

полнота химического реагирования металлического горючего и, следовательно, тепловыделения при горении металлизированных смесей.

Анализ показывает, что рассматриваемые смеси в зависимости от концентрации в них металлического горючего можно условно подразделить на три взаимосвязанные категории:

1) смеси, в которых концентрация алюминия и магния не превышает 15—25%, характеризуются высокой скоростью и температурой горения, хорошим газовыделением, умеренной агломерацией и полным диспергированием конденсированных продуктов горения;

2) для смесей, содержащих 40—60% металлического горючего, характерны сильная зависимость T_r и u_r от концентрации металлического горючего, повышение степени агломерации, что ведет к образованию крупных монолитных капель расплавленного металла или плотного каркаса, и диспергирование, меняющееся в пределах от 30—40% до нуля;

3) смеси с содержанием металлического горючего свыше 60% после сгорания оставляют толстый слой шлака или каркас, напоминающий по форме исходный образец. Диспергирование практически отсутствует. Величина газообразных продуктов горения минимальна. Температура горения может достигать величины, при которой возможен режим горения без воспламенения и взаимодействия (агломерации) частиц в зоне горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.
2. А. Шидловский. Основы пиротехники. М., 1943.
3. Ю. В. Фролов, И. В. Обезьяев, В. Н. Емельянов. Горение частиц бора. Препринт. Черноголовка, 1977.
4. Л. Я. Кашпоров, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1975, 11, 1, 38.
5. В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов, Л. Я. Кашпоров. Природа агломерации при горении высокометаллизированных конденсированных систем. Препринт. Черноголовка, 1977.
6. В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов, Л. Я. Кашпоров. ФГВ, 1977, 13, 6, 705.

УДК 662.61

СКОРОСТЬ И СТАБИЛЬНОСТЬ ВЫГОРАНИЯ ПРИ ФОРКАМЕРНО-ФАКЕЛЬНОМ ЗАЖИГАНИИ В ДВИГАТЕЛЕ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Л. А. Гусак, В. П. Карпов, В. Г. Слуцкий, А. И. Спасский
(Москва)

Известно [1], что применение форкамерно-факельного зажигания улучшает характеристики горения в двигателях внутреннего сгорания (ДВС), в частности уменьшает время горения и увеличивает стабильность выгорания топливного заряда. В то же время для указанного способа зажигания в литературе отсутствуют данные по динамике выгорания заряда — важной характеристике процесса как в практическом, так и в научном аспекте.

Цель работы заключается в экспериментальном и теоретическом исследовании закономерностей выгорания в рабочем объеме ДВС при форкамерно-факельном зажигании.

Эксперименты проводили на одноцилиндровом двигателе с рабочим объемом $V_h = 600 \text{ см}^3$, степень сжатия $\epsilon = 7,1$ при числе оборотов $n = 1000 \text{ об/мин}$ и различных составах рабочей смеси $\alpha = 1,0 \div 1,6$, где α — коэффициент избытка окислителя. Форкамера объемом $V_\phi = 2 \text{ см}^3$ (2% от объема камеры сгорания $V_c = V_h/(\epsilon - 1)$) имела два расположенных под углом 60° друг к другу выпускных канала диаметром $d_\phi = 2 \text{ мм}$,

так что отношение площади сечения каналов к объему форкамеры составляло $S_{\phi}/V_{\phi} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Время сгорания в форкамере при искровом зажигании в точке, удаленной от каналов, составляло $\tau_{\phi} \sim 1 \text{ мс}$. Указанные параметры форкамеры близки к экспериментально определенным, при которых достигается максимальное промотирующее действие форкамерно-факельного зажигания [1]. При стехиометрическом составе рабочей смеси ($\alpha = 1,0$) близок к оптимальному и состав смеси в форкамере ($\alpha_{\phi} = 0,68$). При обеднении рабочей смеси обеднялась и форкамерная смесь, достигая $\alpha_{\phi} = 0,87$ при $\alpha = 1,6$.

Полученные на установке данные по скорости выгорания W (скорости расширения продуктов сгорания относительно свежей смеси) основного топливного заряда приведены на рис. 1. В качестве нулевой отметки времени взят момент отрыва индикаторной диаграммы от линии сжатия, т. е. момент воспламенения в камере сгорания. Методика определения W по повышению давления в замкнутом объеме (бомбе) аналогична описанной в [2]. Отличие заключается лишь в том, что поверхность продуктов сгорания для каждого форкамерного выброса считается цилиндрической.

Существенным моментом, как следует из приведенного рисунка, является падение по времени скорости выгорания W от ~ 20 до 2 м/с , характерной для сгорания в ДВС при искровом зажигании [3]. В предлагаемой работе подобный эффект связывается с затуханием пульсаций в зоне повышенной турбулентности (называемой в дальнейшем «турбулентным ядром»), образующейся в результате струйного истечения газа из форкамеры. Действительно, если принять, что выгорание смеси в турбулентном ядре происходит по механизму турбулентного горения $W \sim u'$, где u' — пульсационная составляющая скорости газа, то при скорости истечения из форкамеры, достигающей сотен метров в секунду [1], пульсационная составляющая и, соответственно, скорость выгорания должны достигать десятков метров в секунду. При этом, если время истечения из форкамеры $\tau_{\text{ист}}$ существенно меньше времени выгорания τ турбулентного ядра

$$\tau_{\text{ист}}/\tau \ll 1, \quad (1)$$

то u' и W должны падать в силу естественного затухания турбулентности.

Покажем справедливость (1). С этой целью примем, что при зажигании смеси в форкамере в точке, удаленной от выходных отверстий, воспламенение в рабочем объеме, возникающее в результате истечения форкамерных продуктов, происходит после завершения сгорания в форкамере.

В этом случае для дозвукового истечения справедливо [4]

$$\begin{aligned} d(\delta p)/dt &= -u_{\phi} S_{\phi} V_{\phi}, \\ u_{\phi}^2 &= (2/\gamma) c_{\phi}^2 \delta p, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\delta p = (p_{\phi} - p_c)/p_c$ — относительный перепад давления между форкамерой p_{ϕ} и камерой сгорания p_c ; u_{ϕ} и c_{ϕ} — скорость истечения из форкамеры и скорость звука в форкамере.

Из (2) получаем для времени τ_p двукратного уменьшения δp

$$\tau_p = 0,5(\delta p_{\phi})^{1/2} V_{\phi}/S_{\phi} c_{\phi} \sim 0,1 \text{ мс}, \quad (3)$$

где δp_{ϕ} отвечает максимальному давлению в форкамере.

Принимая τ_p в качестве оценки времени истечения $\tau_{\text{ист}} \sim \tau_p$ и подставляя в (3) характерные значения $S_{\phi}/V_{\phi} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $\delta p_{\phi} \sim 0,3$, $c_{\phi} \sim 1000 \text{ м/с}$, получаем $\tau_{\text{ист}} \sim 0,1 \text{ мс}$, что в сравнении с характерным временем выгорания турбулентного ядра $\tau \sim 1 \text{ мс}$ (см. рис. 1) указывает на выполнение (1). В соответствии с этим справедливо считать, что выгорание турбулентного ядра происходит в отсутствие «источника» турбулентности, т. е. в условиях ее естественного затухания.

Для выявления основных черт затухания рассмотрим эволюцию турбулентности, локализованной в начальный момент времени в сфериче-

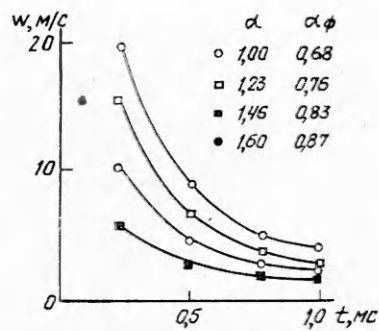


Рис. 1.

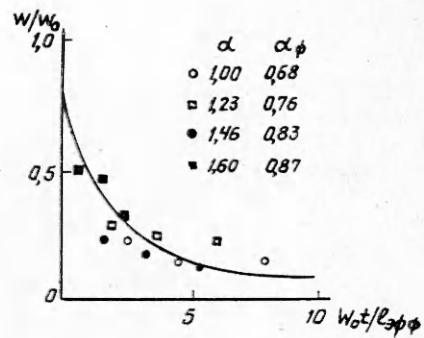


Рис. 2.

ском ядре радиуса r_0 . Полагая, что возрастание радиуса ядра пропорционально u' , а диссоциация турбулентной энергии подчиняется закону диссипации однородной изотропной турбулентности [5], можно записать

$$dr/dt \sim u', \quad (4)$$

$$d(\rho V(u')^2/2) \sim \rho V(u')^2/l, \quad (5)$$

где V — объем ядра; l — масштаб турбулентности.

Считая из соображений размерности масштаб турбулентности пропорциональным радиусу ядра $l \sim r$ и решая (4), (5), получаем

$$u'/u'_0 \sim (r_0/r)^a, \quad a = 3/2 + r/l, \quad (6)$$

где u'_0 — пульсационная составляющая в начальный момент времени.

В соответствии с (6) уже при $r/l > 3$ (что, как правило, выполняется для турбулентных течений) турбулентность резко падает по мере расширения ядра. Это позволяет сделать вывод о том, что даже существенное $u'_0/u' \sim 10$ затухание турбулентности происходит при малом $r/r_0 < 1,6$ расширении ядра: турбулентность диссипирует быстрее, чем «рассасывается».

Полагая, что данный вывод справедлив и для турбулентности в ядре, созданном форкамерным истечением, получаем, что для расчета u' в этом случае можно использовать лишь соотношение (5), считая V и l постоянными. При этом

$$u' = u'_0/(1 + Au'_0 t/l), \quad (7)$$

где $A \sim 1$ — коэффициент пропорциональности в (5).

В рамках принимаемой в работе модели турбулентного выгорания при отсутствии турбулизации горением соотношение (7) позволяет рассчитать падение скорости выгорания ядра W . Считая $W \sim r'$, из (7) получаем

$$W/W_0 = 1/(1 + W_0 t/l_{эфф}), \quad (8)$$

где W_0 — скорость выгорания в некоторый, принимаемый за начальный момент времени; $l_{эфф} = lW_0/Au'_0$ — эффективный масштаб турбулентности, причем $l_{эфф}/l \sim 1$.

В соответствии с (8) W падает обратно пропорционально времени, при этом время двукратного уменьшения скорости выгорания $\tau' = l_{эфф}/W_0 \sim l/u'_0$ определяется характерным временем затухания турбулентности.

На рис. 2 представлено сравнение приведенных на рис. 1 экспериментальных данных по падению скорости выгорания при форкамерно-факельном зажигании с рассчитанными по (8) при $l_{эфф} = 2$ мм (за W_0 принимались экспериментальные значения W при $t = 0,25$ мс). Как следует из приведенного рисунка, наблюдается удовлетворительное согласие расчета с экспериментом.

Что касается начальной скорости выгорания, то ее величина определяется, вероятно, задержкой воспламенения τ_b в камере сгорания относительно начала истечения продуктов сгорания из форкамеры. Действительно, если задержка воспламенения превышает характерное время истечения из форкамеры $\tau_b \geq 0,1$ мс (3), то к моменту воспламенения произойдет определенное затухание турбулентности в ядре, что и определит начальное значение скорости выгорания. Именно это обстоятельство может объяснить падение W по мере обеднения основной и форкамерной смеси (см. рис. 1), так как обеднение форкамерной смеси приводит к увеличению τ_b [1].

Проведенное исследование позволяет объяснить и наблюдаемую в опытах [1] высокую стабильность сгорания топливного заряда при форкамерно-факельном зажигании по сравнению с искровым. Указанную характеристику принято описывать показателем цикловой нестабильности — относительным разбросом времени сгорания заряда $I = \Delta\tau/\tau$, где τ — характерное время сгорания. Для оценки I заметим, что цикловая нестабильность связана с разбросом скорости сгорания на начальной стадии, когда радиус зоны горения l_r не слишком велик по сравнению с масштабом турбулентности в камере l . Так, при $l_r \gg l$ зона горения состоит из большого числа сгорающих случайным образом турбулентных молей, так что суммарная скорость сгорания и соответственно время сгорания слабо зависят от интенсивности сгорания того или иного турбулентного моля. С другой стороны, при $l_r \ll l$ скорость сгорания будет существенным образом зависеть от скорости сгорания немногих турбулентных молей, окружающих продукты реакции. В этом случае разброс времени сгорания начальной порции заряда, а следовательно, и всего заряда пропорционален характерному времени сгорания отдельного турбулентного моля $\tau_i \sim l/W_0$, где W_0 — скорость сгорания на начальной стадии,

$$\Delta\tau \sim l/W_0. \quad (9)$$

Соотношение (9) позволяет сравнить цикловую неустойчивость при форкамерно-факельном I_ϕ и искровом I_π зажигании

$$\frac{I_\phi}{I_\pi} \sim \frac{l_\phi}{l_\pi} \frac{W_{0\pi}}{W_{0\phi}} \frac{\tau_\pi}{\tau_\phi} \lesssim 10^{-1}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) характерные значения параметров для форкамерно-факельного и искрового зажигания [1, 3] $l_\phi \sim 2$ мм, $W_{0\phi} \sim 20$ м/с, $l_\pi \sim 1$ см, $W_{0\pi} \sim 2$ м/с, $\tau_\pi/\tau_\phi \sim 2$, получаем, что при форкамерно-факельном зажигании цикловая нестабильность снижается примерно на порядок за счет высокой начальной скорости выгорания при малом масштабе турбулентности. Именно это обстоятельство обеспечивает высокую воспроизводимость индикаторных диаграмм при форкамерно-факельном зажигании, в том числе и на переходных режимах.

Таким образом, проведенное исследование выгорания топливного заряда в ДВС при форкамерно-факельном зажигании позволяет сделать вывод о том, что, во-первых, скорость выгорания переменна по времени, достигая значительной величины в начальный момент и снижаясь до величин, характерных для искрового зажигания. Во-вторых, падение скорости выгорания W связано с затуханием пульсаций в турбулентном ядре, образующемся в результате форкамерного истечения, а предложенный метод расчета падения W приводит к согласованию с экспериментальными данными. В-третьих, высокая начальная скорость выгорания при малом масштабе турбулентности в ядре приводит к значительной стабилизации выгорания заряда.

В заключение отметим, что использованный в работе подход к расчету скорости и стабилизации горения при форкамерно-факельном зажигании в замкнутом объеме применим с некоторыми изменениями и для расчета аналогичных характеристик в проточной камере сгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Гуссак.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Докл. АН СССР, 1978, 239, 1, 123.
3. С. Вуйтицки, Т. Лежански, Р. Сарагих и др. *Archivum combustionis*, 1982, 2, 3/4, 149.
4. Г. Ламб. Гидродинамика. М.—Л.: Гостехиздат, 1947.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Левшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

УДК 546

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ Ti—C—B

*В. А. Щербаков, А. Н. Питюлин
(Черноголовка)*

К настоящему времени наиболее подробно изучены СВС-процессы в простых системах, содержащих два компонента. Существенно меньшее внимание уделялось рассмотрению закономерностей горения систем, состоящих из трех и более компонентов.

Данная работа посвящена изучению особенностей горения в системе Ti—C—B. Это вызвано как научным интересом в плане развития представлений о механизме взаимодействия в многокомпонентных системах, так и практическим, так как продукты горения (TiC и TiB₂) являются перспективными материалами для получения безвольфрамовых твердых сплавов [1].

Методика эксперимента. Исследование горения системы Ti—C—B проводили в бомбе постоянного давления ($p = 10$ атм) в атмосфере аргона по известной методике [2]. Исходные составы рассчитывали на образование конечных продуктов TiC и TiB₂ с различными соотношениями этих фаз. Основные характеристики материалов, из которых готовили реакционную смесь, приведены в таблице. Здесь же указан диаметр частиц d .

Изменение температуры горения осуществляли введением в исходную шихту конечного продукта. Объектом исследований были цилиндрические прессованные образцы диаметром 10 и высотой 30 мм с постоянной относительной плотностью образцов, равной 0,6. При горении регистрировали среднюю скорость и максимальную температуру горения. Для этого в образец на некотором расстоянии друг от друга заделывались спай двух микротермопар марки ВР 5/20 диаметром 200 мкм. Сигналы с термопар записывались через усилитель шлейфовым осциллографом Н-115. Продукты горения исследовали методами химического и рентгенофазового анализов.

Результаты экспериментов. При горении системы Ti—C—B максимальная температура горения остается неизменной для большинства исходных составов. Она составляет 2500°C и не изменяется при разбавлении исходной шихты конечным продуктом до 20% (рис. 1). В соответствии с диаграммой состояния системы TiC—TiB₂ [3] температура горения совпадает с температурой плавления сплава эвтектического со-

Материал	Марка	τ , %	d , мкм
Титан	ПТМ	98,9	50
Сажа	ПМ-15ТС	99,0	1
Бор	аморфный	93,0	~1
Графит	ГМЗ	97,0	~200
Бор	кристаллический	98,0	~200

Примечание. τ — массовое содержание основного компонента.