

в зону горения при всех частотах меньше стационарной скорости при отсутствии теплового потока. Полученный результат объясняется физически тем, что с изменением теплового потока и скорости горения меняется количество продуктов сгорания, оттекающих от пороха; при этом большая часть теплового потока затрачивается на нагрев дополнительной массы газов.

В случае произвольной зависимости скорости m от температуры пламени T_* , $m = F(p, T_*)$, результат отличается от результата, полученного выше, тем, что в выражение для a входит множитель

$$\left[2 - \left(\frac{1}{F} \frac{\partial^2 F}{\partial T_*^2} \right)_{T_b} / \left(\frac{\partial}{\partial T_*} \ln F \right)_{T_b}^2 \right].$$

$$a = -\frac{1}{4} b^2 \left[2 - \left(\frac{1}{F} \frac{\partial^2 F}{\partial T_*^2} \right)_{T_b} / \left(\frac{\partial}{\partial T_*} \ln F \right)_{T_b}^2 \right];$$

$$b^2 = \beta^2 \left\{ \frac{k^2}{r^2} \left(1 - \frac{r}{2\gamma} \right)^2 + \left[1 - k \left(1 - \frac{r}{2\gamma} \right) \right]^2 \right\},$$

где

$$\beta = \frac{Q}{C_p} \left(\frac{\partial}{\partial T_*} \ln F \right)_{T_b},$$

$$k = \frac{C_k}{C_p} (T_s - T_0) \left(\frac{\partial}{\partial T_*} \ln F \right)_{T_b}.$$

Поступила в редакцию
2/XII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., 1953.
2. В. В. Новожилов. ПМТФ, 1962, 5.
3. В. В. Новожилов. ФГВ, 1965, 1, 3.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12.

УДК 536.46

УСТАНОВЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ И КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ПРИ ЗАЖИГАНИИ ГАЗА ТЕПЛОМ ИМПУЛЬСОМ

К. Г. Шкадинский
(Москва)

В работе [1] исследован процесс установления стационарного режима горения газа. Зажигание осуществлялось нагретой поверхностью при непрерывном действии источника. В данной работе исследуется аналогичный вопрос при импульсном действии источника тепла. Кроме процесса

выхода на стационарный режим горения в работе исследуются характерные для импульсного подвода энергии критические условия зажигания. Расчет последних для индукционного режима зажигания нелетучих конденсированных веществ приведен В. Н. Вилуновым и О. Б. Сидонским в работе [2].

Постановка задачи. В начальный момент газ, способный к экзотермическому превращению, с температурой T_n приводится в соприкосновение с горячей поверхностью постоянной температуры T_0 ($T_n < T_0$). По истечении времени $t_{имп}$ теплообмен газа с внешней средой прекращается. Математически процесс может быть описан следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \rho'_t + (\rho v)_x &= 0, \\ c_p \rho (T'_t + v T'_x) &= (\lambda T'_x)'_x + Q \rho (1 - \eta) k \exp(-E/RT), \\ \rho (\eta'_t + v \eta'_x) &= (D \rho \eta'_x)'_x + \rho (1 - \eta) k \exp(-E/RT), \\ R \rho T [(1 - \eta)/\mu_1 + \eta/\mu_2] &= p_n. \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями:

при $t=0$: $T = T_n$; $v=0$; $\eta=0$; $\rho = \rho_n$;

при $x=0$: $v=0$; $\eta_x = 0$; $T = T_0$ (для $t < t_{имп}$) и $T'_x = 0$ (для $t \geq t_{имп}$).

Здесь ρ — плотность; v — скорость движения газа; T — температура; c_p — удельная теплоемкость; Q — тепловой эффект единицы массы горячей газовой смеси; η — глубина превращения (относительная весовая концентрация продуктов горения); k — предэкспонент; E — энергия активации; R — газовая постоянная; μ_1, μ_2 — молекулярные веса исходного горючего газа и продуктов горения соответственно; $p_n = R \rho_n T_n^{\mu_1}$ — давление исходного газа; $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^s$ — коэффициент теплопроводности; $D = D_0 (\rho/\rho_0) (T/T_0)^s$ — коэффициент диффузии. Система (1) состоит из уравнений неразрывности, теплопроводности, диффузии и уравнения состояния смеси двух идеальных газов. Рассматривается случай реакции первого порядка. Уравнения (1) записаны при следующих предположениях:

а) скорость движения, вызванного химическими превращениями и тепловым расширением, существенно меньше скорости звука, и, следовательно, давление можно считать постоянным, а в энергетическом уравнении не учитывать работу сжатия;

б) отсутствует свободная конвекция;

в) теплоемкость и теплопроводность не зависят от состава.

Прежде чем перейти к изложению результатов, сделаем несколько замечаний. Очевидно, что для достаточно больших значений $t_{имп}$ импульсная задача эквивалентна задаче зажигания накаливаемой поверхностью постоянной температуры, которая хорошо изучена [1, 3]. В настоящей работе будем пользоваться некоторыми характеристиками процесса, введенными в [1, 3] (например, временем прогрева $t_{пр}$ [3], временем переходного процесса t_n и характерным временем стационарного горения t_0 [1]). Отметим еще, что до момента $t_{имп}$ решения соответствующих задач полностью совпадают.

При анализе процесса рассмотрим нестационарный фронт горения, его образование и скорость перемещения. Предположим, что нестационарный фронт горения образовался, когда сформировались элементы его структуры (исходная смесь — зона прогрева — относительно узкая зона реакции — продукты горения); практически оказывается, что если существует зона с достаточно большой глубиной превращения и высокой температурой, то между ней и исходным горючим газом образуется не-

стационарный фронт горения. Поскольку структура нестационарного фронта деформируется со временем, то возникает вопрос, что понимать под скоростью распространения фронта. В этой работе за скорость перемещения относительно узкой зоны реакции, а еще точнее — скорость перемещения координаты максимума тепловыделения. Естественно, что эта скорость совпадает с общепринятой для установившегося фронта горения.

Выводы настоящей статьи сделаны на основании численных расчетов на ЭВМ системы (1). Анализ и расчеты проводятся с помощью следующих безразмерных параметров и переменных:

$$\begin{aligned} \tau &= t/t_m, \text{ где } t_m = c_p R T_m^2 / E Q k \exp(-E/RT_m); \\ \xi &= x \sqrt{c_p \rho_n / \lambda_m t_m}; \quad \omega = \nu \sqrt{c_p \rho_n t_m / \lambda_m}; \\ \chi &= \rho / \rho_n; \quad \beta = R T_m / E; \quad \theta = (T - T_m) E / R T_m^2; \\ \theta_0 &= (T_0 - T_m) E / R T_m^2; \quad \theta_n = (T_m - T_n) E / R T_m^2; \\ \gamma &= c_p R T_m^2 / E Q; \quad L = c_p D_m \rho_m / \lambda_m - \text{число Льюиса}; \\ z &= c_p (T_0 - T_n) / Q; \quad \sigma = \nu_2 / \nu_1; \\ \varphi &= (1 - \eta) \exp(\theta / (1 + \beta \theta)), \quad m = \int_0^\xi \chi d\xi; \end{aligned}$$

T_m — масштабная температура, выбор ее будет указан ниже (индекс «м» указывает, что значение данного параметра относится к температуре T_m).

Проведем анализ процесса отдельно для трех разных режимов.

Индукционный режим при импульсном зажигании осуществляется, когда температура поверхности существенно меньше температуры горения: $T_r = T_n + Q/c_p$. Здесь $z < 1$, а для расчетов в качестве T_m используется T_0 ($\theta_0 = 0$, $z = \gamma \theta_n$). Сначала рассмотрим случай, когда $\tau_{\text{имп}} < \tau_*$ (τ_* — критическое время зажигания). Пространственно-временное распределение переменных для этого случая изображено на рис. 1, а. Нагретая поверхность сообщает тепло газу, инициируя в прилегающем слое экзотермическую химическую реакцию. Связанное с химическим превращением и повышением температуры расширение газа вызывает падение его плотности и движение от стенки. В момент $\tau = \tau_{\text{имп}}$ тепловой поток прекращается. Перераспределение тепла на больший объем за счет теплопроводности сопровождается понижением максимальной температуры. Наличие отрицательных значений скорости объясняется охлаждением и сжатием газа вблизи поверхности. Но температура газа еще достаточно велика, расширение за счет реакции и прогрева более удаленного слоя компенсирует сжатие остывающего слоя, и суммарно весь прогретый слой расширяется. Однако при $\tau_{\text{имп}} < \tau_*$ максимальная температура понижается настолько, что реакция практически прекращается, и в дальнейшем процесс представляет охлаждение химически не реагирующего газа.

Если $\tau_* < \tau_{\text{имп}} < \tau_{\text{пр}}$, то максимальная температура не успевает понизиться настолько, чтобы прекратилась реакция (см. рис. 1, б). Прекращение потока тепла от поверхности задерживает развитие процесса, но выделяющееся при химической реакции тепло сначала компенсирует теплоотвод в более холодную часть газа, а затем повышает температуру настолько, что происходит резкое ускорение реакции и образуется нестационарный фронт горения.

Если $\tau_{\text{имп}} > \tau_{\text{пр}}$, то пока температура газа ниже температуры поверхности, поверхность сообщает газу тепло. В последующие моменты времени, когда из-за развития химической реакции температура в прилегающих слоях газа превышает температуру поверхности, последняя сама начинает поглощать тепло из газа. Такое поглощение тепла задерживает развитие процесса. После прекращения теплообмена с поверхностью выделяющаяся в газе тепловая энергия полностью идет на ускорение процесса. Нестационарный фронт горения образуется тем быстрее, чем ближе время импульса к времени прогрева, так как теплопотери в стенку растут с увеличением разности этих времен. Если рассматривать время перехода к стационарному горению как функцию времени импульса, то получается кривая, изображенная на рис. 2. Рассматриваемое ранее время прогрева в данной задаче получает новое содержание, а именно, при $\tau_{\text{имп}} = \tau_{\text{пр}}$ получим минимальное время переходного процесса при данной температуре поверхности.

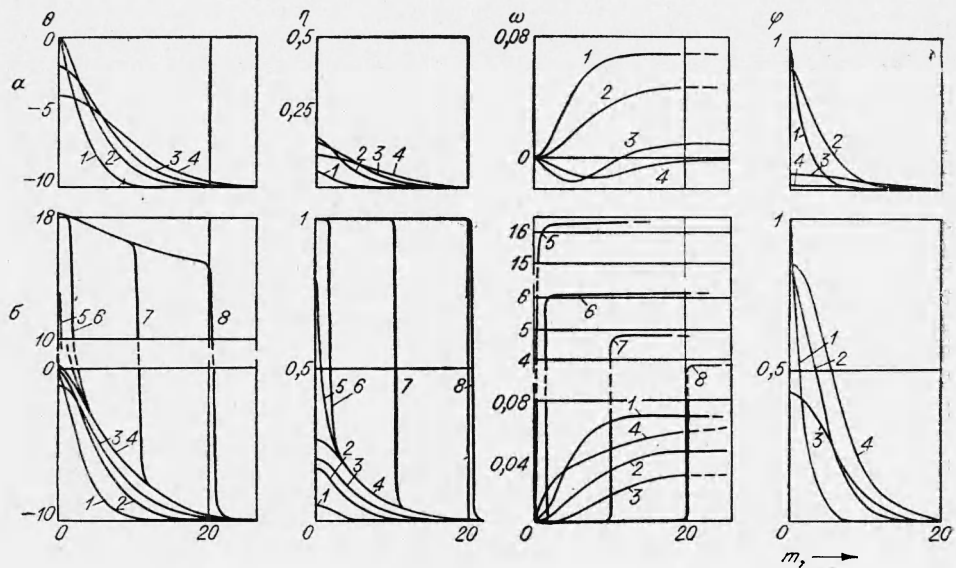


Рис. 1. Пространственно-временное распределение переменных ($\theta_n=10$, $\beta=0,03$, $\tau_n=0,04$, $s=0,6$, $\sigma=1$).

а) $\tau_{\text{имп}} < \tau_*$, τ равно: 1 — 10, 2 — 27,2, 3 — 40, 4 — 60; б) $\tau_{\text{имп}} > \tau_*$, τ равно: 1 — 10, 2 — 28,75, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 62,47, 6 — 62, 7 — 63,2, 8 — 65,3.

Критические условия зажигания для газов, способных к сильному экзотермическому превращению, выражены резко. Как видно из рис. 3, на относительно узком интервале изменения $\tau_{\text{имп}}$ происходит сильное увеличение времени задержки зажигания. Кроме критического времени зажигания представляет интерес тепло, подведенное от поверхности

$$Q_s^* = - \int_0^{t_*} (\lambda T_x')|_{x=0} dt,$$

и тепло, выделившееся в газовой фазе к моменту отключения источника в критических условиях

$$Q_R^* = Q \int_0^{t_*} \int_0^{\infty} k \rho (1 - \eta) [\exp(-E/RT) - \exp(-E/RT_n)] dx dt.$$

Все критические характеристики зависят от параметров, наиболее существенным из которых является θ_n (см. [2]). Приведем некоторые дополнительные соотношения, являющиеся обобщением результатов численных расчетов. Эти соотношения связывают характеристики, относящиеся к критическим условиям, с характеристиками, относящимися к стадии прогрева при зажигании нагретой поверхностью с непрерывным действием источника:

$$t_{**}/t_{np} = 0,91 - \exp(-\theta_n/4),$$

$$Q_R^*/Q_R^{np} = 0,78 - 1,3 \exp(-\theta_n/4),$$

$$Q_s^*/Q_s^{np} = 1 - 0,3 \exp(-\theta_n/4).$$

Приведенные формулы позволяют для рассматриваемого режима ($z < 1$, $\theta_n > 4$) связать критические характеристики с характеристиками хорошо изученной задачи [3].

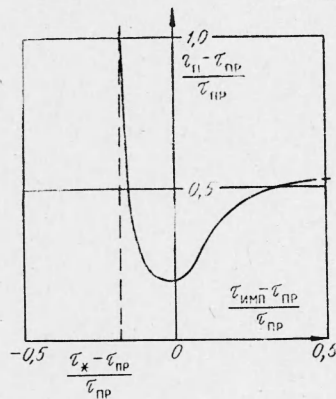


Рис. 2. Зависимость времени перехода к стационарному горению от времени импульса ($\theta_n = 10$, $\gamma = 0,04$, $\beta = 0,03$, $s = 0,6$, $\sigma = 0,5$).

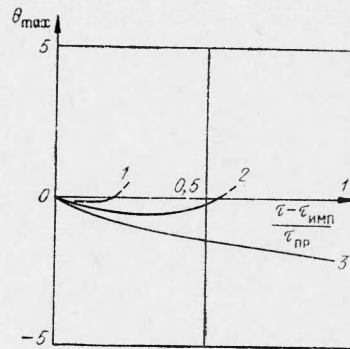


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры от времени ($\theta_n = 10$, $\gamma = 0,04$, $\beta = 0,03$, $s = 0,6$, $\sigma = 0,5$).
 $t_{имп}^*/t_{np}^*$: 1 - 0,9; 2 - 0,85; 3 - 0,8375.

Режим высокотемпературного импульсного зажигания. В этом случае температура поверхности существенно выше температуры горения газа ($z > 1,5$). От стенки поступает интенсивный тепловой поток, который прогревает прилегающие слои газа до высокой температуры. В прогретом слое идет сильная экзотермическая реакция, сопровождающаяся значительным расширением прогретого газа. В отличие от предыдущего режима глубина превращения вблизи поверхности практически мгновенно становится близкой к единице и образуется нестационарный фронт горения. В образующемся нестационарном фронте высокая температура в зоне реакции поддерживается благодаря интенсивному потоку тепла от поверхности.

Если время импульса меньше критического ($\tau_{имп} < \tau_{**}$), то прекращение теплового потока в газ приводит к резкому понижению температуры на поверхности и практическому прекращению химической реакции (рис. 4, а). Весь процесс протекает в относительно узкой зоне и благодаря большим градиентам длится небольшое время.

Пространственно-временное распределение переменных для случая, когда время импульса больше критического, показано на рис. 4, б. Зави-

симость времени перехода на режим стационарного горения от величины $\tau_{\text{имп}}$ имеет минимум (рис. 5), который обусловлен следующими причинами. С одной стороны, чем ближе время импульса к τ_* , тем сильнее прекращение теплообмена задерживает развитие процесса. С другой стороны, при достаточно больших значениях времени импульса дальнейший рост $\tau_{\text{имп}}$ увеличивает количество подводимого стенкой избыточного тепла, а это приводит к увеличению времени перехода на стационарное горение.

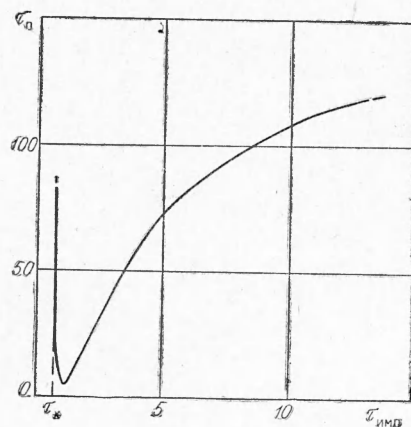
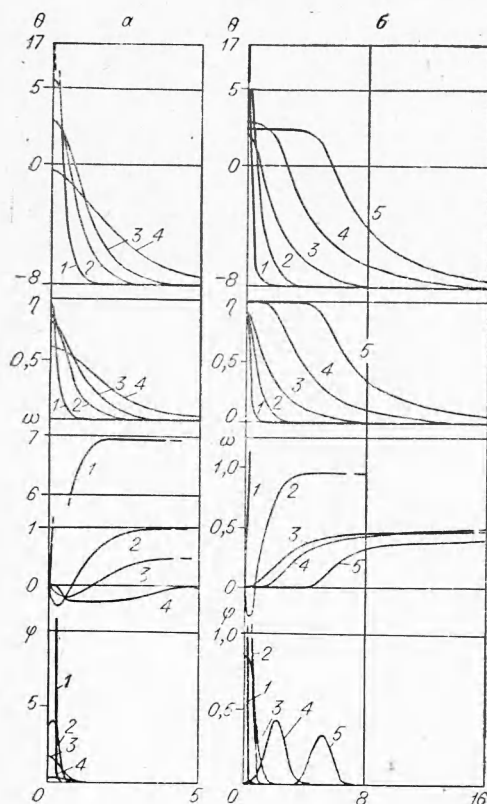


Рис. 5. Зависимость времени перехода к стационарному горению от времени импульса ($\theta_n = 8$, $\theta_0 = 12$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,09375$, $s = 0,6$, $\sigma = 1$).

Рис. 4. Пространственно-временное распределение переменных ($\theta_n = 8$, $\theta_0 = 12$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,09375$, $s = 0,6$, $\sigma = 0,5$).

а) $\tau_{\text{имп}} < \tau_*$, τ равно: 1 — 0,4, 2 — 1,82, 3 — 4,25, 4 — 10,7; б) $\tau_{\text{имп}} > \tau_*$, τ равно: 1 — 0,45, 2 — 2,3, 3 — 13, 4 — 53, 5 — 114.

Промежуточный режим. Ему соответствуют температуры поверхности, близкие к температуре горения ($z \sim 1$). Как и в рассмотренных выше крайних режимах, если время импульса больше критического, но близко к нему, то прекращение теплообмена задерживает развитие процесса и время задержки тем больше, чем ближе время импульса к критическому. При достаточно большом времени импульса увеличение переходного времени в крайних режимах обусловлено разными причинами. В промежуточном режиме эти причины вырождаются. Минимум времени перехода к стационарному горению, как функции времени импульса, становится менее выраженным, и при $z \approx 1$ о его существовании трудно говорить.

Построим общую картину зависимости временных характеристик процесса импульсного зажигания горючего газа от условий на поверхности (z и $\tau_{\text{имп}}$). Вся область возможных значений параметров разделена тремя кривыми (рис. 6). Убывающая по z кривая 1 описывает критическое время импульса как функцию параметра z . Для параметров ниже этой кривой время импульса настолько мало, что зажигания не происхо-

дит. Кривая 2 ограничивает снизу ту область параметров, для которой зажигание импульсным источником тепла равносильно зажиганию нагретой поверхностью с непрерывным действием источника. Для значений параметров, лежащих выше этой кривой, величина $\tau_{\text{имп}}$ не оказывает влияния на время установления стационарного горения. В области значений параметров между этими кривыми процесс установления стационарного горения существенно зависит от величины $\tau_{\text{имп}}$. Приведенная в этой области кривая 3 соответствует времени импульса, для которого время перехода на стационарное горение является минимальным при данном z . Штрихом на части кривой показано, что для данного участка изменения z минимум выражен крайне слабо.

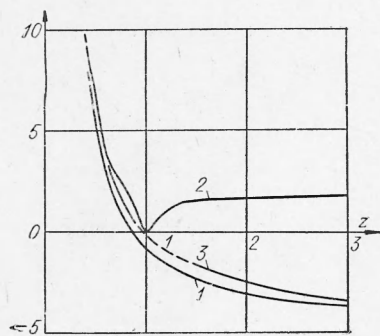


Рис. 6. Общая картина зависимости временных характеристик процесса от условий на поверхности.

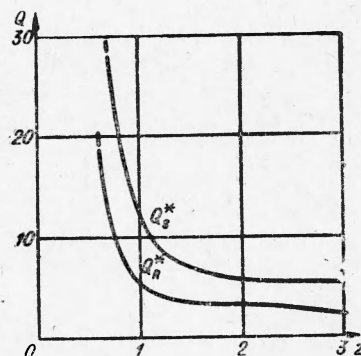


Рис. 7. Зависимость критических тепловых характеристик от параметра ($b_H = 8$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,09375$, $s = 0,6$, $\sigma = 1$).

Критические тепловые характеристики Q_s^* и Q_R^* являются монотонно убывающими функциями z (рис. 7). Это объясняется тем, что для того чтобы произошло зажигание при низких температурах поверхности, необходимо прогреть относительно большой слой. Этот процесс довольно длительный, и поэтому количество тепла, поступающее от стенки и выделившееся за счет химической реакции, велико. При больших температурах поверхности необходим кратковременный импульс и прогревается относительно узкий слой газа вблизи поверхности.

Поступила в редакцию
29/VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский. ПМТФ, 1969, 5.
2. В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ИФЖ, 1965, 9, 2.