

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВРАЩЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ЗАРЯДА В ЦИЛИНДРЕ ДИЗЕЛЯ

Докт. техн. наук, проф. КУХАРЕНКО Г. М., ассист. ПРЕДКО А. В.

Белорусский национальный технический университет

Вращательное движение воздушного заряда в камере сгорания широко используется для улучшения качества смесеобразования в высокооборотных дизельных двигателях. При применении открытых камер сгорания организация вращательного движения воздушного заряда происходит в такте впуска с помощью тангенциальных или винтовых (спиральных) впускных каналов.

В [1, 2] приводятся сведения о том, что после окончания процесса впуска заряд в цилиндре вращается, как твердое тело. Таким образом, тангенциальная скорость воздуха находится в прямо пропорциональной зависимости от расстояния элемента заряда от оси цилиндра $w_t/r = \text{const}$. При таком характере распределения скорости заряда момент количества движения (МКД) будет определяться по формуле

$$M = J_{\text{в}} \omega_{\text{в}}, \quad (1)$$

где $J_{\text{в}}$ – момент инерции воздушного заряда; $\omega_{\text{в}}$ – угловая скорость воздушного заряда.

Фактический МКД заряда в цилиндре к концу впуска будет меньше входящего из-за трения о стенки, которое продолжает действовать и во время такта сжатия, в результате чего суммарный МКД уменьшается. Имеются сведения, что вследствие трения о стенки и диссипации энергии под действием турбулентности и градиентов скорости потери момента количества движения воздушного заряда к концу сжатия достигают 25...45 % от начального значения. Рассматривая влияние диаметра камеры сгорания на развитие вихревых процессов в цилиндре двигателя, сле-

дует учитывать, что применение узких камер ведет к увеличению потерь интенсивности вихревого движения. Например, «в дизеле Deutsch FL-413 (отношение диаметра камеры сгорания к диаметру цилиндра $d_{\text{к}}/d_{\text{п}} = 0,375$, число сопловых отверстий $i_{\text{со}} = 2$) энергия вихря уменьшается почти вдвое, а в дизеле Rols-Royce C6 NFL-102 ($d_{\text{к}}/d_{\text{п}} = 0,565$, $i_{\text{со}} = 4$) снижение энергии заметно меньше и составляет 23 % от первоначальной» [2].

Скорость закрутки заряда может быть существенно увеличена во время сжатия путем придания камере сгорания определенной формы. Скорость вращения заряда будет расти по мере приближения поршня к верхней мертвой точке за счет воздействия на большую часть заряда стенок компактной камеры сгорания, полученной углублением в поршне.

В данной работе предлагается методика экспериментально-расчетного определения интенсивности вихревого движения воздушного заряда в камере сгорания малогабаритного дизеля. В качестве исходных данных для определения МКД воздушного заряда, поступающего в цилиндр, использовались результаты продувки впускных каналов на безмоторной установке со спрямляющей решеткой: $M_{\text{кр}} = f_1(h_{\text{кл}}, G_{\text{в}})$ – зависимость крутящего момента на решетке от высоты подъема клапана и расхода воздуха через канал и $\mu_{\text{вп}} = f_2(h_{\text{кл}})$ – зависимость коэффициента расхода впускного канала от высоты подъема клапана.

За базовое уравнение принимаем дифференциальное уравнение изменения МКД в цилиндре двигателя

$$dM = dM_{\text{вп}} - dM_{\text{тр}}, \quad (2)$$

где $dM_{\text{вп}}$ – прирост МКД вследствие поступления свежего заряда; $dM_{\text{тр}}$ – потери МКД на трение о стенки.

Прирост момента количества движения воздушного заряда можно определить по следующей зависимости:

$$dM_{\text{вп}} = \omega_{\text{вп}} dJ_{\text{вп}}, \quad (3)$$

где $\omega_{\text{вп}}$ – угловая скорость воздушного заряда, поступающего в цилиндр; $dJ_{\text{вп}}$ – прирост момента инерции заряда.

Угловую скорость воздушного заряда, поступающего в цилиндр, находим по уравнению, вытекающему из второй теоремы Эйлера:

$$\omega_{\text{вп}} = \frac{M_{\text{кр}}}{r_{\text{ср}}^2 M_{\text{сек}}}, \quad (4)$$

где $M_{\text{кр}}$ – момент, создаваемый потоком, на спрямляющей решетке при данном расходе воздуха и высоте подъема клапана (определяется экспериментально при продувке канала); $M_{\text{сек}}$ – массовый расход воздуха через канал; $r_{\text{ср}}$ – средний радиус спрямляющей решетки (величина, зависящая от конструкции продувочного стенда).

Для определения потерь МКД на трение $dM_{\text{тр}}$ разобьем поверхность, ограничивающие камеру сжатия, на конечное количество участков, тангенциальную скорость на которых в данном временном отрезке будем считать постоянной и равной тангенциальной скорости на середине данного участка

$$w_{tj} = \omega X_j, \quad (5)$$

где ω – угловая скорость воздушного заряда в начале текущего временного участка; X_j – координаты середины j -го элемента.

Согласно теории пограничного слоя при обтекании твердого тела реальным газом сопротивление гладких обтекаемых поверхностей зависит от режима течения, который определяется без-

размерным критерием – числом Рейнольдса [3, 4]:

$$\text{Re} = \frac{u_0 l \rho}{\mu}, \quad (6)$$

где u_0 – скорость основного воздушного потока; l – расстояние, пройденное потоком; ρ – плотность воздушного заряда в цилиндре двигателя; μ – коэффициент динамической вязкости.

Для нашего случая $u_0 = w_{tj}$, а расстояние, пройденное потоком над данным элементом, определим по зависимости

$$dl_j = w_{tj} dt. \quad (7)$$

В общем случае для реального газа коэффициент вязкости μ зависит от температуры и давления. Однако зависимость от давления в широком диапазоне его изменения оказывается слабой, и ею можно пренебречь. Таким образом, коэффициент динамической вязкости может быть выражен только в зависимости от температуры. Наиболее широкое распространение приобрела формула Сатерленда, полученная на основе кинетической теории газов [3]:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \frac{T_0 + T_s}{T + T_s}, \quad (8)$$

в данной формуле $T_0 = 273$ К; постоянные коэффициенты для воздуха $\mu_0 = 1,78 \cdot 10^{-5}$ (н·с/м²); $T_s = 122$ К.

Плотность воздушного заряда в цилиндре двигателя находим из уравнения состояния идеального газа

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (9)$$

где p и T – давление и температура воздуха в цилиндре; R – газовая постоянная.

В зависимости от режима течения рассчитываем напряжение трения [3]:

$$\tau_0 = 0,664\rho u_0^2 Re_x^{-0,5} \text{ – для } Re < 10^4 \text{ (ламинарный режим);} \quad (10)$$

$$\tau_0 \approx 0,0245\rho u_0^2 Re_x^{-0,2} \text{ – для } Re > 10^7 \text{ (турбулентный режим).} \quad (11)$$

В диапазоне чисел $10^4 < Re < 10^7$ наблюдается переходный режим течения. Для нахождения напряжения τ_0 при этих Re используем метод интерполяции.

Силу трения, возникающую в пограничном слое на элементе, определим по уравнению

$$F_{трj} = \tau_{0j} f_j, \quad (12)$$

где τ_{0j} – напряжение, возникающее на элементе; f_j – площадь обтекаемой поверхности элемента, m^2 .

Потери МКД на одном элементе определим по зависимости

$$dM_{трj} = F_{трj} X_j dt. \quad (13)$$

Находим полную потерю МКД

$$dM_{вп} = \sum dM_j. \quad (14)$$

Очевидно, что момент инерции воздушного заряда определяется как

$$J_{вз} = J_{кз} + J_{ц}, \quad (15)$$

где $J_{кз}$ – момент инерции воздушного заряда, находящегося в камере сгорания; $J_{ц}$ – момент инерции воздушного заряда, находящегося в цилиндре.

Если допустить, что плотность воздушного заряда одинакова по всему объему сжатия, то можно записать:

$$J_{ц} = I_{ц} \rho; \quad (16)$$

$$I_{ц} = \frac{\pi H_{ц} D^4}{32}, \quad (17)$$

где $H_{ц}$ – расстояние от днища головки до кромки поршня; D – диаметр цилиндра.

Для момента инерции части воздушного заряда, находящегося в камере сгорания, при условии, что камера сгорания имеет простую цилиндрическую форму, можно использовать зависимости (16), (17).

Для определения геометрических моментов инерции камер сгорания сложных форм разработана геометрическая модель осесимметричной неразделенной камеры сгорания (рис. 1). Изменяя соответствующие параметры, можно получить камеры различных конфигураций. Так, если принять $H_3 = 0$, то получится камера, подобная камере ЦНИДИ, а если $D_{кз} = R_{01} + R_1$, то камера ЯМЗ.

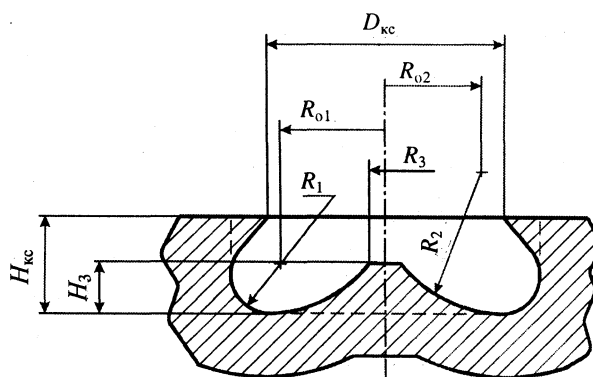


Рис. 1. Геометрическая модель открытой камеры сгорания

Для нахождения момента инерции воспользуемся численным методом. Удельный момент инерции камеры сгорания $I_{кз}$ будет равен сумме моментов инерции элементарных цилиндров (колец) $I_{эц}$, помещенных в камеру сгорания:

$$I_{кз} = \sum I_{эц}. \quad (18)$$

Удельный момент инерции элементарного цилиндра находится из выражения

$$I_{эц} = \frac{\pi H_{эц} (D_{эц}^4 - d_{эц}^4)}{32}, \quad (19)$$

где $H_{эц}$ – высота элементарного цилиндра; $D_{эц}$ и $d_{эц}$ – наружный и внутренний диаметры элементарного цилиндра.

При достаточно малой высоте элементарных цилиндров точность определения момента инерции камеры сгорания будет удовлетворительной.

Замкнем полученную систему дифференциальным уравнением энергетического баланса для открытой термодинамической системы

$$dL + dU + dE + dQ_w = 0, \quad (20)$$

где dL – работа расширения; dU – изменение внутренней энергии рабочего тела, находящегося в цилиндре; dE – изменение полной энергии системы, вызванное изменением массы газов; dQ_w – потери теплоты через теплопередающие поверхности, определяемые следующими зависимостями:

$$dL = p dV, \quad (21)$$

где p и V – давление и объем газа в цилиндре;

$$dU = \frac{1}{k-1} d(pV), \quad (22)$$

где k – показатель адиабаты;

$$dE = i dm, \quad (23)$$

где i и dm – энтальпия и масса поступившего воздуха;

$$dQ_w = \sum (\alpha_i (T - T_i) F_i) dt, \quad (24)$$

где T_i , F_i – температура и площадь поверхностей других деталей, ограничивающих камеру сгорания; α_i – коэффициенты теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания.

Оценку суммарных коэффициентов теплоотдачи выполняют по эмпирическим формулам. Среди уравнений, дающих возможность вычислить локальные значения коэффициента теплоотдачи, наиболее обоснованной и универсальной является формула Г. Б. Розенблита [5]:

$$\alpha_c = C_1 \sqrt{\frac{W_t}{D}} \lambda c_p \rho \left(1 + C_2 \frac{c_{зв} W_{зв}}{W_t^2} \right) + \epsilon_{пл} \sigma \frac{T_{пл}^4 - T_{ст}^4}{T - T_{ст}}, \quad (25)$$

где W_t – тангенциальная составляющая скорости газа; $W_{зв}$ – действительная скорость звуковых колебаний; $c_{зв}$ – скорость распространения звуковой волны; $C_1 = 4,34$, $C_2 = 2,19 \cdot 10^{-4}$ – для четырехтактных дизелей; $C_1 = 3,35$, $C_2 = 0,027$ – для двухтактных двигателей с противоположно движущимися поршнями; λ , c_p , ρ – соответственно коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность газа, которые необходимо вычислять при средней температуре $T_{ср} = (T + T_{ст})/2$.

Для решения полученной системы дифференциальных уравнений применим метод конечно-разностных сеток. В нашем случае осесимметричной камеры сгорания разностная сетка будет двумерной: одно ее направление соответствует временной координате, другое – радиальной относительно оси цилиндра.

Временной шаг счета удобно задавать через угол поворота коленчатого вала $\Delta\phi$ из условия постоянства частоты вращения n

$$\Delta\phi = 6\Delta t n. \quad (26)$$

С использованием представленной математической модели и результатов продувки впускного канала двигателя МД-8 произведен расчет изменения параметров вращательного движения воздушного заряда в цилиндре двигателя за время тактов впуска и сжатия. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

Как видно из графика, на впуске (0...180 град. пкв) происходит рост угловой скорости заряда и МКД, потери которого практически незаметны. На такте сжатия (180...360 град. пкв) потери значительно растут, а сам момент падает. Суммарные потери МКД к концу процесса сжатия составили 25,0 % от максимального. Скорость воздушного заряда в процессе сжатия продолжает расти вследствие уменьшения момента инерции, и ее максимальное значение достигает $\approx 7350 \text{ с}^{-1}$. Вблизи верхней мертвой точки из-за больших потерь скорость воздушного заряда (рост скорости) уменьшается.

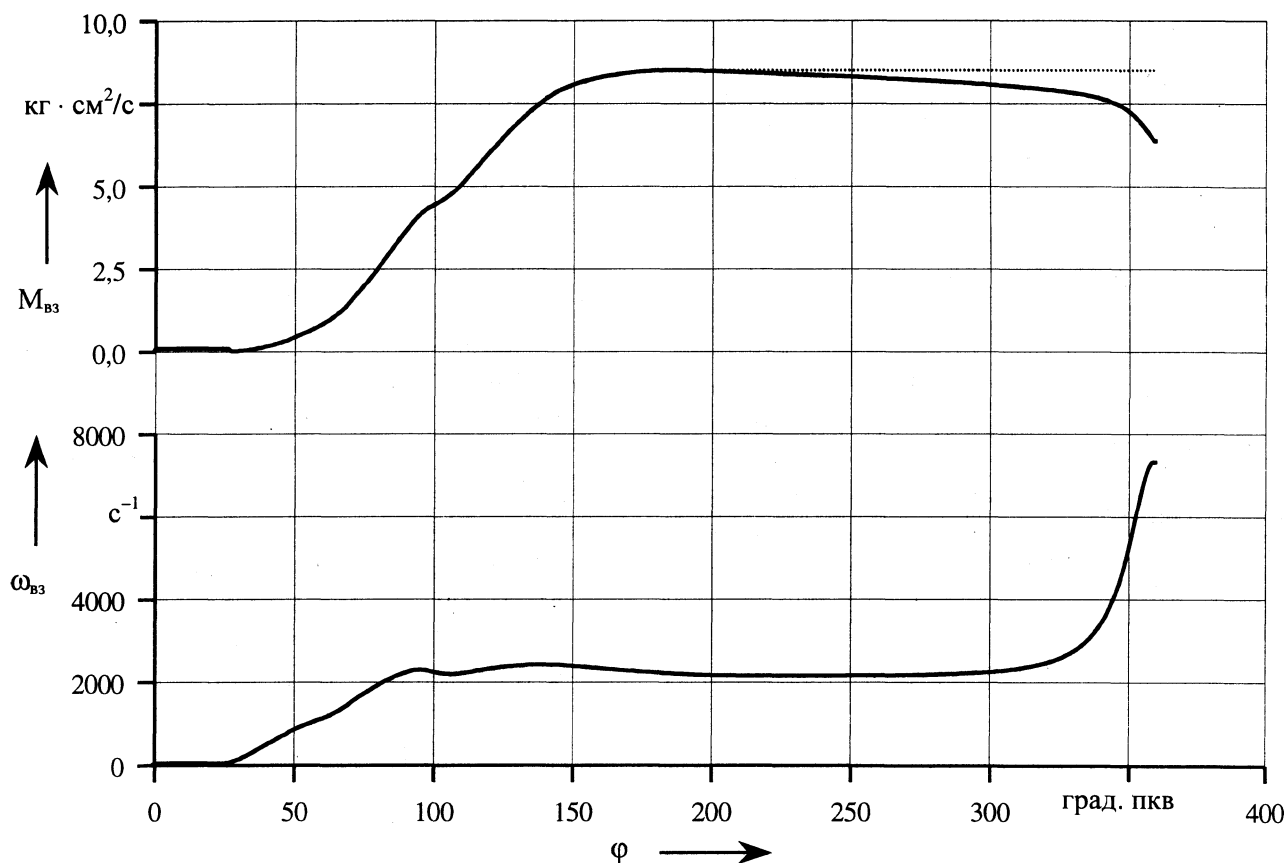


Рис. 2. Изменение угловой скорости $\omega_{вз}$ и МКД $M_{вз}$ воздушного заряда от угла поворота коленчатого вала ϕ

ЛИТЕРАТУРА

1. Вихерт М. М., Грудский Ю. Г. Конструирование впускных систем быстроходных дизелей. – М.: Машиностроение, 1982. – 162 с.
2. Хачиян А. С., Гальговский В. Р., Никитин С. Е. Доводка рабочих процессов автомобильных дизелей. – М.: Машиностроение, 1976. – 104 с.
3. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. – 3-е изд., перераб. – М.: Энергия, 1969. – 368 с.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1970. – 904 с.
5. Розенблит Г. Б. Теплопередача в дизелях. – М.: Машиностроение, 1977. – 216 с.