

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПОТЕРЬ НА ГОРЕНИЕ ЧАСТИЦ БОРА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

А. П. Шпара, Д. А. Ягодников, А. В. Сухов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва,
daj@bmstu.ru

Аналитически исследуется влияние тепловых потерь на возможность реализации наиболее эффективного газофазного режима горения одиночной частицы бора в воздухе при различных начальных температурах и давлениях окислительной среды с учетом возможного попадания частицы в воздушную среду, температура которой меньше температуры плавления бора, после ее воспламенения и выхода на стационарный режим газофазного горения. Разработана методика расчета предельной начальной температуры воздуха, ниже которой происходят охлаждение и гашение горящей частицы бора, и определены границы областей ее газофазного горения и гашения. Установлено, что при попадании в воздух с температурой ниже температуры плавления одиночной частицы бора, горящей в газофазном режиме, основным фактором, определяющим механизм ее горения, является температура воздуха, в зависимости от которой имеет место либо продолжение горения частицы в газофазном режиме, либо ее охлаждение и изменение режима горения на гетерогенный.

Ключевые слова: бор, частица, моделирование, воспламенение, горение, тепловые потери.

DOI 10.15372/FGV2022.9284

EDN PKVKFI

ВВЕДЕНИЕ

В различных областях промышленности, например атомной, электронной, используются порошкообразные металлы, их оксиды и соединения с другими химическими элементами. В частности, изучается возможность применения алюминия, оксида алюминия — корунда Al_2O_3 и химических соединений алюминия с магнием или бором [1–3]. Эти металлы рассматриваются также и как эффективное горючее или как добавка к основному горючему для энергосиловых установок, использующих в качестве окислителя воздух, например в ракетно-прямоточных двигателях (РПД) [4, 5].

В отличие от легкокипящих металлов, таких как, например, магний и алюминий, которые, воспламенившись, устойчиво горят в газофазном режиме в воздухе в широком диапазоне начальных температур, частицы бора, воспламеняемые от внешнего источника, после их ввода в камеру сгорания либо в атмосферу (пиротехнические составы) при определенных условиях могут погаснуть, и поэтому не удастся достичь эффективного горения и высокой степени преобразования химической энергии топлива (80 ÷ 90 %) [6–8].

Целью данной работы является расчетная оценка возможности реализации наиболее эффективного — газофазного — режима горения бора при различной начальной температуре окислительной среды на основе методики расчета характеристик его горения, представленной в работе [9], в которой рассматриваются процессы воспламенения и горения частицы бора в воздухе с температурой, равной адиабатической температуре сгорания бора при заданном давлении, и с учетом информации, представленной в [10]. В отличие от работы [9], в настоящей работе предполагается, что одиночная частица бора после воспламенения и выхода на стационарный режим газофазного горения с температурой в зоне горения T_b попадает в воздушную среду, температура которой T_a меньше температуры плавления бора $T_B^{mel} = 2348$ К (при $T_a > T_B^{mel}$ частица остается жидкой, а режим горения в основном газофазный). В принятых в настоящей работе диапазонах исходных параметров (давление воздуха $p_a = 0.1 \div 4$ МПа, температура $T_a = 273 \div 3000$ К) в соответствии с результатами работы [9] газофазный режим реализуется для частиц с начальным радиусом $r_{B0} \gg 1$ мкм.

ТЕПЛОПТЕРИ И ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ПРИ ГОРЕНИИ БОРА В ВОЗДУХЕ

Дальнейший анализ опирается на некоторые результаты работы [9], из которых следует, что в диапазоне температур в зоне горения $T_b = 2600 \div 3600$ К и давлений воздушной среды $p_a = 0.1 \div 4$ МПа отношение радиуса зоны горения r_b к радиусу частицы бора r_B лежит в диапазоне $1.02 \div 1.065$, а температура горячей частицы T_B порядка $95 \div 98$ % от T_b . В связи с этим будем полагать, что $r_B = r_b$ и $T_B = T_b$. Определим отводимый от зоны горения в окружающую среду тепловой поток q_{ex} в момент попадания горячей частицы в воздух с температурой T_a . Поскольку в начальный момент времени $r_b = r_B = r_{B0}$, то

$$q_{ex} = 4\pi r_{B0}^2 \bar{\alpha}(T_b - T_a) + 4\pi r_{B0}^2 \varepsilon \sigma(T_b^4 - T_a^4). \quad (1)$$

Здесь $\bar{\alpha} = \text{Nu} \bar{\lambda} / 2r_{B0}$ — средний коэффициент теплоотдачи от поверхности частицы в окружающую среду, Nu — число Нуссельта, $\bar{\lambda}$ — среднее значение коэффициента теплопроводности (λ) между зоной горения и окружающей средой, ε — степень черноты зоны горения, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана.

Полагая, что часть выделяемого при горении частицы тепла затрачивается на испарение бора, запишем соотношение для расчета тепловыделения q_b при горении частицы бора:

$$q_b = I_B(Q - L) = \frac{4\pi r_{B0} \overline{\rho D_{ex}}(Q - L)}{K_{m0.a}}. \quad (2)$$

Здесь $I_B = 4\pi r_{B0} \overline{\rho D_{ex}} / K_{m0.a}$ — удельный массовый поток бора в зону реакции [9], $\overline{\rho D_{ex}}$ — среднее значение произведения плотности воздуха ρ на коэффициент диффузии кислорода в воздухе D_{ex} между зоной горения и окружающей средой; Q и L — удельная теплота сгорания и испарения бора соответственно; $K_{m0.a} = 9.59$ — массовый стехиометрический коэффициент при горении бора в воздухе.

Предполагая, что процесс передачи тепла в пределах приведенной пленки радиусом r_∞ ($\text{Nu} = 2$) определяется только молекулярной теплопроводностью и излучением, и полагая $\varepsilon = 1$, введем безразмерный параметр ψ , характеризующий соотношение скоростей отвода тепла от зоны горения и тепловыделения в начальный момент после подачи горячей частицы бора в воздух:

$$\psi = \frac{q_{ex}}{q_b} =$$

$$= \frac{K_{m0.a} [\bar{\lambda}(T_b - T_a) + \sigma r_{B0}(T_b^4 - T_a^4)]}{\overline{\rho D_{ex}}(Q - L)}. \quad (3)$$

В качестве аппроксимирующей зависимости теплопроводности воздуха λ от его температуры T на основании информации, приведенной в работе [11], выбран полином восьмой степени вида $\lambda = \sum_{i=1}^9 a_i T^{9-i}$ с ошибкой аппроксимации $\lambda \approx 4$ %, где a_i — постоянные коэффициенты аппроксимации. Среднее значение $\bar{\lambda}$ рассчитывалось следующим образом:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{T_b - T_a} \int_{T_a}^{T_b} \sum_{i=1}^9 a_i T^{9-i} dT. \quad (4)$$

Используя уравнение состояния идеального газа с давлением p , плотностью ρ и температурой T в виде $p/\rho = R_\mu T/\mu$ и степенную зависимость коэффициента диффузии от температуры в виде $D_{ex} = D_{ex}^0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^n \frac{p_0}{p}$, величину $\overline{\rho D_{ex}}$ определим следующим образом:

$$\begin{aligned} \overline{\rho D_{ex}} &= \frac{1}{T_b - T_a} \int_{T_a}^{T_b} \rho D dT = \\ &= \frac{p_0 \mu D_{ex}^0 (T_b^n - T_a^n)}{n R_\mu T_0^n (T_b - T_a)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив эти выражения в формулу (3), получим соотношение для расчета безразмерного параметра ψ при исходном значении T_b :

$$\begin{aligned} \psi &= \left(K_{m0.a} n R_\mu T_0^n (T_b - T_a) \times \right. \\ &\times [\bar{\lambda}(T_b - T_a) + \sigma r_{B0}(T_b^4 - T_a^4)] \Big) / \\ &/ \left(\mu p_0 D_{ex}^0 (T_b^n - T_a^n) (Q - L) \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $n = 1.92$; $D_{ex}^0 = 0.185 \cdot 10^{-4}$ м²/с при $p_0 = 0.1$ МПа и $T_0 = 273$ К [12, 13]; $\mu = 0.029$ кг/моль — молекулярная масса воздуха;

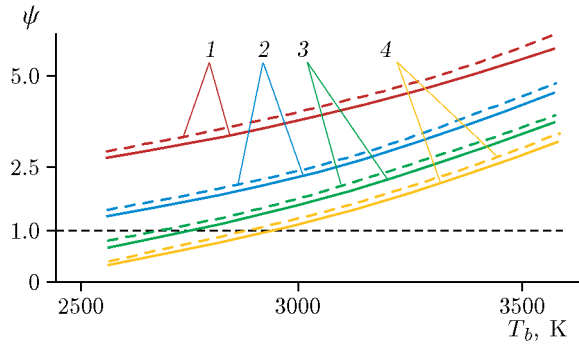


Рис. 1. Зависимость $\psi = f(T_b)$ при $p_a = 0.1$ МПа:

1 — $T_a = 293$ К, 2 — 1500 К, 3 — 2000 К, 4 — 2400 К; сплошные линии — $r_{B0} = 1$ мкм, штриховые — $r_{B0} = 50$ мкм

$R_\mu = 8.314$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная. При расчете ψ приняты значения $Q = 58\,113$ кДж/кг и $L = 49\,847$ кДж/кг [8].

На рис. 1 приведены зависимости $\psi = f(T_b)$, из которых следует, что при попадании горячей в газофазном режиме частицы бора с исходной температурой горения T_b в воздух с давлением $p_a = 0.1$ МПа и различными начальными температурами воздуха T_a параметр ψ слабо зависит от исходного размера частицы и может быть как больше, так и меньше единицы, т. е. существует некоторое граничное значение начальной температуры воздуха T_a^{lim} , при котором выполняется условие равенства тепловыделения и теплопотерь при горении частицы бора ($\psi = 1$).

Таким образом, если $T_a > T_a^{lim}$ ($\psi < 1$) при определенном исходном значении T_b , то выделяемое при горении тепло (за вычетом тепла, идущего на испарение бора) не полностью отводится в окружающую среду и может стать источником дополнительного нагрева частицы, увеличивая скорость ее газофазного горения. В случае $T_a < T_a^{lim}$ ($\psi > 1$) после подачи горящих частиц бора в воздушную среду они начнут охлаждаться, и по мере уменьшения температуры частицы вплоть до температуры плавления бора $T_B^{mel} = 2348$ К интенсивность испарения бора будет снижаться, что приведет к увеличению времени горения частицы. Оценим значения граничных температур и возможность полного сгорания частицы в процессе ее охлаждения.

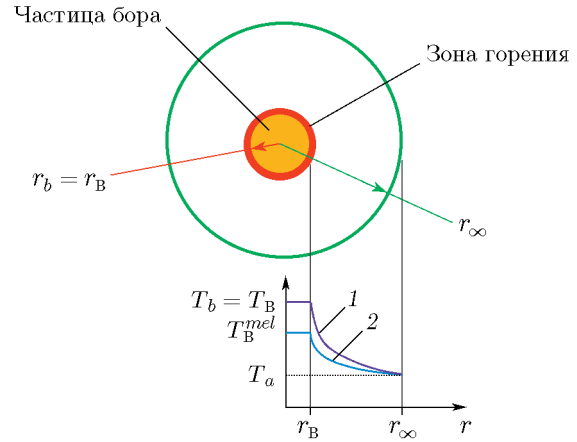


Рис. 2. Распределение температуры в частице и вокруг нее в процессе ее охлаждения:

1 — в момент подачи горячей частицы в воздух с температурой T_a , 2 — после охлаждения горячей частицы до температуры T_B^{mel}

ОЦЕНКА ГРАНИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР И ВРЕМЕНИ ОХЛАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦЫ

Поскольку, как показано в работе [9], в принятом диапазоне давлений и температур горения частицы бора отношение радиуса зоны горения к радиусу частицы лежит в диапазоне $1.02 \div 1.065$, а температура частицы составляет $\approx (0.95 \div 0.98)T_b$, для оценки времени охлаждения τ_{cool} при $T_a < T_a^{lim}$ будем рассматривать процесс охлаждения частицы радиусом $r_b = r_B$ с начальной температурой $T_b = T_B$ (рис. 2) при $T_a = \text{const}$ и $T_a < T_b$.

Полагая $r_{B0} = \text{const}$, запишем уравнение теплового баланса в виде

$$\frac{1}{3}4\pi r_{B0}^3 \rho_{Bl} c_{Bl} \frac{dT_{Bt}}{d\tau} = I_B(Q - L) - 4\pi \bar{\lambda} r_{B0} (T_{Bt} - T_a) + 4\pi r_{B0}^2 \varepsilon \sigma (T_{Bt}^4 - T_a^4). \quad (7)$$

Здесь T_{Bt} — текущее значение температуры частицы, ρ_{Bl} и c_{Bl} — плотность и теплоемкость жидкого бора. Конечное значение T_{Bt} примем равным T_B^{mel} , поскольку горение бора в газофазном режиме возможно только при $T_B > T_B^{mel}$. Так как в начальный момент времени при попадании горячей частицы бора с температурой T_b в воздушную среду с температурой T_a удельный массовый поток бора максимален, а при охлаждении частицы до температуры T_B^{mel} он становится равным нулю

(испарение частицы практически отсутствует), будем предполагать, что удельный массовый поток бора в процессе охлаждения частицы равен некоторому среднему значению $\frac{I_B}{\beta} = 4\pi r_B \frac{\rho D_{ex}}{\beta K_{m0.a}}$, где β — коэффициент осреднения, а I_B — массовый поток бора при исходной температуре T_b . Кроме того, второе слагаемое уравнения (7), определяющее отвод тепла, запишем в виде $\bar{\lambda}(\bar{T}_{Bt} - T_a)$, а третье слагаемое — в виде $4\pi r_{B0}^2 \varepsilon \sigma ((\bar{T}_{Bt})^4 - T_a^4)$, где $\bar{T}_{Bt} = 0.5(T_b + T_B^{mel})$. Учитывая вышеизложенное и используя соотношение для времени полного сгорания частицы $\tau_b = Ar_{B0}^2$ [9], запишем уравнение (7) в виде

$$\frac{\rho_{Bl} c_{Bl}}{3A} \tau_b \frac{dT_{Bt}}{d\tau} = \frac{\rho D_{ex}(Q - L)}{\beta K_{m0.a}} - \bar{\lambda}(\bar{T}_{Bt} - T_a) - \sigma r_{B0}[(\bar{T}_{Bt})^4 - T_a^4]. \quad (8)$$

Отсюда

$$\varphi \int_{T_b}^{T_B^{mel}} dT_{Bt} = \int_0^{\tau_{cool}} \frac{d\tau}{\tau_b}, \quad (9)$$

где

$$\varphi = \rho_{Bl} c_{Bl} / \left(3A \left[\frac{\rho D_{ex}(Q - L)}{\beta K_{m0.a}} - \bar{\lambda}(\bar{T}_{Bt} - T_a) - \sigma r_{B0}[(\bar{T}_{Bt})^4 - T_a^4] \right] \right).$$

После интегрирования получим

$$\tau_{cool}/\tau_b = \varphi(T_B^{mel} - T_b). \quad (10)$$

Коэффициент осреднения β определим следующим образом. Поскольку удельный массовый диффузионный поток бора прямо пропорционален удельной массовой концентрации паров бора g_B^v у поверхности частицы, которая, в свою очередь, зависит от температуры частицы, коэффициент осреднения примем в виде

$$\beta = g_B^v/g_B^v,$$

где g_{B0}^v — начальная удельная массовая концентрация паров бора при температуре частицы

$$T_B = T_b; g_B^v = \frac{1}{T_b - T_B^{mel}} \int_{T_B^{mel}}^{T_b} g_B^v(T_{Bt}) dT_{Bt} —$$

средняя удельная массовая концентрация паров бора при изменении температуры частицы от T_b до T_B^{mel} . При этом полагаем

$$g_B^v(T_B) = p_B^v(T_B) \mu_B / p \mu.$$

Здесь $p_B^v(T_B)$ — давление насыщенного пара бора, μ_B и μ — молекулярная масса бора и воздуха соответственно; $p_B^v(T_B)$ определяется зависимостью

$$\lg p_B^v = A_p - B_p/T_B^n, \quad (11)$$

где значения коэффициентов A_p и B_p при давлении 0.1 МПа приняты по данным работы [8], а при давлениях 1.0 и 4.0 МПа рассчитаны исходя из предположения, что температура плавления бора и величина $\lg p_B^v$ при T_B^{mel} не зависят от давления. Показатель степени n в уравнении (11) в соответствии с работой [8] принят равным 1.16 для всех трех значений давления. При этом зависимость температуры кипения бора от давления рассчитывалась в предположении постоянства теплоты испарения бора L в диапазоне давлений 0.1 ÷ 4 МПа по зависимости [14]

$$T_{Bp}^v = \left(\frac{1}{T_{B0}^v} - \frac{R_\mu \ln(p/p_0)}{L \mu_B} \right)^{-1}.$$

Здесь T_{B0}^v и T_{Bp}^v — температура кипения бора при начальном (нормальном) ($p_0 = 0.1$ МПа) и текущем давлениях соответственно.

При расчете τ_{cool} было принято, что $c_{Bl} = 2905$ Дж/(кг · К) [15], $\rho_{Bl} = 2080$ кг/м³ [8],

$A = 0.62 \cdot 10^8$ с/м² [9] и $\bar{\lambda} = \sum_{i=1}^{i=9} a_i T_{Bt}^{9-i}$. Отношение τ_{cool}/τ_b рассчитывалось в диапазоне температур воздуха 293 К ÷ T_a^{lim} при условии $T_a^{lim} \leq T_B^{mel}$ и 293 К ÷ T_B^{mel} при условии $T_a^{lim} > T_B^{mel}$, поскольку в противном случае, т. е. при $T_a > T_a^{lim}$ и $T_a > T_B^{mel}$, горящая частица бора после ее подачи в воздух с такими температурами согласно предлагаемому в настоящей работе подходу охлаждаться не будет.

На рис. 3 и 4 представлены расчетные зависимости $\tau_{cool}/\tau_b = f(T_a)$ и $\tau_{cool}/\tau_b = f(T_b)$ при различных начальных давлениях воздуха и газовой среды и различных исходных температурах горения частицы, а на рис. 5 — результаты определения граничных температур.

На рис. 3–5 сплошные линии относятся к исходным частицам размером $r_{B0} = 1$ мкм,

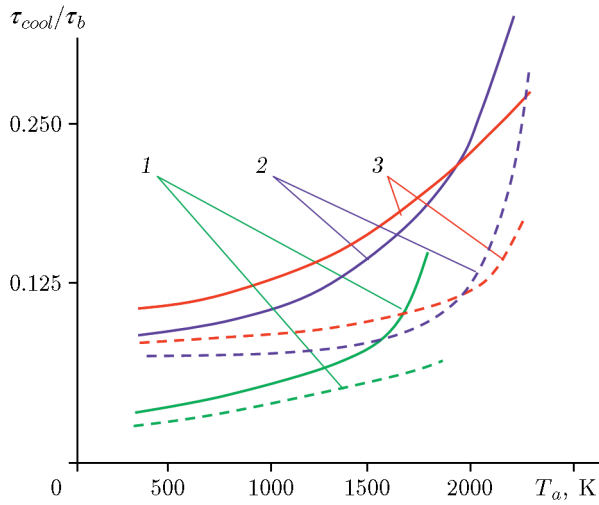


Рис. 3. Зависимости $\tau_{cool}/\tau_b = f(T_a)$, $p_a = 0.1$ МПа:
1 — $T_b = 2600$ К, 2 — 3000 К, 3 — 3600 К

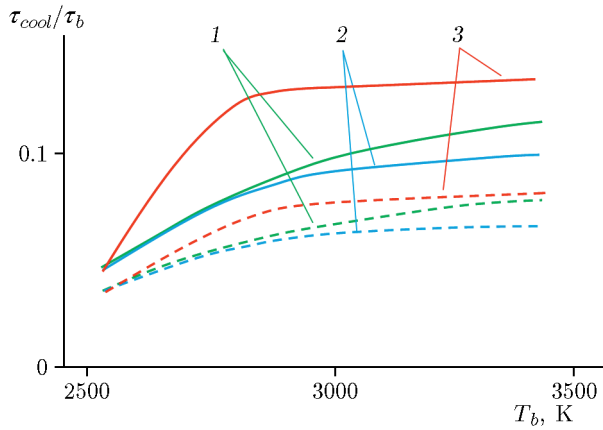


Рис. 4. Зависимость $\tau_{cool}/\tau_b = f(T_b)$, $T_a = 293$ К:
1 — $p_a = 0.1$ МПа, 2 — 1 МПа, 3 — 4 МПа

штриховые — $r_{B0} = 50$ мкм. Характер изменения и значение отношения τ_{cool}/τ_b определяются теплопроводностью и коэффициентом диффузии при различных начальных температурах горения частицы и различных температурах и давлениях окислительной среды, а также начальными размерами частиц, от которых зависит величина лучистого теплового потока. В общем случае время охлаждения (нагрева) любого тела прямо пропорционально разности начальной и конечной температур тела (в нашем случае это соответственно T_b и $T_B^{mel} = \text{const}$) и обратно пропорционально величине теплового потока, за счет которого осуществляется охлаждение (или нагрев) тела; в нашем случае это

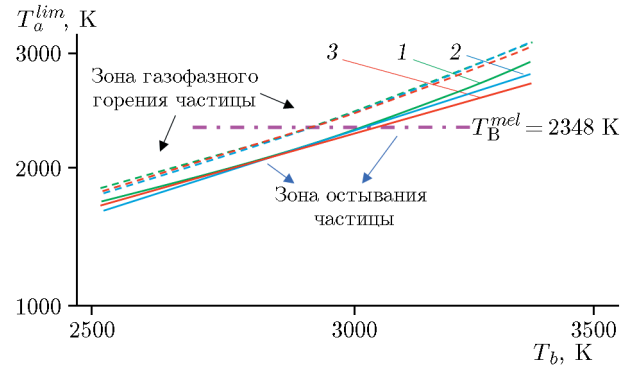


Рис. 5. Зависимость $T_a^{lim} = f(T_b)$, $\psi = 1$:
1 — $p_a = 0.1$ МПа, 2 — 1 МПа, 3 — 4 МПа

$$q = \left| \frac{\rho D_{ex}(Q - L)}{\beta K_{m0.a}} - \bar{\lambda}(\bar{T}_{Bt} - T_a) - \sigma r_{B0} \left[(\bar{T}_{Bt})^4 - T_a^4 \right] \right|$$
. Как следует из результатов расчета, при постоянном значении T_a по мере повышения T_b увеличиваются как $|T_B^{mel} - T_b|$, так и q . Однако в принятом диапазоне исходных параметров скорость изменения q , определяемая средними коэффициентами диффузии и теплопроводности, а также значением коэффициента осреднения β , ниже скорости увеличения $|T_B^{mel} - T_b|$, что приводит к росту τ_{cool}/τ_b . С другой стороны, при $T_b = \text{const}$ и увеличении T_a величина $|T_B^{mel} - T_b|$ не меняется, в то время как значение q снижается как за счет уменьшения разности $\bar{T}_{Bt} - T_a$, так и за счет возрастания ρD_{ex} , что приводит к увеличению τ_{cool}/τ_b . При изменении давления среды характер зависимости $\tau_{cool}/\tau_b = f(T_b)$ в основном определяется величинами $|T_B^{mel} - T_b|$ и $|(\bar{T}_{Bt})^4 - T_a^4|$, поскольку в принятом диапазоне исходных параметров среды при заданных значениях T_a и T_b величина q зависит главным образом от теплопроводности $\bar{\lambda}$, которая изменяется незначительно.

Основной вывод, который следует из этих результатов, состоит в том, что во всем диапазоне изменения принятых исходных параметров за время охлаждения частицы бора от T_b до T_B^{mel} она полностью не сгорает.

Эти результаты коррелируют с экспериментальными данными, полученными в работе [16] при исследовании горения частиц бора в воздухе при комнатной температуре после их поджигания лучом лазера (рис. 6). Как следует из приведенных на рис. 6 данных, после пересечения частицей бора лазерного луча температура в зоне нахождения частицы со-

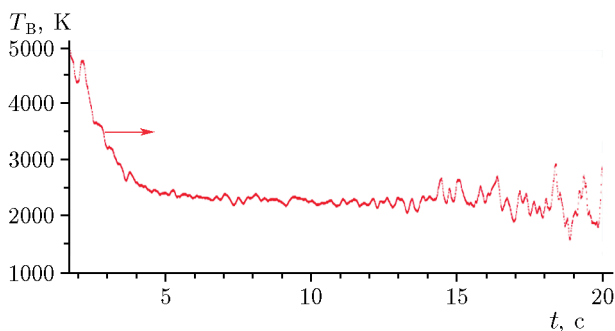


Рис. 6. Изменение температуры частицы в процессе горения [16]

ставляет $4500 \div 5000$ К, и с высокой степенью вероятности процесс ее горения реализуется в газофазном режиме. Однако после попадания частицы в низкотемпературную зону с температурой $T_a \approx 293$ К после выхода из лазерного луча температура частицы снижается до $2300 \div 2400$ К и остается практически постоянной вплоть до конца горения. При этом время горения в несколько раз больше, чем время уменьшения температуры от ее максимального значения до $2300 \div 2400$ К. При таком уровне температуры частицы давление насыщенного пара бора не превышает 10^2 Па, и если частица останется жидкой с кипящей оксидной пленкой на поверхности (температура плавления оксида бора 723 К, кипения ≈ 2378 К), то в процессе ее дальнейшего окисления газофазный режим горения частицы практически будет отсутствовать.

Применим полученные результаты для оценки возможности реализации газофазного горения бора в РПД, установленном на летательных аппаратах (ЛА), в которых используется схема предварительного воспламенения частиц бора, например в газогенераторе твердого топлива, с последующей их подачей в воздушный поток, поступающий из воздухозаборного устройства в камеру дожигания (КД).

В РПД температура воздуха на входе в КД определяется скоростью поступающего в двигатель воздуха и высотой полета. Диапазон температуры горения частицы, при которой из газогенератора она попадает в КД, принят равным $T_b = 2600 \div 3600$ К, а температура в КД — равной температуре торможения. С использованием результатов, представленных на рис. 5, были рассчитаны числа Маха M_h , при которых температура воздуха в КД равна T_a^{lim} в диапазоне высот поле-

та ЛА до 40 км. Получено, что в таком случае числа Маха в зависимости от величины T_b должны лежать в диапазоне $M_h \approx 5 \div 7$ (меньшие значения M_h для меньших температур T_b) и их значения слабо зависят от высоты полета. Таким образом, в диапазоне $M_h \approx 5 \div 7$ может быть реализован режим газофазного горения при соответствующем подборе значения T_b , при $M_h > 7$ режим горения с большой степенью вероятности будет газофазным, а при $M_h < 5$ реализация газофазного режима маловероятна. Но здесь следует отметить также, что при полете ЛА на малых высотах полное торможение воздуха в КД вряд ли реализуемо, поскольку степень повышения давления в вышеуказанном диапазоне изменения M_h составит $\approx (0.53 \div 4.14) \cdot 10^3$, что делает весьма проблематичным реализацию газофазного режима горения бора из-за невозможности обеспечить надежную работу двигателя при подобном уровне давления в КД. В частности, на высоте 5 км давление торможения при $M_h \approx 5 \div 7$ будет порядка $29 \div 224$ МПа, а на более низких высотах — еще выше. По-видимому, необходимость обеспечения высоких температур воздуха в КД для реализации газофазного горения бора является одной из основных проблем эффективного использования бора в качестве горючего воздушно-реактивных двигателей (заметим, в том числе и при проведении лабораторных исследований горения бора), решение которой в настоящее время является предметом экспериментальных и практических разработок [17, 18]. Конечно, при горении аэрозвесей частиц бора в камерах сгорания различных типов на скорости тепловыделения и теплоотвода будет оказывать влияние ряд дополнительных факторов, не учтенных в предложенной методике, и в первую очередь уменьшение концентрации кислорода и увеличение температуры продуктов сгорания. Но тем не менее, предложенная методика оценки начальной граничной температуры T_a^{lim} позволяет оперативно сделать вполне определенные выводы о характере дальнейшего механизма горения частицы после ее воспламенения и попадания в КД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработаны методики расчета предельной температуры воздуха, ниже которой происходят охлаждение и гашение горящей ча-

стицы бора, а также расчета баланса теплопотерь и тепловыделения, позволившие определить границу областей газофазного горения и гашения частицы бора.

2. Показано, что при попадании горячей в газофазном режиме одиночной частицы бора в воздух с $T_a \leq T_B^{mel}$ основным фактором, определяющим механизм ее горения, при прочих равных условиях является температура воздуха, в зависимости от которой частица либо продолжает гореть в газофазном режиме ($\psi < 1$), либо охлаждается и режим ее горения изменяется на гетерогенный ($\psi > 1$).

3. Предложенные методики расчета позволяют на стадии проектирования определить, какой механизм горения частиц бора может быть реализован в конкретной схеме камеры дожигания и горелочного устройства при различных режимных параметрах их работы, что может служить рекомендацией для организации эффективного процесса сжигания, определения необходимых времен пребывания, а также для анализа результатов экспериментальных исследований модельных РПД на борсодеержащем топливе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0705-2020-0044 МГТУ им. Н. Э. Баумана от Министерства науки и высшего образования РФ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. РФ G21F1/10. Полимерная композиция для биологической защиты от нейтронного излучения / Нурутдинов М. Х., Плешков И. М., Ермаков В. И. — Заявл. 24.12.2003. — Оpubл. 10.09.2005.
2. Ягодников Д. А. Экспериментальное исследование газодисперсного пламени частиц бора // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 4. — С. 64–71. — EDN: OPWJPT.
3. Федоров С. Г., Гусейнов Ш. Л., Стороженко П. А. Нанодисперсные порошки металлов в энергетических конденсированных системах // Рос. нанотехнологии. — 2010. — Т. 5, № 9–10. — С. 27–39.
4. Сорокин В. А., Яновский Л. С., Франкевич В. П. и др. Проектирование и отработка ракетно-прямоточных двигателей на твердом топливе: учеб. пособие. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2016.
5. Ягодников Д. А. Горение порошкообразных металлов в газодисперсных средах. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018.
6. Рашковский С. А., Милёхин Ю. М., Федорычев А. В. Влияние распределенного подвода воздуха в камеру дожигания ракетно-прямоточного двигателя на полноту сгорания частиц бора // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 6. — С. 38–52. — DOI: 10.15372/FGV20170605. — EDN: ZVMVDH.
7. Pang W. Q., De Luca L. T., Fan X. Z., Glotov O. G., Zhao F. Q. Boron-based Fuel-rich Propellant: Properties, Combustion, and Technology Aspects. — Boca Raton: CRC Press, 2019.
8. Энергоемкие горючие для авиационных и ракетных двигателей: справочник / под ред. Л. С. Яновского. — М.: Физматлит, 2008.
9. Шпара А. П., Ягодников Д. А., Сухов А. В. К вопросу о влиянии размера частиц на механизм горения бора в воздухе // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 4. — С. 112–120. — DOI: 10.15372/FGV20200411. — EDN: NIBDGG.
10. Zarko V., Glazunov A. Review of experimental methods for measuring the ignition and combustion characteristics of metal nanoparticles // Nanomaterials (Basel). — 2020. — V. 10, N 10. — 2008. — DOI: 10.3390/nano10102008.
11. Варгафтик Н. Б. Теплофизические свойства газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
12. Бабищев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьевой, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. Новый справочник химика и технолога / под ред. В. А. Столярова. — СПб.: Проффессионал, 2006. — Ч. 2.
14. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. — М.: Наука, 1990. — Т. II.
15. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / под ред. В. П. Глушко. — М.: Наука, 1981. — Т. III, кн. 2.
16. Wang S., Schoenitz M., Dreizin E. L. Combustion of boron and boron-containing reactive composites in laminar and turbulent air flows // Combust. Sci. Technol. — 2017. — V. 189, N 4. — P. 683–697. — DOI: 10.1080/00102202.2016.1246441.
17. Обносов Б. В., Сорокин В. А., Яновский Л. С. и др. Конструкция и проектирование комбинированных ракетных двигателей

- на твердом топливе. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2014.
18. **Ягодников Д. А., Гусейнов Ш. Л., Сто-роженко П. А. и др.** Морфологический, химический и спектральный анализы продуктов сгорания микро- и нанодисперсных частиц боридов алюминия // Докл. АН. — 2019. — Т. 484, № 1. — С. 44–47.

Поступила в редакцию 19.12.2022.

После доработки 25.05.2023.

Принята к публикации 11.10.2023.
