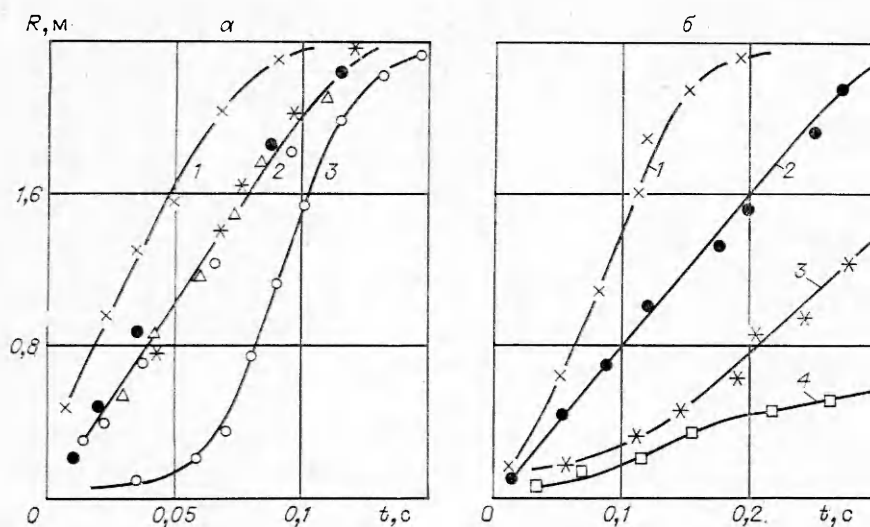


Рис. 2. Зависимость радиуса зоны горения от времени.

а) пудра  $\text{Al}$ ;  $\bar{d}$ ,  $\mu\text{м}$ : 1 — 74, 2 — 62, 3 — 93;  $\tau$ , мс: 1 — 2, 2 — 100, 3 — 400. б)  $\text{Al}$ ,  $\bar{d}$  = 9  $\mu\text{м}$ ;  $B$ ,  $\text{г/м}^3$ : 1 — 720, 2 — 260, 3 — 150, 4 — 120;  $\tau$ , мс: 1 — 100, 2, 3 — 270, 4 — 780.

$\pm 10^{-3}$  с. Процесс горения фиксировался также с помощью широкоформатного фоторегистратора 7 со скоростью непрерывной протяжки светочувствительной бумаги 2,5 м/с. Общая картина формирования облака, его горения и последующей динамики интенсивного термика, образующегося в результате сгорания, фиксировалось кинокамерой «Красногорск» 8 с частотой съемки 48 кадр/с.

Отличительная особенность проводимых опытов (как, вероятно, и любых крупномасштабных экспериментов с горючими аэрозвесями) состоит в наличии начального уровня турбулентности в облаке, обусловленного импульсным способом его создания. В настоящих опытах влияние начального уровня турбулентности качественно изучали при помощи вариации периода задержки зажигания  $\tau$  — времени задержки включения искры после формирования облака и собственно времени задержки воспламенения от возникновения искры до появления видимого очага горения (естественно, с увеличением  $\tau$  интенсивность турбулентности уменьшается). Отметим, что проводить контрольный эксперимент при различных  $\tau$  трудно, поскольку время задержки воспламенения (будучи по величине сопоставимым со временем задержки включения искры) меняется случайным образом, что обусловлено существенным влиянием флуктуации концентрации частиц в межэлектродном промежутке на развитие процесса зажигания.

Типичные зависимости радиуса зоны горения от времени, характеризующие динамику развития процесса, представлены на рис. 2. Как следует из рис. 2, а, при достаточно больших  $\tau$  удается наблюдать переход ламинарного течения к турбулентному, отождествляемый с резким увеличением скорости пламени (производной  $dR/dt$ ). Рис. 2, б иллюстрирует влияние концентрации горючего на развитие распространения фронта пламени. На кинограммах видны крупномасштабные неоднородности, растущие по мере увеличения радиуса зоны горения (отчетливо различимыми они становятся при приближении фронта горения к границам облака). Причем для быстрогорящих взвесей алюминиевой пудры на фоне растущих крупномасштабных неоднородностей формируются более мелкомасштабные, дробящиеся с течением времени аналогично тому, как это имеет место для газовых пламен [6—8]. Для сравнительно медленно горящих взвесей частиц алюминия ( $\bar{d} = 9 \mu\text{м}$ ) масштаб вторичных возмущений больше и формируются они медленнее. Для горящих в ламинарном режиме взвесей (кривая 4 на рис. 2, б) вторичные возму-

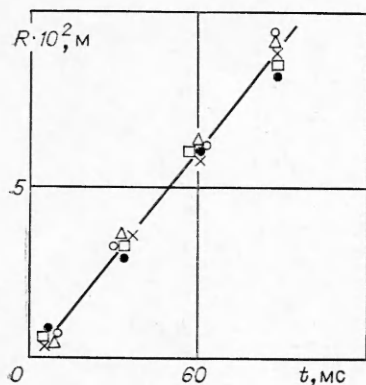


Рис. 3. Динамика горения малообъемных облаков;  $Al(d = 9 \text{ мкм}), B = 450 \text{ г/м}^3$ .

щения вообще не наблюдаются. Высказанные соображения позволяют интерпретировать первичные крупномасштабные неоднородности как результат неравномерности концентрации частиц в облаке, вторичные — как результат неустойчивости фронта пламени, т. е. автотурбуликации пламени. Причем по мере увеличения размера частиц устойчивость зоны горения возрастает, что естественно объяснить увеличением ее ширины.

Отметим также, что начальная стадия процесса (для расстояний  $\sim 10 \text{ см}$ ) не прослеживается вследствие значительной экранировки облаком. Однако специальные лабораторные опыты с малообъемными облаками ( $V_0 = 5 \div 40 \text{ л}$ ) показали (рис. 3), что на начальной стадии для всех исследуемых аэровзвесей реализуется ламинарный режим волнового горения на фоне радиального конвективного течения, обусловленного тепловым расширением продуктов сгорания. Например, для условий рис. 3 характерная величина  $v_B \approx 1 \text{ м/с}$ , причем в условиях больших объемов на участке ламинарного течения процесса (например, кривая 4 на рис. 2, б) значения  $v_B$  согласуются с таковыми в условиях малых объемов.

По мере уменьшения  $\tau$  наблюдается тенденция к сокращению переходного участка, а при зажигании облака на стадии его образования в опытах сразу же регистрируется развитый турбулентный режим. При этом, что особенно важно, среднее значение  $v_B$  практически не зависит от времени задержки. Поскольку  $\tau$  связано с начальным уровнем турбулентности в облаке, приходим к закономерному выводу, что исходная турбулентность сказывается в основном на величине переходного участка, но не отражается на скорости в режиме развитой турбулентности, т. е. измеряемые величины есть скорости автотурбулентного горения взвеси.

Видимые скорости распространения пламени (на практически линейном участке зависимости  $R(t)$ ), а следовательно, и интенсивность турбулентности, генерируемой пламенем, в значительной мере определяются физико-химическими параметрами взвеси (сорт, дисперсность, концентрация горючего). Все сказанное иллюстрируют приведенные в таблице данные. Здесь  $V_0$  — начальный объем облака,  $V_K$  — конечный объем, достигаемый в момент окончания распространения пламени. Нетрудно видеть, что в целом  $v_B$  возрастает с уменьшением размера частиц и увеличением концентрации горючего, что находится в качественном согласии с развитыми ранее воззрениями [9—11] на природу ламинарного

Размер частиц Al, мкм	$V_0, \text{ м}^3$	$V_K, \text{ м}^3$	$B, \text{ г/м}^3$	$v_B, \text{ м/с}$	Размер частиц Al, мкм	$V_0, \text{ м}^3$	$V_K, \text{ м}^3$	$B, \text{ г/м}^3$	$v_B, \text{ м/с}$
11	32	57	140	4+1,5	4	23	95	435	11+4
	—	—	270	7+2,5		10÷30	7,1	44	148
	17	56	400	9,6+3	6,1		45	172	21+5
9	36	67,2	120	1,8+0,5	<10	24,2	52,3	62	20+3
	—	—	150	5,7+2		24,2	99	74	29+3,5
	—	—	260	7,3+1,5		19,4	107	93	32+3
	8,5	36	400	10+3		15,2	81,6	118	43+5
	12,5	38	550	11,2+4					
16	44	720	15+3,5						

пламени: с увеличением химической активности взвеси нормальные и, следовательно, турбулентные скорости пламени возрастают.

В заключение оценим числа  $Re$ , соответствующие переходу от ламинарного к турбулентному горению взвеси, полагая характерные значения радиуса зоны горения  $R(t^*)$ , видимой скорости  $v_b(t^*)$  равными таковым в точке  $t = t^*$ , соответствующей резкому изменению наклона зависимости  $R(t)$  (см. рис. 2, а), а вязкость  $\nu$  — вязкости холодного газа, т. е.  $Re = R(t^*)v_b(t^*)/\nu$ . По результатам различных опытов, в которых переход явно прослеживается,  $Re = 10^4 \div 10^5$ , что, в общем, соответствует переходу в газообразных горючих [8]. Более точные оценки затруднены, поскольку в газовзвесах, как и в газах, фиксируется не сам факт срыва устойчивости, а последующие стадии развития турбулентности.

Авторы благодарят А. Н. Золотко за полезные обсуждения и Н. А. Скрабину за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Безродных, Л. В. Бойчук, Е. Н. Кондратьев и др. I Всесоюз. симп. по макрокинетике и химической газодинамике. Тезисы докладов. Т. 2, ч. 1. Алма-Ата, 1984.
2. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов. ФГВ, 1980, 16, 5.
4. В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. — В кн.: III Международная школа промышленных взрывов пыли. Тирава, 1982.
5. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. Хим. физика, 1983, 2, 7, 991.
6. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР. ОНТ, 1955, 9, 160.
7. Л. А. Гуссак, Е. Н. Спринцина, К. И. Щелкин. ФГВ, 1968, 4, 3, 358.
8. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
9. О. И. Лейнунский. ЖФХ, 1960, 34, 1, 177.
10. Э. П. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1, 144.
11. В. Г. Шевчук, С. В. Горошин, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1980, 16, 1, 57.

Поступила в редакцию 20/VI 1985,  
после доработки — 7/II 1986

### О МЕХАНИЗМЕ И ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ГОРЕНИЯ КРЕМНИЯ В АЗОТЕ

А. С. Мукасьян, В. М. Мартыненко, А. Г. Мержанов,  
И. П. Боровинская, М. Ю. Блинов  
(Черноголовка)

Горение кремния в азоте с образованием нитрида кремния — важный, но малоизученный процесс. Возможные фильтрационные затруднения, связанные с транспортом азота в зону горения, диссоциация нитрида кремния, ограничивающая температуру процесса, плавление кремния в зоне прогрева, влияющее на тепло- и массоперенос, — все это делает картину горения богатой физико-химическими эффектами и интересной для исследования.

В данной работе экспериментально изучены закономерности горения кремния в азоте и развиты представления о механизме процесса на основе элементарных моделей горения 2-го рода (ЭМГ-II) и теории фильтрационного горения [1—4].

#### Методика эксперимента

Изучалось горение пористых образцов кремния в азоте в диапазоне давлений газа от 6 до 200 МПа. В экспериментах использовались порошки кремния (содержание основного вещества 99%, основные примеси: кислород 0,5%, железо 0,2%) и нитрида кремния (содержание основного вещества 98%, основные примеси: кислород 1,5%, железо 0,3%).