

Безразмерный параметр B представляет собой частное от деления двух величин, имеющих размерность длины, $B = L_k/L_g$, где $L_k = \kappa F^{0.5}/A^2$, $L_g = V/\sigma k \alpha(k)$. Для сравнения укажем, что низкочастотную неустойчивость обычно связывают с величиной эффективной длины $L = V/\sigma$, и определяют границу устойчивости горения как $L(p_0/p_a)^{2\nu} = M = \text{const}$ [2]. Из таблицы легко определить значение постоянной M , например, для $0 < \nu < 1$, $\psi > 0$ имеем $M = \nu k \alpha(k) \kappa F^{0.5} \psi / A^2$. Таким образом, полученные результаты позволяют определить для некоторых частных случаев моделей горения к-фазы в полужамкнутом объеме область давлений, когда горение будет устойчивым. Практический интерес представляет случай $0 < \nu < 1$, $\psi > 0$, для которого на $|p_0 > 0, B > 0|$ существует пороговая функция, делящая квадрант на зоны устойчивости и неустойчивости горения, что подтверждено многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями.

Несколько неожиданным здесь, так же как и в работе [3], следует признать возможность существования устойчивого горения к-фазы в полужамкнутом объеме при $\nu > 1$ в определенной области давлений, нижняя граница которой равна нулю. Этот случай экспериментального подтверждения не имеет.

Поступила в редакцию
26/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12.
2. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., Наука, 1973.
3. Т. А. Боднарь.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 9, № 6. Новосибирск, 1978.
4. Х. Крир, Д. Тъеи и др. Ракетная техника и космонавтика, 1968, 6, 2.
5. Т. А. Боднарь.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 4. Новосибирск, 1977.
6. Т. А. Боднарь, М. П. Головастиков, Р. И. Сафин.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 6. Новосибирск, 1977.
7. Ю. А. Гостинцев, А. Д. Марголин. ФГВ, 1965, 1, 2.
8. Ю. А. Гостинцев, А. Д. Марголин. ПМТФ, 1964, 5.

О ДВУХ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТЯЩЕГОСЯ ПЛАМЕНИ

И. М. Гололобов, Э. А. Грановский, Ю. А. Гостинцев
(Северодонецк)

При достаточно больших размерах реакционного сосуда в газовых пламенах с высокой концентрацией сажи, образующейся при горении, радиационные потери преобладают над другими видами теплотерь. Это показано в [1, 2] на примере пламени распада ацетилена, которое в этом случае может рассматриваться как модельное для изучения пределов распространения светящегося пламени.

Настоящая работа, продолжая [2], где исследовалась флегматизация ацетилена водородом — продуктом реакции распада,— первоначально ставила своей целью изучить влияние разбавителей с сильно отличающимся молекулярным весом на предельное давление стационарного распространения пламени распада ацетилена. Однако в ходе проведения

опытов было обнаружено, что, начиная с некоторого критического давления, характерного для данного разбавителя, за пределом существования стационарного горения наблюдается автоколебательный, пульсирующий режим распространения пламени. Такой режим горения наблюдался также в жидких ВВ [3] и в безгазовых конденсированных системах [4]. В газовых смесях до настоящего времени такой режим распространения пламени считался невозможным.

В соответствии с тепловой теорией [5] пределы стационарного распространения пламени в газах обусловлены наличием тепловых потерь в окружающее пространство. При этом анализ механизма обратной связи между тепловыми потерями и скоростью пламени показывает, что существует критическое значение скорости, ниже которого стационарное горение невозможно. Обычно момент достижения этой критической величины связывают с потуханием пламени, хотя, строго говоря, невозможность стационарного режима в общем случае не является достаточным условием для полного прекращения процесса. Так, например, при горении порохов достижение пределов существования стационарного одномерного режима не приводит к гашению, горение продолжается под пределом, хотя и протекает в колебательном режиме с неоднородным фронтом химической реакции. Формально это явление объясняется наличием области колебательной неустойчивости в системе исходное вещество — пламя — продукты — окружающая среда и, в принципе, могло бы иметь место и при горении газов в околопредельных режимах. Однако до сих пор этот факт экспериментально не зафиксирован.

Опыты проводились в бомбе постоянного давления в диапазоне давлений от 2 до 10 атм. В качестве реакционного сосуда использовалась стальная труба диаметром 9 и высотой 120 см. Пламя инициировалось в верхней части трубы раскаленной вольфрамовой проволокой. Исследовалось пламя распада ацетилена, разбавленного инертными газами, распространяющееся по вектору ускорения силы тяжести. Методика проведения экспериментов подробно описана в [1, 2]. В ходе экспериментов определялось предельное давление распространения пламени, измерялась его температура и нормальная скорость.

Стационарный режим распространения

В результате проведения экспериментов установлено, что максимальная температура пламени на пределе стационарного горения остается постоянной ($T_{кр} = 1650 \div 1700$ К) во всем исследованном диапазоне давлений для всех использованных флегматизаторов. Из рис. 1, на котором представлены предельные давления и нормальные скорости пламен, видно, что по флегматизирующему действию применявшиеся разбавители располагаются в следующем порядке: $N_2 > Ar > He > H_2$. В том же порядке они располагаются и по влиянию на нормальную скорость: более сильному флегматизатору соответствует более крутое падение скорости. В то же время расположение этих газов по мольной теплоемкости дает следующий порядок: $N_2 > H_2 > Ar = He$. Таким образом, при практически равной теплоемкости водород и азот оказывают существенно различное флегматизирующее действие.

Авторы работы [6] полагая, что причиной этого является отличие теплопроводностей газов, провели опыты по флегматизации ацетилена аргоном и гелием, имеющим одинаковые теплоемкости и сильно (~8 раз) отличающиеся теплопроводности. Однако в качестве источника воспламенения в этих опытах использовалась электрическая искра с фиксированной энергией инициирования. В результате эксперименты показали, что гелий и аргон оказывают одинаковое флегматизирующее действие. Исследование влияния источника зажигания [7] показало неэффектив-

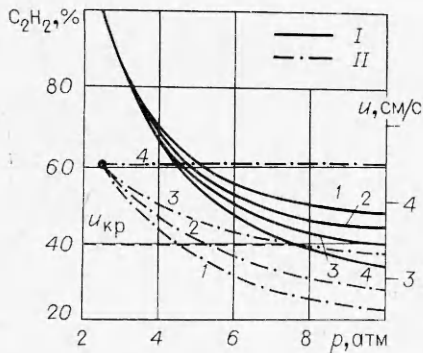


Рис. 1. Предельные давления (I) и нормальные скорости распространения пламени (II) в смесях ацетилена с азотом (1), аргоном (2), гелием (3) и водородом (4) в стационарном режиме.

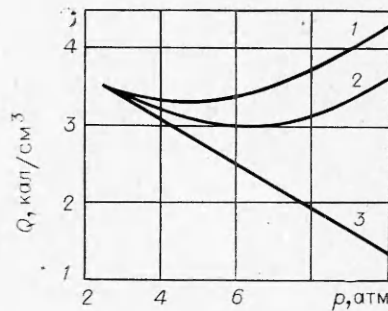


Рис. 2. Зависимость теплотеря пламени от предельного давления для смесей ацетилена с гелием (1), аргоном (2) и водородом (3).

ность искрового инициирования, так что фактически в работе [6] определен предел воспламенения смеси данным источником. Это привело авторов к выводу об отсутствии влияния теплопроводности разбавителя на предельное давление распада ацетилена. В действительности, как видно из рис. 1, гелий и аргон оказывают различное флегматизирующее действие.

На рис. 2 изображены тепловые потери из единицы объема, представляющие собой разность энтальпий исходных и конечных продуктов

$$Q = \alpha (\Delta H + I_{C_2H_2}^0) + \beta I_p^0 - \alpha (I_C^t + I_{H_2}^t) - \beta I_p^t,$$

где α и β — доли ацетилена и разбавителя в смеси; ΔH — тепловой эффект реакции; $I_{C_2H_2}^0$ и I_p^0 — энтальпии ацетилена и разбавителя при начальной температуре; I_C^t , $I_{H_2}^t$ — энтальпии продуктов реакции при температуре горения. В отличие от ацетилено-водородных смесей, где предельная скорость пламени $u_{пр} = \text{const}$ и теплотеря из зоны реакции определяются только яркостной температурой пламени, которая убывает с ростом давления [2], в смесях с другими разбавителями Q является, кроме того, функцией скорости пламени, с падением которой теплотеря растут.

Автоколебательный режим горения

На рис. 3 представлены предельные давления и скорости распространения пламени смесей ацетилена с азотом, аргоном и гелием. Выше кривой abc пламя распространяется стационарно. Начиная с некоторого критического давления $p_{кр}$, определяемого разбавителем, переход по давлению или по составу через границу bc приводит к автоколебательному режиму распространения фронта. Кривая bd — предел автоколебательного режима. В критической точке b пределы этих режимов сливаются. Потеря устойчивости стационарным режимом распространения на границе ab приводит не к пульсирующему горению, как на границе bc , и не к потуханию, как на границе bd , а к срыву пламени. При приближении к границе bc сверху и внесении искусственного возмущения (например, при резком поджоге), пламя начинает распространяться в автоколебательном режиме, но в дальнейшем возмущение рассасывается и

Рис. 3. Предельные давления (а) и скорости распространения пламени (б) смесей ацетилена с азотом (I), аргоном (II) и гелием (III).
1 — стационарный режим; 2 — автоколебательный режим.

горение становится стационарным аналогично тому, как это происходит при горении жидких ВВ [3].

Понижая начальное давление при заданном составе смеси, можно перейти от первого предела ко второму, как это показано точками *efg*. Температура пламени и его скорость при этом понижаются. Чем ближе к точке *b* находится система, т. е. чем уже область существования автоколебательного режима, тем круче происходит этот переход. Вблизи точки *b* переход происходит скачком при незначительном изменении начального давления. Максимальная температура на пределе автоколебательного режима, как и на пределе стационарного горения, остается постоянной независимо от давления и разбавителя и составляет $T_{кр} = 1500 \div 1525$ К.

На рис. 4 представлены кадры киносъемки пульсирующего пламени через застекленный нижний торец трубы. При наблюдении за пламенем видно, что его светящаяся поверхность сжимается, отходя от стенок, а затем вновь расширяется, перехватывая всю трубу. Чем ближе к границе *bd* находится система, тем сильнее это сжатие, а в непосредственной близости к пределу пламя стягивается практически в точку. При этом, расширяясь, оно уже не в состоянии перехватить весь реакционный сосуд.

Обилие сажевых частиц, образующихся при горении, хорошо визуализирует картину. Увлекаемые газовым потоком, сажевые частички вылетают вдоль стенок трубы, обгоняя фронт, а затем вновь попадают в светящуюся зону. Таким образом, темная зона вблизи стенок трубы на кинокадрах представляет собой вращающийся тор, кольцевой вихрь продуктов, захватывающий большое количество сажевых частиц, которые полностью экранируют излучение этой зоны пламени. Появление кольцевого вихря перед зоной горения может вызываться либо газодинамическими причинами, либо естественной конвекцией.

Известно, что при распространении плоского невозмущенного фронта пламени поток продуктов сгорания является безвихревым и (в пренебрежении боковыми эффектами) одномерным. Однако наложение возмущения и искривление фронта приводит, как показано в [8], к образованию вихрей вблизи точек перегиба. При этом вихри разворачивают газовый поток вместе с пламенем таким образом, что начальные возмущения растут, т. е. вогнутые части отстают, а выпуклые уходят вперед.

При воспламенении предельной смеси образовавшийся фронт пламени оказывается неспособным распространяться вниз вследствие больших теплотерь. При этом центральная, наиболее горячая, часть фронта начинает всплывать и пламя приобретает форму перевернутой чаши. Такое искривление поверхности пламени приводит, согласно [8], к вихреобразованию вблизи стенок реакционного сосуда.

С другой стороны, градиент температуры за фронтом пламени, распространяющегося сверху вниз, приводит к образованию вихрей естественной конвекции, охватывающих некоторую область за фронтом и дви-

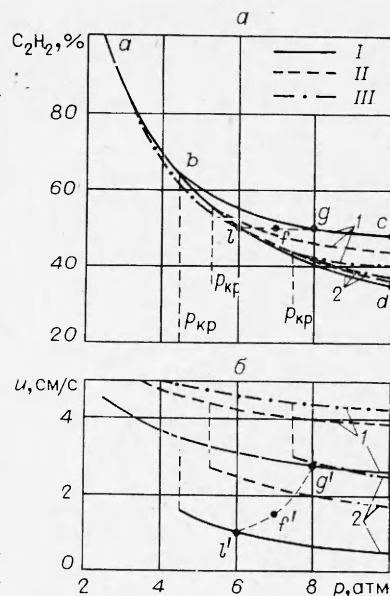




Рис. 4. Кадры киносъемки автоколебательного горения через нижний торец трубы.

тающихся вместе с ним [9, 10]. Уменьшение скорости распространения пламени может приводить к тому, что при определенных теплофизических параметрах системы время, характерное для развития конвекции, может оказаться меньше времени, характерного для распространения фронта, в результате чего конвективный вихрь обгоняет зону горения. В пользу такого рассуждения говорит следующий экспериментальный факт: возникновение автоколебательного режима становится возможным при достижении критической величины предельной скорости ($u_{кр} = 3,5$ см/с), постоянной для всех флегматизаторов (см. рис. 1). В смесях ацетилена с водородом, где предельная скорость остается постоянной, автоколебательный режим в исследованном диапазоне давлений не наблюдался.

Механизм распространения пламени в автоколебательном режиме можно представить следующим образом. Возмущение поверхности фронта приводит к расширению зоны подогрева за счет дополнения кондуктивной теплопередачи конвективной. Турбулизация и перемешивание прогретого слоя с холодным газом ведут к дополнительным теплотерям из зоны реакции. Это должно было привести к потуханию пламени, однако следует учесть, что пламя распада ацетилена на пределе более половины всего тепловыделения теряет излучением. Поэтому появление конвективного вихря перед фронтом и экранировка сажей значительной части светящейся поверхности может приводить к столь сильному уменьшению радиационных потерь, что они с избытком перекроют рост конвективных. В результате пламя начинает ускоряться и быстро «сжигает» широкую зону подогрева. Теперь, обгоняя конвективный вихрь, пламя расширяется, увеличивая светящуюся поверхность. При этом потери излучением растут значительно быстрее, чем убывают конвективные. В результате пламя тормозится, восстанавливается широкая зона подогрева и процесс повторяется снова.

Если изложенные выше рассуждения верны, то первым условием возможности существования автоколебательного режима горения в газах является интенсивное сажеобразование, приводящее, благодаря конвекции, к экранировке светящейся поверхности пламени и уменьшению радиационных теплотерь. Тогда вблизи бедного предела такой режим горения невозможен.

Из сопоставления рис. 2 и 3 можно заметить, что перегибы на кривых теплотерь происходят при тех же критических давлениях $p_{кр}$, при которых появляется возможность автоколебательного режима горения.

Опыты в стеклянных трубах дали возможность получить характерные сажевые отпечатки, оставляемые пламенем в автоколебательном режиме (рис. 5). В подавляющем большинстве это кольцевые отпечатки и лишь изредка — спиральные витки. Общее число отпечатков на трубе совпадает с числом пульсаций, наблюдаемых с торца трубы. При исследовании пламени сбоку видно, что оно распространяется рывками,

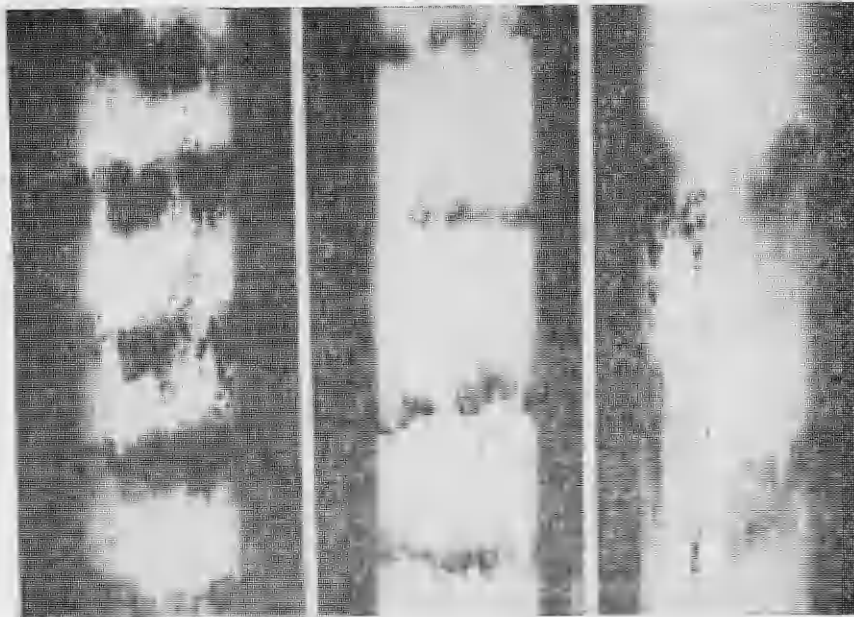


Рис. 5. Кольцевые сажевые отпечатки, оставляемые пламенем на стенках трубы при горении в автоколебательном режиме.

скачкообразно, однако средняя скорость его движения остается постоянной по всей длине реакционного сосуда. Сохраняется и расстояние h между кольцевыми сажевыми отпечатками, характеризующее размер возмущения. На пределе автоколебательного режима характерный размер h уменьшается с ростом давления. Падает, как отмечалось выше, и предельная скорость пламени. При этом частота пульсаций на пределе $v_{пр} = \text{const} = 1/\pi \text{ с}^{-1}$. При переходе от предела bd к пределу стационарного горения bc при постоянной концентрации смеси (точки efg) растет скорость пламени и частота пульсаций. Характерный размер h в этом случае не меняется. Безразмерное число, составленное из частоты пульсаций ν , размера возмущений h и средней скорости распространения пламени u , $S - \nu h/u = 1$ во всей области существования автоколебательного режима.

Поступила в редакцию
20/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Грановский и др. ФГВ, 1974, 10, 3.
2. И. М. Гололобов, Э. А. Грановский. ФГВ, 1978, 14, 6.
3. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., Наука, 1973.
4. Б. И. Хайкин. — В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
5. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1.
6. М. А. Гликин, С. М. Когарко, И. И. Стрижевский. Журн. ВХО им. Д. И. Менделеева, 1965, 10, 1.
7. В. Н. Гудкович, Э. А. Грановский и др. — В сб.: Проблемы пожаро- и взрывозащиты технологического оборудования. М., ВНИИПО, 1977.
8. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. Итоги науки. Гидромеханика. М., ВИНТИ, 1966.
9. С. С. Хлевной, В. С. Бабкин. ФГВ, 1972, 8, 4.
10. Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1973, 9, 6.