электроэнергию, а затем в энергию сжатого воздуха. Этот воздух используется на ближайшей автозаправочной станции и для покрытия пиковых нагрузок. Следовательно на базе СПД можно создавать высокоманевренные энергоблоки, работающие в режимах ко-, три- и четыре генерации.

Таким образом, показана возможность осуществления однотопливного рабочего процесса газового дизеля с воспламенением от сжатия с высокими экологическими показателями на уровне международных стандартов. Существенное улучшение экологических показателей и эксплуатационной экономичности достигается в гибридных СУ.

Централизованное аккумулирование энергии путем сжатия воздуха и заправка им автотранспорта с гибридными СУ позволяет:

- утилизировать бросовое тепло автомобилей на нужды отопления,
- выровнять суточный график энергопотребления,
- использовать сжатый воздух для покрытия пиковых нагрузок,
- снизить эксплуатационный расход топлива автотранспортом и выбросы вредных веществ;
- снизить общий уровень загрязнений в мега- и экополисах.

Дальнейшее совершенствование показателей достигается в гибридных силовых установках на базе СПД.

1. РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ ДВИГАТЕЛЕЙ

К ВЫВОДУ ФОРМУЛЫ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ПОРШНЕВОГО ДВС

Агуреев И. Е. (Тульский государственный университет)

В работе [1] исследовалась формула для расчета коэффициента теплообмена в цилиндре поршневого ДВС с учетом нестационарных процессов. В настоящей статье приведен подробный вывод исследованной зависимости, обсуждаются возможности ее использования и уточнения.

Отметим, что основной целью этого вывода является получение такой формулы для коэффициента теплообмена, которая явно содержала бы кинематические параметры пограничного слоя (в данном случае – поперечную составляющую скорости v). Актуальность задачи вполне очевидна, т.к. в большинстве случаев в α-формулах используется либо средняя скорость поршня, либо искусственно вводимые кинематические параметры.

В рамках синергетического подхода, который был впервые применен для построения и исследования динамических моделей ДВС в работах [2, 3] и развит в последующем [4], двигатель является нелинейной, существенно неравновесной системой, в которой могут происходить процессы возникновения диссипативных структур и явления самоорганизации. С практической точки зрения важность этого подхода заключается в возможности подбора такого сочетания параметров и управления режимами работы ДВС, чтобы возникающие диссипативные структуры обеспечивали наиболее эффективную работу двигателя в как можно более широком диапазоне режимов. Примером использования самоорганизации может послужить, например, широко известная регулируемая система впуска, когда волновые процессы согласованы со скоростными режимами. Очевидно, что при теплообмене в ДВС также могут наблюдаться нелинейные эффекты, например, адиабатизация теплообмена [5]. Образование вихревых структур в камере сгорания (КС) и управление ими позволяет искать оптимальные с точки зрения теплоиспользования режимы. Поэтому вывод α -формулы должен быть основан на подходе, когда динамика пограничного слоя, ядра заряда в КС и рабочий процесс представляют собой единую для формулировки математической модели систему.

Рассмотрим уравнение Фурье-Кирхгофа в следующем виде [6]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v\frac{\partial T}{\partial x} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{c_p\rho}\frac{\partial p}{\partial t}. \qquad (1)$$

При этом использованы допущения:

1) слагаемое $v\frac{\partial T}{\partial x}$ учитывает нестационарность течения рабочего тела в цилиндре ДВС и ее влияние на теплообмен;

2) решение уравнения (1) рассматривается вначале без учета объемных источников тепловыделения (слагаемое $\frac{q_V}{c_p\rho}$); влияние внутренних источников учтем путем внесения в полученное решение соответствующих дополнительных членов;

3) следуя работе [6], примем $\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{k}{1-k}\frac{p}{T_\infty}\frac{\partial T_\infty}{\partial t}$.

В результате уравнение (1) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - v\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{T_\infty}\frac{\partial T_\infty}{\partial t}, \qquad (2)$$

и задача дополняется условиями:

при $t = 0$ $T(x) = T_\infty$;

при $x = 0$ $T(t) = T_W$; $\qquad (2')$

при $x \to \infty$ T ограничена ($T \to T_\infty$).

Введем безразмерную температуру в соответствии с формулой

$$\tilde{T} = \frac{T - T_W}{T_\infty}. \qquad (3)$$

Тогда задача (2), (2′) может быть сформулирована с однородным граничным условием:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} - w\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}; \quad \tau = ta, \quad t > 0, \quad w = v/a;\\
&\tau = 0; \ \tilde{T}(x) = 1 - \frac{T_W}{T_\infty};\\
&x = 0; \ \tilde{T}(\tau) = 0;\\
&x \to \infty; \ \tilde{T}(\tau) \text{ ограничена } (\tilde{T} \to 1 - \frac{T_W}{T_\infty}).
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Воспользуемся методом разделения переменных и будем искать решение задачи (4) в виде

$$\tilde{T}(x,\tau) = X(x)\cdot Y(\tau). \qquad (5)$$

Разделяя переменные, находим:

$$X'' - wX' + \lambda X = 0, \qquad (6)$$

$$Y' + \lambda Y = 0. \qquad (7)$$

С учетом условий задачи (4), запишем:

$$X\big|_{x=0} = 0; \ X\big|_{x\to\infty} - \text{ограничена}. \qquad (8)$$

Таким образом, имеем задачу на отыскание собственных значений (6) и (8).

С помощью замены переменных $X(x) = \omega(x)\big/\sqrt{\rho(x)}$ [8] эта задача сводится к сингулярной задаче Штурма-Лиувилля [7]

$$\omega'' - \frac{1}{4}w^2\omega + \lambda\omega = 0 \tag{9}$$

с граничными условиями $\omega(0) = 0$; $\omega\big|_{x\to\infty}$ ограничена.

Решение уравнения (9) имеет вид

$$\omega(x) = A\sin\left(x\sqrt{\lambda - w^2/4}\right) + B\cos\left(x\sqrt{\lambda - w^2/4}\right). \tag{10}$$

Из первого граничного условия следует $B = 0$. Тогда

$$\omega\big|_{x\to\infty} = A\sin\left(x\sqrt{\lambda - w^2/4}\right).$$

Таким образом, из условия ограниченности следует $\lambda - w^2/4 > 0$, собственные значения $\lambda = w^2/4 + \nu^2$, $0 < \nu < \infty$, а собственные функции

$$\omega = \omega_\nu(x) = \sin(\nu x).$$

Спектр задачи непрерывный, $\lambda \in \left(\frac{1}{4}w^2, +\infty\right)$.

Находим собственные функции для уравнения (6):

$$X = X_\nu(x) = e^{wx/2}\sin(\nu x).$$

Уравнение (7) принимает вид:

$$Y' + \left(w^2/4 + \nu^2\right)Y = 0 \;\Rightarrow\; Y_\nu(\tau) = C_\nu e^{-(w^2/4+\nu^2)\tau}.$$

Совокупность частных решений рассматриваемой задачи

$$\tilde{T}(x,\tau) = \tilde{T}_\nu(x,\tau) = C_\nu e^{-(w^2/4+\nu^2)\tau}e^{wx/2}\sin(\nu x).$$

Применяя обобщенный принцип суперпозиции, составим интеграл

$$\tilde{T}(x,\tau) = \int_0^\infty C_\nu e^{-(w^2/4+\nu^2)\tau}e^{wx/2}\sin(\nu x)d\nu. \tag{11}$$

Тогда начальное распределение температуры

$$\tilde{T}\Big|_{\tau=0} = \varphi(x) = e^{wx/2}\int_0^\infty C_\nu\sin(\nu x)d\nu,\; 0 < \nu < +\infty.$$

По теореме разложения имеем

$$C_\nu = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \varphi(x)e^{wx/2}\sin(\nu x)dx. \tag{12}$$

Таким образом, мы получили формальное решение задачи (4) в виде зависимостей (11) и (12). Объединяя эти формулы, можно записать:

$$\tilde{T}(x,\tau) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty e^{-(w^2/4+\nu^2)\tau}e^{wx/2}\sin(\nu x)d\nu\int_0^\infty \varphi(\xi)e^{w\xi/2}\sin(\nu\xi)d\xi. \tag{13}$$

Изменяя порядок интегрирования, получаем:

$$\tilde{T}(x,\tau) = \frac{2}{\pi}e^{wx/2}\int_0^\infty \varphi(\xi)e^{w\xi/2}d\xi\int_0^\infty e^{-(w^2/4+\nu^2)\tau}\sin(\nu\xi)\sin(\nu x)d\nu =$$

$$= \frac{1}{\pi}e^{wx/2}e^{-w^2/4\tau}\int_0^\infty \varphi(\xi)e^{w\xi/2}d\xi\int_0^\infty e^{-\nu^2\tau}\left[\cos(\nu(\xi - x)) - \cos(\nu(\xi + x))\right]d\nu. \tag{14}$$

Воспользуемся формулой

$$\int_0^\infty e^{-a^2x^2}\cos(bx)dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2a}e^{-\frac{b^2}{4a^2}},\text{ где } a > 0,\; -\infty < b < +\infty.$$

Тогда (14) можно переписать в виде

$$\widetilde{T}(x,\tau)=\frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}}e^{-w^2\tau/4+wx/2}\int\limits_0^\infty \varphi(\xi)e^{w\xi/2}\left[e^{-\frac{(\xi-x)^2}{4\tau}}-e^{-\frac{(\xi+x)^2}{4\tau}}\right]d\xi\,. \qquad (15)$$

Непосредственной проверкой убеждаемся, что функция

$$K(x,\tau,\xi)=\frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}}e^{-w^2\tau/4+wx/2}e^{w\xi/2}\left[e^{-\frac{(\xi-x)^2}{4\tau}}-e^{-\frac{(\xi+x)^2}{4\tau}}\right]$$

удовлетворяет дифференциальному уравнению (4) при любом ξ.

Пусть в уравнении (15) $\varphi(x)\equiv\widetilde{T}_0=\mathrm{const}$, тогда

$$\widetilde{T}(x,\tau)=\frac{\widetilde{T}_0}{2\sqrt{\pi\tau}}e^{-w^2\tau/4+wx/2}\int\limits_0^\infty e^{w\xi/2}\left[e^{-\frac{(\xi-x)^2}{4\tau}}-e^{-\frac{(\xi+x)^2}{4\tau}}\right]d\xi\,.$$

Выполняя последовательно замены переменных $\frac{\xi-x}{2\sqrt{\tau}}=s$, $\frac{\xi+x}{2\sqrt{\tau}}=s$ и используя формулу для интеграла $\int e^{-(ax^2+bx+c)}dx=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{a}}e^{\frac{b^2-4ac}{4a}}\,\mathrm{erf}(\sqrt{a}x+\frac{b}{2\sqrt{a}})$, где $\mathrm{erf}(z)$ – интеграл вероятностей, получим окончательное решение задачи (4) в виде

$$\widetilde{T}(x,\tau)=\frac{1}{2}\widetilde{T}_0\left[e^{wx}\mathrm{erfc}\left(-\frac{x}{2\sqrt{\tau}}-\frac{w\sqrt{\tau}}{2}\right)-\mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\tau}}-\frac{w\sqrt{\tau}}{2}\right)\right], \qquad (16)$$

где $\mathrm{erfc}(z)=1-\mathrm{erf}(z)$ – дополнительный интеграл вероятностей.

Возвращаясь к исходным переменным T и t, для задачи (2) и (2′) можем записать решение:

$$T(x,t)=T_W+\frac{1}{2}(T_\infty-T_W)\left[e^{wx}\mathrm{erfc}\left(-\frac{x}{2\sqrt{at}}-\frac{w\sqrt{at}}{2}\right)-\mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}-\frac{w\sqrt{at}}{2}\right)\right]. \qquad (17)$$

Используем полученную зависимость для вывода α-формулы нестационарного конвективного теплообмена в камере сгорания поршневого ДВС. В соответствии с гипотезой Фурье

$$\alpha=\frac{q_W}{T_\infty-T_W}=\frac{\lambda\left(\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0}\right)}{T_\infty-T_W},$$

откуда, дифференцируя (17), получаем:

$$\alpha=\frac{b}{\sqrt{\Delta t}}\left[\frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{-z^2}+z\cdot\mathrm{erfc}(-z)\right], \qquad (18)$$

где безразмерный комплекс $z=\frac{v}{2}\sqrt{\frac{\Delta t}{a}}$, а коэффициент $b=\sqrt{\lambda c_p\rho}$.

Найдем связь между комплексом z и критериями подобия. Очевидно, что число Фурье $\mathrm{Fo}=\frac{a}{tl^2}$ связано с z формулой $\mathrm{Fo}=\frac{1}{4z^2}$. Тогда можно записать вариант формулы (18) через число Fo:

$$\alpha=\frac{b}{\sqrt{\Delta t}}\left[\frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{-\frac{1}{4\mathrm{Fo}}}+0{,}5\mathrm{Fo}^{-\frac{1}{2}}\left(1+\mathrm{erf}\left(0{,}5\mathrm{Fo}^{-\frac{1}{2}}\right)\right)\right]. \qquad (19)$$

Таким образом, в настоящей работе в уравнении Кирхгофа было сохранено только одно слагаемое – $v\frac{\partial T}{\partial x}$. Для реализации поставленной задачи необходимо, во-первых, учесть наличие и другого, связанного с продольной составляющей скорости в пограничном слое, а, во-вторых, обеспечить установление связи величин u и v с параметрами рабочего процесса.

Литература:

1. Агуреев И. Е., Григорьева Н. В. Учет нестационарного теплообмена в динамических моделях многоцилиндровых ДВС // Изв. ТулГУ. Сер. «Автомобильный транспорт». Вып. 10. – Тула: Изд-во ТулГУ, 2006. – С.68-73.
2. Агуреев И. Е. Синергетический подход к анализу динамики тепловых двигателей с произвольным механизмом преобразования движения // Вопросы проектирования и эксплуатации автотранспортных средств и систем: Изв. ТулГУ. – Тула, 1995. – С.163-171.
3. Агуреев И. Е. Принципы технической синергетики тепловых двигателей // Изв. ТулГУ. Сер. "Автомобильный транспорт". Вып.2. – Тула: Изд-во ТулГУ, 1998. – С.133-145.
4. Агуреев И. Е. Нелинейные динамические модели поршневых двигателей внутреннего сгорания. Синергетический подход к построению и анализу: Монография. – Тула: Изд-во Тул. гос. ун-та, 2001. – 228 с.
5. Кавтарадзе Р. З., Борисенков Е. Р., Бенидзе Д. Ш. Экспериментальное исследование теплового состояния быстроходного дизеля в зависимости от закрутки потока на впуске // Труды МАДИ. М., 1988. С. 56-58.
6. Кавтарадзе Р. З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2001. – 592 с.
7. Голоскоков Д. П. Уравнения математической физики. Решение задач в системе Maple. – СПб.: Питер, 2004 – 539 с.
8. Волков И. К., Канатников А. Н. Интегральные преобразования и операционное исчисление. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 228 с.

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО РАБОЧЕГО ЦИКЛА ДВС, УЧИТЫВАЮЩАЯ ХАРАКТЕР ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

Гусаков С.В., Довольнов А.М.
(Российский университет дружбы народов);

Традиционно и в наше время изучение в высшей школе теории расчета действительного рабочего цикла поршневых ДВС начинается с освоения метода, предложенного столетие назад русским ученым, профессором Императорского московского технического училища В.И. Гриневецким, и развитого в дальнейшим профессорами МВТУ им. Н.Э. Баумана Н.Р. Брилингом и Е.К. Мазингом [1]. Это объясняется его простотой и наглядностью, физической обоснованностью исходных данных и достаточным количеством расчетных параметров для первичного анализа цикла. С момента создания В.И. Гриневецким теории ДВС расчетные методы получили существенное развитие, особенно после внедрения в инженерную практику электронных вычислительных машин. Однако использование в учебном процессе современного, сложного по своим алгоритмам программного обеспечения, так называемого «Hard Soft», на начальных стадиях обучения не целесообразно, т.к. в этом случае акцент смещается на освоение методов работы с программ-