

**Таблица.** Данные численного расчета распределения функции (2) при  $Fo=0,05$

X	R			
	0,316	0,63225	0,9485	1,26475
0	3,923	3,889	3,896	3,866
0,5	2,388	2,351	2,358	2,306
1	1,378	1,338	1,348	1,276

чения:  $Po_0=120$ ,  $Bi_{1,2,3,4}=10^{-4}$ ,  $N=6$ ,  $M=0$ ,  $D=-1/R_2^2$ ,  $R_1=0,316$ ,  $R_2=1,581$ . В результате численного расчета получены значения тепловыделения ( $Po$ ) и температуры ( $\theta$ ).

На рисунке изображено изменение тепловыделения и температуры вдоль оси одной из пространственных координат – радиуса в сечении исследуемого полого цилиндра для трех различных областей:  $X=0$ ; 0,5 и 1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Логинов В.С. Теплообмен в пластине при действии внутренних источников тепла при малых числах Фурье ( $Fo < 0,001$ ) // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – Т. 306, № 2. – С. 40–41.
2. Логинов В.С., Молодежникова Л.И., Бучная И.А. К тепловому расчету цилиндрического активного эле-

В представленных на рисунке узловых точках вдоль оси  $R$  логарифм отношения тепловыделения к температуре остается величиной постоянной.

$$\varphi(X, R) = \ln \frac{Po(X, R)}{\theta(X, R)}. \quad (2)$$

Например, на поверхности полого цилиндра ( $X=0$ ) при изменении радиуса ( $R_1 \leq R < R_2$ ) величина  $\varphi(0, R)=3,9$  – постоянна. Следовательно, кривые  $\ln Po(0, R)$  и  $\ln \theta(0, R)$  – эквидистантны. Это утверждение справедливо и при других значениях  $X$  ( $0 \leq X \leq 1$ ) и подтверждено данными таблицы.

Таким образом, на основе полученного уравнения (2) соотношение между тепловыделением и избыточной температурой в полом цилиндре запишется в виде

$$q_v(x, r) = (T(x, r) - T_0) \lambda / L^2 \cdot \exp[\varphi(X, R)].$$

Температура  $T(x, r)$  [3] и величина  $\varphi(X, R)$  определяется на основе эксперимента по данным тепловыделения и температуры на поверхности.

мента электромагнита // Известия вузов. Электромеханика. – 1988. – № 3. – С. 105–108.

3. Логинов В.С., Дорохов А.Р. Температурные режимы твэлов. Часть 2: Методическое пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 1998. – 92 с.
4. Моделирование тепловыделяющих систем: Учебное пособие / А.Р. Дорохов, А.С. Заворин и др.; под ред. Н.И. Шидловской. – Томск: Изд-во НТЛ, 2000. – 234 с.

УДК 621.436

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ИСПАРЕНИИ ТОПЛИВА В ДИЗЕЛЕ

В.В. Гаврилов

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет  
E-mail: gavrilov@VG5647.spb.edu

*Предложена модель неравновесного испарения топлива, предназначенная для решения задач проектирования дизеля. Сложная модель испарения представляет собой систему простых моделей – модели осредненного движения неиспаряющейся струи, регрессионной модели турбулентности и модели конвективного переноса массы и теплоты при испарении. Показано, что учет турбулентных пульсаций особенно важен при расчете тепломассообмена в периферийных зонах поперечного сечения струи. Представлены расчетное и экспериментальное распределения температуры в испаряющейся струе.*

#### Введение

Для обеспечения высоких технико-экономических показателей дизеля при его проектировании необходимы разработка и применение современной математической модели комплекса внутрицилиндровых процессов. Указанный комплекс включает в себя процессы топливоподачи, распада топливной струи, ее движения и взаимодействия со стенками камеры сгорания, испарения топлива, самовоспламенения и горения топливовоздушной смеси. Требуется, чтобы разрабатываемая модель, с одной стороны, позволяла локально описывать процессы, с другой стороны, – была достаточно простой. Последнее свойство должно обеспечить приемлемое "быстродействие" соответствующей программы рас-

чета при оптимизации конструктивных и регулировочных параметров дизеля.

Испарение топлива в дизеле представляет собой сложный процесс тепломассообмена, протекающий в условиях двухфазного многокомпонентного турбулентного нестационарного струйного течения при существенной неоднородности скоростных, концентрационных и температурных полей.

Можно считать доказанным исследователями вывод о том, что скорость испарения определяется интенсивностью процессов диффузии паров в окружающей среде, а не скоростью испарения из поверхностного слоя жидкости. Также установлено, что в струе распыленного топлива имеет место, в основном, конвективный тепломассообмен, в ко-

тором существенную роль играют турбулентные пульсации объемов среды. Молекулярный перенос теплоты и массы представляет собой малую часть общего переноса.

В известных методах расчета испарения капель топлива широко используются модели равновесного фазового превращения. Однако для условий форсированных дизелей на всех стадиях процесса и для любых дизелей на стадиях присутствия в цилиндре пламени модель равновесного испарения не применима [1]. Очевидно, поэтому все большее распространение получают модели нестационарного испарения [2, 3].

При разработке модели, отвечающей указанным выше требованиям, за основу принята модель испарения единичной капли в неподвижной среде [3]. Задача состоит в том, чтобы дополнительно учесть концентрационную и температурную неоднородности смеси, турбулентность потоков, а также диффузию образующихся паров в реальной смеси.

### Модель

В целях обеспечения приемлемого уровня сложности модели испарения примем ряд допущений. Так же как в абсолютном большинстве известных работ, в данном случае можно пренебречь влиянием термодиффузии, теплообмена излучением, фракционирования топлива, непосредственным взаимодействием его капель. Ввиду того, что внутреннее термическое сопротивление теплопроводности капли мало по сравнению с внешним сопротивлением теплообмену в пограничном слое, можно пренебречь наличием градиента температуры в капле.

Ориентируясь на численный метод решения задачи тепломассообмена, запишем исходные уравнения модели, принятой за основу [3], применительно к контрольному объему (КО) с номером  $n, m$  для  $i$ -ого шага счета по времени. В этом случае уравнения массопереноса, движения, теплоотдачи и энтальпии имеют вид:

$$\begin{aligned} dm_k / d\tau &= -\pi d_k^2 \beta \rho_a (c_{vs} - c_{va}), \\ m_k (dw_k / d\tau) &= -(\pi/8) d_k^2 C_D \rho_a (w_k - w_a)^2, \\ dQ_k / d\tau &= \pi d_k^2 \alpha (T_k - T_a), \end{aligned} \quad (1)$$

$$dH_k / d\tau = dQ_k / d\tau + (h_{fs} + R_f) (dm_k / d\tau),$$

где  $\beta$  – коэффициент массоотдачи;  $C_D$  – коэффициент сопротивления;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи;  $w$  – скорость;  $H, h$  – соответственно полная и удельная энтальпия;  $R_f$  – теплота парообразования для топлива. *Индексы:*  $k$  – капля;  $a$  – газовая фаза;  $v$  – пар;  $vs$  – пар на поверхности капли;  $va$  – пар в смеси с газом;  $fs$  – топливо при температуре насыщения.

Текущие диаметр капли  $d_k$  и скорости  $w_k, w_a$  в КО рассчитываются по разработанным нами ранее моделям распада и движения топливной струи. При этом  $d_k$  зависит от координат КО в расчетном пространстве: крупные капли содержатся в контрольных объемах, расположенных вблизи оси струи,

а мелкие – на периферии поперечного сечения струи. При нахождении текущего  $d_k$  учитывается уменьшение размера капли от испарения, рассчитанное на предыдущем шаге счета по времени.

Строго говоря, ввиду того, что капли в струе имеют различные размеры, следовало для уравнений (1) использовать диаметры, осредненные различными способами: для уравнения массообмена – средний объемный диаметр, для уравнения движения – средний объемно-поверхностный (по Заутеру), для уравнения теплоотдачи – средний поверхностный. Но так как расчетные порции капель сформированы делением впрыскиваемого топлива на размерные группы, в пределах которых капли можно считать одинаковыми, то применения указанных различных способов осреднения не требуется.

По аналогии с моделью [3] введены безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} \chi &= m_{ki} / m_{k(i-1)}, \quad v = w_{ki} / w_{k(i-1)}, \quad \theta = T_{ki} / T_{kp}, \\ r &= d_{ki} / d_{k(i-1)} = [\chi (\rho_{ki} / \rho_{k(i-1)})]^{1/3}, \quad t = D\tau / d_{ki}^2, \\ Nu &= d_{ki} \alpha / \lambda_a, \quad Sh = d_{ki} \beta / D, \quad Sc = \nu_a / D, \\ Pr &= \nu_a \rho_{ai} c_{p ai} / \lambda_a, \quad Le = Sc / Pr, \\ Re &= d_{ki} (w_{ki} - w_{ai}) / \nu_a, \end{aligned}$$

где  $\rho_k$  – плотность капли;  $D$  – коэффициент диффузии;  $\nu$  – кинематическая вязкость;  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности. Индексом  $kp$  обозначены критические параметры топлива.

В результате система (1) может быть приведена к безразмерному виду:

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{dt} &= -\frac{3 \rho_{ai}}{2 \rho_{ki}} Sh (c_{vsi} - c_{ai}) r, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{3 \rho_{ai}}{16 \rho_{ki}} C_D Re Sc \frac{v^2}{r}, \\ \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{3 \rho_{ai}}{2 \rho_{ki}} \frac{Nu c_{p ai}}{Le c_{p ki}} \frac{(\theta - \theta_a)}{r^2} + \\ &+ \frac{R_{fi}}{c_{p ki} T_{kp}} \frac{1}{\chi} \frac{d\chi}{dt}, \end{aligned} \quad (2)$$

где значения критериев Шервуда и Нуссельта определяются по уравнениям Ранца-Маршалла

$Sh = 2 + 0,6 Sc^{1/3} Re^{1/2}, \quad Nu = 2 + 0,6 Pr^{1/3} Re^{1/2},$  (3)  
концентрация пара на поверхности капли – по соотношению  $c_{vs} = \rho_{vs} / (\rho_{vs} + \rho_a)$ , а коэффициент сопротивления  $C_D$  – по формулам:  $C_D = 24 \psi / Re$  – при  $Re \leq 1$ ;  $C_D = 24 \psi [1 + (1/6) Re^{-4/3}] / Re$  – при  $Re > 1$  (формула Л.А. Клячко), где  $\psi$  – поправочный коэффициент, зависящий от формы капель, параметров турбулентности газового потока и дру-

гих факторов. Значение  $\psi$  определяется в ходе идентификации параметров математической модели путем сопоставления расчетов с экспериментальными данными.

Коэффициент диффузии  $D$ , м<sup>2</sup>/с, зависит от температуры, давления и свойств диффундирующих веществ.  $D$  паров топлива определяется молекулярной массой углеводородов и строением молекул. Наибольшие значения  $D$  имеют нафты, а наименьшие – ароматики [1]. Если уравнение Фика записано для градиента концентраций, то указанный коэффициент может быть выражен зависимостью

$$D = D_{0p} R_{va} T_a (p_0 / p_{va}) (T_{va} / T_0)^m,$$

где в первом приближении может быть принято:  $D_{0p}$  – коэффициент диффузии при нормальных физических условиях, отнесенный к градиенту парциальных давлений, с,  $D_{0p} = 0,31 \cdot 10^{-9}$ , с (Н.Ф. Разлейцев);  $m = 1,5 \dots 2,0$  [1]. Значения констант следует уточнить при идентификации параметров математической модели.

Зависимость физических свойств компонентов смеси от температуры можно описать эмпирическими выражениями [4]:

$$\frac{\rho_{vsi}}{\rho_{кр}} = 0,592 \exp[-12,8(1-\theta)],$$

при  $0,5 \leq \theta < 0,995$ ;

$$\frac{\rho_{vsi}}{\rho_{кр}} = 1 - 6,25(1-\theta)^{1/2},$$

при  $0,995 \leq \theta \leq 1$ ;

$$\frac{\rho_{ki}}{\rho_{кр}} = 3,95 - 1,97\theta - 0,592 \exp[-12,8(1-\theta)],$$

при  $0,5 \leq \theta < 0,995$ ;

$$\frac{\rho_{ki}}{\rho_{кр}} = 1 + 6,25(1-\theta)^{1/2},$$

при  $0,995 \leq \theta \leq 1$ ;

$$\frac{R_{fi}}{c_{pki} T_{кр}} = \frac{0,977(1-\theta)^{1/3}}{1,6 + 2,53(\theta - 0,525)},$$

$$\frac{c_{pai}}{c_{pki}} = \frac{1}{1,6 + 2,53(\theta - 0,525)}.$$

Известно, что в процессах теплообмена важную роль играет турбулентность потока. Осложнение картины турбулентности вызывает наличие в струе жидких частиц, турбулентная податливость которых зависит от их размеров. С другой стороны, присутствие частиц подавляет турбулентность газового потока. Ввиду сложности проведения эксперимента в условиях двухфазного нестационарного течения достоверные сведения о характеристиках турбулентности в струе дизельной форсунки отсутству-

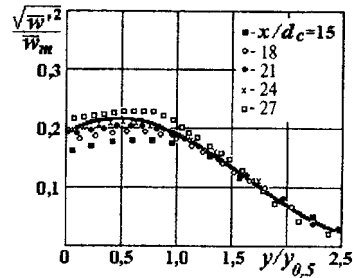


Рис. 1. Распределение относительной турбулентности в поперечном сечении струи

ют. Поэтому в первом приближении придется воспользоваться результатами экспериментов, выполненных на гомогенной газовой струе [5]. Незначительность объемной концентрации частиц в данном случае оправдывает такое решение. Из указанной работы можно сделать вывод о том, что изменение относительной интенсивности турбулентности

$\sqrt{w'^2} / \bar{w}_m$  вдоль оси нестационарной струи существенно увеличивается лишь в относительно узкой зоне ее фронта. В расчетах увеличением можно пренебречь и принять допущение о неизменности профиля этой величины в поперечном сечении струи на всех расстояниях от сопла в пределах длины струи.

Обобщив результаты экспериментов [5], мы нашли зависимость относительной интенсивности турбулентности от относительного радиуса сечения струи

$$\sqrt{w'^2} / \bar{w}_m = 0,22 \exp[-0,5(y/y_{0,5} - 0,5)^2], \quad (4)$$

где  $\bar{w}'$  – средняя скорость пульсационного движения;  $\bar{w}_m$  – средняя скорость осредненного движения на оси струи;  $y_{0,5}$  – радиус точки в ее поперечном сечении, в которой скорость равна  $\bar{w}_m / 2$ . Расчетная кривая (4) и соответствующие ей опытные точки показаны на рис. 1. Некоторое искажение действительного характера зависимости при малых значениях  $y/y_{0,5}$  существенного значения не имеет.

При оценке совместного влияния осредненной и пульсационной скоростей потока на характеристики теплообмена используем принцип аддитивности, приемлемость которого в случае, аналогичном рассматриваемому в данной работе, доказана В.М. Бузником [2]. Сделан вывод о том, что в описании процессов теплообмена критерий Рейнольдса следует рассчитывать по актуальной скорости потока  $\bar{w}_{act} = \bar{w} + \bar{w}'$ , которая представляет собой сумму средних скоростей в осредненном и пульсационном движениях. Распределение осредненных скоростей в поперечных сечениях струи может быть выражено универсальным профилем Г. Шлихтинга, который, как показано в работах Г.Н. Абрамовича, пригоден для описания движения не только однофазных, но и двухфазных сред. Суммируем ординаты профиля Шлихтинга с соответствующими ординатами (4) и получим профиль актуальных скоростей

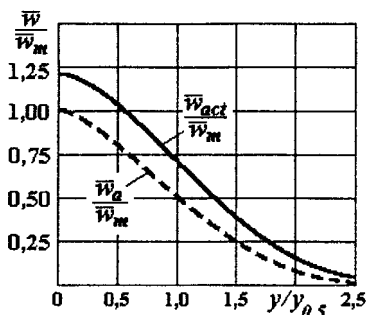


Рис. 2. Распределение осредненной и фактической скоростей газовой фазы в поперечном сечении струи

$$\bar{w}_{act} / \bar{w}_m = \left[ 1 - 0,207 \left( y / y_{0,5} \right)^{1,5} \right]^3 + 0,22 \exp \left[ -0,5 \left( y / y_{0,5} - 0,5 \right)^2 \right], \quad (5)$$

который представлен на рис. 2.

На рисунке также показано расчетное распределение осредненных скоростей  $\bar{w}_a / \bar{w}_m$ . Разделив соответствующие ординаты указанных двух кривых, получим распределение отношения скоростей  $\bar{w}_{act} / \bar{w}_a$ . Важно отметить, при увеличении относительного радиуса  $y / y_{0,5}$  от 0 до 2,5 это отношение растёт от 1,2 до 6,2. Следовательно, учёт турбулентных пульсаций особенно важен при расчёте теплообмена в периферийных зонах сечения струи.

Скорости, рассчитанные по формуле (5), используем в уравнениях (2) и (3), опустив при этом индекс "act" и знак осреднения (черту над буквенным обозначением).

Сложную картину теплообмена при испарении топлива в камере сгорания дизеля определяет существенная температурная и концентрационная неоднородность рабочего тела. Интенсивность парообразования и концентрация пара в различных локальных зонах существенно различны, что, как известно, является причиной диффузии пара. Происходящий при этом массообмен вызывает дополнительное конвективное движение среды (стефановский поток), являющееся в рассматриваемых условиях существенной причиной распространения пара.

Встает вопрос о способе учёта описываемых факторов. Предлагаемый путь решения задачи состоит в том, что, следуя принятому в данной работе принципу суперпозиции явлений и их моделей, осуществляем наложение поля скоростей стефановского потока на поле скоростей газа, рассчитанное по модели движения неиспаряющейся струи.

Наиболее просто реализовать этот путь в расчётах можно методом контрольных объёмов в сочетании с алгоритмом, предложенным Филиппсом [6]. При этом рассчитывается массообмен между отдельными КО.

Расчёт выполняется в два этапа. На первом этапе считается, что КО  $V_{m,n}$  представляет собой закрытую термодинамическую систему с непроницае-

мыми перегородками, для которой уравнение состояния

$$p_{m,n,i} V_{m,n} = m_{m,n,i} R_{m,n,i} T_{m,n,i}, \quad (6)$$

где  $R_{m,n,i}$  – газовая постоянная смеси паров топлива и воздуха, которая может быть вычислена по формуле из работы [2]:  $R_{m,n} = R_a \zeta^{-0,85}$ , где  $R_a$  – газовая постоянная воздуха;  $\zeta$  – превышение массы паровоздушной смеси в КО относительно массы воздуха, занимающего весь КО при том же давлении.

Масса и температура смеси в (6) определяются с учётом их приращений  $\Delta m_{m,n,i}$  и  $\Delta T_{m,n,i}$  на текущем шаге счёта, которые вычисляются соответственно по первому и третьему уравнениям системы (2) при конечно-разностном их решении. Исходя из изохорности процесса (изменением объёма жидкого топлива в КО можно пренебречь), вычисляем давление  $p_{m,n,i}$  в рассматриваемом КО.

На втором этапе считается, что условные перегородки мгновенно убираются и под действием местных перепадов давлений между соседними КО происходит массообмен, который в соответствии с уравнением Бернулли может быть представлен так [6]:

$$\frac{\Delta m_{m,n,m,n+1}}{\Delta \tau} = \frac{p_{m,n+1} - p_{m,n}}{|p_{m,n+1} - p_{m,n}|} \rho_{m,n,m,n+1} \times F_{m,n,m,n+1} \sqrt{\frac{2|p_{m,n+1} - p_{m,n}|}{\rho_{m,n,m,n+1}}}$$

где  $\rho_{m,n,m,n+1}$  – плотность смеси, осредненная по двум рассматриваемым КО;  $F_{m,n,m,n+1}$  – площадь соприкосновения рассматриваемых КО. При этом скорость дополнительного движения смеси, вызванного теплообменом

$$v_{m,n,m,n+1} = \Delta m_{m,n,m,n+1} / (\Delta \tau \rho_{m,n,m,n+1} F_{m,n,m,n+1}).$$

Сложением в расчетном пространстве скоростей указанного дополнительного движения и основного, рассчитанного по уравнениям для неиспаряющейся струи, получается поле скоростей результирующего движения.

### Результаты расчета и эксперимента

Пример результатов расчета процессов движения и испарения топливной струи в дизеле типа ДН 23/30, выполненный по нашей программе [7], представлен на рис. 3. Здесь показано поле температуры газовой фазы струи в момент времени 0,25 мс от начала впрыскивания топлива в цилиндр. На рисунке  $\Delta T$  – локальное снижение температуры по сравнению с ее средним уровнем в камере сгорания. Профиль относительного перепада температуры  $\Delta T / \Delta T_m$  (где  $\Delta T_m$  – ее снижение на оси струи) в поперечном сечении струи может быть описан функцией

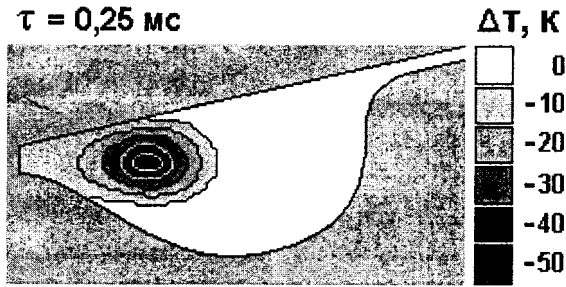


Рис. 3. Расчетное распределение температуры газовой фазы в испаряющейся топливной струе в дизеле типа ДН 23/30

$$\Delta T / \Delta T_m = \left[ 1 - 0,2 \left( y / y_{0,5} \right)^{1,6} \right]^3, \quad (7)$$

(где  $0 \leq y / y_{0,5} < 2,74$ ), которая весьма близка к аналогичной зависимости, полученной нами аппроксимированием опытных точек из работы ЦНИДИ [8]:

$$\Delta T / \Delta T_m = \left[ 1 - 0,206 \left( y / y_{0,5} \right)^{1,73} \right]^{3,1}.$$

На рис. 4 показаны график функции (7) и опытные точки для струй дизельного топлива и бензина [8].

Хорошее совпадение представленных результатов расчетов с экспериментальными данными при описании температурных полей можно рассматривать в качестве одного из доказательств адекватности предложенных моделей движения фаз в топливной струе и тепломассообмена между ними.

#### Выводы

Предложенная модель испарения топлива в дизеле отвечает предъявляемым к ней противоречи-

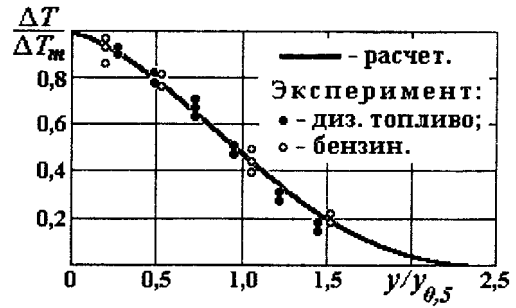


Рис. 4. Распределение относительного перепада температуры в поперечном сечении испаряющейся топливной струи

вым требованиям локальности описания тепломассообмена и ее относительной простоты. Локальность описания позволяет рассчитывать на адекватное моделирование процессов воспламенения, горения топлива и, что особенно важно, — на правильность расчета образования окиси азота. Простота модели обеспечивает возможность решения задач оптимизации конструктивных параметров дизеля.

Последнее свойство получено за счет сочетания взаимосвязанных простых моделей — модели осредненного движения неиспаряющейся струи, регрессионной модели турбулентности и модели конвективного переноса массы и теплоты.

Исследование показало, что учет турбулентных пульсаций особенно важен при расчете тепломассообмена в периферийных зонах поперечного сечения струи.

Результаты экспериментальной проверки расчетов дают основание полагать, что использование предложенной модели испарения топлива на практике обеспечит повышение качества смесеобразования и сгорания в дизелях и, как следствие, — улучшение показателей их работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Камфер Г.М. Процессы тепломассообмена и испарения в дизелях: Учеб. пособие. — М.: Высшая школа, 1974. — 143 с.
2. Лебедев О.Н., Чирков С.Н. Теоретические основы процессов смесеобразования в дизелях. — Новосибирск: НГАСУ, 1999. — 370 с.
3. Дьяченко Н.Х., Мирошников В.И., Пугачев Б.П., Свиридов Ю.Б. Испарение капель топлива, распыленного форсункой // Труды ЦНИТА. — 1976. — Вып. 68. — С. 34–40.
4. Варгафтик Н.Б. Справочник по физическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. — 720 с.
5. Kinoshita S., Yamaguchi S., Isumi R. An experimental study on the turbulence characteristics of an opposed jet issued against a uniform stream (measurement of turbulence quantities with a single hot wire) // Bulletin of ISME. — 1975. — V. 18. — № 126. — P. 1418–1424.
6. Кавтарадзе Р.З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях: Учеб. пособие. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. — 592 с.
7. Гаврилов В.В., Шукин П.А., Машенко В.Ю. Программа расчета топливоподачи, смесеобразования и сгорания в дизеле // Улучшение эксплуатационных показателей двигателей, тракторов и автомобилей: Сб. тр. Междунар. науч.-техн. конф. 20–22 марта 2003 г. — СПб.: СПбГАУ, 2003. — С. 218–222.
8. Семенов Б.Н., Лазурко В.П., Киричев Г.А., Финигонов А.Н. Некоторые результаты исследования температурных полей факела распыленного топлива в объеме и при его взаимодействии со стенкой // Тр. ЦНИДИ. — 1975. — Вып. 68. — С. 27–35.