

3. Э. П. Зимин, В. А. Попов. ЖТФ, 1962, 9.
4. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: Металлургия, 1968.
5. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. А. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ ОРГАНИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ И ГОРЕНИЯ В БЫСТРОХОДНОМ ДИЗЕЛЕ

И. В. Болдырев
(Москва)

Дизели — самые экономичные и «токсически чистые» из современных тепловых двигателей. Они получают все большее распространение в народном хозяйстве, вследствие чего разработка соответствующей количественной теории горения, которая будет способствовать целенаправленному улучшению их характеристик, является настоятельной необходимостью. Между тем процесс горения рабочей смеси в дизелях, особенно в широко используемых быстроходных транспортных дизелях, по-видимому, относится к одному из наименее разработанных разделов теории горения. Дело в том, что необходимые для построения модели сгорания неравномерной топливно-воздушной смеси ее локальные параметры в дизеле, где они существенно нестационарны, определить значительно трудней, чем в газотурбинном двигателе, где их можно рассматривать в квазистационарном приближении. Локальный состав рабочей смеси в дизельном топливном факеле изменяется в ходе процессов смесеобразования и сгорания, с одной стороны, вследствие подачи топлива и вызываемого распространением факела перераспределением концентраций топлива, а с другой, в связи с изменением плотности воздушного заряда при движении поршня.

Результаты исследований упомянутых сложных процессов пока еще не доступны для повседневного практического использования. Распространенное в настоящее время построение сложных, адекватных оригиналу, моделей процессов смесеобразования и горения в дизеле [1—3], хотя и должно повысить предсказательную силу таких моделей, однако делает их трудно обозримыми, лишенными «прозрачности». Поэтому в ряде случаев некоторые принципиальные связи, управляющие процессами смесеобразования и горения, лучше просматриваются с помощью упрощенных моделей.

В этой связи полезную для построения приближенной модели процессов смесеобразования и горения в дизеле информацию можно получить, если воспользоваться самыми общими представлениями о структуре нестационарных топливных факелов, что и предпринято ниже. Для анализа таких процессов выбрана осесимметричная модель вытекающего из форсунки в камеру сгорания топливного факела с линеаризованным вдоль его оси z и радиусов r мгновенным полем величин концентрации жидкой фазы топлива $c_{ж}$ (рис. 1). Принятая модель допускает простое аналитическое выражение и в безразмерном виде позволяет описать однопараметрической функцией относительной концентрации топлива от безразмерных координат все возможные типы распределения топлива в факеле ($m = \text{var}$):

$$c_{ж} = \frac{c_{ж}}{c_{ж0}} = \frac{12}{4 + 3m} [1 - (1 - m)Z] \left(1 - \frac{R}{Z}\right), \quad (1)$$

где $m = \frac{c'_0}{c_0}$ — параметр формы поля; $Z = z/z_0$, $R = r/r_0$ — безразмерные координаты факела; $c_{ж}$, $C_{ж}$, c'_0 , c''_0 — концентрации топлива: текущая, средняя, в корне ($Z = 0$, $R = 0$), во фронте ($Z = 1$, $R = 1$).

Из уравнения (1) можно определить выражение для поверхностей с одинаковой концентрацией топлива или, что удобней для последующего анализа, с одинаковыми величинами коэффициента избытка воздуха $\alpha_{ж} = c_{в}/(L_0 c_{ж})$, где $c_{в}$ — мгновенная концентрация воздуха, L_0 — стехиометрический коэффициент. Вычисляя затем с помощью уравнения для объема тела вращения содержащиеся между этими поверхностями массы топлива и суммируя их, получим описание структуры факела в виде функции распределения массы топлива в факеле $v_{ж}$ по величинам коэффициента избытка воздуха $v_{ж}(\alpha_{ж})$ или в относительном виде $V_{ж}(A_{ж})$, где $V_{ж} = v_{ж}/v_{ж0}$, $A_{ж} = 1/C_{ж}$, $v_{ж0}$ — приходящаяся на один факел цикловая подача топлива.

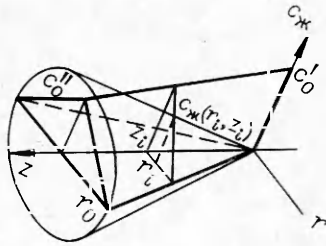


Рис. 1. Модель осесимметричного поля концентраций жидкого топлива в дизельном топливном факеле.

Расчеты показали, что функция распределения $B_{ж}(A_{ж})$ довольно устойчива к изменениям формы поля, в результате чего значительные его деформации, характеризующиеся изменением коэффициента формы поля $m=0,3 \div 5,0$, практически не оказывают на нее влияния. Другими словами, при любом распределении топлива в объеме факела в случае монотонного характера зависимостей $C_{ж}(R)$, $C_{ж}(Z)$ функция $B_{ж}(A_{ж})$ остается практически одной и той же (см. рис. 2, 1), что дает основание использовать ее на протяжении всего времени развития факела. Этот имеющий геометрическое обоснование результат, по-видимому, может быть распространен и на другие характеристики факела (поле температур, скоростей течения и др.).

Поскольку $\alpha_{ж} = \bar{\alpha}_{ж} A_{ж}$, мгновенное распределение в факеле массы жидкого топлива по составу рабочей смеси $b_{ж}(\alpha_{ж})$ будет зависеть только от характера изменения по времени (или, что удобней в дизеле — по фазе φ) средней величины коэффициента избытка воздуха по жидкому топливу $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$.

Полученная универсальная функция $B_{ж}(A_{ж})$ совместно с известными функциями распределения массы содержащегося в факеле топлива по относительным диаметрам капель $B_{ж}(D_{к})$ (см. рис. 2, 2), которые также довольно стабильны применительно к условиям в дизеле [4], использована при расчете испарения топлива. Воспользовавшись уравнением Срезневского, концентрацию испарившегося дисперсного топлива c_n с исходными величинами концентрации жидкого топлива $c_{ж}$ и диаметра капель $d_{к}$ по истечении времени τ запишем приближенно

$$c_n = 3/2 k_{и} c_{ж} \tau / d_{к}^2, \quad (2)$$

где $k_{и}$ — константа испарения.

Отсюда изменение по фазе $\varphi = \tau/6n$ величин коэффициента избытка воздуха паровоздушной смеси α_n в зоне факела с заданными величинами $c_{ж}$ и $d_{к}$ можно представить в следующем виде:

$$\alpha_n = \frac{\alpha_{и}}{\alpha_{ж}} = \frac{6n \bar{d}^2}{k_{и} \tau_{впр}} \frac{A_{ж} D_{к}^2}{\Phi}, \quad (3)$$

где $\Phi = \varphi/\varphi_{впр}$, $\varphi_{впр}$ — относительная фазовая продолжительность и полная фазовая продолжительность впрыска топлива; $D_{к} = \bar{d}_{к}/d_{к}$, $d_{к}$ — относительный и средний диаметры капли; n — частота вращения вала двигателя.

Если разбить относительные массы топлива $B_{ж}(A_{ж})$, $B_{ж}(D_{к})$ (см. рис. 2, 1, 2) на k участков и воспользоваться для каждого из них очевидным равенством для относительной доли испарившегося топлива $\Delta B_{пi} = \Delta B_{жi} (A_{жi}/A_{пi})$, то функцию распределения массы топлива $B_{п}$ по величинам $A_{п}$ для каждой фазы процесса испарения $\Phi_{эфф}$ (см. рис. 2, 3—6) можно получить суммированием

$$B_{п}(\Phi_{эфф}) = \frac{k_{и} \varphi_{впр}}{16 \bar{d}^2} \Phi_{эфф} \sum_{i=1}^k \left(\frac{\Delta B_{жi}}{D_{кi}^2} \right), \quad (4)$$

где $\Phi_{эфф} = 0,5\Phi$ при $\Phi \leq 1$ и $\Phi_{эфф} = \Phi - 0,5$ при $\Phi > 1$. Используемая в этом уравнении эффективная фаза процесса испарения $\Phi_{эфф}$, полученная в предположении $B_{ж} \sim \Phi$, приближенно учитывает уменьшение времени испарения для различных порций топлива по мере их поступления в цилиндр двигателя.

Таким образом, полученные универсальные функции распределения $B_{ж}(A_{ж})$, $B_{ж}(D_{к})$ и $B_{п}(A_{п}, \Phi)$ в первом приближении описывают весь процесс смесеобра-

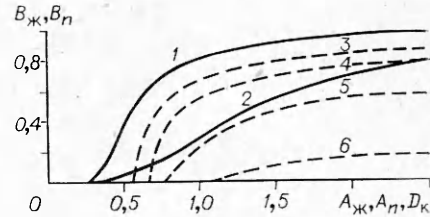


Рис. 2. Обобщенные функции распределения массы жидкого ($B_{ж}$) и парообразного ($B_{п}$) топлива в факеле по относительным величинам коэффициента избытка воздуха по жидкому ($A_{ж}$), испарившемуся ($A_{п}$) топливу и диаметров капель топлив ($D_{к}$).

1 — $B_{ж}(A_{ж})$; 2 — $B_{ж}(D_{к})$; 3 — 6 — $B_{п}(A_{п})$, $\Phi = 3; 2; 1; 0,5$ соответственно.

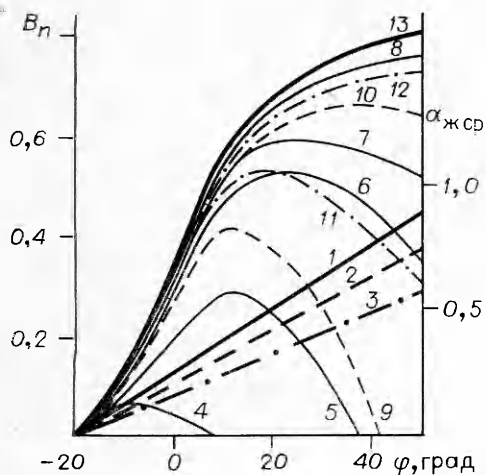


Рис. 3. Временные изменения относительных распределений массы испарившегося в факеле топлива $B_n(\varphi)$ по величинам коэффициента избытка воздуха паровоздушной смеси α_n при различных закономерностях изменения среднего коэффициента избытка воздуха $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$.

1-3 — $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi) = k_{1,2,3}\varphi$; 4-8 — $\bar{\alpha}_{ж} = k_1\varphi$,
 $\alpha_{ni} = 0,3; 0,5; 1,0; 2,0$; 9, 10 — $\bar{\alpha}_{ж} =$
 $= k_2\varphi$, $\alpha_{ni} = 0,5; 1,0$; 11, 12 — $\bar{\alpha}_{ж} = k_3\varphi$,
 $\alpha_{ni} = 0,5; 1,0$; 13 — $\alpha_{ni} = \infty$.

зования в дизеле, в том числе определяющие процесс сгорания интегральный закон испарения подаваемого в его цилиндры топлива и фазовое изменение состава паровоздушной смеси. При неизменной дисперсности смеси этот процесс полностью определяется законом подачи топлива $B_{ж}(\varphi)$ и обусловленной динамикой развития топливных факелов фазовой закономерностью изменения среднего коэффициента избытка воздуха $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$. В качестве примера на рис. 3 даны такие закономерности для ряда линеаризованных зависимостей $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$, из которых следует, что повышение скорости изменения $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$ приводит к некоторому обеднению состава в общем переобогащенной паровоздушной смеси в факеле.

Для определения скорости горения формирующейся в факеле рабочей смеси использовано обычное кинетическое уравнение бимолекулярной неизотермической реакции окисления углеводородных топлив [5], преобразованное к типичному для камеры сгорания дизеля синусоидальному изменению плотности воздушного заряда. После решения этого уравнения совместно с уравнением теплового баланса при различных начальных фазах процесса φ_0 и различных исходных α_{n0} и последующего осреднения по глубине превращения C_n получены простые и удобные для анализа зависимости от фазы средней скорости сгорания в дизеле $(dC_n/d\varphi)_{cp}$ при $\alpha_{n0} = \text{var}$ (на рис. 4 — $(dC_n/d\varphi)_{cp} \cdot \delta n/k_0$, где k_0 — константа скорости реакции).

Для оценки скорости горения паровоздушной смеси неравномерного состава сначала определялись средние скорости сгорания (см. рис. 4) частей смеси данного состава α_{ni} (см. рис. 3), а затем — текущие средневзвешенные значения скорости горения смеси:

$$(dC_n/d\varphi)_{cp} = \sum_{i=1}^m (dC_n/d\varphi)_{cp} \Delta b_{ni}(\alpha_{ni}). \quad (5)$$

Как известно, в отличие от других типов топочных устройств, в которых только продолжительность и полнота горения имеют практическое значение, в

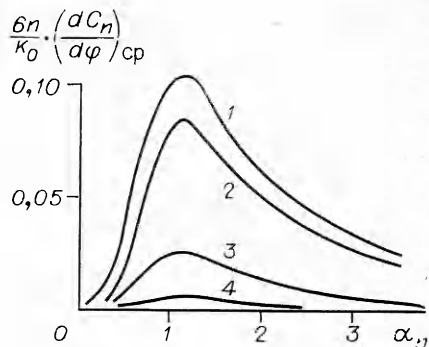


Рис. 4. Зависимости осредненных по глубине превращения величин скорости горения $(dC_n/d\varphi)_{cp}$ паровоздушных смесей в дизеле от коэффициента избытка воздуха α_n при различных фазах протекания процесса. φ , град: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 60.

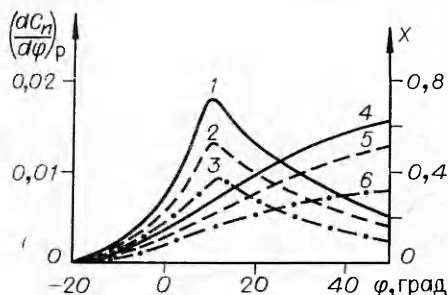


Рис. 5. Временные изменения относительных величин скорости сгорания смеси $(dC_n/d\varphi)_{cp}$ и соответствующих относительных количеств выделившегося тепла $X(\varphi)$ при сгорании смеси с заданными на рис. 3 закономерностями $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$.

1-3 — $(dC_n/d\varphi)_{cp}$, $k_{1,2,3}$; 4-6 — $X(\varphi)$, $k_{1,2,3}$.

дизеле важна сама фазовая закономерность процесса сгорания, обычно оцениваемая изменением по фазе относительного коэффициента тепловыделения $X(\varphi)$ и называемая законом сгорания. Из сопоставления рис. 4 и 5 видна прямая связь зависимостей $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$ и $X(\varphi)$, приводящая к тому, что увеличение скорости изменения $\alpha_{ж}(\varphi)$ в факеле приводит к соответствующему повышению скорости $dX/d\varphi$, полноты сгорания X и сокращению его продолжительности.

Таким образом, из описанного анализа следует, что скорость протекания весьма сложной совокупности процессов смесеобразования и горения в дизеле в значительной мере зависит от изменения по фазе величины среднего по объему топливных факелов коэффициента избытка воздуха $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$. Поэтому организация эффективного протекания упомянутых процессов в первом приближении может быть сведена к более простой задаче рационального управления величиной $\bar{\alpha}_{ж}$.

Сущность такого управления состоит в обеспечении полного ($X \approx 1$) и своевременного ($\varphi_{к} < 40-60^\circ$ после верхней мертвой точки) завершения горения при ограничении величины максимального давления сгорания (p_z). Для этого целесообразно, сохраняя переобогащенный состав рабочей смеси ($\alpha_{ж} \ll 1$) в фазе задержки воспламенения для понижения его скорости и уменьшения p_z , обеспечить последующее быстрое повышение величины $\bar{\alpha}_{ж}$. Диапазон рационального изменения величины $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$ применительно к заданным условиям работы конкретного двигателя можно определить с помощью описанной приближенной модели процессов смесеобразования и горения в дизеле.

В свете изложенного из выражения для среднего коэффициента избытка воздуха в коническом факеле с углом конуса β $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi) = \frac{\pi}{3} \operatorname{tg}^2 \frac{\beta}{2} z_0^3(\varphi) c_b(\varphi) / L_0 b_{ж}(\varphi)$ следует, что динамика развития факела $z_0(\varphi)$, влияние которой на процесс смесеобразования обычно ограничивают скоростью охвата воздушного заряда топливом, играет значительно более важную роль, поскольку определяет не только количество, но и состав рабочей смеси. Из этого выражения видны также и возможные способы управления величиной $\bar{\alpha}_{ж}(\varphi)$ — обеспечение требуемого протекания закономерностей $z_0(\varphi)$, $b_{ж}(\varphi)$ и $c_b(\varphi)$ путем соответствующего изменения давления впрыска топлива $P_{т}(\varphi)$ и фазы топливоподачи по отношению к верхней мертвой точке. Хотя связанное с увеличением давления топлива повышение интенсивности топливоподачи приводит к повышению не только z_0 , но и $b_{ж}$ ($\varphi = \text{const}$), величина $\bar{\alpha}_{ж}$ в этом случае возрастает, поскольку $\bar{\alpha}_{ж} \sim z_0^3 / b_{ж}$. Аналогично изменение фазы топливоподачи путем, например, увеличения угла опережения впрыска топлива хотя и переносит его в удаленную от верхней мертвой точки область пониженных $c_b(\varphi)$, приводит к росту дальнобойности факела и, поскольку $\alpha_{ж} \sim z_0^3 (c_b)$, средний коэффициент избытка воздуха несколько увеличивается.

Практическое использование описанные выше закономерности получили при отработке параметров высокофорсированного дизеля с турбонаддувом и обеспечении его многократности — работы на бензинах. Путем применения специальной аккумуляторной топливной аппаратуры, обеспечивающей интенсификацию процесса топливоподачи и, в частности, повышение давления впрыска с 70—80 до 100 МПа [6], экономичность двигателя повышена на 5—10%. Что касается работы двигателя на бензинах, то установлено, что ухудшение воспламеняемости бензина на малых нагрузках связано не столько с понижением температуры воздушного заряда (при работе с турбокомпрессорами температура конца сжатия почти не зависит от нагрузки), сколько с переобогащением состава смеси в факелах. Стабилизация воспламенения бензина обеспечивалась таким регулированием угла опережения впрыска, при котором он увеличивается на малых нагрузках [7, 8], что приводит к повышению $\bar{\alpha}_{ж}$. Следует заметить, что известная сильная зависимость максимального давления сгорания (скорости воспламенения) от угла опережения впрыска топлива даже в том диапазоне его изменения, где период задержки воспламенения почти не меняется, находит объяснение, если учесть сопутствующее изменение величины $\alpha_{ж}$.

Поступила в редакцию
24/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Свердлов. Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л.: Машиностроение, 1972.
2. О. Н. Лебедев. Изв. вузов, 1977, 3.
3. С. К. Westbrook. Three dimensional numerical modeling of liquid fuel sprays. Repr. UCRL-77621. Lawrence Livermor. Lab., 1976.
4. В. А. Кутовой. Распыливание топлива дизельными форсунками.— Тр. НИИ, вып. 8, М., 1959.

5. А. В. Кудрявцев.— В сб.: Физика горения. Киев: Наукова думка, 1966.
6. И. В. Болдырев. Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по проблемам создания двигателей с высоким наддувом. Харьков, ЦНИДИ — ХПИ, 1979.
7. И. В. Болдырев, Е. Г. Дятлов. Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по проблемам создания двигателей с высоким наддувом. ЦНИДИ — ХПИ, Харьков, 1979.
8. И. В. Болдырев и др. Способ работы многотопливного дизеля, авт. свид. № 744139; бюл. изобр., 1980, 24.

АНАЛИЗ ПРЕДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ

Е. Н. Кондрагев, В. Г. Шевчук, Д. И. Полищук

(Одесса)

Экспериментальные значения нижних концентрационных пределов распространения пламени в газовзвесах частиц твердых горючих, полученные в различных работах, обнаруживают существенные расхождения. Причем, как отмечено в [1, 2], в этих работах зачастую отсутствует анализ влияния экспериментальных условий и физико-химических параметров взвеси на получаемые данные. Это не позволяет проводить сопоставление полученных результатов.

В настоящей работе проводится анализ предельных условий распространения пламени в аэровзвесах частиц магния с учетом особенностей, присущих газовзвесям частиц, и их проявлению в различных экспериментальных условиях. На рис. 1 приведены значения нижнего концентрационного предела (B_n) распространения пламени в зависимости от размера частиц r , полученные в вертикальных трубах длиной 3,5 м [3], зондах постоянного давления (объемом 5 л) [3], в бомбе постоянного объема (объемом 4 л) [4]. Наряду с качественным подобием зависимостей B_n от размера частиц магния следует отметить существенное отличие данных, полученных в условиях свободного оттока продуктов сгорания (трубах) и в условиях объемного распространения пламени (зондах и объемах) в области крупных размеров частиц.

В рамках адиабатического подхода, когда определяющим фактором является передача тепла из зоны горения в предпламенную зону в отсутствие диссипации тепла из системы (например, из рис. 1 видно, что диаметр трубы вовсе не сказывается на значениях B_n в диапазоне $r=40\div 80$ мкм), влияние экспериментальной ситуации может быть объяснено рядом причин. Прежде всего это относится к влиянию структуры зоны горения на прогрев предпламенной зоны. В термодинамическом подходе [5]

$$B_n = \Delta T_v c_p \rho / (Q - \Delta T_v c_s). \quad (1)$$

Здесь c , c_s — удельные теплоемкости газа и частиц; ρ — плотность газа; Q — тепловой эффект сгорания металла; $\Delta T_v = T_v - T_0$; T_0 — начальная температура газа и частиц; T_v — температура воспламенения — параметр, подлежащий определению.

Учет структуры зоны горения приводит к перенормировке теплового эффекта на структурный фактор F [6], представляющий долю тепла, передаваемого единице массы взвеси в предпламенной зоне при сгорании единицы массы горючего. В общем случае значение его зависит от распределения частиц в пространстве, от формы зоны горения и начальных условий распространения тепловой волны, создаваемой горящими частицами, т. е. в значительной степени определяется условиями эксперимента. Например, при распространении пламени в вертикальных тру-

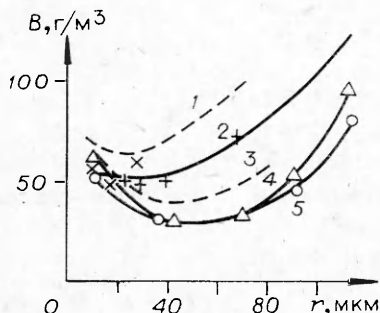


Рис. 1. Зависимость массовой концентрации B_n от размера частиц.

1 и 3 — теоретические зависимости, рассчитанные по (2) для труб и камер (бомб и зондов); экспериментальные зависимости: 2 — в бомбах, 4, 5 — в трубах диаметром 5,6 и 8,5 см, \circ — в зондах.