ДВИГУНИ І ЕНЕРГЕТИЧНІ УСТАНОВКИ

УДК 621.43.052

Ф.И. АБРАМЧУК, д-р. техн. наук,
А.Н. КАБАНОВ, канд. техн.наук,
Г.В. МАЙСТРЕНКО, А.П. КУЗЬМЕНКО, ХНАДУ (г. Харьков)

ВЫБОР ПОДХОДА К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ЦИЛИНДРЕ ГАЗОВОГО ДВИГАТЕЛЯ 4ГЧ 7,5/7,35

Виконано аналіз літературних джерел з метою вибору оптимального підходу до визначення турбулентної швидкості полум'я в циліндрі газового двигуна 4ГЧ 7,5/7,35. Обрано рівняння турбулентної швидкості полум'я, що дозволяє виконати розрахунок індикаторних показників і показників токсичності двигуна з максимальною точністю.

Analysis of literary sources for the purpose of optimal approach to turbulent flame speed evaluation in cylinder of gas engine 4ГЧ 7,5/7,35 has been carried out. Equation of turbulent flame speed makes it possible to carry out indicated ratings and toxicity ratings evaluation with maximum precision has been selected.

В настоящее время актуальной задачей является расчет показателей токсичности ДВС, что позволяет существенно снизить затраты материальных ресурсов и времени на экспериментальное определение этих показателей. Одной из целей такого расчета является определение содержания нормируемых токсичных компонентов в отработавших газах двигателя внутреннего сгорания, в частности – оксидов азота NO_x. Выполнить расчет образования оксидов азота в цилиндре двигателя можно только в том случае, если есть возможность с достаточной точностью путем расчета рабочего процесса получить поле распределения температур в цилиндре ДВС в процессе сгорания топливо-воздушной смеси.

Кроме того, отсутствуют четкие и однозначные рекомендации по выбору подхода к решению данной задачи для газового двигателя с искровым зажиганием. Соответственно, выбор методики расчета рабочего процесса, позволяющей выполнить данный расчет с достаточной точностью для газового двигателя с искровым зажиганием, является актуальной задачей.

Все существующие математические модели расчета рабочего процесса можно разделить на следующие три класса [1].

1. Полуэмпирические методики, являющиеся частными случаями уравнения закона плотности вероятности непрерывной случайной величины [2, 3]. Наиболее известной моделью такого типа является модель Вибе [2],

получившая наибольшее распространение в мире. Однако методика Вибе не позволяет выполнить моделирование образования вредных компонентов в цилиндре двигателя, так как не учитывают разделения рабочей смеси на зоны с разной температурой в процессе сгорания топлива. Так как оценка эколого-химических показателей двигателя, конвертированного на сжатый природный газ, является не менее важной, чем расчет его мощностно-экономических показателей, данная методика не является предпочтительной для моделирования рабочего процесса газового двигателя 4ГЧ7.5/7.35.

2. Модели основанные на моделировании турбулентных течений в цилиндре двигателя, называемые CFD-моделями (от Computational Fluid Dynamics) [1, 4-6].

3. Модели, где скорость распространения фронта пламени рассчитывается при помощи эмпирических и полуэмпирических уравнений [5, 6].

Определить поле температур в цилиндре в процессе сгорания позволяют второй и третий классы моделей, так как позволяют учесть расположение в пространстве пламени, сгоревшей и несгоревшей зон. Следовательно, эти классы моделей могут быть использованы для моделирования рабочего процесса с расчетом эколого-химических показателей газового ДВС.

CFD-модели. Из всего многообразия данного класса моделей можно выделить следующие наиболее распространенные:

1. Прямое численное моделирование (DNS) [7]. Дополнительных уравнений нет. Решаются нестационарные уравнения Навье – Стокса с очень мелким шагом по времени, на мелкой пространственной сетке. При этом размер ячейки сетки должен удовлетворять Колмогоровскому масштабу длины, а временной шаг – колмогоровскому масштабу времени. Это неизбежно влечет за собой огромную нагрузку на вычислительные мощности, на современном этапе развития вычислительной техники позволяет получать результаты только при малых числах Рейнольдса, соответственно – время моделирования неприемлемо.

2. Метод крупных вихрей (LES) [7, 8]. Занимает промежуточное положение между моделями, использующими осреднённые уравнения Рейнольдса и DNS. Используется для больших образований в жидкости. Влияние вихрей, которые по размерам меньше, чем размеры ячейки расчётной сетки, заменяется эмпирическими моделями. Временные шаги и размер ячеек сетки могут быть меньше, чем в RANS, соответственно, нагрузка на компьютер уменьшается. Однако как следствие в LES не решена проблема моделирования анизотропных малых пристеночных вихрей, моделируемых в DNS, что существенно снижает точность моделирования.

3. Модель напряжений Рейнольда (RANS) [7, 8]. В рамках усреднённых по Рейнольдсу уравнений решается семь дополнительных уравнений для переноса напряжений Рейнольдса. В результате система дифференциальных уравнений получается незамкнутой, что снижает точность расчета и

увеличивает потребление вычислительных мощностей вследствие применения сложных итерационных подходов для решения данной системы.

4. Модель Буссинеска [7]. Уравнения Навье – Стокса преобразуется к виду, в котором добавлено влияние турбулентной вязкости. Рейнольдсовы напряжения при этом связаны со скоростью средней деформации через турбулентную вязкость. Однако данное предположение не выполняется даже в простых турбулентных течениях (например, течение жидкости в трубе). Используется только в случаях, когда основное влияние на осредненное движение оказывает лишь одна из компонент тензора рейнольдсовых напряжений – напряжение сдвига. Только в этом случае нарушение гипотезы Буссинеска не приводит к заметным погрешностям. Следовательно, для выполнения поставленных задач данная модель не подходит.

5. Модель Спаларта-Алмараса (SA-модель) [7]. В данной модели решается дополнительное уравнение переноса коэффициента турбулентной вязкости. SA-модель является однопараметрической моделью и была разработана для аэрокосмических приложений. Эта модель дает хорошие результаты для пограничных слоев, характеризующихся положительными градиентами давлений. Традиционно эта модель эффективно работает в низкорейнольдсовом случае. Вследствие этого для исследования турбулентности в ДВС с искровым зажиганием она неприменима.

6. Семейство k-w моделей[4-6, 7, 8]. Уравнения движения k-w моделей преобразуется к виду, в котором добавлено влияние флуктуации средней скорости. В данной модели решается 2 дополнительных уравнения для переноса кинетической энергии турбулентности и переноса диссипации турбулентности.

В семействе k-w моделей наиболее распространенной является SST-модель (shear-stress transport, модель переноса сдвиговых напряжений). Стандартная SST-модель учитывает низкорейнольдсовые эффекты, влияние сжимаемости и распространение сдвиговых возмущений, однако существенно уступает k-ε моделям по кругу решаемых задач. Она хорошо подходит для расчета турбулентности в пристеночной области, однако расчет турбулентности в глубине потока очень неточен.

7. k-ε модели [5-8]. Похожи на k-w модели, вместо уравнения переноса диссипации турбулентности в них решается уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии ε. При этом уравнение движения в k-ε моделях преобразуется к виду, в котором добавлено влияние флуктуации средней скорости.

Семейство k-ε моделей относится к двухпараметровым моделям турбулентности, где используется система уравнений, связывающих кинетическую энергию турбулентности k и скорость её диссипации ε. Это семейство моделей давно и широко используется для решения различных типов задач. Традиционно считается, что стандартная k-ε модель турбулентности Лаундера-Сполдинга обеспечивает хорошие результаты при моделировании течений с малыми градиентами скоростей.

Таким образом, семейство k-ε моделей является наиболее приемлемым CFD-подходом для расчета турбулентных течений в цилиндре ДВС.

Семейство k-ε моделей основано на решении следующей системы основных уравнений (1)-(3)

$$r\left(\langle u_x\rangle\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial x}+\langle u_y\rangle\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial y}+\langle u_z\rangle\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial z}\right)=-\frac{\partial\langle p\rangle}{\partial x}+2\frac{\partial}{\partial x}\left(m_{eff}\,\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial x}\right)+$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial y}+\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial x}\right)\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial z}+\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial x}\right)\right); \tag{1}$$

$$r\left(\langle u_x\rangle\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial x}+\langle u_y\rangle\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial y}+\langle u_z\rangle\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial z}\right)==-\frac{\partial\langle p\rangle}{\partial y}+2\frac{\partial}{\partial y}\left(m_{eff}\,\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial y}\right)+$$
$$+\frac{\partial}{\partial x}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial y}+\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial x}\right)\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial z}+\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial y}\right)\right); \tag{2}$$

$$r\left(\langle u_x\rangle\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial x}+\langle u_y\rangle\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial y}+\langle u_z\rangle\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial z}\right)=-\frac{\partial\langle p\rangle}{\partial z}+2\frac{\partial}{\partial z}\left(m_{eff}\,\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial z}\right)+$$
$$+\frac{\partial}{\partial x}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_x\rangle}{\partial z}+\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial x}\right)\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(m_{eff}\left(\frac{\partial\langle u_y\rangle}{\partial z}+\frac{\partial\langle u_z\rangle}{\partial y}\right)\right), \tag{3}$$

где ρ – плотность рабочей среды, $\langle p\rangle$ – осредненное давление; $\langle u_x\rangle$, $\langle u_y\rangle$, $\langle u_z\rangle$ – осредненные проекции скорости на координатные оси; μ_{eff} – эффективная динамическая вязкость

$$\mu_{eff}=\rho(\nu+\nu_B), \tag{4}$$

ν_B – турбулентная (вихревая) вязкость.

Вихревая вязкость рассчитывается с помощью зависимости Прандтля-Колмогорова

$$\nu_B=C_\nu\,\frac{k^2}{\varepsilon}, \tag{5}$$

где C_n = 0,09 – эмпирический коэффициент.

Система уравнений (6)-(7), связывающих кинетическую энергию турбулентности k и энергию её диссипации ε, записывается в виде

$$\frac{\partial\left(\langle u_x\rangle\cdot k\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\langle u_y\rangle\cdot k\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\langle u_z\rangle\cdot k\right)}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial z}\right)+\frac{G}{\rho}-\varepsilon, \quad (6)$$

$$\frac{\partial\left(\langle u_x\rangle\cdot \varepsilon\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\langle u_y\rangle\cdot \varepsilon\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\langle u_z\rangle\cdot \varepsilon\right)}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{(\nu+\nu_B)}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right)+$$

$$+C_1\frac{\varepsilon}{k}\frac{G}{\rho}-C_2\frac{\varepsilon^2}{k}+C_3\frac{G^2}{\rho^2 k}, \quad (7)$$

где G – скорость генерации турбулентности, σ_k=1,0; σ_ε=1,3; C_1 = 1,43; C_2 = 1,92; C_3 = 0 – эмпирические коэффициенты.

То есть мы можем видеть, что в k-ε моделях также присутствует существенный элемент эмпиризма, вследствие чего они проигрываю моделям с полуэмпирическими уравнениями для турбулентной скорости распространения пламени. При такой же погрешности расчетов (из-за эмпирических коэффиццентов, а также во многом благодаря цикловой неравномерности процесса сгорания в двигателях с принудительным воспламенением рабочей смеси) последние намного менее трудоемкие в подготовке исходных данных и проведении расчетов.

Следовательно, для моделирования желательно использовать модели с полуэмпирическими уравнениями для турбулентной скорости распространения пламени.

Модели с полуэмпирическими уравнениями для турбулентной скорости распространения пламени. В [9-11, 13] показано, что до тех пор, пока размеры сферы пламени меньше масштаба турбулентных пульсаций, сгорание развивается по законам мелкомасштабной турбулентности. Для такого типа турбулентности Щелкиным предложено уравнение [9]

$$u_{TM} = u_н \left(1 + \frac{W'\ell}{\chi} \right)^{0.5}, \tag{8}$$

где W′ℓ – коэффициент турбулентного обмена (произведение средней скорости турбулентных пульсаций на масштаб турбулентности); χ – коэффициент температуропроводности.

В [12] предложено уравнение для мелкомасштабной турбулентности

$$u_{TM} = const\sqrt{(\chi_м + \chi_т) w_p}, \tag{9}$$

где $\chi_т = W'\ell$ – коэффициент турбулентного обмена; $\chi_м = w_м \ell_м$ – коэффициент молекулярной диффузии; $w_м$ – средняя скорость молекул; $\ell_м$ – средняя длина свободного пробега молекул; w_p – скорость реакции в пламени; *const* – эмпирическая константа.

В уравнении (9) почти все компоненты являются достаточно абстрактными и невозможными для экспериментального определения, что практически переводит это уравнение в разряд эмпирических. Компоненты уравнения (8) достаточно просто определить на основании имеющихся в литературе справочных данных. Следовательно, уравнение (8) более предпочтительно использовать для практических расчетов.

В дальнейшем, как показано в [12, 13], наибольшее влияние в ДВС на скорость распространения пламени оказывают турбулентные пульсации крупных масштабов. Мелкомасштабная турбулентность не играет существенной роли, а турбулентная скорость пламени определяется в основном крупномасштабной турбулентностью.

Первая попытка определить турбулентную скорость пламени при крупномасштабной турбулентности была предпринята Дамкелером [6, 14]

$$u_T = u_н \left(1 + C \left(\frac{u'}{u_н} \right)^n \right), \tag{10}$$

где n, C – эмпирические коэффициенты.

После пионерских работ Дамкелера было много попыток определить коэффициенты n, C.

Так, в [13, 15] экспериментальным путем получены следующие значения коэффициентов: $C \approx 1$ – принято как константа, зависящая от физико-химических свойств топлива; $n \approx 0{,}7$. Однако результаты экспериментов существенно расходятся с расчетными данными. Хотя эти попытки были неудачными, уравнение Дамкелера дало хорошее понимание природы турбулентной скорости пламени.

Там же, в [13, 15] приводится зависимость для крупномасштабной турбулентности, которая получается путем преобразования уравнения Дамкелера

$$u_T = A\overline{w}u_l^{1-n}\,, \qquad (11)$$

где $\overline{w}$ – средняя скорость потока в цилиндре; $A \approx 0{,}7\ldots1{,}0$, $n \approx 0{,}7$ – эмпирические коэффициенты.

Данная зависимость была выведена для горения потока горючей смеси в бунзеновской горелке, где величину $\overline{w}$ определить сравнительно легко. Однако, как показала практика, к случаю горения топливо-воздушной смеси в циилндре ДВС с искровым зажиганием данная зависимость неприменима.

В [12] приводится теория, что фронт пламени при крупномасштабной турбулентности представляет собой множество конусов, направленных остриями в несгоревшую смесь. Исходя из этой теории, на основании уравнения Дамкелера было выведено соотношение

$$u_T = u_н\sqrt{1+\left(\frac{u'}{u_н}\right)^2}\,, \qquad (12)$$

где u' – среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций; $u_н$ – нормальная скорость распространения пламени.

Анализ данной зависимости показывает, что в случае сильной крупномасштабной турбулентности, то есть $u_T >> u_н$, получаем $u_T \approx u'$. Из этого следует, что скорость распространения пламени практически не зависит от $u_н$, то есть от физико-химических свойств рабочей смеси.

Тот же результат может быть получен из предположения, что распространение турбулентного пламени осуществляется путем заброса очагов горения в свежую смесь крупными турбулентными вихрями, движущимися со средней скоростью u', причем в дальнейшем пламя распространяется от этих очагов со скоростью $u_н$.

Практика, однако, показывает, что если первый вывод теории – наличие пропорциональности между $u_T \approx u'$ – подтверждается с достаточной точностью, то второй вывод, то есть независимость u_T от $u_н$, как правило, не подтверждается, что связано с ламинарной скоростью горения смеси в направлении распространения фронта пламени, хотя вклад этого компонента в итоговую турбулентную скорость фронта незначителен [9, 13].

Хорошее совпадение с экспериментальными данными показали результаты опытов, проведенных в [10]. В результате исследований в широком диапазоне пульсационных скоростей была получена следующая зависимость

$$u_T = a \cdot u' + b\,, \qquad (13)$$

где

$$b \approx u_н\,, \qquad (14)$$

$$a \sim e^{-\frac{E}{RT_z}} \ . \qquad (15)$$

Здесь, как видно, турбулентная скорость зависит от нормальной. Формула показала неплохое соответствие экспериментальным данным, поэтому в ряде работ встречается ее развитие.

Так, в [11] предложено следующее уравнение

$$u_T = kp^n e^{-\frac{E}{RT}} W' + u_н \ , \qquad (16)$$

где W – скорость течения газов в камере сгорания; k – степень турбулентности

$$k = \frac{W'}{W} \ . \qquad (17)$$

Если среднюю скорость турбулентных пульсаций можно приблизительно определить, то скорость течения газов в камере сгорания – величина трудноопределимая вследствие сложного трехмерного анизотропного характера этого течения в цилиндре ДВС. В [11] приведены зависимости для W, однако для каждого типа камеры сгорания необходимо подбирать новые зависимости для этой величины, что практически сводит на нет универсальность методики.

Отдельно стоит так называемый фрактальный подход к математическому моделированию скорости турбулентного пламени. В соответствии с этим подходом пламя представлет собой фрактал (лат. fractus – дробленый) – геометрическую фигуру, обладающую свойством самоподобия, то есть составленную из нескольких частей, каждая из которых подобна всей фигуре целиком. Путем ряда геометрических преобразований в рамках этой теории получено соотношение [6, 16, 17]

$$u_T = u_н \frac{A}{A_T} = u_н \left(\frac{L}{h} \right)^{D_3 - 2} , \qquad (18)$$

где D_3 = 2…3 – фрактальная размерность трехмерной поверхности

$$D_3 = D_2 + 1 ; \qquad (19)$$

D_2 = 1…∞ – фрактальная размерность двухмерной кривой;

$A(\varepsilon_n)$ – средняя поверхность фронта пламени (усредненная, сглаженная), м^2

$$A(\varepsilon_n) \sim \varepsilon_n^{1-D_3} ; \qquad (20)$$

$L(\varepsilon_n)$ – средняя длина фрактальной кривой в сечении фронта пламени

$$L(\varepsilon_n) \sim \varepsilon_n^{1-D_2} ; \qquad (21)$$

ε_n – масштаб длины в фрактальной геометрии, м; η – Колмогоровский микромасштаб турбулентности; A_T – мгновенная полная поверхность фронта пламени, м^2.

Фрактальный подход практически невозможно использовать потому, что нет возможности сколько-нибудь четко обосновать выбор довольно абстрактных величин L и η, в результате чего зависимость (18) становится чисто эмпирической. Кроме того, в [16] отсутствует проверка данной теории экспериментом.

Часть авторов пытается косвенно выразить величину u' через параметры, которые достаточно легко определить расчетным или экспериментальным путем.

Например, в [18, 19] предложено уравнение для скорости турбулентного пламени с использованием скорости ламинарного пламени, определяемого по теории Семенова

$$u_T = \left(u_н^2 + C_1 \left(wD \cdot \frac{\rho_r}{T_r^{0.67}} \right)^{C_2} \right)^{0.5}, \tag{22}$$

где $u_н$ – скорость ламинарного пламени, рассчитанная по теории Семенова; w – средняя скорость потока через проходное сечение впускного клапана, м/с; D – диаметр цилиндра, м; ρ_r, T_r – соответственно средняя плотность, кг/м^3, и средняя температура, К, газов в цилиндре в данный момент времени; C_1 и C_2 – эмпирические константы.

В этом уравнении u' фактически выражено через w и D.

Петерсом была предложена модель, которая может быть применена как к мелкомасштабной, так и к крупномасштабной турбулентности [6, 20, 21]

$$\frac{u_T}{u_н} = \left(-\frac{a}{2}A + \sqrt{\left(\frac{aA}{2}\right)^2 + aA\frac{u'}{u_н} + a + 1} \right), \tag{23}$$

где $A = L_T / \delta_л + 1$, a = 0,547 – эмпирические коэффициенты; $\delta_л$ – толщина фронта ламинарного пламени; L_T – интергальный масштаб турбулентности.

Как указано самим Петерсом [21], уравнение (23) справедливо для тонких зон химических реакций и искривленных пламен. Из уравнения (23) видно, что при $L_T / \delta_л << 1$ данная зависимость сводится к классическому уравнению Дамкелера для мелкомасштабной турбулентности [6]

$$u_{МТ} \sim u' \cdot Da^{\frac{1}{2}}, \tag{24}$$

где Da – число Дамкелера

$$Da = \frac{L_T}{u'} \cdot \frac{u_н}{\delta_л}. \tag{25}$$

Во втором случае, когда $L_T / \delta_л \to \infty$ и $u' >> u_н$, уравнение сводится к уравнению Дамкелера для крупномасштабной турбулентности

$$u_T \sim u'. \tag{26}$$

Таким образом, методика может быть универсальной, описывать как мелкомасштабную, так и крупномасштабную турбулентность.

Однако многочисленные эксперименты показывают, что турбулентная скорость пламени есть функция гораздо большего количества параметров [4-6, 18, 20]. Одним из главных показателей, характеризующим степень турбулентного течения смеси в цилиндре, следовательно, оказывающим сильное влияние на турбулентную скорость горения, является число Рейнольдса.

С учетом этого на основе уравнения Дамкелера было создано ряд методик.

Одной из первых попыток добавить число Рейнольдса в уравнение турбулентной скорости горения была сделана Зимонтом [6, 22]

$$u_T = u_н \cdot A \cdot \mathrm{Pr}^{0.25} \cdot \mathrm{Re}^{0.25} \cdot \left(\frac{u'}{u_н}\right)^{0.5}, \tag{27}$$

где Pr – критерий Прандтля, Pr = 0,71; Re – число Рейнольдса; $A = 0{,}52$ – эмпирический коэффициент.

Методика Зимонта была разработана для анализа процесса горения топлива в газовых турбинах, а также благодаря своей простоте и надежности хорошо зарекомендовала себя в горелках различного типа. Однако процесс горения топлива в ДВС вследствие ряда факторов существенно отличается от такового в горелках со стационарным пламенем, поэтому попытки применения данной методики к горению в ДВС были неудачными [6].

В [1, 23] было усовершенствовано уравнение Дамкелера путем добавления в него числа Рейнольдса. Авторы получили зависимость для сгорания смеси сжатого природного газа и воздуха в цилиндре ДВС

$$u_T = u_н \left(1 + A_G \cdot \left(\frac{u'}{u_н}\right)^{n_{ST}} \cdot \mathrm{Re}^{m_{ST}}\right), \tag{28}$$

где A_G – эмпирический множитель (A_G = 0,62); m_{ST}, n_{ST} – эмпирические коэффициенты (m_{ST} = 0,25, n_{ST} = 0,5); u' – средняя скорость турбулентных пульсаций, м/с; Re – число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = \frac{u' \cdot \mathbf{l}_i \cdot \rho_U}{\eta(T_U)}, \tag{29}$$

где ℓ_i – интегральный масштаб турбулентности, м; ρ_U – плотность несгоревшей смеси, кг/м^3; $\eta(T_U)$ – динамическая вязкость смеси как функция температуры несгоревшей смеси, Па·с

$$h(T_U)=\frac{\sum_{i=1}^{n}V_i h_i(T_U)\sqrt{M_i\cdot T_{crit,i}}}{\sum_{i=1}^{n}V_i\sqrt{M_i\cdot T_{crit,i}}}, \tag{30}$$

где V_i – парциальный объем компонента смеси; M_i – молекулярная масса компонента смеси; $T_{crit,i}$ – критическая температура компонента смеси.

Интегральный масштаб турбулентности предлагается рассчитывать с использованием зависимости

$$\mathbf{l}_i = K_{\mathbf{l}i}\cdot\left(\frac{\rho_{IVC}}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{31}$$

где $K_{\ell i}$ = 0.002 – эмпирический коэффициент; ρ – средняя плотность смеси в цилиндре; ρ_{IVC} – плотность заряда цилиндра в момент закрытия впускного клапана;

Расчетные исследования в [23] показали хорошее совпадение результатов расчета процесса сгорания в газовом ДВС с экспериментальными данными при правильном подборе коэффициентов A_G, m_{ST}, n_{ST}.

Основные элементы математической моделирасчета процесса сгорания. Уравнение нормальной скорости распространения пламени взято из тепловой теории [11]

$$u_н = 1{,}15\cdot10^8\left[\frac{\alpha(1+\gamma)R}{(H_u-\Delta H_{хим}-\Delta H_{дис})\cdot E}\right]^{1{,}5}\times$$

$$\times\left[\frac{n^m\cdot\exp(-E/RT_{пл})}{p^{0{,}23}T_{пл}^{1{,}5}(T_{пл}+118)\left(4{,}76+\frac{n}{m}\right)^{n+m}(1+\gamma)^{n+m}}\right], \tag{32}$$

где a – коэффициент избытка воздуха; g – коэффициент остаточных газов; R – газовая постоянная; H_u – низшая теплота сгорания топлива; $\Delta H_{хим}$ – потери тепла из-за химической неполноты сгорания при недостатке воздуха; $\Delta H_{дис}$ – потери тепла на диссоциацию; E – энергия активации; m, n – условные порядки реакции по топливу и кислороду; $T_{пл}$ – температура пламени; p – текущее давление в цилиндре.

Температура в зоне пламени [11]

$$T_{пл}=\left[T_{см}+\frac{1}{M\mu C_p}\int_{q_0}^{q}\left(dQ-\frac{pV}{2}\sigma\right)\right]\cdot\left(1+\frac{dp}{p}\right), \tag{33}$$

где $T_{см}$ – температура горючей смеси перед фронтом пламени; dQ – доля тепла, выделившаяся на предыдущем шаге; dp – приращение давления в расчетном шаге

$$dp=-\frac{k}{V}\left(\frac{k-1}{k}dQ-\frac{p_{i-1}V}{2}\sigma\right), \tag{34}$$

где k – показатель адиабаты смеси на данном расчетном шаге; p_{i-1} – давление смеси в предыдущем расчетном шаге.

Температуры сгоревшей и несгоревшей смеси [24]

$$\frac{dT_н}{d\varphi}=\frac{1}{m_н C_{рн}}\left(V_н\frac{dp}{d\varphi}+\frac{dQ_н}{d\varphi}\right); \tag{35}$$

$$\frac{dT_c}{d\varphi}=\frac{p}{m_c R_c}\left(\frac{dV}{d\varphi}-\frac{\left(R_c T_c-R_н T_н\right)}{p}\frac{dm_c}{d\varphi}\right)-$$

$$-\frac{p}{m_c R_c}\left(\frac{R_н V_н}{p\cdot C_{рн}}\frac{dp}{d\varphi}+\frac{R_н}{p\cdot C_{рн}}\frac{dQ_н}{d\varphi}-\frac{V}{p}\frac{dp}{d\varphi}\right), \tag{36}$$

где $T_н$, T_c – соответственно температура несгоревшей и сгоревшей смеси; j – угол поворота коленчатого вала, град. п.к.в.; $m_н$, m_c – соответственно масса несгоревшей и сгоревшей смеси; $C_{рн}$ – изобарная теплоемкость несгоревшей смеси; $V_н$ – объем несгоревшей смеси; $Q_н$ – количество теплоты, переданное в несгоревшую смесь из зоны сгоревшей смеси; $R_н$, R_c – соответственно характеристическая газовая постоянная несгоревшей и сгоревшей смеси.

Зависимости между массовыми и объемными долями выгоревшего топлива [11]

$$x=\frac{1}{1-\frac{1-y}{y}\left(\frac{T_{пл}}{T_{см}}\right)^{\frac{1}{n_1}}}, \tag{37}$$

где n_1 – показатель политропы сжатия.

В [11] предлагается задаваться долей топлива, выгорающей в первой фазе сгорания, то есть при формировании очага пламени, как $x_I \approx 0{,}03$. При этом продолжительность первой фазы сгорания, град. п.к.в.

$$\theta_{\mathrm{I}} = \frac{0{,}372n}{u_{T.M.}} \sqrt{\frac{\left(\Delta x_{\mathrm{I}} V_c \sigma_{заж}(\varepsilon - 1) + 1\right)\left(\frac{T_{пл}}{T_{см}}\right)^{\frac{n_1}{n_1 - 1}}}{\left[\left(\frac{T_{пл}}{T_{см}}\right)^{\frac{n_1}{n_1 - 1}} - 1\right] \cdot x_{\mathrm{I}} + 1}}, \quad (38)$$

где n – частота вращения коленчатого вала; V_c – объем камеры сгорания; ε – степень сжатия; $s_{заж}$ – значение кинематической функции КШМ, соответствующее углу опережения зажигания; n_1 – показатель политропы сжатия.

Так как глубина зоны горения составляет до 30 мм [11, 12], то при расчетах более предпочтительно использовать трехзонную модель, так как использование двухзонной модели вместе с упрощением расчета приводит к занижению расчетного содержания NO_x в отработавших газах [11, 12].

Глубина зоны горения определяется по соотношению [12]

$$\delta_T = l_0 \frac{\xi + 1}{4} \ln \frac{u_T}{u_н}, \quad (39)$$

где x – коэффициент расширения; l_0 – начальный размер горящего объема (приблизительно равен половине высоты камеры сгорания [11]).

Разделение смеси на сгоревшую и несгоревшую зоны с целью расчета осуществляется исходя из того, что зона пламени состоит наполовину из сгоревшей и наполовину из несгоревшей смеси, при этом граница между сгоревшей и несгоревшей смесью проходит в середине глубины зоны горения [12].

Экспериментальная проверка уравнений. Адекватность выбранной модели можно подтвердить результатами обработки индикаторных диаграмм, а также результатами измерения содержания токсичных компонентов в отработавших газах. Сравнение расчетных данных с экспериментальными приведено в таблице 1.

Измерение содержания N_{ox} в отработавших газах производилось при помощи газоанализатора «МЕТА Автотест 02.03.П» Расчет концентрации NO_x в отработавших газах для всех скоростей турбулентных пламен проводился по методике, приведенной в [25].

Из таблицы 1 видно, что использование зависимости (28) позволяет более точно выполнить расчет показателей токсичности, а также индикаторных показателей двигателя. Зависимость (28) незначительно уступает зависимости (27) в точности расчета только при частоте вращения более 3500 мин$^{-1}$, хотя при n = 5000 мин$^{-1}$ зависимость (28) показала более высокую точность расчета содержания NO_x в отработавших газах двигателя.

Таблица 1

Сравнение результатов расчета индикаторных показателей и показателей токсичности для различных уравнений турбулентной скорости пламени с результатами эксперимента

	NO_x	n	N_e	p_i	η_i
	ppm	$мин^{-1}$	кВт	МПа	–
Эксперимент	500	1600	9,84	0,655	0,225
Расчет по уравнению (22)	708	–	–	0,758	0,260
Расчет по уравнению (23)	602	–	–	0,594	0,204
Расчет по уравнению (27)	631	–	–	0,6	0,206
Расчет по уравнению (28)	558	–	–	0,627	0,215
Эксперимент	716	2000	12,6	0,728	0,281
Расчет по уравнению (22)	625	–	–	0,797	0,308
Расчет по уравнению (23)	788	–	–	0,846	0,326
Расчет по уравнению (27)	666	–	–	0,795	0,307
Расчет по уравнению (28)	755	–	–	0,699	0,270
Эксперимент	1354	3000	21,2	0,915	0,344
Расчет по уравнению (22)	1228	–	–	0,885	0,332
Расчет по уравнению (23)	1682	–	–	1,088	0,408
Расчет по уравнению (27)	1112	–	–	0,821	0,308
Расчет по уравнению (28)	1295	–	–	0,882	0,331
Эксперимент	1459	3500	24,28	0,945	0,360
Расчет по уравнению (22)	1682	–	–	0,858	0,327
Расчет по уравнению (23)	1200	–	–	0,749	0,285
Расчет по уравнению (27)	1558	–	–	1,008	0,384
Расчет по уравнению (28)	1365	–	–	0,885	0,337
Эксперимент	1712	5000	31,53	0,911	0,367
Расчет по уравнению (22)	1452	–	–	0,963	0,388
Расчет по уравнению (23)	1688	–	–	0,984	0,396
Расчет по уравнению (27)	1608	–	–	0,925	0,372
Расчет по уравнению (28)	1748	–	–	0,948	0,382

Список литературы: **1.** *Lammle C.* Numerical and Experimental Study of Flame Propagation and Knock in a Compressed Natural Gas Engine: diss. for the degree of Doctor of Technical Sciences: Swiss Federal Institute of Technology. – Zurich, 2005. – 169 pp. **2.** *Вибе И.И.* Новое о рабочем цикле двигателей. – М.: Машгиз, 1962. – 270 с. **3.** *Нейман К.* Кинетический анализ процесса сгорания в дизеле. – Сб. монографий из иностранной литературы «Двигатели внутреннего сгорания », Т. IV. – М.: Машгиз, 1938. – С. 118-142. **4.** *Abu-orf G.M., Cant R.S.* A turbulent reaction rate model for premixed turbulent combustion in spark-ignition engines // Combustson and Flame. – № 122. – 2000. – P. 233-252. **5.** *Stefano G.* Flame Age Model. A transient laminar flamelet approach for turbulent diffusion flames: diss. for the degree of Doctor of Sciences: Swiss Federal Institute of Technology. – Zurich, 2007. – 194 pp. **6.** *Siewert P.* Flame front characteristics of turbulrnt lean premixed methane/air flames at high pressure: diss. for the degree of Doctor of Science: Poznan University of Technology. – Poznan, 2006. – 135 pp. **7.** *Белов И.А., Исаев С.А.* Моделирование турбулентных течений. – Санкт-Петербург: Типография БГТУ, 2001. – 108 с. **8.** *А.А. Юн, Б.А. Крылов.* Расчет и моделирование турбулентных течений с теплообменом, смешением, химическими реакциями и двухфазных течений в программном комплексе FASTEST-3D. – М.: Издательство МАИ, 2007. – 116 с. **9.** *Щелкин К.И., Трошин Я.К.* Газодинамика горения. – М.: АН СССР, 1963. – 253 с. **10.** *Соколик А.С.* Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: АН СССР, 1960. – 427 с. **11.** *Третьяков Н.П.* Метод математического моделироания процесса сгорания в двигателях с искровым зажиганием // Двигателестроение. – № 7. – 1983. – С. 7-9. **12.** *Воинов А.Н.* Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: «Машиностроение», 1977. – 277 с. **13.** *Иссерлин А.С.* Основы сжигания газового топлива / Справочное пособие, 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Недра, 1987. – 336 с. **14.** *Damkohler G.* Der Einflub der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen // Zeitschrift fur Elektrochemie. – № 46. – 1940. – P. 601-652. **15.** Теория топочных процессов / Под ред. *Г.Ф. Кнорре, И.И. Палеева.* М.–Л.: Энергия, 1966. – 375 с. **16.** *Gouldin F.C.* An Application of Fractals to Modelling Premixed Turbulent Flames // Combustson and Flame. – № 68. – 1987. – P. 249-266. **17.** *Mandelbrot B.B.* The fractal geometry of nature. – New York: Freeman, 1983. – 187 p. **18.** *Blizard N.C. and J.C. Keck.* Experimental and Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engines // SAE Preprint. – № 740191. – 1974. – 19pp. **19.** *Samaga B.S., Murthy B.S.* Investigation of a Turbulent Flame Propagation Model for Application for Combustion Prediction in the Engine // SAE Preprint. – №760758. – 1976. – 12pp. **20.** *Peters N.* The turbulent burning velocity for small-scale and large-scale turbulence. // Journal of Fluid Mechanics. – № 384. – 1999. – P. 107-132. **21.** *Dinkelacker F., Holzler S.* Investigation of a turbulent flame speed closure approach for premixed flame calculations // Combustion Sciences and Technologies. – № 158. – 2000. – P. 321-340. **22.** *Zimont V., Polifke W., Bettelini M., Weisenstein W.* An efficient computational model for premixed turbulent combustion at high Reynolds numbers based on turbulent flame speed closure / Transaction of ASME. – № 120. – 1998. – P. 526-532. **23.** *Gulder O.L.* turbulent Premixed Flame Propagation Models for Different Combustion Regimes / Twenty-Third Symposium (International) on Combustion. – The Combustion Institute, 1990. – P. 743-750. **24.** *Bade Shrestha S.O., Karim G.A.* A Predictive Model for Gas Fueled Spark Ignition Engine Applications / SAE Preprint, № 1999-01-3482. – 1999. – 18 p. **25.** *Куценко А.С.* Математическое моделирование и идентификация рабочих процессов ДВС на альтернативных топливах: дис. докт. техн. наук: 05.14.05/Институт проблем машиностроения. – Харьков, 1996. – 321 с.

Поступила в редколлегию 15.12.2009