

одиночных частиц,— замена частиц на более мелкие приводит к повышению предела их воспламенения.

2. Случай распределения Гаусса:

$$R(\delta) = \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\delta_m^2}\right) = \exp\left(-\frac{b^2}{2b_m^2}\right),$$

δ_m — размер частицы, соответствующий максимуму производной $\frac{d\delta}{d(1-R)}$.

На рис. 5 представлена рассчитанная по формулам (19) и (20) зависимость предела воспламенения газозвеси θ_c от параметра b_m (кривая 1), т. е. от размера частиц, фракция которых наиболее представительна (по массе) в горючем. На этом же рисунке для сравнения нанесен предел воспламенения монофракционного облака частиц с «размером» b_m (кривая 2). Расчет обоих пределов выполнен (при $\Pi=3$) для случая большой концентрации частиц ($B=10^{10}$). Поэтому полученные зависимости $\theta_c(b_m)$ по своему характеру противоположны аналогичной зависимости для одиночной частицы, предел воспламенения которой снижается с ростом ее размера. Действительно, предел воспламенения газозвеси θ_c , рассчитанный для малых значений параметра B ($B < 10^7$), падает с ростом «размера» b_m .

Поступила в редакцию
8/VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.

УДК 536.46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ФРОНТА ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЕ

*К. Г. Шкадинский,
Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов
(Москва)*

Нахождению условий тепловой устойчивости стационарных режимов горения посвящено значительное число работ, и в настоящее время эти условия установлены для многих систем [1—6]. В работе [7] показано, что при выполнении определенных условий в области устойчивости стационарного горения возможны также и автоколебательные режимы горения пороха (с так называемым «жестким» возбуждением автоколебаний). Однако в настоящее время исследования процессов, протекающих в области неустойчивости стационарного горения, отсутствуют (имеются лишь некоторые качественные соображения [2, 8]). Целью настоящей работы является изучение на примере безгазовых систем [9, 10] процессов в области параметров, где стационарное горение неустойчиво.

Безгазовые системы являются простейшими конденсированными системами и поэтому могут служить удобной моделью для исследования. Кроме того, эти системы имеют важные практические приложения, связанные с синтезом различных веществ в режиме горения [11]. Стационарное распространение фронта экзотермической реакции в безгазовых составах ранее рассматривалось в работах [12—14].

Постановка задачи. Расчет нестационарного плоского фронта экзотермической реакции в безгазовой системе описывается двумя дифференциальными уравнениями (уравнение теплопроводности и уравнение для скорости химической реакции)

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q W(\eta, T), \\ \rho \frac{\partial \eta}{\partial t} &= W(\eta, T), \end{aligned} \quad (1)$$

где T — температура; η — глубина разложения ($0 \leq \eta \leq 1$); Q — тепловой эффект реакции; λ , c , ρ — коэффициент теплопроводности, теплоемкости и плотность вещества; $W(\eta, T)$ — скорость химической реакции, зависящая от глубины разложения исходного вещества и температуры. В конкретных расчетах принимается, что $W(\eta, T) = \rho k (1 - \eta) \times \exp(-E/RT)$, где E — энергия активации; k — предэкспонент; R — газовая постоянная.

Граничные условия при $x \rightarrow \infty$ запишем, как обычно, исходя из предположения, что перед фронтом находится непрореагировавшее вещество с начальной температурой T_n :

$$x \rightarrow \infty: T = T_n; \eta = 0. \quad (2)$$

Характерная особенность теплового распространения фронта реакции состоит в том, что при температуре T_n скорость реакции ничтожно мала¹. Обычно фронт реакции образуется вследствие инициирования реакции в веществе с помощью постороннего источника тепла. В дальнейшем, как правило, будем предполагать, что таким источником является горячая стенка с температурой T_0 ($T_0 > T_n$), помещенная в начале координат ($x=0$). Будем также предполагать, что в момент соприкосновения стенки и непрореагировавшего вещества температура последнего равна T_n . Этим предположениям соответствуют следующие граничные и начальные условия:

$$\begin{aligned} x=0 \quad (t>0): T &= T_0, \\ t=0 \quad (x>0): T &= T_n, \eta=0. \end{aligned} \quad (3)$$

По истечении некоторого промежутка времени влияние внешнего теплового источника становится незначительным и устанавливается самораспространяющийся фронт химической реакции. В дальнейшем нас будет интересовать в первую очередь именно этот режим.

Решение задачи осуществлялось на ЭВМ. Уравнения были приведены к следующему безразмерному виду:

$$\begin{aligned} \theta_\tau &= \theta_\xi + (1 - \eta) \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \\ \eta_\tau &= \gamma (1 - \eta) \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \\ \tau = 0, \quad \xi > 0: \theta &= \theta_n, \quad \eta = 0; \quad \tau > 0, \quad \xi = 0: \theta = \theta_0, \end{aligned} \quad (4)$$

¹ Стационарное распространение фронта, строго говоря, возможно лишь при условии $W(\eta, T_n) = 0$ [14, 15].

где

$$\begin{aligned} \tau &= t/t_*; \quad \xi = x \sqrt{\frac{c \rho}{\lambda t_*}}; \quad t_* = \frac{c R T_*^2}{Q E k} \exp\left(\frac{E}{R T_*}\right); \\ \beta &= \frac{R T_*}{E}; \quad \theta = \frac{(T - T_*) E}{R T_*^2}; \quad \theta_{\infty} = \frac{(T_{\infty} - T_*) E}{R T_*^2}; \\ \theta_0 &= \frac{(T_0 - T_*) E}{R T_*^2}; \quad \gamma = \frac{c R T_*^2}{Q E}. \end{aligned} \quad (5)$$

Безразмерные переменные и параметры зависят от выбора масштабной температуры T_* . Если в качестве T_* выбрать температуру стационарного горения $T_* = T_r$ ($T_r = T_{\infty} + Q/c$), то число независимых параметров уменьшается. Поскольку свойства самораспространяющегося фронта не должны зависеть от температуры внешнего источника тепла (от θ_0), то остается только два определяющих параметра γ_r и β_r (индекс «r» указывает, что $T_* = T_r$). Однако из соображений удобства вычислений выгодно брать $T_* < T_r$ таким образом, чтобы безразмерная скорость и ширина фронта были порядка единицы. При этом величины определяющих параметров γ_r и β_r могут быть найдены по формулам:

$$\begin{aligned} \gamma_r &= \gamma [1 + \beta (\theta_{\infty} + 1/\gamma)]^2, \\ \beta_r &= \beta [1 + \beta (\theta_{\infty} + 1/\gamma)]. \end{aligned}$$

Систему (4) приближенно решали разностным способом. Находили пространственно-временное распределение температуры и глубины превращения, а также скорость распространения фронта реакции ω , которая определялась как скорость перемещения в пространстве максимума тепловыделения (максимума величины $(1 - \eta) \exp[\theta/(1 + \beta\theta)]$).

Граница устойчивости стационарного распространения фронта реакции. Анализ результатов численного решения системы (4) показывает, что существуют два качественно различных режима распространения фронта реакции в зависимости от величины определяющих параметров γ_r и β_r . В первом режиме (рис. 1), после того как влияние нагретой стенки становится малым, устанавливается режим стационарного горения (профили величин θ и η перемещаются в пространстве с постоянной скоростью, равной скорости стационарного горения ω_0). На верхнем графике показаны значения скорости распространения фронта в зависимости от пространственной координаты ξ , т. е. в моменты времени, соответствующие прохождению максимума скорости тепловыделения данной точки пространства ξ . В первом режиме при некоторых значениях параметров выход на режим горения сопровождается пульсациями, которые, однако, постепенно затухают.

Во втором режиме (рис. 2) безразмерная скорость перемещения фронта ω не стремится с течением времени к определенному пределу, а совершает пульсации около своего стационарного значения. Амплитуда колебаний отлична от нуля и стремится к определенной величине, зависящей от определяющих параметров γ_r и β_r . Сложный пульсирующий характер имеет в этом режиме и пространственно-временное распределение величин θ и η .

Таким образом, первый режим соответствует области параметров, где стационарное горение устойчиво. Во втором режиме стационарное горение неустойчиво, а устойчивым является пульсирующее распространение фронта реакции. Границу, разделяющую область определяющих параметров γ_r и β_r , где стационарное горение устойчиво, от области,

где осуществляется пульсирующее горение, в общем случае можно представить как зависимость одного из определяющих параметров от другого. Эту зависимость удобно записать в следующем виде:

$$\alpha(\gamma_r, \beta_r) = 1. \quad (6)$$

Вид функции $\alpha(\gamma_r, \beta_r)$ был определен (по поведению скорости горения при достаточном удалении фронта реакции от нагретой стенки) с

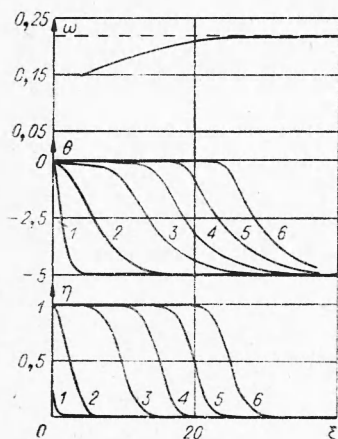


Рис. 1. Пространственно-временная картина процесса установления стационарного горения ($\theta_n = -5$, $\theta_0 = 0$, $\gamma = 0,2$, $\beta = 0,1$).
 τ равно: 1 — 1,5; 2 — 21,5; 3 — 63,25; 4 — 90; 5 — 113,5; 6 — 136,7.

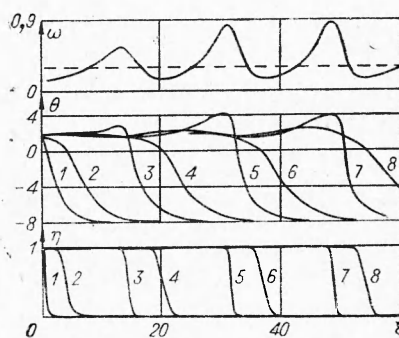


Рис. 2. Пространственно-временная картина процесса установления пульсирующего горения ($\theta_n = -8$, $\theta_0 = 2$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,03$).
 τ равно: 1 — 5; 2 — 26; 3 — 58,5; 4 — 83,5; 5 — 123; 6 — 145; 7 — 184; 8 — 206.

помощью численного решения задачи. Результаты расчетов с достаточной точностью можно представить в виде приближенной формулы

$$\alpha(\gamma_r, \beta_r) = 9,1 \gamma_r - 2,5 \beta_r. \quad (7)$$

Если $\alpha(\gamma_r, \beta_r) > 1$, то стационарное горение устойчиво, если же $\alpha(\gamma_r, \beta_r) < 1$, то горение происходит в пульсирующем режиме. Условие (6) — (7) означает, что при прочих равных условиях области устойчивости стационарного горения соответствуют более высокие температуры стационарного горения (и, следовательно, более высокие скорости стационарного горения). В частности, по мере увеличения в безгазовом составе инертной добавки, не влияющей на кинетические параметры системы, но понижающей температуру стационарного горения, следует ожидать, что будет наблюдаться переход от стационарного горения в режим пульсирующего горения¹.

Примененный здесь численный способ нахождения границы устойчивости стационарного горения обладает существенным недостатком. Поскольку нельзя решить задачу для сколь угодно больших интервалов времени, то нельзя строго утверждать, что при $\tau \rightarrow \infty$ колебания скорости горения не убывают. Однако в значительной мере это возражение можно устранить, варьируя граничные и начальные условия задачи. В частности, при различном выборе температуры нагретой стенки (различные значения θ_0) в области неустойчивости стационарного горения с

¹ Это утверждение справедливо, пока $cT_n/Q < 0,84$, что практически всегда выполняется.

течением времени устанавливаются колебания скорости горения, амплитуда и форма которых зависят только от величин γ_r и β_r , но не зависят от θ_0 . В качестве начальных условий можно выбрать также профили температур и концентраций, соответствующих стационарному горению при заданных значениях параметров γ_r и β_r . При этом оказывается, что фронт горения «разбалтывается» и выходит на тот же колебательный режим, что и при инициировании реакции нагретой поверхностью.

На рис. 3 показана зависимость скорости от пространственной координаты при установлении пульсирующего фронта горения. Первые два графика соответствуют инициированию реакции нагретой до различной температуры стенки, третий соответствует случаю, когда в качестве начальных условий были заданы профили температур и концентраций при стационарном горении. Следует отметить, что тепловой поток от стенки, нагретой до более высокой температуры, чем температура стационарного горения (см. рис. 3, 2), оказывает стабилизирующее влияние. Вначале, пока тепловой поток значителен, устанавливается почти стационарный фронт. В дальнейшем, после удаления фронта от стенки, тепловой поток во фронте горения становится малым, происходит переход в пульсирующий режим. В более грубом приближении границу устойчивости стационарного режима можно определить методом малых возмущений, предполагая, что ширина зоны реакции бесконечно мала [3, 5, 6], но учитывая тепловую инерционность конденсированных продуктов горения.

Перейдем теперь к качественному обсуждению причин, вызывающих неустойчивость стационарного горения. На рис. 4 схематически представлена структура стационарного фронта для безгазовых систем. На этом рисунке показаны профили величины $c(T - T_n)/Q$ глубины превращения и скорости химической реакции, отнесенной к своему максимальному значению. Для безгазовых составов область сильного изменения глубины превращения исходного вещества совпадает с зоной химической реакции, относительно узкой по сравнению с прогретым слоем. В этом заключается существенное отличие горения безгазовых систем от горения газов. В последнем случае реагирующий газ поступает в зону реакции вследствие диффузии (глубина превращения в зоне реакции близка к единице), и область сильного изменения

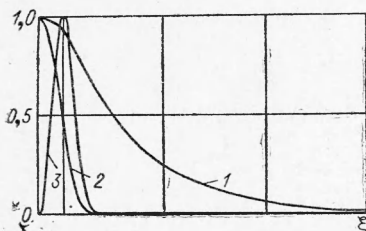


Рис. 4. Структура фронта стационарного горения безгазовых систем.

1 — $c(T - T_n)/Q$; 2 — η ; 3 — W/W_{\max}
($W = \rho(1 - \eta)k \exp(-E/RT)$).

глубины превращения совпадает по порядку величины с областью сильного изменения температуры. Сильное различие в характерных масштабах пространственного изменения температуры и глубины превращения приводит к появлению существенного избытка энтальпии

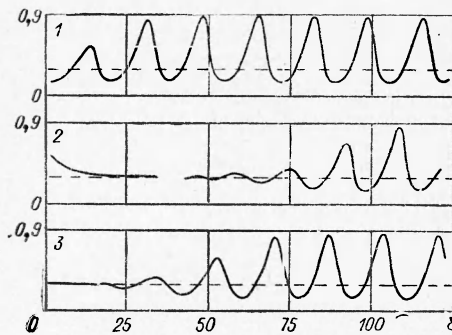


Рис. 3. Зависимость скорости горения от пространственной координаты при установлении пульсирующего фронта горения для различных условий инициирования реакции ($\theta_n = -8$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,03$).

1 — $\theta_0 = 2$; 2 — $\theta_0 = 12$; 3 — «разбалтывание» стационарного фронта горения.

(избыточного тепла) во фронте стационарного горения безгазовых систем по сравнению с энтальпией исходного вещества. Избыток энтальпии, приходящийся на единицу объема смеси, содержащей исходное вещество и продукты горения, равен

$$\rho \Delta H = \rho H(T, \eta) - \rho H_1(T_n) = \rho c(T - T_n) - \rho Q \eta, \quad (8)$$

где ΔH — разность между энтальпией в данной точке стационарного фронта $H(T, \eta)$ и удельной энтальпией исходного вещества при начальной температуре $H_1(T_n)$; $H(T, \eta) = H_1(T)(1 - \eta) + H_2(T)\eta$; $H_1(T)$ и $H_2(T)$ — удельные энтальпии исходного вещества и продуктов сгорания; $H_1(T) = H_1(T_n) + c(T - T_n)$, $Q = H_1(T) - H_2(T)$.

Полный избыток энтальпии, отнесенный к единице поверхности фронта, равен интегралу от (8) по всему пространству. Величина этого интеграла пропорциональна площади, заключенной между кривыми 1 и 2 на рис. 4, и тем больше, чем меньше скорость стационарного горения¹. Отметим, что избыток энтальпии во фронте стационарного горения безгазовых систем первоначально образуется в процессе инициирования реакции поторонним источником тепла. После выхода на режим стационарного горения избыточное тепло перемещается в пространстве вместе с фронтом горения², в котором оно локализовано.

Избыток тепла во фронте горения безгазовых систем является фактором, способствующим возникновению неустойчивости стационарного горения. Действительно, пусть, например, в процессе стационарного распространения фронта вследствие какого-либо случайного обстоятельства избыточного тепла перед зоной реакции стало меньше нормального количества для данных кинетических и теплофизических параметров вещества. Меньший запас тепла соответствует большему значению теплового потока из зоны реакции (более крутому профилю температуры). Поэтому температура в зоне реакции понижается, и фронт начинает распространяться с более низкой скоростью. Такая реакция скорости распространения фронта на недостаток избыточного тепла еще больше увеличивает несоответствие между скоростью горения и избытком тепла (меньшей скорости горения необходим больший избыток тепла). Аналогично можно проследить рост несоответствия между количеством избыточного тепла и скоростью распространения фронта и при случайном увеличении избытка тепла перед зоной реакции.

Таким образом, избыток энтальпии в зоне горения является причиной, которая может сделать распространение стационарного фронта неустойчивым. Однако имеется фактор, который стремится стабилизировать фронт горения при случайном изменении параметров перед зоной химической реакции. Таким фактором является запас тепла в продуктах горения. Действительно, пусть, например, за счет случайного увеличения теплового потока в непрореагировавшее вещество температура в зоне реакции понизилась (соответственно скорость горения уменьшилась). При этом в зону реакции начнет втекать тепловой поток от более нагретых продуктов реакции. Этот поток будет способствовать увеличению температуры и скорости реакции и тем самым стабилизации горения. Тепловой поток от продуктов горения в зону реакции тем эффективнее

¹ Профиль температуры во фронте тем круче, чем больше скорость горения (толщина прогретого слоя порядка λ/cu_0 , где u_0 — массовая скорость горения). В приближении бесконечно узкой зоны химической реакции избыток энтальпии во фронте равен $Q\lambda\rho/cu_0$.

² При горении газов в случае $D = \lambda/c$ (D — коэффициент диффузии) тепло, поступившее от внешнего источника при инициировании реакции, с течением распределяется по всему объему прореагировавшего газа.

стабилизирует горение, чем больше тепла выделяется при горении за счет реакции.

В конечном итоге будет ли фронт реакции распространяться в виде бегущей волны (стационарно) или пульсациями, определяется преобладанием какого-либо одного из двух отмеченных выше факторов — избытка энтальпии в зоне реакции (дестабилизирующий фактор) и количества тепла, выделяющегося при горении (стабилизирующий фактор)¹.

Структура пульсаций и степень удаления от предела устойчивости. Численные расчеты показывают, что в области неустойчивости стационарного горения по мере уменьшения величины α (γ_r, β_r), определенной согласно (7), структура пульсаций скорости горения, температуры и глубины превращения во фронте становится все более сложной. Структура пульсаций зависит при этом только от величины α (γ_r, β_r), но не зависит от величин каждого из определяющих параметров γ_r и β_r в отдельности. Таким образом, величина α характеризует степень удаления от предела устойчивости стационарного горения. Представляет интерес связать величину α с характеристиками фронта стационарного горения. В соответствии с изложенными выше качественными соображениями о причинах, вызывающих неустойчивость стационарного фронта, составим следующий комплекс из величин, относящихся к стационарному фронту:

$$s = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho \Delta H dx}{Q u_0 t_R}, \quad (8)$$

где u_0 — массовая скорость стационарного горения; $t_R = k^{-1} \exp \frac{E}{R T_r}$ — характерное время реакции при температуре горения. Знаменатель этого выражения представляет собой тепло, выделяющееся при стационарном горении за характерное время реакции, а числитель — полный избыток энтальпии во фронте горения. Численные расчеты показывают, что приблизительно s обратно пропорционально α :

$$s = 7,14 \alpha^{-1}. \quad (9)$$

В частности, на пределе устойчивости $s=7,14$. Таким образом, наряду с α параметр s , составленный из величин, относящихся к стационарному фронту, может характеризовать степень удаления от предела устойчивости и структуру пульсаций.

На рис. 5 показана структура пульсаций при различных удалениях от предела устойчивости. По оси абсцисс отложено отношение координаты к ширине пульсации x_p (после прохождения нестационарным фронтом расстояния x_p картина процесса полностью повторяется), по оси ординат — отношение мгновенной скорости распространения фронта ω к скорости стационарного горения ω_0 (для тех же значений определяющих параметров). Вблизи предела устойчивости стационарного горения колебания скорости горе-

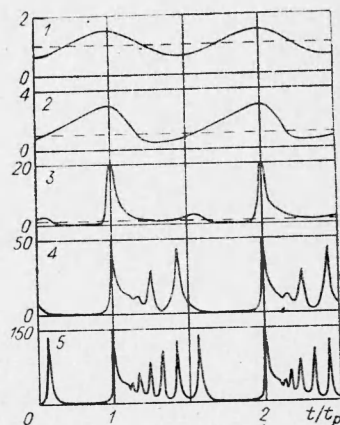


Рис. 5. Структура пульсаций при различных удалениях от предела устойчивости.

s равно: 1 — 7,19; 2 — 7,6; 3 — 8,7; 4 — 11,1; 5 — 14,3.

¹ При горении газов добавочным стабилизирующим фактором является диффузия компонентов смеси, и при $D=\lambda/c\rho$ горение устойчиво [1].

ния имеют почти синусоидальный характер (см. рис. 5, 1, 2). На пределе устойчивости амплитуда колебаний близка к нулю. Таким образом, незначительный переход через границу устойчивости не сопровождается с точки зрения наблюдаемой картины горения какими либо редкими изменениями. Пульсации весьма невелики и могут быть не замечены при экспериментальном исследовании. Однако по мере удаления от предела устойчивости амплитуда пульсаций увеличивается, причем сами колебания приобретают все более релаксационный характер. Длительные депрессии скорости сменяются значительными всплесками (см. рис. 5, 3). При еще большем удалении от предела количество депрессий и всплесков скорости на ширине пульсации увеличивается, причем чем сильнее депрессия, тем больше следующий за ней всплеск скорости горения (см.

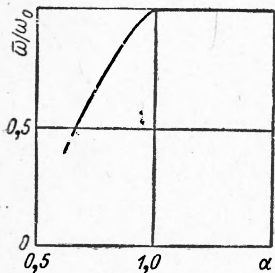


Рис. 6. Отношение средней скорости горения к стационарной как функция степени удаления от предела устойчивости.

рис. 5, 4, 5). Структура пульсаций приобретает все более сложный вид. По-видимому, при дальнейшем удалении от предела пульсации скорости должны стать еще более сложными. Однако расчет их связан с очень большими вычислительными трудностями. К тому же такие пульсации вряд ли могут быть реализованы на эксперименте вследствие неизбежных теплопотерь, которые могут привести к затуханию горения во время глубоких депрессий скорости.

На рис. 6 показано отношение средней ско-

рости пульсирующего горения $\bar{\omega}$ ($\bar{\omega} = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} \omega dt$,

где t_p — период пульсации) к скорости стационарного горения ω_0 в зависимости от степени

удаления от предела устойчивости. Как видно из рисунка, средняя скорость пульсирующего горения меньше скорости стационарного горения, причем отношение средней скорости к стационарной падает по мере удаления от границы устойчивости.

Ширина пульсации x_p приблизительно на порядок больше толщины прогреваемого слоя λ/cu_0 (в исследованном диапазоне α величина $x_p u_0 c/\lambda$ менялась в пределах 5 ÷ 15). Таким образом, частоты пульсаций, равные $1/t_p = \bar{u}/\rho x_p$ (здесь \bar{u} — средняя массовая скорость), приблизительно на порядок меньше, чем величина $u_0^2 c/\lambda \rho^1$, т. е. соответствуют области низкочастотных акустических колебаний.

Динамика пульсаций. Во фронте пульсирующего горения пространственно-временное распределение температуры и глубины превращения имеет сложный вид, зависящий от степени удаления от предела устойчивости. Тем не менее имеются некоторые общие свойства, которые в той или иной степени характерны для любой структуры пульсаций. Эти свойства целесообразно рассмотреть для режима, соответствующего такому удалению от предела, где они уже достаточно ярко выражены, но картина процесса еще не слишком сложна. Рассмотрим распределение величин во фронте горения, относящихся к структуре пульсаций, изображенной на рис. 5, 3. Пространственно-временное распределение безразмерных

¹ В области пульсирующего горения стационарное горение неустойчиво, и поэтому понятие скорости стационарного горения u_0 в этой области условно. Однако u_0 легко вычисляется и к тому же по порядку величины совпадает со средними скоростями пульсирующего горения. В связи с этим использование величины u_0 для оценок, а также для выбора удобных масштабов является весьма целесообразным.

величин в этом случае показано на рис. 7. По оси абсцисс отложена безразмерная координата x/x_p , где x_p — ширина пульсации. Цифрами отмечены различные моменты безразмерного времени t/t_p , где t_p — период пульсации, а в скобках указана соответствующая этим моментам времени скорость фронта, отнесенная к своему стационарному значению (см. рис. 5, 3). Рассмотрение периодического процесса начнем с момента наибольшей депрессии, когда скорость фронта имеет минимальное значение (кривые 1). К этому моменту впереди зоны химической реакции

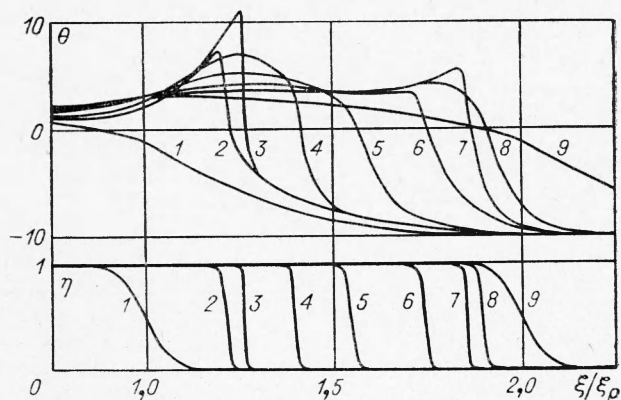


Рис. 7. Пространственно-временное распределение температуры и глубины превращения во фронте пульсирующего горения ($\theta_n = -10$, $\gamma = 0,08$, $\beta = 0,03$).

t/t_p равно: 1 — 0(0,2); 2 — 0,189 (3,5); 3 — 0,192 (20); 4 — 0,212 (2,5); 5 — 0,274 (1,2); 6 — 0,385 (1,7); 7 — 0,412 (4); 8 — 0,44 (1); 9 — 1 (0,2).

образовался значительный прогретый слой, а понижение температуры в зоне реакции приостановлено вследствие притока тепла от горячих продуктов реакции. Этот поток тепла в значительной мере компенсирует отвод тепла из зоны реакции в сторону несгоревшего вещества. Поэтому зона реакции оказывается в почти адиабатических условиях и, поскольку температура вблизи зоны реакции сравнительно велика в следующие моменты времени (кривые 2 и 3), происходит быстрое воспламенение прогретого вещества, находящегося непосредственно перед зоной реакции. Температура возрастает и становится существенно большей, чем температура стационарного горения. Рост температуры в конечном итоге приостанавливается вследствие увеличивающегося отвода тепла как в сторону несгоревшего вещества, так и в сторону продуктов горения.

Этот момент (кривые 3) соответствует наибольшей скорости горения, наиболее крутым фронтам температуры и глубины превращения и наибольшим значениям максимума скорости тепловыделения за период пульсации. Далее происходит нестационарное сгорание прогретого слоя, образовавшегося к моменту достижения наибольшей температуры (кривые 4 и 5). По мере продвижения нестационарного фронта температура перед фронтом и в зоне реакции падает, а мгновенная скорость горения убывает. Меньшим значениям скорости соответствуют большие значения избытка энтальпии во фронте горения. Пополнение энтальпии во фронте происходит за счет теплового потока от продуктов горения, имеющих более высокую температуру, чем температуру в зоне химической реакции. Дальнейшее падение температуры в зоне реакции приостанавливается вследствие уменьшения отвода тепла из этой зоны в сторону несгоревшего вещества (кривая 5), а затем происходит второе за период пульса-

ции воспламенение (кривые 6 и 7). При втором воспламенении температура возрастает слабее, чем при первом, поскольку слабее прогрето вещество перед зоной реакции.

Вторым воспламенением фактически заканчивается сгорание прогретого слоя, образовавшегося к моменту первого воспламенения. В дальнейшем происходит горение вещества, сопровождающееся понижением температуры в зоне реакции (кривые 8, 9). В тот момент, когда понижение температуры в зоне реакции прекращается (кривые 9), пространственно-временное распределение величин полностью эквивалентно исходному (кривые 1), с которого было начато рассмотрение.

В общем случае количество воспламенений за период пульсаций главным образом определяется запасом тепла в прогретом слое, образовавшемся к моменту первого воспламенения. Если этот запас тепла мал (пульсационное горение вблизи предела устойчивости, см. рис. 5, 1, 2), то второго воспламенения не происходит и имеется только один всплеск скорости за пульсацию. Если же запас тепла большой (при значительном удалении от предела устойчивости, см. рис. 5, 4, 5), то в процессе сгорания прогретого слоя происходит несколько воспламенений и соответственно имеется несколько всплесков мгновенной скорости горения за период пульсации.

Остановимся еще на некоторых особенностях пульсирующего горения. Для всех режимов характерно то, что в продуктах горения, находящихся за фронтом, имеется затухающая температурная волна. Кроме того, при сильном удалении от предела устойчивости после воспламенения за фронтом горения остается частично непрореагировавшее вещество, которое в дальнейшем догорает.

В заключение отметим, что пульсирующий режим экспериментально наблюдался при горении термитных составов [9], а также и в некоторых других безгазовых системах.

*Поступила в редакцию
6/VIII 1970*

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. B. Zeldovich, G. J. Vagenblatt. Comb. and Flame, 1959, 3, 1, 61.
2. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3, 126.
3. M. R. Denison, E. Baum. ARS. J. 1961, 31, 8, 1112.
4. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
5. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1964, 5, 38.
6. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 4, 157.
7. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1966, 5, 31.
8. Б. В. Новожилов. Канд. дисс. М., 1967.
9. А. Ф. Беляев, Л. Д. Комкова. ЖФХ, 1950, 11, 1301.
10. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, В. М. Шкиро. ФГВ, 1965, 1, 4, 24.
11. А. Г. Мержанов. Докл. на II Всесоюзном симпозиуме по горению. Ереван, 1969.
12. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1, 151.
13. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3, 36.
14. Д. А. Ваганов, С. И. Худяев. ФГВ, 1969, 5, 2, 167.
15. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 1, 28.