

3. С. Г. Вадченко, Ю. М. Григорьев, А. И. Мержанов. ФГВ, 1976, 12, 5, 676.
4. Б. И. Хайкиц.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975, 227.
5. Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1978, 14, 5, 26.
6. А. Г. Мержанов. Закономерности и механизм горения пиротехнических смесей титана и бора. Препринт, Черноголовка, 1978.
7. Е. Г. Коновалов, И. Н. Германович. Докл. АН СССР, 1962, 6, 8, 492.
8. Т. С. Азатян. Канд. дис. М., 1979.
9. В. Н. Еременко, Н. Д. Лесник.— В сб.: Поверхностные явления в металлах и сплавах и их роль в порошковой металлургии. Киев, 1961.
10. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.

ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

С. В. Горошин, В. Г. Шевчук, Н. Д. Агеев

(Одесса)

Вибрационному горению гомогенных газовых смесей, представляющему собой автоколебательный процесс, возникающий из-за взаимодействия собственных акустических колебаний системы и скорости тепловыделения во фронте горения, посвящена обширная литература (см., например, [1]). Вибрационное горение газовзвесей твердых частиц вообще не исследовалось, за исключением работы [2], в которой отмечается сам факт существования вибрационного режима распространения фронта пламени в аэровзвеси декстрина.

Как известно [3], при горении газовых смесей возникновение вибрационного пламени наблюдается (при фиксированных экспериментальных условиях) только в определенной области значений концентрации горючего, причем эта область значительно уже концентрационных пределов распространения пламени. Для газовзвесей помимо массовой концентрации горючего другим параметром, способным оказать существенное влияние на характеристики вибрационного горения, является размер частиц.

Цель настоящих экспериментальных исследований — выяснение основных качественных особенностей вибрационного горения аэровзвесей частиц магния и алюминия в сравнении с аналогичным режимом в гомогенных газовых смесях и, в частности, определение пределов возникновения и характеристик вибрационного горения газовзвеси в зависимости от концентрации и размера частиц.

Методика экспериментальных исследований

Для исследования вибрационных характеристик горения газовзвесей использовалась экспериментальная установка (подробное описание приведено в [4]) с рабочей частью в виде вертикальной, закрытой с одного конца трубы (длина 3,5, диаметр 0,056 м, взвесь поджигают у нижнего открытого конца трубы), дополненная схемами регистрации колебаний давления и светимости фронта горения (рис. 1).

Колебания давления регистрировались конденсаторным микрофоном МКЭ-100, смонтированным в боковую стенку распылителя, присоединенного к верхнему срезу реакционной стеклянной трубы. Во избежание фазовых искажений сигнала, трансформаторный выход усилителя мощности микрофона (УС-1) был заменен на потенциальный. Дополнительно усиленный по амплитуде усилителем УС-3 сигнал подавался на один из гальванометров светолучевого осциллографа П004М1.

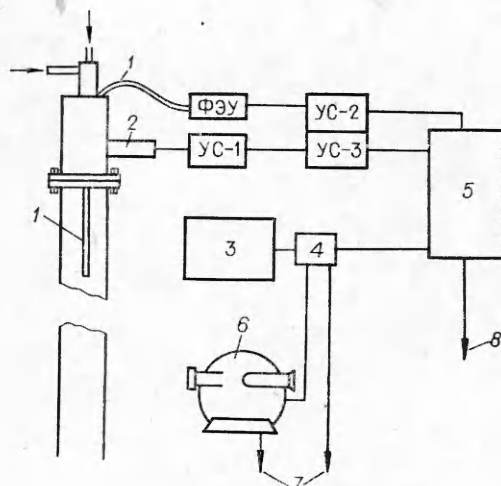


Рис. 1. Схема регистрации параметров вибрационного горения.

1 — волоконный световод; 2 — микрофон; 3 — звуковой генератор; 4 — цепь задержки; 5 — шлейфовый осциллограф; 6 — кинокамера; 7, 8 — выходы к схемам управления и регистрации скорости пламени.

реакционную трубу на глубину 0,75 м. Световод, помещенный в металлическую трубку, устанавливался на оси трубы. Сигнал с ФЭУ усиливался усилителем УС-2 и записывался светолучевым осциллографом. Специальные измерения, проведенные в интервале частот 20—100 Гц показали, что электрическая схема регистрации давления и излучения не вносит дополнительного сдвига фаз между регистрируемыми величинами.

Помимо записи колебаний давления и светимости фронта пламени с помощью скоростной кинокамеры СКС-1М проводилась кинорегистрация колебаний перемещения фронта пламени (частота съемки 1000 кадр/с). Для возможности сопоставления колебаний давления, светимости и перемещения фронта пламени неоновая лампа в кинокамере, служащая для регистрации меток времени, питалась звуковым генератором, причем сигнал от генератора параллельно записывался на светолучевом осциллографе. Фрагмент типичной осциллограммы колебаний давления, светимости и продольной координаты положения фронта пламени приведен на рис. 2.

Исследования проводились с узкими фракциями порошков (форма частиц близка к сферической). Наиболее вероятные размеры частиц в используемых фракциях магния — 7,30 и 50 мкм, алюминия — 6,12 и 30 мкм.

Основные экспериментальные результаты и их обсуждение

Частота колебаний. Наблюдаемые частоты колебаний для всех исследованных фракций и концентраций порошков магния и алюминия близки к собственной частоте трубы (частота основного тона 25 Гц). По мере продвижения фронта пламени к верхнему концу трубы частота колебаний давления несколько возрастает. Так, например, для аэровзвеси частиц магния размером 7 мкм при концентрации 300 г/м² частота колебаний по мере продвижения пламени от середины трубы к верхнему концу изменяется от 29 до 33 Гц, для фракции 30 мкм — от 28 до 31 Гц. Зависимость частоты колебаний от положения фронта пламени связана,

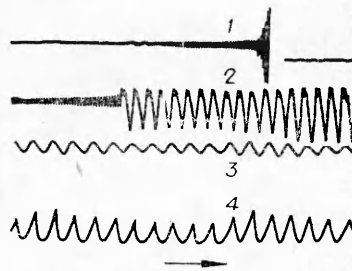


Рис. 2. Фрагмент осциллограммы колебаний давления и излучения пламени при вибрационном горении.

1 — отметки положения фронта пламени по длине трубы; 2 — сигнал от звукового генератора; 3 — колебания давления; 4 — колебания излучения.

Колебания светимости фронта горения регистрировались фотоэлектронным умножителем ФЭУ-35. Световой сигнал на ФЭУ подавался волоконным световодом, который введен в

по-видимому, как и в газах, с изменением резонансной частоты трубы: от собственной частоты столба холодного газа до собственной частоты продуктов сгорания, имеющих гораздо более высокую температуру. Резонансная частота N_p связана с положением фронта пламени соотношением [5]

$$\operatorname{tg} \left[\frac{2\pi N_p (x-L)}{c_x} \right] \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi N_p x}{c_r} \right] = \frac{\rho_r c_x}{\rho_x c_r}, \quad (1)$$

где x — координата фронта пламени; c_x , ρ_x и c_r , ρ_r — скорость звука и плотность холодного и горячего газа; L — длина трубы.

При указанных параметрах газозвеси частиц магния частота колебаний, рассчитанная по (1), при перемещении фронта пламени от 1 до 2, 3 м от закрытого конца трубы должна возрасти от 29 до 41 Гц. Наблюдаемое меньшее изменение частоты по сравнению с расчетным свидетельствует об интенсивном охлаждении продуктов сгорания, что обусловлено, по-видимому, более высоким (по сравнению с ламинарным распространением пламени) коэффициентом теплообмена между газом и стенками трубы, вследствие наличия сильных звуковых колебаний.

Две стадии вибрационного режима распространения пламени. Для наиболее мелких фракций порошков магния — 7 мкм и алюминия — 6 мкм при достаточно высокой массовой концентрации ($B > 150$ г/см³) наблюдаются два резко отличающихся типа колебаний. Первый тип, характеризующийся слабо меняющейся формой поверхности фронта пламени в течение периода колебаний, реализуется сразу же после появления вибраций. По мере продвижения пламени вдоль трубы амплитуда колебаний растет и происходит резкий переход к колебаниям второго типа. Они характеризуются периодическим волнообразованием на поверхности фронта пламени (рис. 3) и появлением характерных чешуйчатых отложений продуктов сгорания на стенках трубы.

Как известно [3], аналогичная двухстадийность вибрационного горения наблюдается и в газовых смесях. Периодическое изменение поверхности пламени (волнообразование) во второй стадии вибрационного горения можно рассматривать как неустойчивость поверхности раздела двух сред различной плотности, обусловленную действием периодических ускорений на поверхности раздела [6]. В то же время, если поверхность раздела инертных сред неустойчива по отношению к колебаниям бесконечно малой амплитуды [7], волнообразование на поверхности пламени возможно только при достижении некоторой критической величины [8, 9]. Различие объясняется стабилизирующим действием процесса распространения

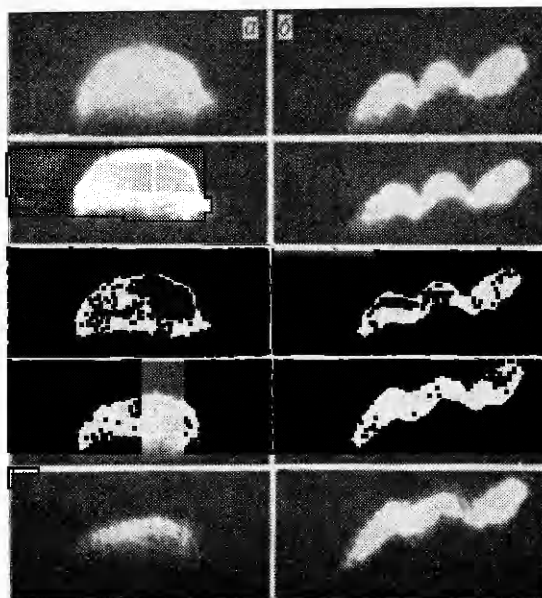


Рис. 3. Колебания невозмущенного (а) и возмущенного (с волнообразованием) (б) фронта пламени в аэрозвеси частиц магния; $d=7$ мкм, $B=200$ г/м³.

пламени (зависимостью нормальной скорости горения от локальной кривизны фронта пламени) [9] и явлений переноса (вязкостью, теплопроводностью и т. д.).

Переход во вторую стадию вибрационного горения характеризуется пороговым значением амплитуды скорости акустических колебаний, связанных с нормальной скоростью горения u_n соотношением [10]

$$V_0 = 2\pi N h_0 / u_n,$$

где h_0 , N — амплитуда и частота колебаний. В качестве u_n взято значение скорости на участке ламинарного распространения, предшествующем развитию вибраций. Как показано в [4], для указанного размера частиц при этом реализуется преимущественно кондуктивный режим распространения пламени. Учитывая также, что для мелких частиц толщина фронта пламени мала, u_n по аналогии с газовыми системами полагаюсь равным видимой скорости распространения пламени, деленной на отношение площади поверхности пламени к площади его основания.

Измеренные в [10] значения параметра V_0 для углеводородных горючих изменяются от 4,5 до 6, а для окиси углерода от 7,5 до 10. В настоящей работе для аэровзвеси частиц магния размером 7 мкм и $B = 300$ г/м³ получено $V_0 = 11 \div 13$. Более высокие значения параметра волнообразования по сравнению с гомогенными смесями свидетельствуют о большей устойчивости фронта пламени газовзвеси, что может объясняться прежде всего более широким фронтом горения.

Обратная связь между колебаниями давления и колебаниями тепловыделения (колебаниями массовой скорости горения) во фронте пламени на второй стадии вибрационного горения осуществляется, вероятно, как и в газах, вследствие изменения площади поверхности пламени при волнообразовании [11].

Влияние размера частиц. Основной отличительной особенностью вибрационного горения аэровзвесей по сравнению с гомогенными смесями является обнаруженная в настоящей работе зависимость концентрационного предела возникновения вибрационного режима от размера частиц.

Так, например, для аэровзвесей частиц магния размером 7 мкм предельная концентрация, при которой наблюдается возникновение вибрационного горения, находится в диапазоне 75—85 г/м³, для фракции 30 мкм — в диапазоне 120—140 г/м³, для фракции 50 мкм наблюдаются только отдельные циклы колебаний в верхней части трубы при концентрации, близкой к стехиометрической, ~400 г/м³. С увеличением размера частиц амплитуда колебаний давления монотонно уменьшается, а переход к режиму с волнообразованием на поверхности пламени наблюдается только для фракции 7 мкм при массовой концентрации, превышающей 150 г/м³. С увеличением размера частиц изменяется также фазовое соотношение между колебаниями давления и светимости пламени. Для фракции 7 мкм фазовый сдвиг между колебаниями давления и светимости не превышает 15—20° во всем исследованном диапазоне массовых концентраций. Для фракции 30 мкм колебания давления опережают колебания излучения пламени на 45°.

Аналогичные качественные особенности вибрационного горения наблюдаются с изменением размера частиц и в аэровзвесах алюминия. Однако, в отличие от аэровзвесей частиц магния, для аэровзвеси алюминия интенсивное вибрационное горение наблюдается только для фракции 6 мкм, причем сдвиг фаз между колебаниями давления и светимости был равен 30—40°. Для фракции порошка алюминия 13 мкм наблюдались лишь отдельные циклы колебаний при концентрации, превышающей 250 г/м³.

Объяснение обнаруженного влияния размера частиц на закономерности вибрационного горения аэровзвеси должно, прежде всего, основываться

ваться на выяснении механизма обратной связи между массовой скоростью горения и акустическими колебаниями. В то же время механизм обратной связи на начальной стадии вибрационного горения не столь очевиден, как во второй стадии при наличии волнообразования. Существующие точки зрения на механизм вибрационного горения газов в трубах (на первой стадии) связывают периодический теплоотвод, поддерживающий акустические колебания, либо с изменением скорости химической реакции за счет изменения термодинамических параметров газа при акустических колебаниях [12], либо с периодическим изменением площади поверхности пламени [9]. В газах скорость реакции экспоненциально зависит от температуры и интенсивность обратной связи через изменение температуры и давления в звуковой волне, особенно при больших скоростях распространения пламени, может быть значительной [13]. Для газозвесей же, горящих в диффузионном режиме, скорость горения слабо зависит от температуры и указанный тип обратной связи должен проявляться значительно слабее.

Изменение площади поверхности пламени горячей аэрозвеси в звуковой волне может, как и в газах, осуществляться согласно механизму, предложенному Кэсканом [14]. Согласно гипотезе Кэскана, изменение площади поверхности пламени при колебаниях происходит только в тех случаях, когда ширина негорящей области (темной зоны) между краем пламени и стенкой трубы меньше толщины звукового пограничного слоя. Тогда пламя, увлекаясь звуковой волной, «вытягивается», т. е. изменяется его площадь. В противном случае пламя перемещается параллельно самому себе и площадь его поверхности не меняется.

Толщина звукового пограничного слоя h связана с частотой колебаний N следующим соотношением [15]:

$$h = 2\sqrt{\nu v/N},$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости. При средней температуре газа между пламенем и стенкой трубы порядка 400—500 К толщина звукового пограничного слоя не превышает 3—4 мм.

Будем считать, что, как и в газах [14], ширина темной зоны, по крайней мере, пропорциональна полуширине канала гасящего диаметра. В таком случае, воспользовавшись результатами работы [16], можно рассчитать предельные концентрации аэрозвеси (в зависимости от размера частиц), при которых пламя будет проникать в звуковой пограничный слой, и вибрационное горение согласно механизму Кэскана становится невозможным. Указанная расчетная зависимость для аэрозвеси частиц магния представлена на рис. 4, там же нанесены экспериментально определенные значения граничных концентраций для трех фракций порошка магния.

Как видно из рис. 4, механизм Кэскана качественно хорошо описывает наблюдаемую экспериментально зависимость граничной концентрации, обеспечивающей возникновение вибрационного режима горения, от размера частиц. Рост предельной концентрации с увеличением размера частиц объясняется тем, что ширина гасящего промежутка с увеличением размера частиц (при постоянной массовой концентрации) растет. Соответственно для того, чтобы пламя проникло в звуковой пограничный слой, необходимо увеличивать массовую концентрацию. Для частиц раз-

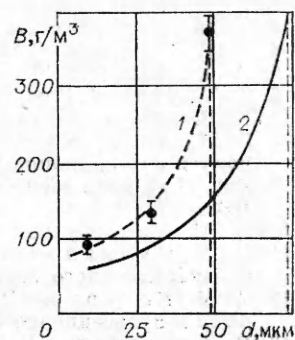


Рис. 4. Зависимость предельной концентрации перехода к вибрационному горению от размера частиц магния.
1 — эксперимент; 2 — расчет.

мером больше некоторого критического (на рис. 4 отмечен вертикальной штриховой линией) гасящее расстояние больше толщины звукового пограничного слоя даже при концентрации, равной стехиометрической, что означает абсолютную невозможность возникновения вибрационного горения.

Вместе с тем указанный механизм не объясняет наблюдаемого увеличения фазового сдвига между колебаниями давления и светимости пламени и является, по-видимому, не единственной причиной роста предельной концентрации с увеличением размера частиц. Существенную роль, на наш взгляд, может играть также возрастание инерционности частиц с увеличением их размера. Так, например, при наблюдаемой частоте вибрационного горения относительная амплитуда колебаний частиц (отношение амплитуды колебаний частиц к амплитуде колебаний газа) уменьшается от 0,92 до 0,38 при увеличении размера частиц от 20 до 50 мкм, а фазовый сдвиг между колебаниями газа и частиц увеличивается с 20 до 67° [17].

Уменьшение амплитуды колебаний частиц и, как следствие, уменьшение изменения площади поверхности пламени должно приводить к ослаблению обратной связи с ростом размера частиц. Увеличение размера частиц приводит также (вследствие увеличения их инерционности) к возрастанию диссипации звуковой энергии, обусловленной вязкостью газа. Так, например, если в аэровзвеси частиц магния размером 10 мкм при массовой концентрации взвеси 200 г/м³ коэффициент затухания звука $\beta = 3,6$ дБ/с, то в аэровзвеси с размером частиц 40 мкм при той же концентрации $\beta = 33$ дБ/с [17].

В заключение следует отметить, что как и для газов, вибрационное горение газозвеси тесно связано с общей задачей об устойчивости фронта пламени [9]. Решение этой проблемы даже для газовых пламен сопряжено со значительными трудностями и в настоящее время далеко от своего завершения [9]. Для газозвеси задача дополнительно осложняется большой шириной фронта горения, сложной газодинамикой двухфазных течений и т. д. Вместе с тем обнаруженные в настоящей работе общие закономерности проявления неустойчивости фронта пламени в газах и газозвесах (например, волнообразование на поверхности пламени) свидетельствуют об определенном подобии указанных процессов.

Авторы благодарны Л. А. Клячко, А. Н. Золотко и Е. Н. Кондратьеву за полезные обсуждения результатов работы.

*Поступила в редакцию
10/XI 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Г. Рогинский. Акустич. ж., 1961, 7, 2.
2. Н. М. Cassel, A. K. Das-Gupta, S. Guruswamy. Third Symp. on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, 1949.
3. И. А. Чучкалов.— В сб.: Исследования по вибрационному горению и смешанным вопросам. Казань: изд. КГУ, 1974.
4. В. Г. Шевчук, С. В. Горошин и др. ФГВ, 1980, 16, 1.
5. Г. Генощ.— В сб.: Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
6. G. Taylor. J. Proc. Roy. Soc., A201.
7. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
8. С. К. Асланов.— В сб.: Тр. второй Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань, 1963.
9. Дж. Маркштейн.— В сб.: Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
10. А. М. Аввакумов.— В сб.: Вибрационное горение. Казань: изд. КГУ, 1977.
11. И. А. Чучкалов, А. М. Аввакумов, П. М. Михайлов.— В сб.: Физика вибрационного горения и методы ее исследования. Вып. 2. Чебоксары, 1972.
12. С. М. Когарко.— В сб.: Тр. второй Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань, 1963.
13. В. А. Склярков, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1977, 13, 1.

14. В. Кэскан.— В сб.: Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958.
15. Г. Лэмб. Динамическая теория звука. М.: Физматгиз, 1960.
16. С. В. Горошин, Н. Д. Агеев и др.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 21. Киев—Одесса, 1980.
17. Н. А. Фукс. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ СО ВДУВОМ РЕАГИРУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ

Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов, С. А. Шутов
(Новосибирск)

Пограничный слой при наличии горения представляет собой одну из современных проблем аэродинамики и тепло- и массообмена. С процессами вдува химически реагирующих веществ в пограничный слой приходится сталкиваться при горении твердых и жидких топлив, разрушении аблирующих покрытий, защите камер сгорания посредством пористого вдува через стенку горючего или окислителя и т. д.

К настоящему времени накоплен богатый теоретический и экспериментальный материал по изучению горения в факелах и топках; в то же время исследования механизма переноса импульса, тепла и массы в турбулентных пограничных слоях с химическими превращениями весьма ограничены. Имеющиеся теоретические и экспериментальные работы в этой области [1—5] трудны в обобщении и носят зачастую противоречивый характер. Последнее обстоятельство объясняется сложностью и малоизученностью процессов, происходящих в турбулентных реагирующих пограничных слоях. Расчет пограничного слоя в таких условиях требует решения сопряженных динамической, тепловой и диффузионной задач с учетом уравнений химической кинетики, радиационного теплообмена, термодиффузии, многокомпонентной диффузии и т. п. Это делает строгое решение задачи невозможным, важное значение при этом приобретает эксперимент.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию турбулентного пограничного слоя с пористым вдувом горючего, реагирующего с потоком окислителя.

Предельный относительный закон тепло- и массообмена и трения для турбулентного пограничного слоя с горением

Теоретический анализ основывается на асимптотической теории турбулентного пограничного слоя С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьева [6], предельные соотношения которой позволяют достаточно просто и без использования эмпирических констант турбулентности рассчитать коэффициенты тепло- и массопереноса и трения, а также распределение скоростей, температур и концентраций по толщине пограничного слоя. При анализе использована модель диффузионного фронта горения, предложенная в [7, 8] для горения предварительно перемешанных газов в факелах. В соответствии с этой моделью окислитель из ядра потока и горючее, вдуваемое через пористую стенку, взаимно диффундируют и реагируют с бесконечно большой скоростью на тонкой поверхности фронта горения. Процесс принимается всюду равновесным, поэтому горючее