

ных сведений о закономерностях горения и пиролиза индивидуальных компонентов СТТ.

Авторы благодарны В. Е. Зарко, В. П. Бобрышеву и В. Н. Вилконову за постоянный интерес к работе, полезные советы и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Зырянов В. Я. и др. Моделирование процессов горения твердых топлив.— Новосибирск: Наука, 1985.
2. Коэн Н. С. РТК, 1980, 4, 186.
3. Зельдович Я. Б., Варенблатт Г. Н., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
4. Бахман Н. Н. Докл. АН СССР, 1961, 137, 1141.
5. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 10, 1199.
6. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела.— Л.: Энергия, 1977.
7. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Турбулентное и гетерогенное горение.— М.: Изд-во Механического ин-та, 1937.
8. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
9. Кумаган С. Горение — М.: Химия, 1979.
10. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом.— М.: ИЛ, 1959.
11. Мэрфи, Нецер. РТК, 1974, 12, 1, 15.
12. Hermance C. E. ACRPG/AIAA 2-nd Solid Propulsion Conf., Anaheim, Calif., June 1967.
13. Ramohalli K. Fundamentals of Solid Propellant Combust., ed. by Kenneth K. Kuo and M. Summerfield. Progress in Astronautics and Aeronautics. V. 90, 1984.
14. Германс К. Е. РТК, 1966, 9, 160.
15. Miller M. S. Comb. Flame, 1982, 46, 1, 51.
16. Бахман Н. Н. Докл. АН СССР, 1959, 129, 5, 1079.
17. Либрович В. Б. ПМТФ, 1962, 4, 33.
18. Барсуков В. Д., Нелаев В. П. ИФЖ, 1975, 29, 6, 989.
19. Lengelle G. e. a. 16-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1976.
20. Miller R. R. AIAA Paper, 82—1096.

Поступила в редакцию 29/IV 1987

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. К. Булгаков, А. М. Липанов, А. Ш. Камалетдинов

(Ижевск)

В основе любой теории горения топлива при обдуве (эрозионного горения) лежат представления о механизме нормального горения, т. е. без обдува. Известные к настоящему времени методы расчета горения гомогенных и смесевых твердых топлив, например [1—4], основаны на классической теории горения Беляева — Зельдовича [5]. Применительно к смесевым топливам предполагается, что входящие в нее энергия активации E и тепловой эффект одной брутто-реакции разложения твердой фазы описывают пиролиз смесевого топлива. При этом, естественно, оказывается, что методики расчета эрозионного горения смесевых и гомогенного топлив ничем не отличаются, все различие только в исходных данных. Существование таких закономерностей горения, которые присущи только смесевым топливам, а также ряда специфических проблем приводит к постоянному развитию моделей горения. Достигнутый к началу 80-х годов уровень теории нормального горения смесевых топлив дан в обзоре [6], где отмечается, что основой существующих моделей горения является модель Германса.

В настоящей работе предлагается методика численного расчета эрозионного горения смесевых топлив, в основе которой лежит модель Германса.

В модели Германса разложение конденсированной фазы представлено следующими физико-химическими процессами. На поверхности S_f происходит разложение с массовой скоростью k_f топливной связки при

пиролизе в пары горючего А с тепловым эффектом эндотермической реакции. На поверхности кристаллов окислителя S_{ox} со скоростью k_{ox} и скрытой теплотой разложения Q_L происходит начальная стадия разложения окислителя, при которой образуются пары окислителя С и горючего. Подчеркнем, что В — масса паров горючего, образующихся при разложении окислителя. На поверхности связки S_{sr} со скоростью k_{sr} идет гетерогенная реакция между окислителем С и связкой. При этом выделяется теплота Q_1 и образуются горючие компоненты P_1, D_1 для реакции в газовой фазе. Над поверхностью кристаллов заканчивается вторая стадия разложения окислителя с выделением тепла Q_2 и образованием компонентов P_2, D_2 для реакции в газовой фазе.

Таким образом, в модели Германса поверхность горения топлива представляет собой сложную конструкцию. Она начинается на поверхностях связки и кристаллов окислителя и заканчивается в газовой фазе на такой высоте, например, от поверхности окислителя, где прореагировали пары окислителя и горючего.

Применив методы химической кинетики для определения массовой скорости горения топлива и приняв для пиролиза связки аррениусовскую зависимость $m_f = \rho_f A_f \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right)$, в [7] получили

$$m_T = a_1 \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) + \left(\frac{p}{p_0}\right)^\delta \frac{b_1}{\sqrt{T_s}} \left[\frac{c_3}{m_T} - \frac{d_1}{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{m_T}} \right] \exp\left(-\frac{E_{ox} + E_{sr}}{RT_s}\right), \quad (1)$$

где $a_1 = \frac{1-\nu}{1-\alpha} \rho_f A_f$; $b_1 = \frac{\nu \sqrt{24} c_1 \mu_c V}{(1-\alpha) \sqrt{\mu_g} R_c}$; ν — объемная доля сферических кристаллов окислителя в топливе; α — массовая доля окислителя в топливе; $c_1 = 1,36 \cdot 3637 \exp(24,38)$, если окислитель перхлорат аммония; μ_g, μ_c — молекулярные массы продуктов сгорания и окислительных паров; R_c — газовая постоянная окислительных паров; $2E_{ox}$ — энергия активации разложения окислителя; E_{sr} — энергия активации гетерогенной реакции между твердым горючим и газообразным окислителем; V, δ — константы закона скорости горения кристаллов окислителя $v_B = V(p/p_0)^\delta$; $c_3 = 0,5(1 + 1/\sqrt{3})\rho_T$; m — показатель степени давления в выражении для времени задержки воспламенения частицы $t = \frac{k_0 D_i^{n+1}}{p^m}$; D_i — диаметры кристаллов окислителя;

$$d_1 = k_0 \left[\frac{1-\sigma}{\Delta D_1 + 1} \sum_1^{\Delta D_1 + 1} D_i^n + \frac{\sigma}{\Delta D_2 + 1} \sum_1^{\Delta D_2 + 1} D_i^n \right];$$

$\Delta D_1, \Delta D_2$ — число целых диаметров, укладывающихся между максимальным и минимальным значениями диаметров частиц окислителя; σ — доля окислителя с распределением частиц ΔD_2 . Уравнение (1) связывает скорость горения топлива m_T с температурой поверхности T_s и давлением газовой фазы p .

Для описания механизма разложения конденсированной фазы необходимо еще найти тепловой эффект разложения Q_s . Он определяется балансом количества тепла, выделяемого или поглощаемого в результате всех процессов разложения единицы массы топлива. Согласно принятой модели, имеем

$$Q_s = \frac{1}{m_T} d \exp\left(-\frac{E_f}{RT_s}\right) \Delta H_p + \alpha(Q_2 - Q_L) + \frac{1}{m_T} b \frac{1}{\sqrt{T_s}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^\delta \times \\ \times \left[\frac{c^3}{m_T} - \frac{d_1}{\left(\frac{p}{p_0}\right)^m} \right] \exp\left(-\frac{E_{ox} + E_{sr}}{RT_s}\right) (Q_1 - Q_2), \quad (2) \\ b = b_1(1 - \alpha), \quad d = (1 - \nu)\rho_f A_f.$$

Таким образом, модель Германса приводит к тому, что тепловой эффект разложения конденсированной фазы зависит от скорости горения, температуры поверхности, диаметра частиц окислителя и давления газовой фазы.

Для замыкания задачи рассматриваемая теория нормального горения слишком упрощенно моделирует температурный профиль в газовой фазе. Предполагается, что профиль температуры описывает инертный прогрев, а зона пламени в газовой фазе представляется гетерогенной реакцией, происходящей на некотором расстоянии x_* от поверхности горения топлива. Плотность газовой фазы предполагается постоянной. При решении задачи на ЭВМ вряд ли целесообразно использовать такие грубые допущения. Основные достоинства модели Германса заключаются в детальном рассмотрении процесса разложения к-фазы. В дальнейшем для определенности модель Германса будем отождествлять с уравнениями (1), (2).

Методика расчета эрозионного горения. При постановке задачи примем следующие допущения: 1) процессы, протекающие при горении смесового топлива, описываются моделью Германса; 2) теплофизические характеристики газовой фазы примем постоянными; 3) течение газовой среды слаборасширяющееся, допускающее плоское приближение пограничного слоя. Введем систему координат x, y , связанную с поверхностью горения топлива (x — вдоль поверхности, y — по нормали). Тогда систему уравнений для осредненных параметров газовой фазы можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}}{\partial y} &= 0, \\ \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\text{Pr}_m \kappa_m}{c_p} + \mu_t \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\kappa_m}{c_p} + \frac{\kappa_t}{c_p} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \frac{Q}{c_p} \bar{W}, \\ \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{a}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{a}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{L_m \kappa_m}{c_p} + \frac{L_t \kappa_t}{c_p} \right) \frac{\partial \bar{a}}{\partial y} - \bar{W}, \\ p &= \bar{\rho} R \bar{T}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь c_p, κ_m — теплоемкость и коэффициент молекулярной теплопроводности газовой фазы; L_m, Pr_m — молекулярные числа Льюиса — Семенова и Прандтля; $W = \rho a^n k_0 \exp(-E/RT)$ — скорость химической реакции в газовой фазе; a — концентрация исходного для реакции в газовой фазе реагента.

Используя результаты [9], для коэффициента турбулентной теплопроводности можно записать

$$\begin{aligned} \kappa_t &= \frac{c_p \mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\varphi}{1 - 2 \frac{\mu_t \varphi}{k \rho^2} \frac{Q}{c_p} \frac{\partial \bar{W}}{\partial \bar{T}}}, \\ \varphi &= 1 - \exp(-B \varepsilon / k \bar{W}), \end{aligned} \quad (4)$$

где μ_t — коэффициент турбулентной динамической вязкости; Pr_t — турбулентное число Прандтля; k, ε — кинетическая энергия и диссипация турбулентности; $B \approx 1$.

При постановке задачи расчета характеристик турбулентности в волне горения газовой фазы, а также при записи граничных условий учтем, что в рамках модели Германса поверхность горения топлива простирается в газовую фазу на некоторую высоту от действительной шероховатой поверхности топлива. В зависимости от скорости обдува и размеров частиц окислителя поверхность горения может заканчиваться

в вязком подслое или в буферном. Совместим начало координаты y с сечением, в котором заканчивается поверхность горения топлива.

Для расчета характеристик динамической турбулентности (k , ε , μ_t) воспользуемся моделью турбулентности $k - \varepsilon$ [10]

$$\begin{aligned} \overline{\rho u} \frac{\partial k}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial k}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{c_1} \right) \frac{\partial k}{\partial y} + \mu_t \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 - \frac{\overline{\rho v}}{\rho^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] - \overline{\rho \varepsilon}, \\ \overline{\rho u} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{c_2} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \mu_t c_3 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 - \frac{\overline{\rho v}}{\rho^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] \frac{\varepsilon}{k} - c_4 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \\ \mu_t &= c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \bar{\rho}. \end{aligned} \quad (5)$$

В силу сделанного выше заключения о совмещении точки $y = 0$ с граничным сечением поверхности горения для турбулентной вязкости μ_t , кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε примем граничные условия:

$$y = 0: \mu_t = \bar{\rho} l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad k = \frac{l^2}{\sqrt{c_{\mu}}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad \varepsilon = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|, \quad (6)$$

где $l = 0,4(y_1 + \Delta y) \left[1 - \exp \left(- \frac{(y_1 + \Delta y) \sqrt{\tau_s \bar{\rho}_s}}{26 \mu_m} \right) \right]$ — длина пути перемешивания Ван-Дрифта [11], а Δy выразим через параметр песочной эквивалентной шероховатости $k_s^+ = k_s \sqrt{\tau_s \bar{\rho}_s} / \mu_m$:

$$\Delta y = 0,9 (\mu_m / \sqrt{\tau_s \bar{\rho}_s}) \left[\sqrt{k_s^+} - k_s^+ \exp(-k_s^+/6) \right],$$

y_1 — расстояние от поверхности связки до внешнего сечения поверхности горения топлива; k_s^+ — эквивалентная песочная шероховатость; $\tau_s = \frac{\text{Pr}_m \kappa_m}{c_p} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \Big|_{y=0}$ — напряжение трения на поверхности горения.

Рассмотрим граничные условия для системы (3). Область интегрирования есть $[x \geq 0, 0 \leq y \leq L_y]$. На границе $y = 0$ граничные условия можно записать в виде

$$\overline{\rho v} = m_\tau, \quad \bar{u} = f(\tau_s, y_1),$$

где правая часть определяется интегрированием уравнения

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} = \tau_s + m_\tau \bar{u} + \frac{\partial p}{\partial x} \xi / (\mu_m + \mu_t) \quad (7)$$

от $\xi = 0$ до $\xi = y_1$ при использовании алгебраической модели турбулентности

$$\begin{aligned} m_\tau \bar{a} - \left(\frac{L_m \kappa_m}{c_p} + \frac{L_t \kappa_t}{c_p} \right) \frac{\partial \bar{a}}{\partial y} &= m_\tau, \\ \frac{(\kappa_m + \kappa_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}}{c_p \bar{T} - Q_s - c_{\text{н}} T_{\text{н}} \text{аг}} &= m_\tau. \end{aligned}$$

Величины m_τ , Q_s определяются уравнениями (1), (2), κ_t можно положить равным $c_p \mu_t / \text{Pr}_t$, а μ_t вычисляется из (5).

Рассмотрим границу $y = L_y$. В том случае, когда L_y есть внешняя граница пограничного слоя, на ней заданы все параметры набегающего потока (кроме $\overline{\rho v}$). Если L_y — поверхность симметрии, имеем $\overline{\rho v} = 0$, $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, $\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$, $\frac{\partial \bar{a}}{\partial y}$, $\frac{\partial k}{\partial y}$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$ равны нулю.

На границе $x = 0$ должны быть заданы распределения всех параметров. Задача решалась численно. Введя вектор-функцию $\psi =$

$= \{\bar{u}, T, a, k, \varepsilon\}$, систему (3)–(5) (кроме уравнения неразрывности) можно записать так:

$$\rho \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} k \frac{\partial \psi}{\partial y} + r \frac{\partial \psi}{\partial y} + g\psi + f.$$

Численное решение этой системы проводилось по однородной двух-слойной, неявной разностной схеме [12] второго порядка аппроксимации по Δy и первого — по Δx .

Уравнение неразрывности аппроксимировалось следующим разностным:

$$(\bar{\rho v})_{j+1}^{n+1} - (\bar{\rho v})_{j-1}^{n+1} - \frac{y_{j+1} - y_{j-1}}{x_{n+1} - x_{n-1}} \rho_j^{n+1} u_j^{n+1} \left(\frac{\bar{T}_j^n}{\bar{T}_j^{n-1}} - \frac{\bar{u}_j^n}{\bar{u}_j^{n+1}} - \frac{p^n}{p^{n+1}} + 1 \right).$$

В граничное условие для продольной скорости на поверхности горения, т. е. в условие $\bar{u} = f(\tau_s, y_1)$ входит напряжение трения на поверхности τ_s , которое, в свою очередь, можно определить, лишь зная профиль скорости по y , т. е. решив систему (3). Поэтому для реализации граничных условий для \bar{u} на поверхности горения используем процедуру последовательных приближений. Основные этапы итерационного процесса удовлетворения граничного условия для \bar{u} состоят в следующем:

а) используя в качестве начального приближения τ_s^0 напряжение трения с предыдущего слоя по x , решаем уравнение (7) на отрезке $[0, y_1]$; находим продольную скорость потока \bar{u}_1^0 ;

б) считаем, что уравнение количества движения системы (3) в области $[0 \leq y \leq L_y]$ имеет граничное условие \bar{u}_1^0 ;

в) определяем напряжение трения по формуле

$$\tau_s^1 = (\mu_m + \mu_t) \frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{\Delta y} - \rho_k v_k \bar{u}_1 \quad (8)$$

(Δy — начальный шаг по y разностной сетки);

г) используя τ_s^1 , решаем (8); находим следующее приближение \bar{u}_1^1 ;

д) решая уравнение количества движения системы (3), определяем новое поле скоростей в области $[0 \leq y \leq L_y]$; проводим проверку:

$$|\bar{u}_1^s - \bar{u}_1^{s-1}| < \varepsilon \quad (9)$$

($s, s-1$ — номера итераций; ε — заведомо выбранное малое число).

Если условие (9) выполняется, то решаются остальные уравнения системы (3), (5). В противном случае по (8) определяется следующее приближение τ_s и итерационный процесс продолжается до выполнения условия сходимости. Численные расчеты показали, что для сходимости задачи требуется не более 3–5 итераций. В численном решении уравнения (7) используется метод Рунге — Кутты четвертого порядка точности.

Численное исследование. Рассмотрим результаты расчетов по предлагаемой методике эрозионного горения смесового топлива, исходные данные которого взяты из [7]. Профили скорости, характеристик турбулентности обдуваемого потока в начальном сечении $x=0$ определялись интегрированием уравнения (7) на отрезке $[0, L_y]$ совместно с алгебраической моделью турбулентности (6). Профили температуры и концентрации реагента брались из результатов расчетов задачи о нормальном горении (без обдува), которая считалась методом установления [8].

Результаты расчетов нормального горения базового варианта 1 и вариантов, в которых варьировались: теплофизические характеристики газовой фазы (2–5), энергия активации газовой фазы (6, 7), тепловой эффект гетерогенной реакции на поверхности горения (8, 9), представлены в таблице. Здесь приведены массовая скорость горения $\rho_k v_k$, температура поверхности T_s и ширина волны l_g горения. Величина l_g оп-

Номера вариантов	E , $\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$	Pr_m	L_m	Q_1 , $\frac{\text{кал}}{\text{г}}$	$\rho_{\text{квк}}$, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2\text{с}}$	T_s , K	l_g , мм
1	45	1	1	425	12,00	912,0	0,640
2	45	0,80	1	425	13,36	924,3	0,620
3	45	1,25	1	425	11,51	906,0	0,690
4	45	1	0,75	425	13,88	929,0	0,485
5	45	1	1,50	425	11,41	905,0	1,100
6	44,1	1	1	425	13,27	923,4	0,510
7	45,9	1	1	425	11,73	908,2	0,750
8	45	1	1	400	11,28	904,0	0,590
9	45	1	1	445	13,40	925,0	0,667

ределялась по кривой распределения скорости реакции в газовой фазе как расстояние между поверхностью горения и точкой, в которой скорость реакции составляла 1% (на ниспадающей ветви) от максимального значения. Эрозионное горение рассчитывалось для плоского канала шириной $H = 0,6$ см, образованного двумя поверхностями горения. Так как в начальном сечении канала профили скорости, характеристик турбулентности не согласованы с профилями температуры и концентрации реагента, на входе в канал будет существовать участок динамического и температурного согласования профилей. Численные расчеты показали, что для рассматриваемого канала участок согласования профилей ≈ 2 см. Анализ эрозионного горения будем проводить для области $x \geq 2$ см, начальный участок $x < 2$ см не рассматривается.

Проведем анализ закономерностей эрозионного горения смесевых топлив. На рис. 1 показаны изменения коэффициента эрозии ϵ вдоль поверхности горения при различных значениях Pr_m и L_m . Номера кривых соответствуют номерам вариантов. Можно отметить, что с увеличением Pr_m коэффициент эрозии также увеличивается. При этом ширина волны горения в газовой фазе остается практически постоянной. С уменьшением L_m коэффициент эрозии падает, при этом характер изменения ϵ вдоль канала остается тем же, что и для базового варианта. При увеличении L_m зависимость ϵ по длине канала более сильная, причем существуют два участка: $x \leq 7$ см, на котором при $L_m = 1,5$ коэффициент эрозии меньше коэффициента эрозии базового варианта, и $x > 7$ см, где он больше.

Механизм влияния молекулярной теплопроводности продуктов сгорания на величину ϵ выражается в изменении теплового потока, передаваемого зоной инертного прогрева от зоны тепловыделения в газовой фазе к поверхности горения. При этом уменьшение Pr_m , приводящее к росту нормальной скорости горения, снижает ϵ . Молекулярная диффузия влияет на коэффициент эрозии через приближение или удаление зоны химических реакций в газовой фазе от поверхности топлива. Отметим, что в рассматриваемых вариантах максимальная скорость обдувающего потока на входе в канал равна 70 м/с, а к сечению

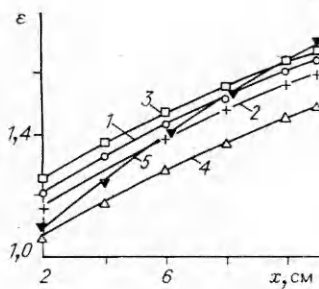


Рис. 1.

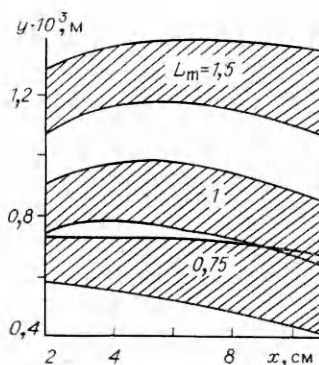


Рис. 2.

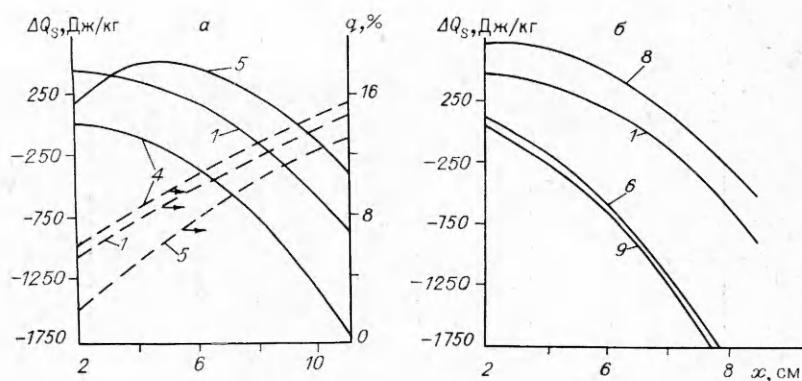


Рис. 3.

$x = 11$ см поток ускоряется до ~ 300 м/с. Поэтому величина ϵ возрастает вдоль канала. Как следует из рис. 2, уменьшение коэффициента диффузии на 25 % сокращает зону инертного прогрева на 30 %, а увеличение L_m на 50 % делает шире зону инертного прогрева в 1,5 раза. Для иллюстрации этого на рис. 2 показаны положения зон химических реакций (заштрихованные области) для трех вариантов.

Характерная особенность горения смесевых топлив — зависимость теплового эффекта разложения конденсированной фазы Q_k от параметров в газовой фазе (через T_s , v_k и p). Для анализа влияния обдува поверхности горения на тепловой эффект разложения к-фазы введем величину ΔQ_k , равную разности между тепловым эффектом разложения к-фазы при обдуве и при нормальном горении. На рис. 3 показаны изменения величины ΔQ_k вдоль обдуваемой поверхности (номера кривых на всех рисунках соответствуют вариантам таблицы).

Интересно отметить, что для $L_m = 1,5$ величина Q_k при обдуве вначале растет (на участке $x \leq 5$ см), а затем падает, в остальных вариантах Q_k вдоль поверхности горения монотонно убывает. Из расчетов следует, что увеличение давления приводит к росту Q_k , в то же время увеличение интенсивности обдува снижает тепловой эффект разложения к-фазы.

Тепловой поток из газовой фазы в конденсированную Q_g и его вклад в суммарное количество тепла в к-фазе $Q_k + Q_g$ можно охарактеризовать отношением $q = \frac{Q_g}{Q_k + Q_g}$. Изменение q вдоль поверхности горения показано на рис. 3, а. Доля теплового потока из газовой фазы в суммарное количество тепла в к-фазе в рассмотренных вариантах находится на уровне 2—16 %. С повышением интенсивности обдува вклад Q_g увеличивается. Таким образом, учитывая, что с ростом обдува тепловой эффект Q_k падает, а вклад Q_g увеличивается, можно отметить, что при обдуве роль газовой фазы возрастает.

Анализ влияния теплового эффекта гетерогенной реакции Q_1 на поверхность конденсированной фазы, энергии активации реакции в газовой фазе на коэффициент эрозии проведем, используя рис. 4, откуда видно, что снижение теплового эффекта гетерогенной реакции увеличивает коэффициент эрозии, и наоборот. С уменьшением энергии активации реакции в газовой фазе коэффициент эрозии падает. Сопоставляя кривые рис. 3, б и 4, можно прийти к выводу, что определяет характер изменения коэффициента эрозии величина ΔQ_k .

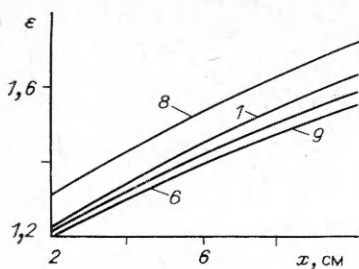


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ФГВ, 1971, 7, 4, 163.
2. Виллюнов В. Н. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 381.
3. Булгаков В. К., Липанов А. М. ФГВ, 1984, 20, 5, 68.
4. Раздан М. К., Куо К. К. РТК, 1982, 20, 2, 134.
5. Зельдович Я. Б. Химическая физика и гидродинамика.— М.: Наука, 1984.
6. Коэн Н. С. РТК, 1980, 18, 4, 186.
7. Германс. РТК, 1966, 4, 9, 160.
8. Булгаков В. К., Липанов А. М., Камалетдинов А. Ш. Хим. физика, 1986, 5, 6, 831.
9. Булгаков В. К., Липанов А. М. Хим. физика, 1986, 5, 4, 548.
10. Launder В. Е., Spolding D. В. Mathematical models of turbulence.— N. Y.: Academic Press, 1972.
11. Себечи Т., Чэнг К. К. РТК, 1978, 16, 7, 115.
12. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию 1/XII 1986,
после доработки — 21/VIII 1987

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ БЕНЗ(А)ПИРЕНА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ АВИАЦИОННЫХ ГТД

*Ю. А. Кныш, А. А. Горбатко, А. В. Ивлиев, С. В. Лукачев, В. Г. Розно
(Куйбышев)*

Канцерогенные свойства продуктов сгорания авиационных топлив установлены около двадцати лет назад [1]. Обусловлены они (как и в случае сжигания топлив нефтяного происхождения в двигателях автомобилей, промышленных топках, котельных и т. д.) наличием среди несгоревших углеводородов многоядерных соединений, в частности полициклического ароматического углеводорода бенз(а)пирена (БП), который принято считать индикатором канцерогенной активности. Вместе с тем закономерности образования и выбросы с отработавшими газами канцерогенных веществ оставались для авиационных двигателей практически полностью неизученными. Не отработаны и методы исследования, хотя в отношении выброса (эмиссии) сажи (дым), окиси углерода, окислов азота и суммарного выброса углеводородов такие исследования и соответствующие методы получили широкое развитие. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования образования БП применительно к авиационным газотурбинным двигателям.

В санитарно-гигиенических исследованиях в промышленности БП обычно улавливают специальными фильтрами из ткани Петрянова (АФА) с последующей горячей экстракцией фильтров бензолом в аппаратах Сокслета. Для измерения содержания БП в растворе бензола существует хорошо отработанный метод с использованием квазилинейчатых спектров Шпольского. Но для отработавших газов авиадвигателей этот метод не давал хороших результатов из-за того, что фильтр АФА улавливал лишь часть содержавшегося в пробе БП, поэтому была разработана обогреваемая до 443 ± 5 К линия отбора проб, а устанавливаемый в термостате с температурой 333 ± 5 К фильтр изготовлялся из двух-трех слоев очищенного материала Ватман-4 или из такого же количества ткани Петрянова в комбинации с Ватманом-4. С целью предотвращения загрязнения линии продуктами сгорания в промежутках между отборами проб проводилась обратная продувка линии отбора нейтральным газом — азотом или гелием [2]. В измерительной системе применялся спектрометр ДФС-24.

В качестве объектов исследования использовались одиночные вихревые горелки, многгорелочные отсеки камеры сгорания и полноразмерный блок трубчато-кольцевой камеры сгорания, проведены также испытания натуральных двигателей. Один из двигателей работал на природном