

## ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПРИ ГОРЕНИИ В ДВС

С.А. Чесноков, Н.Н. Фролов, С.А. Потапов, С.А. Тишин  
Тульский государственный университет

Статья является развитием метода химического турбулентного теплообмена (ХТТ) в двигателях внутреннего сгорания, основы которого изложены в одноименной монографии одного из авторов. Опубликованные математические модели и программное обеспечение при ряде допущений полностью описывают испарение распыленного топлива, горение неоднородной в пространстве смеси, химическую кинетику горения на микроламинарном участке фронта, турбулентное догорание в объеме за фронтом горения и в процессе расширения. Последние процессы определяют содержание оксидов углерода и азота в отработавших газах. Применение в расчетах полей турбулентного коэффициента диффузии (температуропроводности) и результаты анализа пульсаций температуры и содержания радикалов позволили уточнить метод ХТТ.

Горение в ДВС происходит в условиях развитой турбулентности. Турбулентный фронт горения будем считать микроламинарным. Это позволяет моделировать внутри поверхности фронта химическую кинетику большого числа реакций в одномерной постановке [1]. На выходе фронта состав продуктов сгорания равновесный (кроме оксида азота и кислорода), но различный на разных участках фронта — в зависимости от местных значений коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  в горючей смеси [2]. Поэтому за фронтом горения существует обширная область турбулентного перемешивания и догорания струй с избытком горючего и воздуха. Именно в этой области происходит догорание оксида углерода и образование оксида азота, причем первый процесс продолжается вплоть до открытия выпускного клапана [3].

В работах [1, 3] определены 26 ведущих реакций догорания с участием 14-ти компонентов. Активность процессов догорания определяется коэффициентом турбулентного обмена  $v_t$ , понятие которого объединяет турбулентные коэффициенты вязкости, диффузии и температуропроводности. Распространенной моделью для описания полей турбулентного коэффициента вязкости является  $k-\epsilon$  модель турбулентности. В ее основе лежат транспортные уравнения для кинетической энергии турбулентности (КЭТ) —  $k$  и скорости

диссипации КЭТ —  $\epsilon$ . При опущенных символах осреднения они имеют следующий вид:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} k) - \text{div}(\rho v_t \text{grad } k) = G_k - \rho \epsilon; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} \epsilon) - \text{div}(\rho v_t \text{grad } \epsilon) = \\ = (c_1 G_k - c_2 \rho \epsilon) \frac{\epsilon}{k}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$v_t = c_v k^2 / \epsilon, \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность газа;  $V$  — поле скорости;  $G_k$  — функция тензора напряжений;  $t$  — время; « $\rightarrow$ » — вектор;  $c_n = 0,09$ ;  $c_1 = 1,45$ ;  $c_2 = 1,92$  [4].

Поле решения является турбулентная область, заполняющая объем камеры сгорания за фронтом. Наличие ламинарного подслоя у стенки учитывается граничными условиями [5]:

— на границе области

$$k_w = c_v^{-1/2} v_t \frac{\partial V}{\partial n}; \quad \epsilon_w = \frac{c_v^{3/4} k_w^{3/2}}{0,41 n},$$

где  $n$  — нормаль к границе;

— на фронте горения

$$k_w = \frac{V_{от}'^2}{2}; \quad \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right)_w = 0,$$

где  $V_{от}'$  — пульсация скорости оттока  $V_{от}$  газов от фронта горения.

Пульсации скорости оттока определяются динамикой перестройки фронта горения и из анализа перепадов в поле скорости за фронтом ее величина составляет 40–80 %. Примем  $V_{от}' \approx 0,6 V_{от}$ .

Приведенные уравнения позволяют определить основные характеристики турбулентного течения. В работе [6] указано на необходимость дополнительного учета флуктуационных моментов высоких порядков, связывающих параметры течения между собой. Подчеркнуто, что турбулентное смешение не должно немедленно приводить к химической реакции, так как последняя требует перемешивания реагирующих компонентов на молекулярном уровне. Таким образом, скорость химических реакций лимитируется молекулярной диссипацией турбулентности, определяемой пульсациями всех параметров течения и газовой смеси. Пульсациями давления и плотности смеси пренебрегаем.

Баланс скалярных моментов пульсационных полей концентраций компонентов и температуры интерпретируется составляющими конвекции и диффузии (а также генерацией и диссипацией) за счет градиентов осредненного состава, соответствующего смешению до молекулярного уровня. Наиболее простым является построение уравнений баланса для некоторого пассивного (не влияющего на основные параметры  $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $\nu_T$ ) скаляра  $G_T$ . Роль  $G_T$  может выполнять температура  $T$ , массовые доли компонентов  $g_i$  или их произведения (функции). Вводя рабочую переменную  $F = G_T'^2$ , транспортное уравнение для пульсаций скаляра можно записать в виде [6]

$$\frac{\partial(\rho F)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \vec{V} F) - \operatorname{div}(\rho(D_T + D_L)\operatorname{grad} F) = c_3 \rho D_T \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 - c_4 \frac{F k_T}{\nu_T}, \quad (4)$$

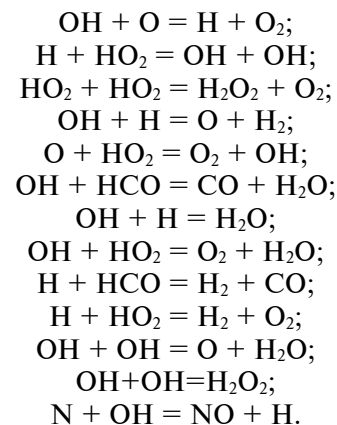
где  $D_T$  и  $D_L$  — турбулентный и ламинарный коэффициенты диффузии (температуропроводности);  $c_3$  и  $c_4$  — экспериментальные коэффициенты, принятые в первом приближении равными единице.

Граничные условия на стенке  $F_w = 0$ . На фронте горения граничные условия будут заданы следующим образом. Пульсации температуры фронта в фиксированной точке определяются рельефом поля температур [1], т. е. перепадом температур в ядре потока и на холодной границе поля решения. Эта величина составляет 10–15 % и принята для расчетов ~ 300 К. Аналогичным образом на фронте задан уровень пульсаций массовых долей компонентов. Для радикалов величина пульсаций достигает уровня содержания радикалов из-за сильной зависимости их равновесного содержания от температуры. Поэтому для крайних участков фронта горения (в турбулентных пограничных слоях у стенки) уровень пульсаций задан примерно 80 %, для среднего участка — 30 %.

Из-за пульсационных колебаний всех параметров турбулентного потока нельзя пренебрегать общим осреднением такой характеристики, как скорость химических реакций  $W$ . Для любой бимолекулярной реакции  $W = k_T g_1 g_2$ , где  $k_T$  — константа скорости реакции по закону Аррениуса,  $k_T = A T^n \exp(-E/RT)$ ;  $g_1$  и  $g_2$  — массовые доли участвующих в реакции компонентов. Влияние нелинейности уравнения Аррениуса на повышение средней по времени скорости реакций из-за пульсаций температуры уже описано в литературе [7]. Получим более общее выражение для скорости реакций с учетом нелинейности произведения  $g_1 g_2$ . Как следует из данных [1], сильная рельефность поля и значительные перепады значений  $g_i$  характерны для радикалов: Н, О, ОН, НО<sub>2</sub>, СНО,

Н. Молекулярные компоненты имеют достаточно однородные поля, поэтому их пульсациями можно пренебречь. Важно отметить, что пульсации массовых долей радикалов и температуры совпадают по фазе колебаний. Действительно, если фиксированную точку камеры сгорания пересекает горячая струя из ядра потока, то концентрации всех шести радикалов резко возрастают. В период обтекания холодной струей из пограничного слоя все указанные параметры сильно уменьшаются. Особенно значительных колебаний скорости реакций следует ожидать для бирадикальных реакций, в то время как для реакций радикала и молекулярной компоненты (пульсации для которой малы) произведение  $g_1 g_2$  является линейным и влияние пульсаций отсутствует. Несмотря на то что концентрация некоторых радикалов весьма мала, их относительные пульсации остаются значительными и оказывают сильное влияние на колебания скорости реакций радикалов.

Среди 26-ти ведущих реакций догорания, полученных в работах авторов [1, 3], число бирадикальных реакций относительно невелико:



Учитывая изложенное, максимальная, минимальная и средняя скорости реакций радикалов определяются простыми выражениями:

$$W_{\max} = (\overline{k_T} + k'_T) (\overline{g_1} + g'_1) (\overline{g_2} + g'_2);$$

$$W_{\min} = (\overline{k_T} - k'_T) (\overline{g_1} - g'_1) (\overline{g_2} - g'_2);$$

$$\overline{W} = (W_{\max} + W_{\min}) / 2,$$

где « $\overline{\quad}$ » — знак осреднения; « $'$ » — знак пульсаций.

В итоге уравнение для коэффициента, корректирующего скорость реакций, будет иметь вид

$$C_r = \frac{\overline{W}}{k_T \overline{g_1} \overline{g_2}} = 1 + \frac{g'_1 g'_2}{g_1 g_2} + \frac{k'_T(T)}{k_T(T)} \left( \frac{g'_1}{g_1} + \frac{g'_2}{g_2} \right). \quad (5)$$

В полях CR его значения меняются от 2–3 на фронте горения до 1 вдали от фронта.

Расчеты проводились для двигателя с непосредственным впрыском топлива (GDI) типа

«Mitsubishi Galant» и двигателя ВАЗ-21011 на рабочем режиме ( $n = 3000$  об/мин). Камера сгорания (КС) двигателя GDI образована выемкой в поршне. Холодная рециркуляция газов 20 %. В качестве исходных были использованы турбулентные поля скорости в КС для нереагирующей смеси, полученные с помощью программы GAS-2 проф. Дунаева В.А., и поля коэффициента избытка воздуха горючей смеси перед зажиганием [2] ( $\alpha = 0,9-1,15$ ). При решении системы уравнений (1)–(3) рассчитаны поля турбулентного коэффициента вязкости (диффузии и теплопроводности), которые применялись для решения задачи турбулентного догорания [3] вплоть до открытия выпускного клапана.

Полученные результаты представлены на рис. 1 для конца горения ( $\tau = 1$  мс) в виде полей  $k$ ,  $\epsilon$  и кратности турбулентного коэффициента вязкости  $N_T = n_T/n_L$  в диаметральной сечении КС. Здесь  $n_L$  — ламинарный коэффициент вязкости. На рисунках:  $S$  — точка зажигания,  $F$  — фронт горения. Максимум  $N_T$  расположен вблизи центра вихревой зоны  $C_1$ , обозначенного на всех рисунках крестиком.

На рис. 2 приведены поля температуры  $T$  и массовых долей двух характерных радикалов ОН и СНО, а также поля их пульсаций, полученные при решении уравнения (4). Для всех полей пульсаций радикалов характерно их постепенное затухание по мере удаления от фронта горения. Для радикала СНО максимум пульсаций соответствует максимуму его массовой доли, расположенному в зоне богатой топливной смеси. Именно в этой зоне пульсации СНО на фронте были максимальны. Для радикала ОН эти максимумы находятся в зоне бедной смеси.

Данные табл. 1 характеризуют влияние на содержание основных компонентов полей корректирующих коэффициентов  $C_r$  (формула (5)), в конце горения ( $\tau = 1$  мс). Обозначение  $E...$  соответствует порядку величины  $C_r$ . Если влияние  $C_r$  на концентрацию СО практически отсутствует, то изменение содержания NO достаточно заметное. В табл. 2, для конца расширения в цилиндре ( $\tau = 8$  мс), приведены результаты решения задачи турбулентного догорания [3] при осредненной по объему кратности турбулентности  $N_T$  ( $\tau$ ) и для объемных полей  $N_T^{об}$ , полученных при решении

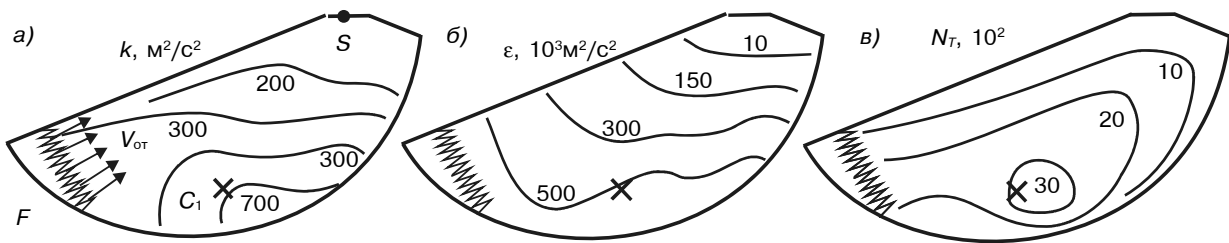


Рис. 1. Поля кинетической энергии турбулентности (а), ее диссипации (б) и кратности турбулентного коэффициента вязкости (в) в КС двигателя GDI для конца горения

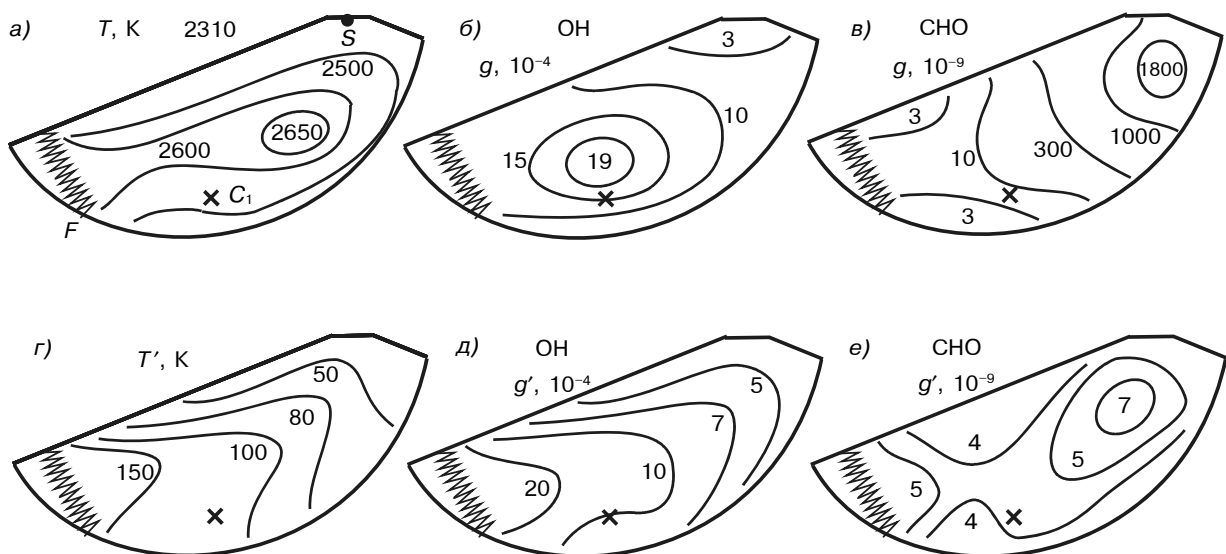


Рис. 2. Поля температуры, массовых долей радикалов (а–в) и их пульсаций (г–е) в КС двигателя GDI для конца горения

Таблица 1

Влияние корректирующего коэффициента на мольные доли компонентов ( $\tau = 1$  мс)

Значения $C_R$	H <sub>2</sub> , E-2	H <sub>2</sub> O, E-2	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , E-6	HO <sub>2</sub> , E-5	O, E-3	O <sub>2</sub> , E-2	OH, E-2	CO, E-2	CO <sub>2</sub> , E-2	H, E-3	N, E-7	NO, E-3	CHO, E-6
$C_R = 1$	2,13	13,1	0,475	0,556	0,122	0,84	0,18	5,15	8,55	0,46	0,58	0,55	0,403
$C_R > 1$	2,16	13,1	0,426	0,673	0,109	0,82	0,15	5,17	8,54	0,45	0,39	0,63	0,405

Таблица 2

Уточнение мольных долей компонентов при использовании полей кратности  $N_T^{об}$  ( $\tau = 8$  мс)

Значения $N_T$	H <sub>2</sub> , E-2	H <sub>2</sub> O, E-2	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , E-7	HO <sub>2</sub> , E-5	O, E-5	O <sub>2</sub> , E-2	OH, E-4	CO, E-2	CO <sub>2</sub> , E-2	H, E-5	N, E-9	NO, E-3	CHO, E-9
$N_T(t)$	0,19	13,4	0,173	0,233	0,761	0,82	1,50	0,39	11,6	0,60	0,21	1,09	0,172
$N_T^{об}$	0,54	13,6	0,133	0,264	0,243	0,63	0,90	0,75	11,1	1,52	0,44	0,65	1,17

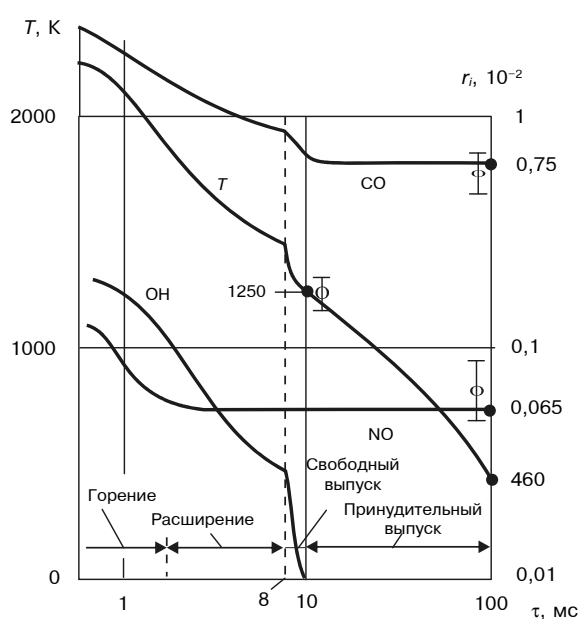


Рис. 3. Изменение во времени средних по объему температуры и мольных долей компонентов для двигателя ВАЗ-21011

системы (1–3). Уточнение результатов достаточно весомо.

Для сравнения с экспериментальными данными проведены расчеты для двигателя ВАЗ-21011 (рис. 3). Изменение во времени средних по объему мольных долей оксидов CO и NO при горении и расширении полностью соответствует общепринятым представлениям. Их конечные

значения при выпуске и температура на входе в выпускную магистраль удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами, доверительные интервалы которых отмечены вертикальными отрезками.

#### Литература

1. Чесников С.А. Химический турбулентный теплообмен в ДВС. — Тула: Изд-во Тульского государственного университета, 2005. — 466 с.
2. Чесников С.А., Фролов Н.Н., Дунаев В.А., Кузьмина И.В. Модели смесеобразования и горения в ДВС с непосредственным впрыском // Двигателестроение. — 2005. — № 1. — С. 3–5.
3. Чесников С.А., Фролов Н.Н., Дунаев В.А., Кузьмина И.В. Моделирование горения и образования токсичных веществ в ДВС с непосредственным впрыском топлива // Двигателестроение. — 2005. — № 2. — С. 18–22.
4. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2 т. Т. 1: Пер. с англ. — М.: Мир, 1990. — 384 с.
5. Riegler, U. G.: Berechnung der Verbrennung und der Schadstoffbildung in Ottomotoren unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen. Dissertation, Fakultät Energietechnik der Universität Stuttgart. Deutschland, 1999.
6. Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. — Новосибирск: Наука. — 1984. — 371 с.
7. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. — М.: Физматлит, 2003. — 352 с.