

также известен из феноменологии электрических разрядов в газах [2]. При уменьшении межэлектродного расстояния максимум разогрева возникает сразу в области максимальной геометрической неоднородности поля, а процесс возбуждения химической реакции существенно тормозится вследствие теплоотдачи в электроды.

Обращает на себя внимание, что в электрическом поле реализуются так называемые динамические режимы воспламенения [15], однако в отличие от динамических режимов, описанных в работах [15, 16], где с течением времени изменялась температура поверхности, в данном случае химическая реакция возбуждается изменяющимися в пространстве и во времени «электрическими» источниками тепла.

В заключение заметим, что как в плоском одномерном, так и неоднородном поле при увеличении напряженности электрического поля и прочих неизменных условиях, происходит смена механизма зажигания, заключающаяся в том, что пробой газа наступает раньше, чем успеет развиться самоускоряющаяся химическая реакция. Этот режим характеризуется большим выгоранием реагента и может быть назван, по аналогии с результатами работы [9], вырожденным или высокотемпературным режимом зажигания.

*Поступила в редакцию  
3/V 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. Под ред. Л. С. Полака. М., «Наука», 1971.
2. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и в вакууме. М.—Л., ГТТЛ, 1950.
3. Я. Б. Зельдович, И. С. Симонов. ЖФХ, 1949, 1.
4. А. М. Гришин, А. Н. Субботин. Матер. итоговой науч. конф. по математике и механике за 1970 г. Томск, Изд. ТГУ, 1970.
5. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971.
6. М. Н. Коган, В. П. Коробейников и др. Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970.
7. А. М. Гришин. ИФЖ, 1970, 19, 1.
8. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ИФЖ, 1965, 9, 2.
9. А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский. ПМТФ, 1969, 5.
10. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 1.
11. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
12. А. М. Гришин. ИФЖ, 1966, 10, 5.
13. Н. Н. Миролубов, М. В. Костенко и др. Методы расчета электростатических полей. М., «Высшая школа», 1963.
14. Н. Н. Яненко. Докл. АН СССР, 1959, 125, 6.
15. А. Г. Струнина, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1965, 1, 3.
16. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис и др. ФГВ, 1968, 4, 4.

УДК 536.468

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В АЭРОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ

*О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер, К. К. Ионушас*

*(Ленинград)*

В работе [1] было отмечено, что движение фронта пламени в аэродисперсных системах (пыли полистирола, угля, сланца, взвешенные в воздухе) носит нестационарный, ускоряющийся характер. Этот факт осо-

Важно при решении задачи подавления горения и взрыва пылевоздушных пламен, ибо ингибирование или сброс давления эффективны только на начальной стадии распространения, т. е. именно при неустановившемся режиме. Данная работа посвящена подробному изучению явления ускоренного движения фронта пламени.

Авторы ряда работ (например, [2—4]) развивают идею кондуктивного механизма распространения пламени в аэродисперсных системах. В [5—7] предложена радиационная теория распространения пламени в таких потоках (ее варианты изложены в [8, 9]). Там же показано, что при скоростях распространения порядка метров в секунду и временах сгорания частиц размером в сотни микрон порядка долей секунды, ширина фронта пламени ( $\delta \sim u \cdot \tau_p$ ), согласно размерностной оценке, будет порядка метров. Отметим, что для систем такой дисперсности с концентрациями, близкими к стехиометрии,  $\delta$  соизмерима с длиной пробега излучения. Большая, по сравнению с пламенами в парогазовых системах, ширина фронта пламени в аэродисперсных системах неоднократно отмечалась различными авторами [10—11]. Из результата радиационного механизма вытекает ряд важных следствий:

а) в отличие от парогазовых пламен, сопоставление результатов, полученных для пылевоздушных систем на горелках [12—13], с данными, получаемыми на трубах, неправомерно ввиду отсутствия в горелке условий для предварительного радиационного прогрева свежей смеси;

б) наличие нестационарного режима распространения пламени в аэродисперсных системах [1] следует объяснить необходимостью формирования широкого и достаточно мощно излучающего фронта;

в) приведенные порядковые оценки указывают на необходимость проведения экспериментов в установке с большой длиной рабочего участка, что позволит более обоснованно сопоставить результаты расчетов и экспериментов.

#### Теоретический анализ процесса

Перед нахождением закона движения фронта во времени составим аналогично [5—7] выражение для потока излучения перед фронтом.

Для случая одномерного (вдоль координаты  $x$ ) распространения пламени с координатой фронта  $\xi$  и длиной пробега излучения  $l = \frac{1}{n \cdot S}$ ,

где  $n$  — концентрация, а  $S$  — сечение частиц, имеет место закон изменения потока тепла по координате за счет увеличения числа горящих частиц и возрастания поглощения:

$$\frac{dq}{dx} = -\frac{1}{l} \{q_m [1 - \theta(x - \xi)]\} - q \quad (1)$$

с граничным условием: при  $x=0$ ,  $q=0$ .

Здесь  $\theta(x - \xi) = \begin{cases} 0 & x \leq \xi \\ 1 & x > \xi \end{cases}$ , означает отсутствие горящих частиц перед

фронтом пламени. Решение выражения (1) имеет вид:

$$q_1 = C_1 \cdot e^{-\frac{x}{l}}, \quad x > \xi,$$

$$q_2 = C_2 \cdot e^{-\frac{x}{l}} + q_m, \quad x \leq \xi.$$

Определяя  $C_2$  из граничного условия, а  $C_1$  из условия сшивки  $a_1(\xi) = = q_2(\xi)$ , получим окончательно

$$q_1 = q_m (1 - e^{-\xi/l}) e^{-\frac{x-\xi}{l}}. \quad (2)$$

Вид зависимости  $q_1$  и  $q_2$  при  $t > 0$  показан на рис. 1. Принципиальное значение имеет тот факт, что в рамках чисто радиационного меха-

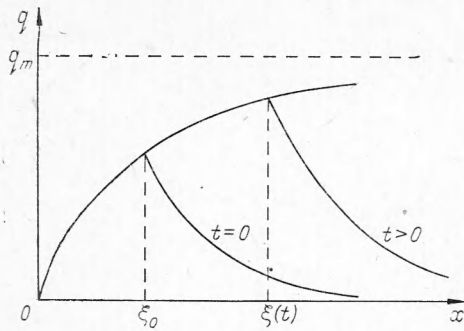


Рис. 1. Изменение потока излучения в направлении распространения пламени.

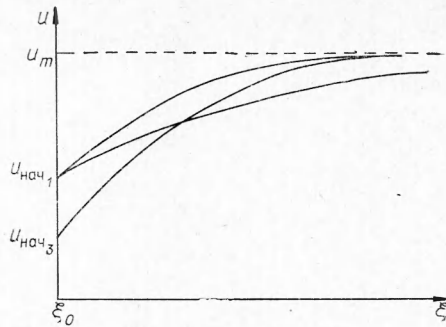


Рис. 2. Изменение скорости распространения пламени с продвижением фронта.  
 $u_{нач1} > u_{нач3}$ ;  $t_1 < t_2$ .

низма фронт не может самостоятельно распространяться от  $x=0$ ; необходимо, чтобы на некоторой длине  $\xi_0$  частицы были подожжены внешним источником. Поток излучения этих частиц показан кривой  $q(x)$  при  $t=0$ .

Выражение для  $\xi(t)$  находится из соотношения теплового баланса, позволяющего связать изменение потока по координате со скоростью роста температуры (условие фронта по температуре  $T=T_b$ ). Здесь всюду под  $T$  понимается температура твердых частиц объемной теплоемкостью  $C$ , либо средняя температура частиц и мгновенно прогреваемого от них объема газа при эффективной теплоемкости частиц и прогреваемого газа<sup>1</sup>  $C_0$ ; поток  $q(x; t)$  — квазистационарный,

$$-dq = C_0 dx \frac{\partial T}{\partial t},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C_0} \frac{dq}{dx}. \quad (3)$$

Подставляя  $q$  из (2), получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q_m}{C_0 l} (1 - e^{-x/l}) \cdot e^{-\frac{x-\xi}{l}}. \quad (4)$$

Выделим зависимость от  $x$  и  $\xi$ :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q_m}{C_0 l} e^{-x/l} \cdot \left[ e^{\frac{\xi(t)}{l}} - 1 \right]. \quad (5)$$

Интегрируя (5) по времени и полагая  $T(x, 0) = T_0$ , а на фронте  $x = \xi(t)$ ,  $T(\xi, t) = T_b$  (все оговорки относительно ограничений, связанных с использованием понятия температуры воспламенения, сделаны в [1, 2]), получим для нахождения  $\xi(t)$  интегральное уравнение

$$T_b - T_0 = \frac{q_m}{C_0 l} e^{-\xi/l} \int_0^t \{ e^{\xi'/l} - 1 \} dt'. \quad (6)$$

Отметим, что (6) правомерно лишь при  $t > 0$ , ибо  $T_b \neq T_0$ . В этом ограничении находит отражение приближенный характер излагаемого подхода.

Введем безразмерные переменные

$$\frac{\xi}{l} = \eta; \quad \frac{t}{t_0} = \tau,$$

<sup>1</sup> Отметим, что аналогично работам [5—7], введение упрощающих выкладки констант  $T_b$  и  $C_0$ , которые исключают из рассмотрения кинетические и теплообменные факторы, конечно, обедняет анализируемое явление; они будут учтены при дальнейшем развитии теории.

где  $t_0 = \frac{(T_B - T_0) \cdot C_0 l}{q_m}$  — характерное время нестационарного прогрева, и обозначим  $e^\eta = \psi(\tau)$ . Тогда уравнение (6) переписывается в виде

$$\psi(\tau) = \int_0^\tau \{\psi(\tau') - 1\} d\tau' \quad (6')$$

с начальным условием  $\psi(0) = 0$ . Очевидный приближенный характер (6') связан с оговоренной выше неприменимостью (6) вблизи  $t = 0$ .

Дифференцируя (6') по  $\tau$ , имеем  $\frac{d\psi}{d\tau} = \psi(\tau) - 1$ , что при подстановке  $\psi = e^\eta$  дает

$$e^\eta \cdot \frac{d\eta}{d\tau} = e^\eta - 1.$$

Отсюда для безразмерной скорости

$$u = \frac{d\eta}{d\tau} = \frac{t_0}{l} \cdot \frac{d\xi}{dt} = \frac{t_0}{l} u$$

получим дифференциальное уравнение

$$\frac{d\eta}{d\tau} = 1 - e^{-\eta}. \quad (7)$$

Очевидным асимптотическим решением (при  $\eta \rightarrow \infty$ ) является

$$u = \frac{d\eta}{d\tau} = \frac{t_0}{l} u \rightarrow 1,$$

т. е. скорость фронта пламени стремится к стационарному значению

$$u \rightarrow \frac{l}{t_0} = \frac{q_m}{C_0 (T_B - T_0)} = u_m, \quad (8)$$

которое определяется режимом горения и теплофизическими константами системы.

С другой стороны, при  $\xi = \xi_0$  ввиду монотонного возрастания первой части (7) скорость имеет начальное значение

$$u_{нач} = u_m (1 - e^{-\xi_0/l}). \quad (9)$$

Таким образом,  $u_{нач}$  зависит от стационарной скорости  $u_m$ , прозрачности системы  $l$  и размеров зоны поджигания  $\xi_0$ . Очевидно, что при  $\xi_0 \rightarrow 0$  и  $u_{нач} \rightarrow 0$ . С учетом сделанных допущений результат при  $\xi = \xi_0$  носит оценочный характер.

Анализ итогового выражения для скорости ускоряющегося фронта пламени в пылевоздушной смеси

$$u = u_m (1 - e^{-\xi/l}) \quad (10)$$

позволяет оценить длину пути установления движения фронта: при  $\xi = (2 \div 3) l$   $u \cong u_m$ . Характер изменения  $u = f(\xi)$  показан на рис. 2.

Оценить время установления движения фронта можно, интегрируя выражение (10) для  $u = \frac{d\xi}{dt}$  с учетом приближенности предела  $t = 0$ ,

$$t = \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{d\xi}{u_m (1 - e^{-\xi/l})} = \frac{\xi - \xi_0}{u_m} + \frac{l}{u_m} \ln \frac{1 - e^{-\xi/l}}{1 - e^{-\xi_0/l}}. \quad (11)$$

Второе слагаемое в (11) показывает меру отклонения от линейного хода. Полагая  $\frac{\xi}{l} \gg 1$  и  $\frac{\xi_0}{l} \ll 1$ , получим для времени установления оценку:

$$t_{уст} \cong \frac{l}{u_m} \left[ \ln \frac{l}{\xi_0} + \frac{\xi_{уст}}{l} \right]. \quad (12)$$

При  $\frac{\xi_{уст}}{l} \approx 3$  оба слагаемых в скобках — одного порядка. Необходимо отметить, что дополнительное приближение вносится тем, что стационарное значение скорости принято равным  $u_m$  [5, 6]. Это, однако, не влияет на характер выводов.

### Экспериментальное исследование неустановившегося движения фронта пламени

Как показывают приведенные теоретические оценки, масштабом длины установления движения является длина пробега излучения  $l$ . Ее оценка из соотношения

$$l = \frac{1,5r \cdot \rho}{\mu} \quad (13)$$

позволяет видеть, что, например, для полистирола фракции 150—300 мк ( $d_{ср} = 225$  мк) плотностью 1190 кг/м<sup>3</sup> длина установки, применявшейся в [1, 5], не превышала  $l$  уже при концентрациях  $\sim 220$  г/м<sup>3</sup>. Исходя из того, что при стехиометрическом соотношении полистирола и воздуха ( $C_r \approx 100$  г/м<sup>3</sup>)  $l \approx 2$  м, была создана установка с длиной рабочей части 2,7 м. Принципиальная схема установки приведена на рис. 3. Методика эксперимента состояла в определении скорости распространения фронта пламени и ее изменения по высоте колонны.

Опыты производились с полистиролом марки ПСБС дисперсностью 150 ÷ 300 мк при трех концентрациях твердой фазы в облаке — 69, 115 и 209 г/м<sup>3</sup>. Этим концентрациям отвечает рассчитанная по (13) длина пробега излучения 2,92, 18 и 0,96 м соответственно.

На рис. 4 представлены типичные зависимости изменения скорости распространения фронта пламени по высоте колонны для трех различных концентраций твердой фазы. Все три режима характеризуются ярко выраженным нестационарным характером распространения. Однако, если для  $C_r = 209$  г/м<sup>3</sup> координате 2,05 м отвечает значение  $\xi/l > 2$  и явно намечается тенденция к установлению скорости (значение фронта  $u \sim 1,5$  м/с можно считать близким к максимальному), то при  $C_r = 69$  г/м<sup>3</sup> даже на  $\xi = 2,05$  м  $\xi/l < 1$  и фронт пламени еще только разгоняется. Случай  $C_r = 115$  г/м<sup>3</sup> промежуточный. Тот факт, что при  $C_r = 69$  г/м<sup>3</sup> уже при разгоне неустановившаяся скорость превысила стационарную для  $C_r = 209$  г/м<sup>3</sup>, объясняется указанной в [1] немонотонной зависимостью скорости распространения от концентрации. Повышенный разброс точек на начальном участке распространения, очевидно, можно объяснить возмущающим действием поджига. Возрастание  $u_{нач}$  с ростом концентрации может быть объяснено изменением  $\xi_0$  и  $u_m$ .

Приведенные результаты подтверждают справедливость выполненного приближенного теоретического анализа процесса формирования и развития фронта пламени в аэродисперсных системах. При замене в (9) и (10)  $u_m$  значением стационарной скорости по [5, 6] эти соотношения можно использовать для оценочных расчетов.

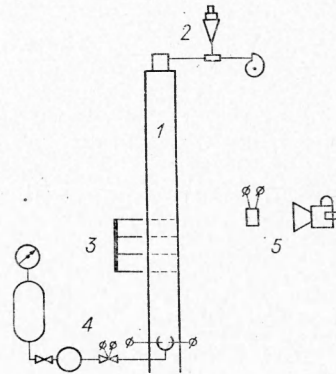


Рис. 3. Схема установки для изучения нестационарного распространения пламени на начальном участке.

1 — вертикальная колонна длиной 2,7 м и сечением 0,15×0,15 м с прозрачной передней стенкой; 2 — блок распыла для создания облака аэрозоля; 3 — блок отсеков для замера концентрации твердой фазы в облаке; 4 — блок воспламенения; 5 — кинокамера и секундомер [1].

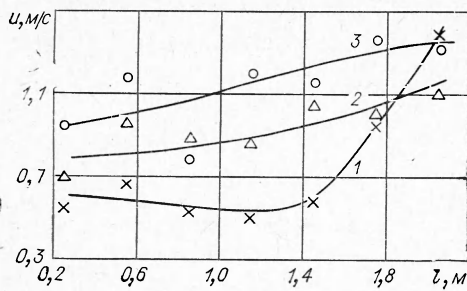


Рис. 4. Экспериментальные результаты по изменению скорости распространения пламени в полистирол-воздушной смеси с концентрацией ( $г/м^3$ ):

1 — 69; 2 — 115; 3 — 209.

Выполненное исследование наглядно иллюстрирует ярко выраженную у пылевоздушных (но несущественную у газовых) нестационарность распространения пламени на начальном участке, которая существенно облегчает подавление взрывов.

Поступила в редакцию  
4/VI 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Годес, К. К. Ионушас и др. ФГВ, 1973, 9, 2.
2. Р. И. Нигматуллин, П. В. Вайнштейн. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 190.
5. О. М. Годес, А. Д. Гольцикер и др. Тез. докл. на III Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черноголовка, 1971.
6. О. М. Годес, А. Д. Гольцикер и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
7. О. М. Годес, А. Д. Гольцикер, Я. Г. Горбульский. Докл. АН СССР, 1972, 205, 5.
8. R. H. Essenhigh, I. Graba. IX-th Symposium (International) on Combustion. N. Y.—London, 1963.
9. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
10. M. A. Field, D. W. Gill а. о. Combustion of pulverized coal, Brit. Coal Utilis. Res. Assos., Leatherhead, 1967.
11. Г. М. Кассель, А. К. Дас-Гупта, С. Гурусвами. В сб. «Вопросы горения», вып. 1. М., ИЛ, 1953.
12. А. С. Ипполитов. ИФЖ, 1961, 4, 10.
13. Б. Е. Неймарк. Изв. ВТИ, 1948, 4; 1951, 10.

УДК 662.612.1

#### ПРЕДЕЛ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МОНОФРАКЦИОННОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов

(Ленинград)

Теоретическому исследованию условий теплового взрыва в газозвеси частиц твердого горючего посвящены работы [1, 2]. В [1] получены и до конца проанализированы критические условия теплового взрыва (самовоспламенения) для случая полного перемешивания монофракционной газозвеси. В [2] такой анализ проделан для полифракционной взвеси.

В последнем разделе работы [1] рассмотрен для монофракционной газозвеси противоположный случай — тепловой взрыв в отсутствие перемешивания. Конечные выводы получены только для предельных случаев малой и большой концентрации частиц (размера слоя). Представляет интерес установить при каких параметрах задачи можно пользоваться полученными в [1] предельными соотношениями.

Как и в [1] рассматривается следующая упрощенная модель.