

Глазунов Д.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ЦИЛИНДРАХ ДВИГАТЕЛЯ

D.V. Glazunov

STUDY OF TURBULENT RELEASE FLAME IN THE CYLINDER

УДК 621.43.019.2

В статье рассмотрен процесс распространения пламени при сгорании горючей смеси в цилиндрах двигателя. Учтена скорость пламени в турбулентном потоке, рассмотрено горения на различных фазах.

Определена зависимость скорости и характер движения газа в конце сжатия - начале расширения.

This article describes how the flame combustion of the combustible mixture in the cylinders of the engine. Noted flame speed in a turbulent flow, the combustion considered in different phases. The dependence of the rate and nature of the gas at the end of compression - the beginning of the expansion.

В камере сгорания двигателя с искровым зажиганием имеет место широкий спектр масштабов турбулентных пульсаций газа. В начальной и конечной фазах процесса сгорания скорость протекания горения определяется мелкомасштабными турбулентными пульсациями, а в основной фазе - крупномасштабными.

Общая теория горения в турбулентном потоке изложена в работе К.И. Генкина /6/. По этой теории скорость пламени в мелкомасштабном турбулентном потоке равна:

$$U_{ТМ} = U_H \sqrt{1 + \frac{W'l}{x_m}}, \quad (1)$$

где: $W'l$ - коэффициент турбулентного обмена произведение средней скорости турбулентных пульсаций на масштаб турбулентности;

x_m - коэффициент температуропроводности.

Для скорости пламени в крупномасштабном турбулентном потоке он получил такую формулу:

$$U_{ТК} = U_H \sqrt{1 + B * K^2 \frac{W'^2}{U_H^2}}, \quad (2)$$

где K - относительная пульсационная скорость

$$K = \frac{W'}{U_H}.$$

Для сильной турбулентности, когда $W' \gg U_H$ это выражение переходит в $U_{ТК} \sim W'$, то есть в этих условиях турбулентная скорость определяется только величиной пульсационной скорости.

Теоретическое описание турбулентного горения в бензиновом двигателе сделано Ю.Б. Свиридовым. Для общего случая наличия мелких и крупных масштабов турбулентности им получена формула для скорости пламени в турбулентной среде

$$U_T = U_H * E * \xi * \sqrt{1 + \frac{\Delta H}{3} * (1 + \Delta K)}, \quad (3)$$

где: $\Delta = W'/U_H$ - относительная пульсационная скорость соответствующего масштаба;

ξ - коэффициент, учитывающий тепловые потери во фронте пламени;

E - степень расширения заряда,

$$E = 1 + (\lambda^{\frac{1}{\lambda}} - 1) * (1 - \gamma)^2,$$

где: λ - максимальная степень повышения давления;

γ - относительная доля сгоревшего объема.

Ю.Б. Свиридовым предложено деление процесса сгорания на фазы в зависимости от масштаба турбулентных пульсаций. В начальной фазе, когда размеры очага пламени невелики, процесс управляется мелкомасштабной закономерностью. Скорость пламени увеличивается по времени по экспоненциальному закону

$$U_{ТМ} \approx U_H * E * \exp(\alpha_{M_0} * \sqrt{k/3} * \frac{t}{\tau_0}), \quad (4)$$

где: α_{M_0} - функция распределения турбулентных масштабов;

K - относительная интенсивность турбулентности.

Когда очаг горения достигает определенной величины, определяющей станет крупномасштабная турбулентность. Но в конечной фазе, когда сгорание происходит в основном в глубине зоны пламени, роль крупномасштабного ускорения горения уменьшается и определяющей опять становится мелкомасштабная турбулентность.

За продолжительность первой фазы в теории ДВС условно принимается период, отсчитываемый по индикаторной диаграмме, от момента подачи искры до момента "отрыва" линии сгорания от линии сжатия. При этом относительная доля выгоревшего заряда составляет по массе $\Delta x_1 = 2,5...3,5\%$.

Можно определить объем полусферы ΔV_1 , соответствующий величине Δx_1 и затем найти продолжительность первой фазы. Для этого перепишем уравнение отношений объема в /4/ в таком виде:

$$\frac{\Delta V_1}{V_C} = \frac{\lambda_{ХХ} * \Delta x_1}{1 + (\lambda_{Х/К} - 1) * \Delta x_1}$$

$$\text{где } \Delta V_1 = \frac{4}{3} * \pi * r_1^3.$$

Отсюда находим радиус полусферы начального очага горения

$$r_1 = \sqrt[3]{\frac{3 * V_C * \lambda_{ХХ} * \Delta x_1}{4 * \pi * [1 + (\lambda_{Х/К} - 1) * \Delta x_1]}} \quad (5)$$

Величину r_1 можно получить также интегрированием уравнения

$$r_1 = \int_{\varphi_x}^{\varphi_c} U_{T.M.} \frac{d\varphi}{6\pi} \approx U_H * \sqrt{1 + \frac{W * l_{C.P} \theta_T}{K_M * 6\pi}}$$

где $l_{C.P}$ - средний масштаб турбулентных пульсаций.

Из последнего выражения определяем угол ПКВ, соответствующий продолжительности первой фазы сгорания

$$\theta_T = \frac{6\pi r_1}{U_H \sqrt{1 + \frac{W l_{C.P}}{K_M}}} = \frac{6\pi r_1}{U_H \sqrt{1 + \frac{W l_{C.P}}{K_M}}} * \sqrt[3]{\frac{3 * W_c * \lambda_{X.K} * \Delta x_1}{4 * \pi * [1 + (\lambda_{X.K} - 1) * \Delta x_1]}}$$

(6)

Следовательно, продолжительность первой фазы зависит в основном от нормальной скорости сгорания и частоты вращения коленвала. Полученная аналитическая зависимость полностью соответствует экспериментальным данным.

Результаты экспериментальных исследований турбулентного горения в условиях двигателя с искровым зажиганием изложены в работах А.С.Соколова, А.Н. Воинова, Е.С. Семенова, Ю.Б.Свиридова и др. По данным этих работ, экспериментальные зависимости турбулентной скорости горения от интенсивности турбулентности аппроксимируются уравнением

$$U_T = aW' + b, \tag{7}$$

где $b \approx U_H$, а коэффициент a тем больше, чем выше температура горения.

Для быстро реагирующей смеси $a \approx 2,2$, для медленно горящей $a \approx 1$. По данным А.Н. Новикова $a \approx e^{-E/RT}$.

Зависимость скорости турбулентного горения от давления выражается соотношением.

$$U_T \approx p^n,$$

где $n = 0,3...0,5$.

С учетом этих данных эмпирическое уравнение для скорости пламени в крупномасштабном турбулентном потоке можно представить в следующем виде

$$U_m = K_m * p^n * e^{-E/RT} W' + U_H, \tag{8}$$

Величина произведения $K_T * p^n * e^{-E/RT}$ в уравнении (8) составляет немногим больше единицы, а U_H не превышает 10% от U_T , поэтому абсолютные значения и характер протекания турбулентной скорости сгорания почти целиком определяется величинами и закономерностями изменения по какому-либо параметру скорости крупномасштабных турбулентных пульсаций.

Следовательно, соответствие в математической модели действительной картине распространения пламени в камере сгорания бензинового двигателя определяется в основном тем, насколько точно математическое выражение отражает влияние различных факторов на скорость крупномасштабных пульсаций на протяжении процесса сгорания.

Современное состояние газодинамики не позволяет составить такие аналитические выражения. Механизм турбулентности, даже не осложненный горением, недостаточно ясен, поэтому принимается упрощенная модель и составляется для такой модели математическое описание.

В предлагаемой математической модели процесса сгорания принимается, что среднеквадратическая скорость крупномасштабных пульсаций в камере сгорания двигателя пропорциональна текущему значению числа Рейнольдса:

$$W' = K_{Kn} R_\varepsilon = K_{Kn} \frac{W d_{опр}}{\nu}, \tag{9}$$

где: W - мгновенное значение скорости движения газа в камере сгорания;

$d_{опр}$ - определяющий диаметр.

В нашем случае $d_{опр} = \frac{2hl}{h+l}$ где h и l - текущие значения высоты и ширины камеры сгорания в сечении фронта пламени.

Коэффициент кинематической вязкости газа зависит от температуры в камере сгорания:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{0,4 * 10^{-6} * T^{0,67}}{P}$$

Если плотность газа выразить через параметры состояния, то после преобразований получим

$$\nu = 0,4 * 10^{-6} R \frac{T^{1,67}}{P}, \text{ м}^2/\text{с}$$

С учетом этого выражение для W' получает такой вид:

$$W' = K_{Kn} \frac{5,0 * 10^6 p h l}{R T^{1,67} (h+l)} W, \tag{9a}$$

Согласно экспериментальным данным, приведенным в вышеуказанных работах, степень турбулентности $K = \frac{\sqrt{(W')^2}}{W}$ - в фазе «конец сжатия - начало расширения» для двигателя с цилиндрической камерой сгорания составляет 0,1, то есть

$$\sqrt{(W')^2} \approx KW \approx 0,1W, \tag{9 б}$$

Если показатель степени n в уравнении (7) принять равным 0,4, то с учетом выражений уравнение (7) преобразуется в виде

$$U_T = K_T \frac{p^{1,4}}{R T^{1,67} \varepsilon / RT} * \frac{h l}{h+l} W + U_H, \tag{8б}$$

где $K_T = 5,0 * 10^6 K_{Kn}$.

С учетом уравнения (7) имеем

$$U_T = KW + U_H, \tag{10}$$

где: W - текущее значение усредненной скорости струйного течения газа в процессе сгорания:

$K \approx 0,1$ - степень турбулентности.

Скорость и характер движения газа в конце сжатия - начале расширения зависят от особенностей устройства впускного канала и расположения впускного клапана в камере сгорания и от скорости вращения коленчатого вала.

Литература

1. Апашев М.Д., Михаленко В.Д. Уравнение, связывающее скорость турбулентного горения с видимой скоростью распространения пламени в двигателе. В кн.: Сб. трудов ВЗПИ. Серия. Двигатели внутреннего сгорания, 1973, вып. 8.
2. Вахошин Л.И. О некоторых особенностях рабочего процесса бензиновых двигателей с вихревым движением заряда. - Тр. НАМИ, 1979, вып. 3, с. 15-26.
3. Вибе И.И. Расчет рабочего цикла двигателей с учетом скорости сгорания и угла опережения воспламенения. - Автомобильная и тракторная промышленность, 1967, № 1, с. 15-23.
4. Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. - М.: Машиностроение, 1977. - 277 с.
5. Воинов А.Н., Скорделов Д.И. Изучение особенностей развития пред-пламенных процессов и воспламенения углеводородов различного строения. В кн.: Сборник Кинетика и Катализ. М.: АН СССР, 1967. т. 8, вып. 2, 3, с. 493 -505.
6. Генкин К.И., Хазанов З.С. Исследование механизма сгорания в двигателе. - В кн.: Горение и взрыв. Материалы третьего всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М.: 1972, с. 409 – 415.

Рецензент: д.ф-м.н., профессор Асанов А.
