

УДК 621.452.022

И.Ф. КРАВЧЕНКО¹, В.Е. КОСТЮК²¹ГП «Ивченко-Прогресс», Украина²Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ВОСПЛАМЕНЯЕМОСТИ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТД

Предложена методика расчетной оценки воспламеняемости топливовоздушной смеси в камере сгорания ГТД, основанная на тепловой теории зажигания и численном моделировании двухфазного течения

камера сгорания ГТД, смесеобразование, воспламенение, численное моделирование

Постановка проблемы и ее связь с научными и практическими задачами

Современные ГТД разрабатываются под флагом снижения выбросов вредных веществ (ВВ). Это связано как с объективными требованиями поддержания экологических норм, так и с обостряющейся конкурентной борьбой. Закономерности рабочего процесса камер сгорания (КС) ГТД таковы, что задачи получения низких выбросов ВВ и обеспечения надежного запуска КС противоречат друг другу по оптимуму. Поэтому малоэмиссионные КС приходится оснащать мощными источниками зажигания (ИЗ). Проблема надежного запуска особенно актуальна для авиационных ГТД, так как связана с безопасностью полетов.

Трудности обеспечения высоких пусковых характеристик малоэмиссионных КС во многом обусловлены традиционной методологией их проектирования и доводки, жестко ориентированной на натурный эксперимент, который характеризуется недостаточной информативностью при значительных затратах материальных ресурсов и времени. Достигнутые в последние десятилетия успехи в развитии вычислительной техники и численных методов моделирования турбулентных течений, позволяют решать задачи теоретического исследования отдельных аспектов рабочего процесса КС ГТД в поста-

новках, достаточно реалистичных для обоснованного снижения объема экспериментальных работ по их доводке и внесения изменений в конструкцию уже на ранних стадиях проектирования [1, 2].

Строгое математическое описание явления воспламенения топливовоздушной смеси (ТВС) в КС ГТД возможно с использованием системы нестационарных уравнений Навье-Стокса при условии пространственно-временного разрешения тонкой структуры пламени и детального воспроизведения процессов молекулярной диффузии и химической кинетики в двухфазной среде. Ограниченные возможности нынешних компьютеров не позволяют моделировать процесс запуска реальных КС в такой постановке. Сегодня уровень моделирования для конструктора, как правило, ограничен решением осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных эмпирическими моделями турбулентности и траекторными моделями дисперсной фазы.

К числу актуальных задач, которые возможно решить в упрощенной постановке, принадлежит расчетная оценка воспламеняемости ТВС в КС ГТД с целью выработки оптимальных конструктивных решений.

Обзор публикаций и выделение нерешенных частей проблемы. Понятия «воспламеняемости» горючей смеси и «воспламеняющей способности»

ИЗ предложены С. Кумагаи [3] для теоретического анализа возможности воспламенения. Эта идея получила математическое воплощение в работах [4 – 6], посвященных разработке критериев искрового зажигания (минимальной энергии воспламенения). Основная проблема практического использования таких критериев – отсутствие достоверной информации о локальных параметрах потока в КС (характеристики турбулентности, химический, фазовый, дисперсный состав ТВС, и т. п.). В работах [7 – 9] для расчета локальных параметров поджигаемой искрой ТВС (с целью оценки пусковых свойств КС ГТД) использованы методы вычислительной гидроаэродинамики. В работе [7] расчетное поле минимальной энергии воспламенения предложено использовать для определения оптимального местоположения электрической свечи зажигания. Возможность использования минимальной энергии воспламенения в качестве универсальной характеристики воспламеняемости ТВС в КС, оснащенных другими ИЗ (факельный пусковой воспламенитель, плазматрон и др.), не исследовалась.

Цель данного исследования состоит в разработке методики расчетной оценки воспламеняемости ТВС в КС ГТД для решения задач оптимального размещения ИЗ произвольного типа.

Изложение основного материала исследования с обоснованием полученных результатов

Физическая модель, предлагаемая для оценки воспламеняемости ТВС, выглядит следующим образом (рис. 1).

ИЗ создает объем газа (начальный очаг воспламенения) с температурой, достаточно высокой для того, чтобы инициировать быстрое испарение каплей топлива, содержащихся в этом объеме (кластере). Образующиеся внутри очага пары топлива реагируют с кислородом воздуха, превращаясь в продукты сгорания при температуре пламени стехиометрической смеси. Для сохранения и последующе-

го самостоятельного распространения начального очага пламени по ТВС он должен иметь размер, достаточный для того, чтобы скорость тепловыделения внутри его объема превышала скорость потерь тепла в окружающую среду. Этот критический размер называется расстоянием гашения d_z , а количество энергии от ИЗ, необходимое для создания очага диаметром d_z , определяется как минимальная энергия воспламенения $E_{мин}$ [4 – 6].

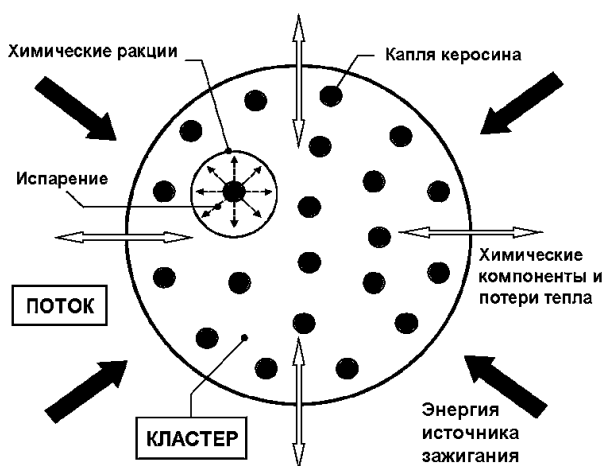


Рис. 1. Физическая модель воспламенения ТВС

$$E_{мин} = c_p \rho (T_{cm} - T) \frac{\pi}{6} d_z^3, \tag{1}$$

где c_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении;

ρ – плотность газа;

T – температура газа;

T_{cm} – адиабатической температура пламени стехиометрической смеси.

Анализ соответствующих процессов испарения, горения и теплопередачи в предположении об отсутствии лучистого теплообмена, стационарном испарении каплей и равенстве числа Льюиса $Le = 1$ дает следующее выражение для расстояния гашения:

$$d_z = \frac{k_1 + \sqrt{k_1^2 + 4k_2}}{2}, \tag{2}$$

где $k_1 = \frac{4a(t_u + t_x)}{L_m}$; $k_2 = 2k_1 L_m$;

a – коэффициент температуропроводности газа;

t_u – время испарения капель в кластере, определяемое выражением:

$$t_u = \frac{(1 - \Omega) C_3 \rho_p c_p d_{32}^3 \alpha}{C_1 8 d_{20} \lambda \ln(1 + B_{cm})(1 + 0,25 \operatorname{Re}_{d_{32}}^{0,5} C_2^{0,5})}; \quad (3)$$

$$C_1 = \frac{d_{20}}{d_{32}}; \quad C_2 = \frac{d_{10}}{d_{32}}; \quad C_3 = \frac{d_{30}}{d_{32}};$$

d_{10} , d_{20} , d_{30} , d_{32} – средний арифметический, средний поверхностный, средний объемный и объемно-поверхностный (заутеровский) диаметры капель в аэрозоле;

Ω – массовая доля испаренного топлива в газовой смеси;

ρ_p – плотность капли;

α – коэффициент избытка воздуха;

B_{cm} – параметр массообмена, определяемый выражением:

$$B_{cm} = \frac{c_{p,cm}(T_{cm} - T_k)}{L + c_{p,p}(T_k - T_p)}, \quad (4)$$

$c_{p,cm}$ – удельная теплоемкость стехиометрической смеси при постоянном давлении;

T_k – температура кипения топлива;

$c_{p,p}$ – удельная теплоемкость капли;

T_p – температура капли;

$\operatorname{Re}_{d_{32}}$ – число Рейнольдса, определяемое по формуле

$$\operatorname{Re}_{d_{32}} = \rho \frac{u' d_{32}}{\mu}; \quad (5)$$

μ – динамическая вязкость газа;

t_x – время химической реакции горения в кластере, определяемое выражением

$$t_x = \alpha \frac{a}{U_m^2}, \quad (6)$$

α – эмпирический коэффициент;

U_m – турбулентная скорость распространения пламени, вычисляемая как

$$U_m = A(u')^{3/4} U_n^{1/2} a^{-1/4} L_m^{1/4}; \quad (7)$$

A – эмпирический коэффициент;

u' – пульсационная скорость газа, определяемая выражением

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3} k}; \quad (8)$$

k – кинетическая энергия турбулентности;

U_n – нормальная скорость распространения пламени;

L_m – интегральный масштаб длины турбулентного смешения, вычисляемый как

$$L_m = C_D \frac{(u')^3}{\varepsilon}; \quad (9)$$

C_D – эмпирический коэффициент;

ε – удельная скорость диссипации кинетической энергии турбулентности.

Физическая модель газочапельного потока основана на следующих допущениях: несущая газовая фаза представляет собой многокомпонентную химически инертную смесь термодинамически совершенных газов, входящих в состав топлива и окислителя; течение газа квазистационарное, турбулентное, существенно дозвуковое; плавучестью, объемной вязкостью, вязким нагревом, лучистым теплообменом и теплопроводностью через стенки пренебрегаем; дисперсная фаза представляет собой конечное множество испаряющихся сферических капель различных диаметров; объемом, занимаемым каплями, вторичным дроблением, коагуляцией, турбулентным рассеиванием, влиянием капель на параметры турбулентности, неоднородностью температурного поля внутри капли и всеми силами, действующими на каплю, кроме силы аэродинамического сопротивления, пренебрегаем; при ударе о стенку капли растекаются по поверхности.

При математическом моделировании газочапельного потока использовано эйлерово описание газовой фазы (сплошная среда) и лагранжево описание дисперсной фазы (траекторная модель). Взаимодействие фаз учитывается на основе мо-

дели «частица – источник в ячейке» [10], в соответствии с которой присутствие капли в потоке проявляется через дополнительные источники в уравнениях сохранения сплошной фазы.

При сделанных выше допущениях поведение газовой фазы может быть описано системой осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, двух уравнений дифференциальной модели турбулентности k - ε типа и уравнений массовой доли химических компонентов вида:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = S_m; \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = S_{fi}, \quad j = 1, 2, 3; \quad (11)$$

$$\rho \frac{\partial u_j h}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_m}{Pr_m} \right) \frac{\partial h}{\partial x_j} = S_q; \quad (12)$$

$$\rho \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_m}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} - \rho(G - \varepsilon) = 0; \quad (13)$$

$$\rho \frac{\partial u_j \varepsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_m}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - \rho(C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} = 0; \quad (14)$$

$$\rho \frac{\partial u_j Y_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_m}{Sc_m} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} = S_i, \quad (15)$$

где u_j – декартовы компоненты вектора осредненной скорости газа;

x_j – декартовы координаты;

S_m – источник массы, обусловленный межфазным взаимодействием;

ρ – плотность газа;

p – давление газа;

τ_{ij} – компоненты тензора напряжений, определяемые выражением

$$\tau_{ij} = (\mu + \mu_m) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (16)$$

μ – динамическая вязкость;

μ_m – турбулентная вязкость, определяемая по формуле Колмогорова – Прандтля

$$\mu_m = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (17)$$

C_μ – эмпирический коэффициент;

k – кинетическая энергия турбулентности;

ε – удельная скорость диссипации кинетической энергии турбулентности;

S_{fi} – источник количества движения, обусловленный межфазным взаимодействием;

h – удельная энтальпия, определяемая выражением

$$h = \sum_i Y_i \left(\Delta h_{fi}^0 + \int_{T^0}^T c_{pi}(T) dT \right); \quad (18)$$

Y_i – массовая доля химического компонента i ;

Δh_{fi}^0 – удельная энтальпия образования химического компонента i ;

T – температура газа;

T^0 – стандартная температура;

c_{pi} – удельная теплоемкость химического компонента i при постоянном давлении;

Pr , Pr_m – ламинарное и турбулентное числа Прандтля;

S_q – источник теплоты, обусловленный межфазным взаимодействием;

σ_k , σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ – эмпирические коэффициенты;

G – член, характеризующий генерацию кинетической энергии турбулентности за счет сдвиговых напряжений, определяемый выражением

$$G = \mu_m \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right); \quad (19)$$

Sc , Sc_m – ламинарное и турбулентное числа Шмидта;

S_i – источник массовой доли химического компонента i , обусловленный межфазным взаимодействием.

Необходимая для ее замыкания системы уравнений (10) – (15) связь между термодинамическими переменными p , T и ρ устанавливается уравнением состояния смеси идеальных газов

$$p = R\rho T \sum_i \frac{Y_i}{M_i}, \quad (20)$$

где R – универсальная газовая постоянная;

M_i – молекулярная масса химического компонента i .

Для определения источниковых членов S_m в уравнении (1), S_{ff} – в уравнении (2), S_q – в уравнении (3) и S_i – в уравнении (6) используется модель межфазного взаимодействия.

Движение и тепломассообмен дисперсной фазы (капель топлива) рассматривается в лагранжевом описании. Весь диапазон начальных размеров капель делится на конечное число дискретных интервалов; каждый из них представляется средним диаметром, для которого выполняется траекторный расчет. При этом каждая моделируемая капля – это «пакет» капель с одинаковыми траекториями. Распределение капель по размерам описывалось формулой Розина–Раммлера

$$Y_d = e^{-(d/\bar{d})^n}, \quad (21)$$

где Y_d – массовая доля капель с диаметром, большим d ;

\bar{d} – медианный диаметр капель;

n – параметр распределения.

Траектории капель моделируются путем интегрирования уравнения баланса сил, действующих на частицу, которое уравнивает инерцию капли с силой аэродинамического сопротивления

$$\frac{du_{pj}}{dt} = -\frac{3\rho C_R}{4\rho_p d_p} (u_{pj} - u_j) \sqrt{\sum_j (u_{pj} - u_j)^2}, \quad j=1, 2, 3, \quad (22)$$

где u_{pj} – декартовы компоненты вектора скорости капли;

t – время;

ρ – плотность газа;

C_R – коэффициент аэродинамического сопротивления капли;

Re_p – относительное число Рейнольдса капли;

ρ_p – плотность капли;

d_p – диаметр капли;

u_j – декартовы компоненты вектора скорости газа.

Для вычисления C_R используется эмпирическая зависимость $C_R(Re_p)$ для одиночной сферы (Re_p – относительное число Рейнольдса частицы).

Тепломассообмен испаряющейся капли описывается системой уравнений

$$m_p c_{p,p} \frac{dT_p}{dt} = \alpha S_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} L; \quad (23)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = -\beta S_p \rho (c_s - c_\infty), \quad (24)$$

где m_p – масса капли;

$c_{p,p}$ – удельная теплоемкость капли;

T_p – температура капли;

α – коэффициент теплоотдачи;

S_p – площадь поверхности капли;

T_∞ – локальная температура газа.

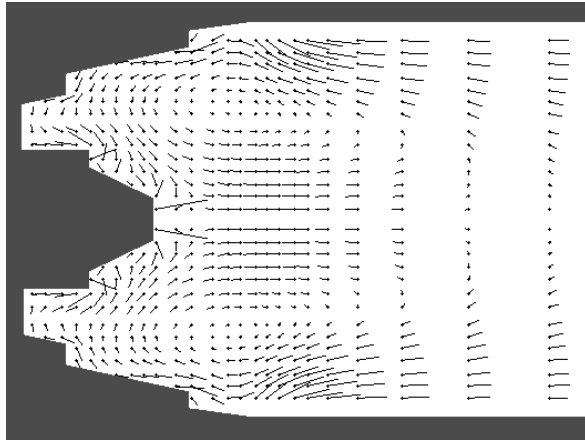
L – удельная теплота испарения;

β – коэффициент испарения;

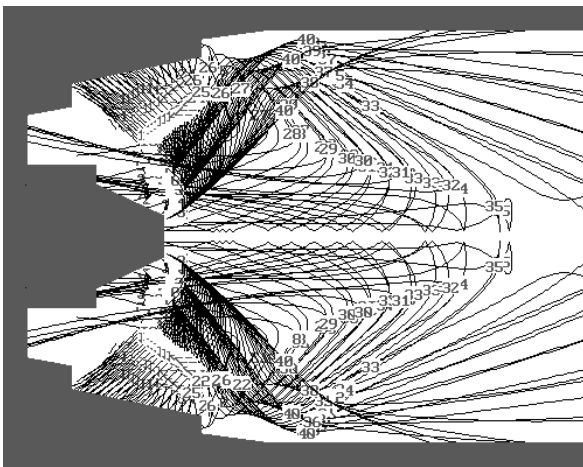
c_s, c_∞ – объемные концентрации пара у поверхности капли и в окружающем газе.

Во время расчета траекторий капель отслеживаются импульс, энергия и масса, приобретаемые или теряемые потоком капель, следующих вдоль данной траектории. Затем эти значения включаются в расчет непрерывной фазы. Таким образом, учитывается обратное влияние дискретной фазы на континуум. Это двухстороннее межфазное взаимодействие учитывается поочередным решением уравнений дисперсной и непрерывной фаз до тех пор, пока решения обеих фаз не установятся.

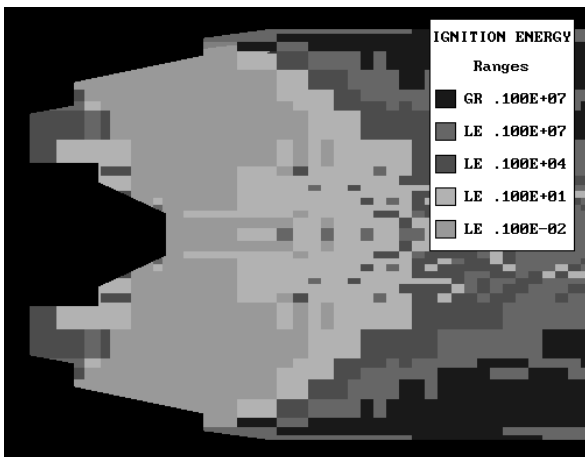
Разработанные математические модели использованы для расчетной оценки воспламеняемости топливовоздушной смеси в осесимметричном аналоге первичной зоны камеры сгорания ГТД АИ-222-25, оснащенной факельной системой воспламенения (рис. 2).



а



б



в

Рис. 2. Результаты численного расчета:
а – векторы скорости газа; б – траектории капель;
в – распределение минимальной энергии
воспламенения (Дж)

На границах расчетной области задавались следующие граничные условия: на входных границах задавались значения независимых переменных; на выходной границе принимались «мягкие» гранич-

ные условия; для описания турбулентного пограничного слоя на стенках использовались эмпирические пристеночные функции. При моделировании дисперсной фазы задавались начальные условия для каждого «пакета» представительных капель: положение капли (координаты x_j); ее скорость (компоненты u_{pj}); диаметр; температура; массовый расход капель, следующих вдоль траектории.

Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений в частных производных (10) – (15) с заданными граничными условиями осуществлялось методом контрольных объемов [11] с применением разностной схемы второго порядка точности для аппроксимации конвективных членов. Выполнение уравнения неразрывности (10) в пределе малых чисел Маха обеспечивалось с помощью процедуры коррекции давления SIMPLE. Решение получающихся в результате систем линейных алгебраических уравнений выполнялось методом Гаусса-Зейделя. Интегрирование системы обыкновенных дифференциальных уравнений (22) – (24) выполнялось методом Рунге-Кутты. Решение отыскивалось на неравномерной расчетной сетке, включавшей 10 тысяч контрольных объемов.

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Видно, что за фронтовым устройством (ФУ) имеется развитое рециркуляционное течение (рис. 2, а). Конфигурация рециркуляционной зоны в целом согласуется с экспериментальными данными, полученными на гидрлотке. Расчет занижает глубину проникновения боковых струй воздуха в основной поток, что обусловлено двумерной постановкой задачи. Траектории капель различных начальных диаметров существенно различаются (рис. 2, б). Увлекаемые рециркуляционным течением воздуха, наиболее мелкие капли разворачиваются, обтекая со всех сторон ФУ. Крупные капли движутся по траекториям, близким к прямолинейным. В итоге в первичной зоне имеет место значительная неоднородность распределения характеристик турбулентности

(u' , L_m) химического (α), фазового (Ω), дисперсного (d_{10} , d_{20} , d_{30} , d_{32}) состава ТВС и, как результат, минимальной энергии воспламенения E_{\min} (рис. 2, в). Из рис. 2, в следует, что для обеспечения надежного запуска КС пусковой воспламенитель следует размещать так, чтобы факел пламени мог достичь узкой торообразной зоны, в которой E_{\min} минимальна. Справедливость расчетных рекомендаций подтверждена практикой опытно-конструкторских работ.

Выводы и перспективы дальнейших разработок в данном направлении

Выполненное исследование позволяет сделать следующие выводы. Разработанная методика оценки воспламеняемости топливоздушнoй смеси в камере сгорания ГТД по величине минимальной энергии воспламенения, вычисляемой по локальным параметрам газокапельного потока, может быть использована для решения задач оптимального размещения различных ИЗ. Точность расчетных оценок воспламеняемости сильно зависит от адекватности геометрической модели камеры сгорания и модели турбулентности, достоверности граничных и начальных условий.

Перспективы дальнейших исследований авторы видят в дальнейшем совершенствовании численной модели путем использования более точных моделей турбулентности, методов задания краевых условий задачи и ее решении в трехмерной постановке.

Литература

1. Куценко Ю.Г. Применение численных методов газовой динамики для расчета камеры сгорания газотурбинного двигателя ПС-90А // Изв. вузов. Авиационная техника. – 2004. – № 3. – С. 67 – 71.
2. Mongia H.C. A Synopsis of Gas Turbine Combustor Design Methodology Evolution of Last 25 Years // 15th International Symposium on Airbreathing En-

gines (XV ISABE), Bangalore, India, September 2-7, 2001. (ISABE 2001-1086).

3. Кумагаи С. Горение. – М.: Химия, 1980. – 255 с.

4. Зельдович Я.Б., Симонов Н.Н. К теории искрового воспламенения газовых взрывчатых смесей // Журнал физической химии. – 1949. – Т. 23, Вып. 11. – С. 1361 – 1374.

5. Ballal D.R., Lefebvre A.H. General Model of Spark Ignition for Gaseous and Liquid Fuel/Air Mixtures // Proc. 18th Symposium (International) on Combustion. – 1981. – P. 1737 – 1746.

6. Peters J.E., Mellor A.M. Liquefied Fuel Spray Ignition Predictions for JP-10 // Journal of Energy. – 1983. – Vol. 7, No 1. – P. 95 – 96.

7. Костюк В.Е., Кудринский В.З. Численное исследование характеристик высотного запуска камеры сгорания ТРДД ПС-90А // Научно-методические материалы по теории авиационных двигателей. – Х.: ХВВАИУ. – 1989. – Вып. 8. – С. 3 – 20.

8. Rizk N.K., Mongia H.C. Three-Dimensional Combustor Performance Validation With High-Density Fuels // J. Propulsion and Power. – 1990. – Vol. 6, № 5. – P. 660 – 667.

9. Predicting Ignition Performance for Altitude Relight / V. Quintilla, M. Cazalens, R. Lecourt, G. Lavergne // 15th International Symposium on Airbreathing Engines (XV ISABE), Bangalore, India, September 2-7, 2001. (ISABE-2001-1067).

10. Кроу. Численные модели течений газа с небольшим содержанием частиц // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1982. – № 32. – С. 114 – 122.

11. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т.1. – М.: Мир, 1991. – 504 с.

Поступила в редакцию 20.05.2005

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.Г. Бойко, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.