

кела. Такой факел проявляет совершенно новые свойства, которые ранее не были известны: постоянство динамических и тепловых характеристик на большом безразмерном расстоянии и четкие внешние контуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гейдон А. Г., Вольфгард Х. Г. Пламя, его структура, излучение и температура.— М.: Металлургиздат, 1959.
2. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1950.

г. Днепропетровск

Поступила в редакцию 28/IV 1989,
после доработки — 24/X 1989

УДК 532.517.4

М. А. Гороховский, И. Г. Шпильберг

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФАКЕЛОВ

Численно исследуются нестационарные двухфазные турбулентные диффузионные факела в замкнутых камерах постоянного объема при высоком давлении и температуре. Проводится анализ влияния времени инъекции топлива на скорость его горения. Показано, что форсированная подача способствует более полному выгоранию топлива.

В замкнутую цилиндрически симметричную камеру сгорания, заполненную воздухом при температуре $T = 1200$ К и давлении $p = 106$ атм, впрыскивается струя жидкого топлива. Вблизи инжектора струя распыляется и образующаяся воздушно-капельная смесь распространяется в глубь камеры сгорания. Капли испаряются и пары топлива диффундируют в окружающий воздух. Высокая температура в камере сгорания приводит к воспламенению паров топлива. Пламя распространяется по периферии струи и быстро охватывает весь впрыск. Процесс распространяется в пространстве и во времени. В работе проводится расчетное исследование описанной физической постановки задачи.

Ниже записаны основные дифференциальные уравнения и алгебраические соотношения [1], описывающие распространение и горение струи испаряющегося жидкого топлива в воздухе, а также модификации [1], связанные с моделированием турбулентности и турбулентного горения. Подобные задачи в приближении пограничного слоя рассмотрены, например, в [2]. Газовая фаза представляет собой многокомпонентную сжимаемую вязкую теплопроводную смесь. Уравнение разрывности в цилиндрической системе координат для k -го компонента газовой смеси имеет вид

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot (R \rho_k \vec{U}) = \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot [R \rho D \vec{\nabla} (\rho_k / \rho)] + \dot{\rho}_k^c + \dot{\rho}_s \delta_{k1}$$

Здесь R — радиальная координата; $\vec{\nabla}$ — оператор дифференцирования; ρ — плотность газа; ρ_k — концентрация компонентов смеси; D — коэффициент диффузии; \vec{U} — вектор скорости; $\dot{\rho}_k^c$ — источник массы за счет химических реакций; $\dot{\rho}_s$ — источник за счет испарения жидких капель; δ_{k1} — дельта Кронекера. В векторном виде уравнение баланса импульсов для газовой фазы имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) + \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot (R \rho \vec{U} \vec{U}) = - \vec{\nabla} p + \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot (R \vec{\sigma}) - \frac{\sigma_s}{R} \vec{\nabla} R + \vec{F},$$

где p — давление; σ и σ_0 — двумерный тензор и цилиндрические компоненты вязких напряжений соответственно. Вязкие напряжения опреде-

ляются обычным образом:

$$\vec{\sigma} = \mu [(\vec{\nabla}\vec{U}) + (\vec{\nabla}\vec{U})^T] - \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \vec{\nabla} \cdot (R\vec{U}) \vec{I},$$

$$\sigma_0 = \frac{2\mu}{R} \vec{U} \cdot \vec{\nabla} R - \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \vec{\nabla} \cdot (R\vec{U}),$$

τ — означает транспонирование; \vec{I} — единичный тензор; μ — коэффициент вязкости; \vec{F} — источник, связанный с обменом импульса между жидкими каплями и газом.

Уравнение баланса внутренней энергии I :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho I) + \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot (R\rho I\vec{U}) = - \frac{\rho}{R} \vec{\nabla} \cdot (R\vec{U}) +$$

$$+ \vec{\sigma} : \vec{\nabla}\vec{U} + \frac{\sigma_0}{R} \vec{U} \cdot \vec{\nabla} R - \frac{1}{R} \vec{\nabla} \cdot (R\vec{J}) + \dot{Q}_c + \dot{Q}_s.$$

Тепловой поток \vec{J} представляется в виде суммы потоков, связанных с теплопроводностью и диффузией:

$$\vec{J} = -\lambda \vec{\nabla} T - \rho D \sum_k h_k \vec{\nabla} (\rho_k/\rho),$$

λ — коэффициент теплопроводности; h_k — удельная энтальпия k -го компонента. В уравнении энергии \dot{Q}_c — источник тепла за счет химических реакций; \dot{Q}_s соответствует обмену энергией между каплями и газом. Параметры газовой смеси подчиняются следующим термодинамическим соотношениям:

$$\rho = \sum_k \rho_k, \quad h = \sum_k h_k = \sum_k (I_k + R_g T/M_k), \quad I = \sum_k (\rho_k/\rho) I_k,$$

$$p = R_g T \sum_k (\rho_k/M_k), \quad c_p = \sum_k \frac{\rho_k}{\rho} c_{vk}.$$

Здесь I_k , c_{vk} , M_k — внутренняя энергия, теплоемкость и молекулярная масса k -го компонента соответственно; R_g — универсальная газовая постоянная; h — энтальпия смеси.

Струя жидкого топлива в цилиндре вблизи инжектора распадается на множество (порядка 10^6) капель. Предполагается, что распыл происходит непосредственно на срезе сопла инжектора. Дополнительно считается, что объем жидких капель в любой области цилиндра мал по сравнению с объемом воздуха. Вблизи инжектора такое приближение достаточно грубо. Из-за того, что количество капель велико, для моделирования воздушно-капельной струи используется статистический подход.

В лагранжевых координатах вводится набор расчетных частиц, каждая из которых соответствует множеству капель с одинаковыми значениями массы m_k , координаты x_k , скорости \vec{U}_k и энтальпии H_k . Задается функция распределения частиц по скоростям и радиусам на срезе сопла. Лагранжевы уравнения баланса массы, импульса и энергии частиц имеют вид

$$\frac{dm_k}{dt} = \dot{m}_k, \quad m_k \frac{dH_k}{dt} = L(T_k) \dot{m}_k + q_k,$$

$$m_k \frac{d\vec{U}_k}{dt} = D_k (\vec{U} - \vec{U}_k),$$

где \dot{m}_k — изменение массы капли при парообразовании; D_k — коэффициент сопротивления; $L(T_k)$ — скрытая теплота испарения; q_k — скорость теплопередачи от газа к капле. Выражения для \dot{m}_k , D_k и q_k строятся в рамках полуэмпирической модели квазистационарного испарения одиноч-

ной сферической капли с учетом эмпирических поправок на влияние конвективного переноса [3]. Для учета турбулентной диффузии капля используется метод случайных блужданий, причем коэффициент турбулентной диффузии пропорционален локальному значению кинетической энергии турбулентности в газе [4].

Турбулентный характер течения учитывался в коэффициентах переноса. В [1] процессы турбулентного смешения описываются с помощью подсеточной модели Смагоринского [5]. В данной работе моделирование турбулентности проводится в рамках $k - \epsilon$ -модели [6]. Выражение для турбулентной вязкости имеет вид

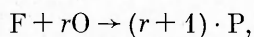
$$\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \epsilon,$$

$c_\mu = 0,09$; k — кинетическая энергия турбулентности (КЭТ); ϵ — скорость ее вязкой диссипации. Для k и ϵ записывались следующие дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} k) &= -\frac{2}{3} \rho k \vec{\nabla} \cdot \vec{U} + \vec{\sigma} : \vec{\nabla} \vec{U} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \vec{\nabla} k \right) - \rho \epsilon, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} \epsilon) &= -\left(\frac{2}{3} c_{\epsilon 1} - c_{\epsilon 3} \right) \rho \epsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{U} + \\ &+ \frac{\epsilon}{k} c_{\epsilon 1} \vec{\sigma} : \vec{\nabla} \vec{U} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \vec{\nabla} \epsilon \right) - c_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k}. \end{aligned}$$

Числа Прандтля и Шмидта полагались равными единице; c_μ , $c_{\epsilon 1}$, $c_{\epsilon 2}$, $c_{\epsilon 3}$, σ_k , σ_ϵ — константы модели турбулентности [6].

Скорость горения испарившегося топлива может быть лимитирована в зависимости от значения локального числа Дамкелера Да либо кинетикой химических реакций, либо скоростью диффузии компонентов в зону реакции. В этой связи, в отличие от [1], в работе используется выражение для скорости выгорания топлива, предложенное в [7]. Считается, что в системе происходит одноступенчатая необратимая химическая реакция



r — стехиометрический коэффициент.

Скорость горения определяется по формуле Магнуссена — Хьертад-жера [8]

$$R_f = -B \frac{s}{k} \min [\rho_F, \rho_0/r, c_{\rho P}/(r+1)] \text{ при } Da > 1 \quad (1)$$

либо используется простая аррениусовская зависимость

$$R_f = -A \rho_F \rho_0 \exp[-E/(R_g T)] \text{ при } Da < 1. \quad (2)$$

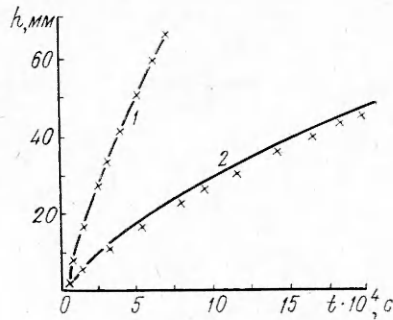
Константы B и s в формуле (1) — эмпирические подгоняемые параметры. Соотношения (1), (2) позволяют достаточно точно воспроизвести индикаторную диаграмму двигателя, однако воспроизвести пределы воспламенения, состав выхлопа и другие закономерности, определяемые детальной химической кинетикой, с их помощью невозможно.

Предлагаемая модель развивает вычислительную модель CONCHAS-SPRAY [1]. Основой расчетного алгоритма служит модифицированная трехнаговая явно — неявная процедура ICE — ALE. Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6.

В работах [9, 10] вычислительная программа детально тестировалась сопоставлением с имеющимися в литературе экспериментальными данными и расчетами. В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости глубины проникновения капельной струи от времени, здесь же приведены экспериментальные величины из [11]. Следует отметить удовлетворительное согласие расчета и эксперимента. Аналогичные сопоставления проведены в [12].

Рис. 1. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) значений глубин проникновения капельной струи в среду азота.

$u_{inj} = 122,2$ (1) и $102,5$ м/с (2),
 $\rho = 1,123$ (1) и $33,7$ (2) кг/м³,
 $p_0 = 0,1$ (1) и 3 атм (2).



Сделаны систематические расчеты динамики турбулентного тепло- и массообмена и горения топливных струй при различных термогазодинамических условиях в камере сгорания. В частности, варьировались значения начальной температуры газа в камере сгорания, его начального давления, время продолжительности и скорость впрыска топлива. Распределения изолиний температуры, паров топлива, кинетической энергии турбулентности, а также поля скорости и пространственные положения жидких частиц выводились на графопостроитель. На рис. 2, 3 демонстрируются конфигурация цилиндра и распределения параметров для вариантов с одинаковыми начальными значениями давления ($p = 106$ атм) и температуры ($T = 1200$ К) в камере, но с разной продолжительностью впрыска и, следовательно, с разной скоростью подачи топлива для обеспечения постоянства цикловой дозы. Каждый рисунок слева ограничен осью симметрии; линии внизу, вверху и справа соответствуют стенкам камеры сгорания.

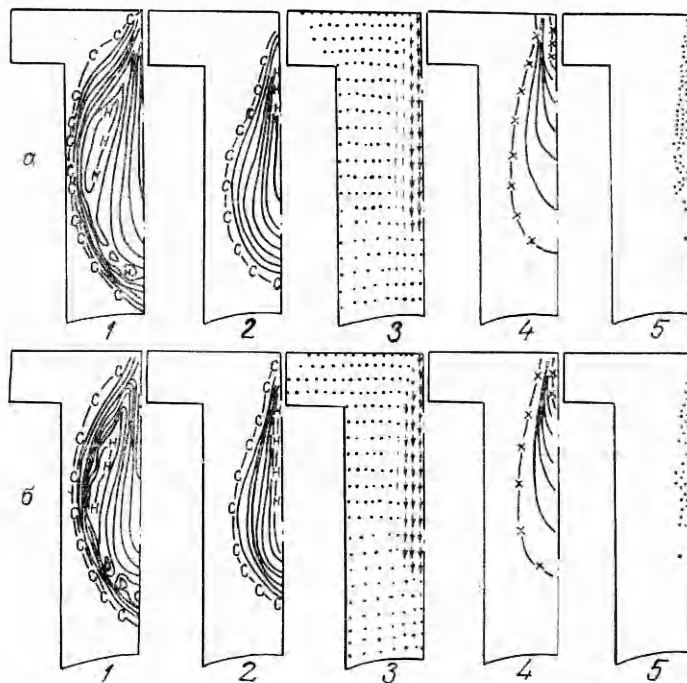


Рис. 2. Распределение изолиний температуры T (1), концентраций паров топлива ρ_F (2), КЭТ (3), полей скорости \vec{U} (4) и положений жидких частиц (5) в момент времени $t = 1,3 \cdot 10^{-3}$ с.

$a - T_{max} = 3013$ К, полная масса топлива в газовой фазе $m_F = 1,7 \cdot 10^{-5}$ кг, $U_{max} = 160$ м/с, $KЭТ_{max} = 47 \cdot 10^2$ м²/с²; $b - T_{max} = 2975$ К, $m_F = 0,013$ кг/м³, $U_{max} = 126$ м/с, $KЭТ_{max} = 28 \cdot 10^2$ м²/с².

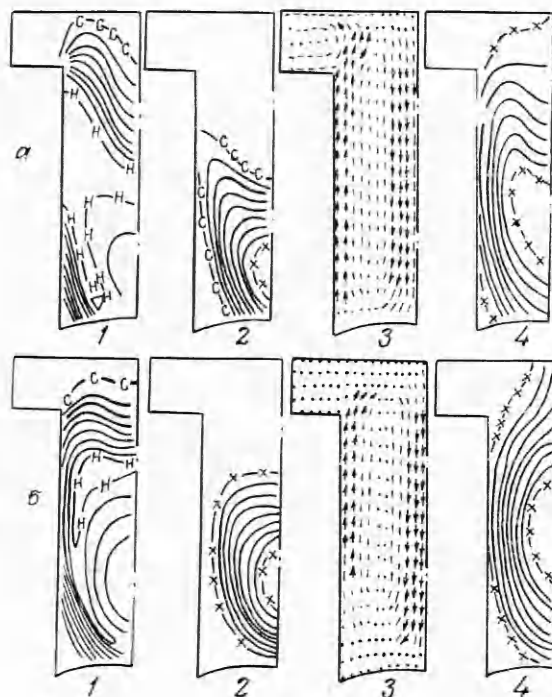


Рис. 3. Распределения параметров в момент времени $t = 3 \cdot 10^{-3}$ с.

$a - T_{\max} = 3150$ К, $m_F = 0,96 \times 10^{-5}$ кг/м³, $U_{\max} = 15$ м/с, $K\Theta T_{\max} = 1,6 \cdot 10^2$ м²/с²; $b - T_{\max} = 3124$ К, $m_F = 1,9 \cdot 10^{-5}$ кг/м³, $U_{\max} = 26$ м/с, $K\Theta T_{\max} = 2,9 \cdot 10^2$ м²/с².

На рис. 2 приведены распределения температур, паров топлива, кинетической энергии турбулентности, а также поля скорости и положения жидких частиц. Верхний ряд рисунков (а) соответствует времени продолжительности впрыска $\tau_{inj} = 1,8 \cdot 10^{-3}$ с, а нижний ряд (б) — $\tau_{inj} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ с. Скорость подачи топлива в первом случае в 1,5 раза выше. Как видно, горение впрыска в обоих случаях фронтальное, очаги с макси-

мальной температурой распределены вдоль линии фронта пламени, причем диаграмма изотерм не подобна диаграмме изолиний паров топлива, а тепловой слой шире концентрационного. Отметим, что по мере развития процесса зоны максимальных температур расплываются за счет турбулентной диффузии. Для горячей топливно-воздушной струи характерна следующая особенность: на расстоянии в пределах 2—3 см от инжектора имеется высокая концентрация жидких частиц. Вне этой области топливо распространяется в основном в виде паров. Такое поведение горячей струи впервые отмечено в [13]. Максимальная глубина проникновения жидких капель от варианта к варианту слабо меняется. Из сравнения распределений верхнего и нижнего ряда следует, что форсированный режим подачи топлива, создавая более турбулизованную среду, способствует ускоренному развитию факела: струя становится шире и глубже, растет скорость испарения и теплообмен на стенке.

Рис. 3 демонстрирует распределения в момент догорания топлива. Сформировались два тороидальных вихря: один в камере вращается по часовой стрелке, другой в зазоре камеры — против. Горение происходит вблизи зазора. Зависимости полной массы паров топлива и кислорода от времени свидетельствуют о том, что форсированная подача ведет к ускоренному выгоранию топлива за счет интенсивного вихреобразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cloutman L. D., Dukowicz J. K., Ramshaw D. D. et al. CONCHAS-SPRAY. A computer code for reactive flows with fuel sprays. La-9294-MS, Los-Alamos, New-Mexico, 1982.
2. Солоненко О. П. Численное моделирование нестационарной турбулентной струи распыленного топлива: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.—Новосибирск, 1977.
3. Вильямс Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1971.— С. 615.
4. Gosman A. D., Ioannides E. Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors // J. Energy.— 1983.— N 7.— P. 482—490.
5. Deardorf J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers // J. Fluid Mech.— 1970.— N 41.— P. 453—480.
6. Amsden A. A., Butler T. D., O'Rourke P. J. The KIVA-11 computer program for transient multidimensional chemically reacting flows with sprays // SAE Tech. Pap. Ser.— 1987.— N 872072.— P. 11.

7. Cosman A. D., Harvey P. S. Computer analysis of fuel-air mixing and combustion in an axisymmetric d. i. diesel // *Ibid.*— 1982.— N 820036.— P. 21.
8. Mugnussen B. F., Hjertager B. H. On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion // 16th Symp. (Int.) on Combustion. The Combust. Inst., 1976.— P. 719—728.
9. Гороховский М. А., Хлынин В. П. Расчет газодинамики сжатия в цилиндре двигателя внутреннего сгорания при различных формах камеры сгорания // *ИФЖ.*— 1989.— 57, № 2.— С. 285—290.
10. Шпильберг И. Г. Численное моделирование одно- и двухфазных турбулентных диффузионных пламен при наличии внешних воздействий: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Алма-Ата, 1989.
11. Hiroyasu H., Kadota T. Fuel droplet size distribution in diesel combustion chamber // *Bull. Jap. Mech. Eng.*— 1976.— N 19.— P. 1064—1072.
12. Dukowicz J. K. A particle-fluid numerical model for liquid sprays // *J. Comp. Phys.*— 1980.— N 35.— P. 229—253.
13. Kuo T. W., Bracco F. V. Computations of drop sizes in pulsating sprays and of liquid-core length in vaporizing sprays // *SAE Tech. Pap. Ser.*— 1984.— N 840226.— P. 14.

г. Алма-Ата

Поступила в редакцию 9/II 1990,
после доработки — 24/VII 1990

УДК 541.124.7

В. Г. Иванов, Г. Л. Савинов

ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ ГИДРАЗИНАТОВ ПЕРХЛОРАТОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В ДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ. ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ

Неизотермическими термогравиметрическим и термографическим методами исследовано термическое разложение дигидразината перхлората лития и моногидразината перхлората натрия. Установлено, что при разложении гидразинатов вместе с отщеплением гидразина происходит частичное окисление его в расплаве гидразината при температурах ниже температур разложения перхлоратов. Определены кинетические параметры отдельных стадий термораспада.

Характерное свойство перхлоратов состоит в способности образовывать устойчивые комплексные соединения с неорганическими и органическими лигандами [1]. При этом в ряде случаев образуются соединения, способные экзотермически разлагаться с окислением горючей части комплекса, самовоспламеняться и устойчиво гореть. Комплексные соединения получают при растворении перхлоратов в соответствующем растворителе путем сольватации и могут быть выделены из растворов в виде индивидуальных веществ [1—3].

Наиболее простыми объектами этого типа представляются комплексные соединения перхлоратов щелочных металлов с аммиаком и гидразином. Все перхлораты щелочных металлов хорошо растворимы в гидразине [2—3], однако устойчивые комплексные соединения с гидразином (гидразинаты) образуют только перхлораты лития и натрия [2, 4], причем перхлорат лития образует дигидразинат $\text{LiClO}_4 \cdot 2\text{N}_2\text{H}_4$ (ДГПЛ), а перхлорат натрия моногидразинат $\text{NaClO}_4 \cdot \text{N}_2\text{H}_4$ (МГПН). Некоторые свойства этих комплексов, а также термическая стабильность исследованы в работе [4]. Качественное исследование термического разложения гидразинатов перхлоратов щелочных металлов при малых (3—5 град/мин) скоростях нагрева в открытой реакционной ячейке [4] показало, что разложение сводится к простому отщеплению и испарению координационно связанного гидразина. Однако, как показали эксперименты авторов настоящей работы, при более высоких скоростях нагрева (до $\omega = 15 \div 32$ град/мин) происходит экзотермическая реакция окисления гидразина перхлоратом, переходящая в ряде случаев в самовоспламенение исследуемого вещества.

В настоящей работе исследовалась кинетика термического разложения ДГПЛ и МГПН в условиях динамического нагрева. Исходные со-