Физика горения и взрыва

3

1967 г.

УДК 532.507+662.31

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Б. Т. Ерохин, С. Д. Гришин, В. И. Михайлов

(Калининград)

В настоящей статье предлагается обобщенная теория горения пороха в турбулентном потоке с учетом физических процессов в к-фазе и газовой зоне. При этом в газовой зоне процесс рассматривается как многостадийный [1].

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ГОРЕНИЕ ПОРОХА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

При исследовании горения пороха в турбулентном потоке ограничимся асимптотическим случаем течения газа, т. е. будем рассматривать изменение параметров только по координате y. Уравнения турбулентного потока можно записать в виде:

$$\frac{d}{dy}(\overline{\rho u}) = 0,$$

$$\overline{\rho u}\,\frac{d\bar{w}}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\bar{\mu}+\bar{\mu}_{\text{т}})\,\frac{d\bar{w}}{dy}\right],$$

$$\bar{p} = \text{const},$$

$$\overline{\rho u}\,\frac{d\bar{i}}{dy} = (\bar{\mu}+\bar{\mu}_{\text{т}})\left(\frac{d\bar{w}}{dy}\right)^2 + \frac{d}{dy}\left[(\bar{\lambda}+\bar{\lambda}_{\text{т}})\,\frac{d\bar{T}}{dy}\right] + \qquad \text{(I)}$$

$$+\frac{d}{dy}\left[\bar{i}_j\,(\rho\,\bar{D}_{ij}+\rho\,\bar{D}_{\text{т}})\,\frac{d\bar{k}_i}{dy}\right],$$

$$\overline{\rho u}\,\frac{d\bar{k}_i}{dy} + \frac{d}{dy}\left[(\rho\,\bar{D}_{ij}+\rho\,\bar{D}_{\text{т}})\,\frac{d\bar{k}_i}{dy}\right] + \bar{W}_i.$$

В уравнениях (I) член $(\bar{\mu}+\bar{\mu}_{\text{т}})\,(d\bar{w}/dy)^2$ характеризует приток тепла за счет трения, который весьма мал при скоростях потока, меньших скорости звука. По этой причине этим членом будем пренебрегать. Последнее допущение с физической точки зрения означает, что не принимается во внимание тепло трения по сравнению с теплом, возникающим в результате химических реакций.

С учетом отмеченных замечаний система уравнений (I), описывающая предельный случай течения газа в турбулентном потоке, сводится к следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dy}(\overline{\rho u}) = 0,$$

$$\overline{\rho u}\frac{d\bar{w}}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\bar{\mu} + \bar{\mu}_{т})\frac{d\bar{w}}{dy}\right],$$

$$\bar{p} = \text{const}, \tag{II}$$

$$\overline{\rho u}\frac{d\bar{i}}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\bar{\lambda} + \bar{\lambda}_{т})\frac{d\bar{T}}{dy}\right] + \frac{d}{dy}\left[\bar{i}_j(\rho\bar{D}_{ij} + \rho\bar{D}_{т})\frac{d\bar{k}_i}{dy}\right],$$

$$\overline{\rho u}\frac{d\bar{k}_i}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\rho\bar{D}_{ij} + \rho\bar{D}_{т})\frac{d\bar{k}_i}{dy}\right] + \bar{W}_i.$$

Первое и третье уравнения системы (II) означают, что секундный расход и давление газа поперек пограничного слоя остаются постоянными, причем давление в пограничном слое равно давлению во внешнем потоке газа. Эти равенства являются необходимыми условиями горения пороха в турбулентном потоке газа. Для газовых смесей с близкими молекулярными весами имеют место равенства:

$$\Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} = 1, \quad \text{Le} = \frac{\rho D_{12} c_p}{\lambda} = 1.$$

Естественно также предположить, что при турбулентном горении турбулентные числа Прандтля и Льюиса равны единице:

$$\Pr_{т} = \frac{\bar{\nu}_{т}}{\bar{a}_{т}} = 1, \quad \text{Le}_{т} = \frac{\bar{D}_{т}}{\bar{a}_{т}} = 1. \tag{1}$$

Заметим, что принятые допущения не являются грубыми, по крайней мере, для турбулентных газовых потоков и твердых поверхностей.

Последнее равенство (1), означающее одинаковость механизма турбулентного перемешивания как для трения, так и для теплопроводности и диффузии позволяет получить из системы уравнений (II) первый интеграл, наличие которого в значительной степени упрощает исследование задачи о горении пороха в турбулентном потоке.

В условиях горения пороха тепловая энергия к поверхности горения к-фазы переносится, как известно, не только за счет теплопроводности, но и диффузионным потоком химической энтальпии.

Интенсивность обмена тепловой энергией поперек линий тока в осесимметричных потоках определяется выражением

$$q = -\lambda\frac{\partial T}{\partial y} + \sum \rho k_j |w_j| i_j,$$

где $i_j = \int\limits_0^T c_{pj}\, dT + i_j^0$; i_j^0 — теплота образования j-го компонента; $|w_j|$ — скалярное значение скорости диффузии j-го компонента в направлении координаты y.

Имея в виду, что

$$\rho k_j |w_j| = -\rho D_{1,2}\frac{\partial k_j}{\partial y},$$

и что полная термодинамическая энтальпия, включающая как тепловую, так и химическую энтальпию, определяется выражением $i_j = \sum k_j i_j$, получаем

$$di = c_p\, dT + \sum i_j\, dk_j. \tag{2}$$

С учетом соотношения (2) выражение для теплового потока примет вид

$$q = z_1 - z_2. \tag{3}$$

Здесь

$$z_1 = -\frac{\lambda}{c_p}\left(\frac{\partial i}{\partial y} - \sum i_j \frac{\partial k_i}{\partial y}\right), \tag{4}$$

$$z_2 = -\frac{\lambda}{c_p}\left(\rho\, \frac{D_{1,2} c_p}{\lambda} \sum i_j \frac{\partial k_j}{\partial y}\right). \tag{5}$$

Соотношения (4) и (5) учитывают теплопроводность и диффузию, соответственно.

В общем случае, как следует из соотношений (3) $\div$ (5), относительная величина тепловой энергии, передаваемой за счет теплопроводности и диффузии, зависит от отношения химической и тепловой энтальпии и от критерия подобия Льюиса — Семенова. Как уже ранее отмечалось, у газов численные значения коэффициентов вязкости, теплопроводности и диффузии примерно одинаковы. Следовательно, $\mathrm{Pr} = \mathrm{Le} = 1$.

В этой связи имеют место соотношения

$$\lambda = \mu\, c_p, \qquad \lambda = \rho\, D_{1,2} c_p.$$

С учетом отмеченных замечаний, выражение (3) примет вид

$$q = -\lambda\, \frac{\partial i}{\partial y}.$$

В силу сделанных предположений, а также ввиду того, что от газовой фазы к поверхности горения к-фазы тепловая энергия передается как за счет молекулярной, так и турбулентной теплопроводности [2], уравнения системы (II) примут вид

$$\begin{gathered}
\rho\, u\, c_p \frac{dw}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\lambda + \lambda_\text{т}) \frac{dw}{dy}\right],\\
\rho\, u \frac{di}{dy} = \frac{d}{dy}\left[(\lambda + \lambda_\text{т}) \frac{dT}{dy}\right] + q\, \overline{m},\\
\frac{d}{dy}(\rho\, u) = 0,\\
p = \text{const}.
\end{gathered} \tag{III}$$

Заметим, что в условиях горения пороха в турбулентном потоке характер распределения температуры по ширине газовой зоны качественно отличается от характера распределения температуры в условиях стационарного горения.

Если в условиях стационарного горения для $p \leqslant 70$ *кг/см*^{2} существует зона постоянной температуры (подготовительная зона), то можно предполагать, что при турбулентном горении температура непрерывно изменяется по толщине газовой зоны (до момента достижения равновесного состояния продуктов сгорания). В этой связи среднюю скорость химической реакции в газовой зоне горения можно определить по следующей зависимости:

$$\bar{\dot{m}} = \frac{1}{T_г - T_п} \int\limits_{T_п}^{T_г} \dot{m}\, d\, T,$$

где $T_п$ — температура поверхности горения к-фазы; $T_г$ — температура зоны пламени, равная температуре продуктов сгорания.

Скорость тепловыделения химических реакций включает скорости реакций экзотермического разложения. Их зависимость от температуры содержит экспоненциальный множитель типа Аррениуса:

$$\dot{m} = k_0 \exp\,(-E/RT),$$

где k_0 — частотный фактор.

Для определения скорости горения пороха в турбулентном потоке будем рассматривать физико-химические процессы, протекающие как в «твердой», так и в газовой зонах.

КОЭФФИЦИЕНТ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ ДЛЯ «ТВЕРДОЙ» ЗОНЫ ГОРЕНИЯ

Физико-химические процессы, имеющие место в к-фазе, можно с достаточным приближением описать:

$$\lambda \frac{d^2\, T}{dy^2} + \rho\, u c_p \frac{d\, T}{dy} + q_k\, \rho\, k_0 \exp\,(-E/RT) = 0,$$

$$u = \int\limits_0^\infty k_0 \exp\,(-E/RT)\, dy \tag{6}$$

(здесь знак ∞ означает состояние вещества на бесконечности порохового заряда).

При граничных условиях: $y = 0$, $T = T_п$; $y = \infty$, $T = T_0$ решение уравнений (6) имеет вид

$$u = \frac{-\lambda \dfrac{d\, T}{dy}}{(c_p\, \rho_в\, T_п - c_p\, \rho_к\, T_0)\left(1 - \dfrac{q_k\, \rho_к}{c_p\, \rho_в\, T_п - c_p\, \rho_к\, T_0}\right)}. \tag{7}$$

Здесь соотношение $\dfrac{q_k\, \rho_к}{c_p\, \rho_в\, T_п - c_p\, \rho_к\, T_0}$ характеризует ту часть тепла, которая выделяется в к-фазе на нагревание пороха; $\lambda \dfrac{d\, T}{dy}$ — конвективный тепловой поток из газовой зоны на границе твердой и газовой фаз. Выражение (7) определяет стационарную скорость горения пороха.

Скорость горения в турбулентном потоке можно найти в результате решения системы уравнений (6) при граничных условиях $y = 0$, $T = T_{пw}$; $y = \infty$, $T = T_0$:

$$u_{\text{т}} = \frac{-(\lambda + \lambda_{\text{т}}) \dfrac{dT}{dy}}{(c_p \rho_{\text{в}} T_{\text{п}\, w} - c_p \rho_{\text{к}} T_0)\left(1 - \dfrac{q_k \rho_{\text{к}}}{c_p \rho_{\text{в}} T_{\text{п}\, w} - c_p \rho_{\text{к}} T_0}\right)}. \tag{8}$$

Здесь $T_{\text{п}w}$ — температура поверхности к-фазы, зависящая от скорости газового потока, протекающего вдоль поверхности горящего заряда. Коэффициент турбулентного горения $\left(\varepsilon = \dfrac{u_{\text{т}}}{u}\right)$ можно определить в результате комбинирования уравнений (7) и (8):

$$\varepsilon = \frac{\dfrac{\lambda + \lambda_{\text{т}}}{\lambda}(c_p \rho_{\text{в}} T_{\text{п}} - c_p \rho_{\text{к}} T_0 - q_k \rho_{\text{к}})}{(c_p \rho_{\text{в}} T_{\text{п}\, w} - c_p \rho_{\text{к}} T_0 - q_k \rho_{\text{к}})}. \tag{9}$$

КОЭФФИЦИЕНТ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ ДЛЯ ГАЗОВОЙ ЗОНЫ

Напряжение трения. Напряжение трения на горящей поверхности можно определить в результате интегрирования первого уравнения системы (II).

Первый интеграл первого уравнения системы (II) имеет вид

$$\tau_s' = (\lambda + \lambda_{\text{т}}) \frac{dw}{dy} - \rho u c_p w. \tag{10}$$

Второй член в уравнении (10) учитывает приток массы газа, обусловленный горением пороха.

С другой стороны, напряжение трения (напряжение сдвига) можно определить по соотношению

$$\tau_0 = \rho w_\tau^2. \tag{11}$$

Введем величину безразмерного расстояния от стенки (горящей поверхности) по аналогии с классическим газовым потоком в цилиндрической трубе

$$\bar{y} = \frac{w_\tau y_1}{\nu}, \tag{12}$$

где $\bar{y}$ — безразмерное расстояние от горящей поверхности;

y_1 — ширина «шипящей» (дымопарогазовой) зоны.

Параметр $\bar{y}$ определяет с некоторого момента точку появления начальной турбулентности в «шипящей» зоне, выше которой теплоотдача возрастает за счет эффекта турбулентности. Естественно, что эффект турбулентного горения начинает проявляться с момента проникновения турбулентных вихрей из зоны пламени в «шипящую» зону.

Влияние турбулентности на скорость горения проявляется также и за счет того, что не вступившие в реакцию компоненты (NO, NO_2, CO и др.) возвращаются обратно из зоны пламени в «шипящую» зону и реагируют вблизи горящей поверхности к-фазы.

Турбулентность обычно характеризуется длиной пути перемешивания (l). В нашей теории предполагаем, что эта длина не зависит от того, перенос какой величины мы рассматриваем: скалярной (температуры) или векторной (количества движения). Принятое предположение является приемлемым для течения вещества вблизи стенки.

В соответствии с теорией Прандтля выражение для динамической скорости можно записать в виде

$$w_\tau = l\left[\frac{dw}{dx}\right].$$

Естественно, что в случае потока у плоской стенки (при изучении потока в зоне пламени стенку канала можно считать плоской, так как радиус ее кривизны приблизительно в 1000 раз превышает эффективную ширину зоны пламени. Длина перемешивания для турбулентного слоя будет пропорциональна текущей координате x. Как показывает анализ экспериментальных данных распределения скорости потока по поперечному сечению канала, связь между длиной перемешивания и x выражается зависимостью $l = ax$ (где $a = 0{,}4$).

Необходимо заметить, что длина пути перемешивания во многом аналогична средней длине свободного пробега молекул в кинетической теории газов.

Было установлено [3], что коэффициент пропорциональности a не сохраняет постоянного значения по поперечному сечению канала, а постепенно падает от стенки к оси канала ($a = 0{,}4 \div 0{,}3$). Поскольку нас интересует процесс в зоне горения, то, следовательно, можно принимать значение коэффициента $a = 0{,}4$.

Связь между динамической скоростью потока можно представить в виде

$$w_\tau = \frac{\sqrt{\lambda_c}}{2\sqrt{2}}\, w. \qquad (13)$$

Коэффициент сопротивления можно определить по формуле Никурадзе

$$\lambda_c = \frac{1}{\left(2\lg \mathrm{Re}\sqrt{\lambda_c} - 0{,}8\right)^2}$$

или по явной зависимости коэффициента от числа Рейнольдса

$$\lambda_c = 0{,}0032 + \frac{0{,}221}{\mathrm{Re}^{0{,}237}},$$

которое определяется по соотношению

$$\mathrm{Re} = \frac{4F}{\Pi} \cdot \frac{w\,\rho_т}{\mu}.$$

Здесь Π — мгновенное значение горящего периметра заряда; F — площадь поперечного сечения канала заряда.

Определение коэффициента турбулентной вязкости (теплопроводности). При изучении процессов горения в турбулентном потоке будем пользоваться профилем скоростей, полученным при течении газа в гладкой цилиндрической трубе (без учета вдува вещества, равномерно распределенного по длине трубы).

Наиболее детальной теорией течения газа вблизи стенки является теория Кармана, которая различает три области:

а) ламинарный слой у стенки, где турбулентность несущественна;

б) переходную область, где передача тепла посредством турбулентной и молекулярной теплопроводности играет примерно одинаковую роль;

в) турбулентную область, где передача тепла осуществляется в основном за счет турбулентной теплопроводности.

Такие предположения, проверенные экспериментальным путем, справедливы при течении газа в гладкой цилиндрической трубе. Есть основание предполагать, что в условиях течения газа в канале заряда, вблизи горящей поверхности ламинарная область не существует. Отсутствие области с ламинарным слоем обусловлено эмиссией газа с боковой поверхности.

В силу сделанных замечаний распределение профиля скоростей в зоне горения будем считать идентичным распределению профиля скоростей в переходной области

$$\frac{w}{w_\tau} = a + b \ln \frac{w_\tau y_1}{\nu}, \tag{14}$$

где a и b — физические константы.

На основе выражений (10) — (12) и (14) определим формулы для коэффициента турбулентной вязкости (теплопроводности) с учетом (15) и без учета (16) вдува:

$$1 + \frac{\nu_т}{\nu} = \frac{\bar{y}}{b w_\tau} [w_\tau + u_т (a + b \ln \bar{y})], \tag{15}$$

$$1 + \frac{\nu_т}{\nu} = \frac{\bar{y}}{b}. \tag{16}$$

Соотношение (16) получено в предположении, что напряжение трения не зависит от вдува с боковой поверхности, обусловленного горением пороха. Это означает, что в правой части выражения (10) пренебрегаем вторым членом: $\tau_s = (\lambda + \lambda_т) \dfrac{dw}{dy}$.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИНДУКЦИОННОЙ ЗОНЕ (ЗОНЕ ПРОГРЕВА)

Распределение температуры в зоне прогрева находим в результате решения упрощенного уравнения теплопроводности (членом, характеризующим тепловыделение в зоне прогрева, пренебрегаем):

$$\lambda = \frac{d^2 T}{dy^2} - c_p m \frac{d T}{dy} = 0.$$

Интегрируя это уравнение от $y=0$ до $y < y_г$, получаем

$$\lambda \frac{d T}{dy} = c_p m (T - T_п). \tag{17}$$

На границе сопряжения зон прогрева и газовой будем иметь

$$\lambda \frac{d T}{dy} = c_p m (T_{11} - T_п).$$

Интегрируя уравнения (17) при граничных условиях $y=0$, $T=T_{\text{п}w}$, находим

$$y_{11} = \frac{\lambda}{c_p\, m} \ln \frac{T_{11} - T_{\text{п}}}{T_{\text{п}\,w} - T_{\text{п}}}. \tag{18}$$

В случае использования профиля скоростей $\frac{w}{w_\tau} = \frac{1}{\sqrt{k_1}} \operatorname{th} \sqrt{k_1}\; \bar{y}$ (который пригоден для $0 \leqslant \bar{y} \leqslant 30$) профиль распределения температуры в индукционной зоне с учетом влияния вдува на напряжение трения имеет вид

$$\frac{T - T_{\text{п}}}{T_{\text{п}\,w} - T_{\text{п}}} = \frac{w_\tau + \left(u_{\text{т}} / \sqrt{k_1}\right) \operatorname{th} \sqrt{k_1}\; \bar{y}}{w_\tau + \frac{u_{\text{т}}}{\sqrt{k_1}} \operatorname{th} \sqrt{k_1}\; \bar{y}_{\text{п}}},$$

а без учета влияния вдува

$$\ln \frac{T - T_{\text{п}}}{T_{\text{п}\,w} - T_{\text{п}}} = \frac{c_p\, m_{\text{т}}}{\lambda} \cdot \frac{\nu}{\sqrt{k_1}\, w_\tau} \operatorname{th} \sqrt{k_1}\; \bar{y}_{\text{п}}.$$

СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РЕАКЦИОННОЙ ЗОНЫ

Для реакционной зоны уравнение энергии можно записать в виде

$$\frac{d}{dy}\left[\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy}\right] = -q\,W. \tag{19}$$

Умножая левую и правую части уравнения (19) на $2\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right) dT$, получим

$$2\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy}\, d\left[\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy}\right] = -2q\,\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right) W\,dT$$

или

$$d\left[\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy}\right]^2 = -2q\,\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right) W\,dT,$$

$$d\left\{\lambda \frac{y_{11}}{b\,w_\tau}\left[w_\tau + u_{\text{т}}\left(a + b \ln \bar{y}\right)\right]\frac{dT}{dy}\right\}^2 = -2q\,\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right) W\,dT. \tag{20}$$

При граничных условиях $y=0$, $T=T_{\text{п}w}$; $y=y_1$, $T=T_1$ первый интеграл уравнения (20) имеет вид

$$\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy} = \sqrt{2q\,\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\int\limits_{T_{\text{п}\,w}}^{T_1} W\,dT}. \tag{21}$$

Принимая, что все тепло реакции отводится теплопроводностью, и приравнивая поток тепла общему количеству тепла, выделяющемуся в пламени в единицу времени, имеем равенство

$$\lambda\left(1 + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}\right)\frac{dT}{dy} = m_{\text{т}}\, q, \tag{22}$$

где

$$q = c_p (T_{11} - T_п). \tag{23}$$

Комбинируя соотношения (21) — (23), получим выражение для скорости горения в турбулентном потоке

$$m_т = \sqrt{1 + \frac{\nu_т}{\nu}} \sqrt{\frac{2\lambda}{c_p (T_{11} - T_п)} \int\limits_{T_{п\,w}}^{T_{11}} W\, d\, T}\,. \tag{24}$$

Выражение для стационарной скорости горения имеет вид

$$m = \sqrt{\frac{2\lambda}{c_p (T_{11} - T_п)} \int\limits_{T_п}^{T_{11}} W\, d\, T}\,, \tag{25}$$

$$\int\limits_{T_{п\,w}}^{T_{11}} W\, d\, T = \frac{1}{T_{11} - T_{п\,w}} W,$$

$$\int\limits_{T_п}^{T_{11}} W\, d\, T = \frac{1}{T_{11} - T_п} W. \tag{26}$$

Имея в виду соотношения (24) — (26), выражение для коэффициента турбулентного горения можно записать в виде

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{y_{11}}{b\, w_\tau} \left[w_\tau + u_т \left(a + b \ln \bar{y}_{11}\right)\right] \frac{T_{11} - T_п}{T_{11} - T_{п\,w}}}\,. \tag{27}$$

В этом выражении параметр безразмерного расстояния $\bar{y}$ и динамическая скорость w_τ определяются по соотношениям (18), (22) соответственно.

РАБОЧИЕ СООТНОШЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Коэффициент турбулентного горения (скорость горения пороха в турбулентном потоке) можно определить по соотношениям (9), (13), (15), (18), (27) и

$$\lambda_c = 0{,}0032 + \frac{0{,}221}{\left(\frac{4F}{\Pi} \cdot \frac{w\,\rho}{\mu}\right)^{0{,}237}}. \tag{28}$$

Температура поверхности турбулентного горения определяется из соотношения (9).

Методика расчета локального коэффициента турбулентного горения состоит в следующем.

По соотношению (9) определяется аппроксимирующая зависимость коэффициента турбулентного горения от температуры поверхности турбулентного горения $T_{\text{п}\,w}$. Далее по соотношениям (18) и (27) для различных значений $T_{\text{п}w}$ определяют зависимость коэффициента турбулентного горения от скорости потока.

Имея аппроксимирующую зависимость $\varepsilon = f_1\,(T_{\text{п}\,w})$ и зависимость $\varepsilon = f_2\,(T_{\text{п}\,w})$, при различных значениях можно весьма просто определить истинное значение коэффициента турбулентного горения для каждого значения скорости потока.

В выражение для коэффициента турбулентного горения входят температура поверхности и тепловой эффект разложения к-фазы $q_{\text{к}}$ Связь между линейной скоростью горения и температурой поверхности может быть представлена зависимостью [3]:

$$u = B_0\, e^{-E_{\text{к}}/2R\,T_{\text{п}}},$$

где

$$B_0^2 = 2k_0\,\varkappa_{\text{п}}\,\frac{R\,T_{\text{п}}^2}{E_{\text{к}}\,(2T_{\text{п}} - T_{\text{п}_1} - T_0)};$$

$$u = B_1\,p^{\nu_1/2}\,(T_{11} - T_{\text{п}})^{-\nu_1/2};$$

$$B_1^2 = 2k_1\,M_1\,c_{\text{п}_1}^{\nu_1 - 1}\,\frac{\lambda_1\,(\nu_1)!}{\rho_{\text{т}}^2\,Q}\,\frac{R\,T_{11}^2}{E_1}\left(\frac{T_{11}}{E_1}\right)^{\nu_1}\exp\left(-\frac{E_1}{R\,T_{11}}\right).$$

Температуру поверхности можно также с достаточным приближением определить по приближенному соотношению

$$T_{\text{п}} = 100\,\frac{u_{+50}\,/\,u_{-50}}{u_{+50}\,/\,u_{-50} - 1} + 223.$$

Таблица 1

Параметр	Размерность	Порох
$\rho_{\text{т}}$	$кг/м^3$	1,600
$c_{\text{т}}$	$\frac{ккал}{кг\cdot град}$	0,35
c_p	$\frac{ккал}{кг\cdot град}$	0,4
μ	$кг\ сек/м^2$	$6{,}65\cdot 10^{-6}$
RT_0	$м$	120000
k	—	1,21
T_0	°К	2900÷3000
ν	—	0,69
$T_{\text{п}}$	°К	810
$T_{\text{п}}/T_0$	—	0,270
$q_{\text{к}}$	$кал/г$	100
λ	$\frac{ккал}{м\,сек\cdot град}$	$4{,}9\cdot 10^{-5}$

Таблица 2

w, $м/сек$	$\bar{y}_{\text{II}}$	ε
7,0	2,59	1,02
8,0	2,98	1,09
19,0	3,36	1,16
10,0	3,72	1,22
11,0	4,20	1,30
12,0	4,48	1,35
13,0	4,82	1,40
15,0	5,60	1,51
17,0	6,35	1,59

Основные параметры пороха JPN и продуктов его горения, необходимые для расчета коэффициента турбулентного горения, приведены в табл. 1. Расчетная зависимость локального коэффициента турбулентного горения ε от скорости потока для этого пороха приведена в табл. 2.

Поступила в редакцию
27/VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Вилюнов. Докл. АН СССР, 191, **136**, 1.
2. В. Н. Вилюнов. Докл. АН СССР, 1961, **136**, 2.
3. Дж. Корнер. Внутренняя баллистика орудий. М., ИЛ, 1953.