

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ПОРОХА

Б. В. Новожилов

(Москва)

Рассматривается модель пороха с переменной температурой его поверхности. В предположении, что все процессы в газовой фазе и реакционный слой конденсированной фазы безынерционны, находится критерий устойчивости стационарного режима горения пороха при постоянном давлении. Показано, что область устойчивости определяется двумя параметрами: $k = (T_1 - T_0) (\partial \ln m / \partial T_0)_p$ и $r = (\partial T_1 / \partial T_0)_p$ (здесь T_1 — температура поверхности, T_0 — начальная температура пороха, m — массовая скорость горения, p — давление). Горение всегда устойчиво, если $k < 1$. Если $k > 1$, то режим горения устойчив только при $r > (k - 1)^2 / k + 1$.

В теории горения порохов, разработанной Я. Б. Зельдовичем [1], предполагается, что температура конденсированной фазы T_1 остается постоянной при изменении давления или начальной температуры пороха T_0 . Стационарный режим горения при постоянном давлении в такой модели устойчив, если величина

$$k = (T_1 - T_0) \left(\frac{\partial \ln m}{\partial T_0} \right)_p$$

меньше единицы.

На опыте оказалось, что, во-первых, критерий устойчивости $k < 1$ выполняется не всегда [2,3] и, во-вторых, из-за наличия химической реакции в поверхностном слое конденсированной фазы температура поверхности меняется в зависимости от давления и начальной температуры. В связи с этим было высказано утверждение [4], что вид критерия устойчивости может измениться при учете изменения температуры поверхности и инерционности реакционного слоя конденсированной фазы.

В появившихся недавно работах [5,6] были получены критерии устойчивости горения пороха в предположении о безынерционности зоны химической реакции в конденсированной фазе и всех процессов в газе. При этом авторы упомянутых работ исходили из конкретного вида кинетики химических реакций в твердой и газообразной фазах.

В настоящей работе на основе более общего рассмотрения вопроса показано, что область устойчивого горения пороха (при учете инерционности только прогретого слоя конденсированной фазы) определяется всего двумя параметрами — указанным выше параметром Я. Б. Зельдовича k и производной температуры поверхности по начальной температуре $r = \partial T_1 / \partial T_0$ при $p = \text{const}$. Величины k и r могут быть либо определены экспериментально, либо найдены теоретически из рассмотрения конкретного вида кинетики химических реакций.

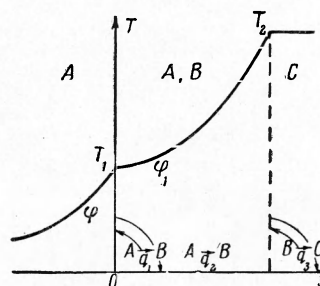
1. Двустадийная модель горения пороха. В рассматриваемой модели предполагается, что переход конденсированного горючего А в продукты сгорания С происходит через промежуточное газообразное состояние В, т. е. $A \rightarrow B \rightarrow C$. В первой стадии горения идет процесс разложения $A \rightarrow B$ с выделением тепла $q_1 + q_2$, где q_1 — тепловыделение в конденсированной фазе, а q_2 — тепло, выделяемое диспергированными частицами конденсированной фазы А при их разложении в газовой фазе. Очевидно, что $q_1 + q_2$ — постоянная величина, но q_1 и q_2 могут меняться в зависимости от условий горения (давления и начальной температуры пороха). Промежуточные газообразные продукты В при их нагревании до температуры горения T_2 реагируют при этой температуре и дают продукты горения С. Будем считать, что энергия активации реакции $B \rightarrow C$ достаточно велика, и химическое превращение, согласно теории горения газов Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [7], идет практически лишь при температуре T_2 . При этом массовая скорость горения зависит только от давления и температуры горения

$$m_2 = m_2(p, T_2) \tag{1.1}$$

Массовая скорость химического превращения в поверхностном слое пороха может зависеть только от распределения температур в этом слое и тепловыделения q_1 . Считая этот слой безынерционным, т. е. бесконечно тонким, можем написать

$$m_1 = m_1(\varphi, \varphi_1, T_1, q_1) \quad (\lambda\varphi - \lambda_1\varphi_1 = m_1q_1) \tag{1.2}$$

Здесь φ и φ_1 — внутренний и внешний градиенты температур (на фиг. 1 показано распределение температур), λ и λ_1 — коэффициенты теплопроводности твердой фазы и газа соответственно.



Фиг. 1

В настоящее время трудно сказать, чем определяется тепловыделение q_1 в конденсированной фазе — теория, которая давала бы степень диспергирования, отсутствует. Однако можно утверждать, что наиболее общая зависимость для q_1 имеет вид

$$q_1 = q_1(\varphi, \varphi_1, T_1, p) \quad (1.3)$$

К зависимостям (1.1) — (1.3) следует добавить условие безынерционности всех процессов, происходящих в области температур $T_1 < T < T_2$

$$m_1 = m_2 \quad (1.4)$$

и очевидный закон сохранения энергии

$$mcT_1 + m(q_1 + q_2 + q_3) = \lambda\varphi + mc_1T_2 \quad (1.5)$$

Здесь $q_3 = \text{const}$ — тепловой эффект реакции $B \rightarrow C$, при этом, согласно (1.4), индекс у m опускаем, c и c_1 — теплоемкости пороха и газа.

Рассматривая совокупность зависимостей (1.1) — (1.5), легко установить, что скорость горения и температура поверхности пороха в изучаемой модели есть функции только градиента φ и давления p

$$m = m(\varphi, p), \quad T_1 = T_1(\varphi, p) \quad (1.6)$$

Явный вид этих функций может быть найден теоретически из более конкретного рассмотрения химических реакций в конденсированной и газовой фазах и определенного предположения относительно зависимости (1.3). Экспериментальным путем функциональные зависимости (1.6) можно определить путем измерения скорости горения и температуры поверхности при разных давлениях и начальных температурах пороха в стационарных условиях. После этого, воспользовавшись стационарной связью

$$\lambda\varphi = mc(T_1 - T_0) \quad (1.7)$$

можно перевести зависимости $m(T_0, p)$ и $T_1(T_0, p)$ в $m(\varphi, p)$ и $T_1(\varphi, p)$.

2. Критерий устойчивости стационарного горения. Исследуем устойчивость стационарного горения рассмотренной модели пороха при постоянном давлении. Для устойчивости горения необходимо, чтобы малые возмущения скорости горения и температуры, возникшие каким-либо образом, затухали бы со временем. Наоборот, если возмущения стремятся возрасти, то такой режим неустойчив. Исследование будем вести по обычной схеме. На стационарное решение наложим малые возмущения, зависящие от времени как $\exp \omega t$; найдем уравнения для возмущений скорости, градиента φ и температуры поверхности, решая которые, определим область устойчивости, отвечающую условию $\text{Re } \omega < 0$. Давление считается постоянным, поэтому все производные считаются взятыми при $p = \text{const}$.

Из (1.6) имеем два уравнения, связывающие возмущения скорости δm , градиента $\delta\varphi$ и температуры поверхности δT_1

$$\delta m = \frac{dm}{d\varphi} \delta\varphi, \quad \delta T_1 = \frac{dT_1}{d\varphi} \delta\varphi \quad (2.1)$$

Третье соотношение получим, рассматривая уравнение теплопроводности в твердой фазе (прогретый слой пороха — единственная инерционная область)

$$\rho c \frac{\partial T_\delta}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T_\delta}{\partial x^2} - m_\delta c \frac{\partial T_\delta}{\partial x} \quad (2.2)$$

где ρ — плотность пороха. Линеаризуем уравнение, подставляя в него

$$T_\delta = T + \delta T e^{\omega t}, \quad m_\delta = m + \delta m e^{\omega t}$$

где T и m — стационарные распределение температур и скорость, удовлетворяющие уравнению

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - mc \frac{dT}{dx} = 0, \quad T|_{x=-\infty} = T_0, \quad T|_{x=0} = T_1$$

Это уравнение при учете указанных граничных условий имеет решение

$$T = T_0 + (T_1 - T_0) \exp \frac{mcx}{\lambda}$$

В линейном приближении уравнение для δT имеет вид

$$\rho c \omega \delta T = \lambda \frac{d^2 \delta T}{dx^2} - mc \frac{d\delta T}{dx} - c^2 (T_1 - T_0) \frac{m}{\lambda} \delta m \exp \frac{mcx}{\lambda}$$

с граничными условиями

$$\delta T|_{x=-\infty} = 0, \quad \left. \frac{d\delta T}{dx} \right|_{x=0} = \delta\varphi$$

Отсюда получаем связь между δm , δT_1 и $\delta \varphi$

$$\frac{1+z}{2} \frac{\delta T_1}{T_1 - T_0} - \frac{\delta \varphi}{\varphi} + \frac{2}{1+z} \frac{\delta m}{m} = 0 \quad \left(z = \left(1 + 4 \frac{\lambda \rho \omega}{m^2 c} \right)^{1/2}, \operatorname{Re} z > 0 \right) \quad (2.3)$$

Прежде чем решать систему (2.1) — (2.3), выразим производные в (2.1) через экспериментально определяемые величины

$$k = (T_1 - T_0) \frac{d \ln m}{dT_0}, \quad r = \frac{dT_1}{dT_0}$$

Из (1.7) имеем

$$\frac{d \ln \varphi}{dT_0} = \frac{d \ln m}{dT_0} + \frac{d \ln(T_1 - T_0)}{dT_0} \quad \text{или} \quad (T_1 - T_0) \frac{d \ln \varphi}{dT_0} = k + r - 1$$

Поэтому

$$\frac{d \ln m}{d \ln \varphi} = \frac{k}{k + r - 1}, \quad \frac{1}{T_1 - T_0} \frac{dT_1}{d \ln \varphi} = \frac{r}{k + r - 1} \quad (2.4)$$

Уравнения (2.1) могут быть записаны в виде

$$\frac{\delta m}{m} - \frac{k}{k + r - 1} \frac{\delta \varphi}{\varphi} = 0, \quad \frac{\delta T_1}{T_1 - T_0} - \frac{r}{k + r - 1} \frac{\delta \varphi}{\varphi} = 0 \quad (2.5)$$

Условие разрешимости системы (2.3), (2.5) дает

$$\begin{vmatrix} \frac{1+z}{2} & -1 & \frac{2}{1+z} \\ 0 & \frac{k}{k+r-1} & -1 \\ 1 & -\frac{r}{k+r-1} & 0 \end{vmatrix} = 0, \quad \text{или} \quad z = \frac{k-1 \pm \sqrt{(k-1)^2 - (2k-r+2)r}}{r} \quad (2.6)$$

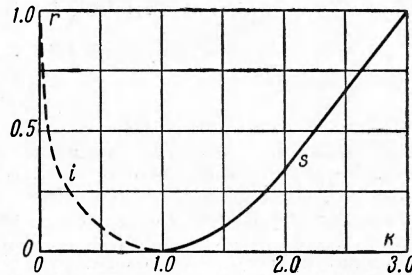
Видимо, все реальные системы имеют $k > 0$ и $r > 0$, причем r не может намного превышать единицу, поэтому ограничимся исследованием только этой области (фиг. 2). Парабола $(k-1)^2 = (2k-r+2)r$ делит плоскость (kr) на области вещественных (ниже кривой i) и комплексных (выше i) z . Как указано выше, область неустойчивого горения определяется условиями

$$\operatorname{Re} z > 0, \quad \operatorname{Re} \omega \sim \operatorname{Re}(z^2 - 1) > 0$$

В области вещественных z имеем $k < 1$, и решений $z > 0$ не существует вообще. Если z комплексно, то $\operatorname{Re} z > 0$ и $\operatorname{Re}(z^2 - 1) < 0$ только при $r < (k-1)^2 / (k+1)$.

Таким образом, горение устойчиво всегда, если $k < 1$; при $k > 1$ стационарный режим горения устойчив только при

$$r > \frac{(k-1)^2}{k+1}$$



Фиг. 2

На фиг. 2 кривая $r = (k-1)^2 / (k+1)$ обозначена буквой s . Если $r = 0$, то, как и в теории Я. Б. Зельдовича, граница устойчивости достигается при $k = 1$.

В работах [5, 6] критерии устойчивости были получены для некоторых конкретных зависимостей скоростей химических реакций в твердой и газообразной фазах. Легко проверить, что критерии устойчивости для всех пяти моделей, рассмотренных в этих работах, вытекают из полученного выше результата. Для этого нужно в каждом конкретном случае вычислить величины k и r .

3. Заключение. Сделаем два замечания. Так как в рассматриваемой модели скорость горения и температура на поверхности в нестационарных условиях определяются только давлением и градиентом температуры у поверхности твердой фазы, то теория нестационарных явлений при горении порохов с учетом изменения температуры поверхности может строиться тем же путем, что и для модели Я. Б. Зельдовича [1, 2, 8-10]. При этом, конечно, возникает усложнение — кроме функции $m(\varphi, p)$, нужно знать еще зависимость $T_1(\varphi, p)$.

Второе замечание касается области устойчивости при $k > 1$. Как было указано в [5], в этой области возможны колебательные режимы горения пороха (частота ω комплексна). В частности, на кривой s температура и скорость горящего пороха, выведенного каким-либо образом из стационарного режима, колеблются без затухания около своих стационарных значений. Возможно, что в этой области могут наблюдаться эффекты, связанные с наличием у системы собственной частоты (например, резонансная зависимость скорости горения от частоты падающей на поверхность пороха звуковой волны).

Автор благодарит А. С. Компанейца, О. И. Лейпунского, А. Г. Истратова, В. Б. Либровича и С. С. Новикова за обсуждение работы.

Поступила 26 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ. Ж. эксперим. и теор. физ., 1942, т. 12, № 11—12.
2. К о р о т к о в А. И., Л е й п у н с к и й О. И. Зависимость температурного коэффициента скорости горения пороха при атмосферном давлении от температуры пороха. Сб. «Физика взрыва», Изд-во АН СССР, 1953, № 2.
3. П о х и л П. Ф., Н е ф е д о в а О. И., М а р г о л и н А. Д. Об аномальной зависимости скорости горения пороха от начальной температуры. Докл. АН СССР, 1962, т. 145, № 4.
4. З е л ь д о в и ч Я. Б. О скорости горения пороха при переменном давлении. ПМТФ, 1964, № 3.
5. И с т р а т о в А. Г., Л и б р о в и ч В. Б. Об устойчивости горения пороха. ПМТФ, 1964, № 5.
6. Н о в и к о в С. С., Р я з а н ц е в Ю. С. К теории устойчивости горения порохов. ПМТФ, 1965, № 1.
7. З е л ь д о в и ч Я. Б., Ф р а н к - К а м е н е ц к и й Д. А. Теория теплового распространения пламени. Ж. физ. химии, 1938, т. 12, № 1.
8. З е л ь д о в и ч Я. Б. Об устойчивости режима горения пороха в полузакмкнутом объеме. ПМТФ, 1963, № 1.
9. Н о в о ж и л о в Б. В. Переходные процессы при горении порохов. ПМТФ, 1962, № 5.
10. И с т р а т о в А. Г., Л и б р о в и ч В. Б., Н о в о ж и л о в Б. В. О приближенном методе в теории нестационарной скорости горения пороха. ПМТФ, 1964, № 3.

О РЕЖИМАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

С. А. Каганов

(Саратов)

Если с торца полуограниченной цилиндрической трубы подается с определенной скоростью горючая смесь, предварительно нагретая до температуры T_0 , то возможны два режима стационарного горения. Первый реализуется при малых скоростях подачи горючего, и основное значение при этом режиме имеет передача тепла теплопроводностью от сгоревших частиц к свежей смеси. Во втором режиме, реализуемом при больших скоростях подачи, горение происходит за счет самовоспламенения предварительно нагретого горючего.

Статьи [1,2] посвящены изучению указанных режимов стационарного горения. Отмечено [1], что второй режим довольно часто реализуется в современных технических устройствах (реактивных двигателях).

Основные результаты работы [2] получены численным интегрированием соответствующей краевой задачи с использованием ЭВМ.

В указанных работах процесс горения считается одномерным. Хорошо известно, однако, что как в процессах нормального горения, так и в процессах с самовоспламенением большее значение имеет учет теплопотерь через стенки трубы. Представляется в связи с этим целесообразным изучение процесса с учетом радиального распределения температуры.

В настоящей работе предпринята попытка изучения вышеуказанных режимов с дополнительным рассмотрением влияния стенок. Это позволяет, во-первых, дополнить картину процесса учетом возможности потухания, что должно оказаться существенным при исследовании устойчивости процесса горения. Во-вторых, исследование проводится при помощи линеаризации входящей в уравнение нелинейной функции $F(T)$, что позволяет в простой форме получить критерии для различных режимов и вычислить расстояние, которое должна пройти горючая смесь в случае самовоспламенения.