

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН ГОРЕНИЯ ОКТОГЕНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ И НАЧАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. А. Зенин, В. М. Пучков, С. В. Финяков

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 117977 Москва

Экспериментально получены профили температуры и параметры волны горения прессованного октогена комнатной температуры при давлениях $1 \div 500$ атм и в случае вариации начальной температуры образцов от -170 до $+100$ °С при давлениях $1 \div 75$ (90) атм. Найдены следующие параметры зон горения: тепловой эффект в к-фазе, теплоподвод из газа в к-фазу теплопроводностью и излучением, скорость тепловыделения в газе вблизи поверхности, размеры и температура зон горения. Подтвержден полученный ранее авторами вывод о наличии двуединого процесса разложения и испарения октогена при его газификации в реакционном слое конденсированной фазы волны горения и найдены зависимости доли разлагающегося октогена от начальной температуры образцов и давления. Оценены дифференциальные характеристики скорости горения, температуры поверхности и лучистого теплоподвода, необходимые для нелинейной теории устойчивости горения октогена.

ВВЕДЕНИЕ

Октоген широко используется как взрывчатое вещество и как добавка к различным порохам. Горению чистого октогена посвящено большое количество работ (см. библиографию в [1]). Среди них немало работ, в которых изучается структура волн горения чистого октогена (см., например, [2, 3]).

Измерению параметров стабильных волн горения октогена посвящены последние работы авторов [4–6], в которых удалось с максимальной для настоящего времени точностью измерить температурные и тепловые характеристики этих волн в широком диапазоне давлений. Однако измерения термической структуры волн горения октогена при различных начальных температурах отсутствуют. Впрочем, даже данные по температурной чувствительности скорости горения октогена малоизвестны, так как помещены в труднодоступных публикациях [7, 8].

Задача настоящей статьи — получение термических характеристик волн горения прессованного октогена в условиях широкой вариации температуры образцов при давлениях до $75 \div 90$ атм, а также для образцов комнатной температуры при высоких давлениях. Предварительные результаты для высоких давлений частично опубликованы в [9]. В настоящей статье некоторые результаты работы [9] уточнены.

МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Структуру волн горения прессованного октогена изучали с помощью микротермопарной методики, дающей значительную информацию о механизме горения конденсированных веществ [10–12]. Теоретическое и экспериментальное обоснование методики изложено в работах [10–14]. Ниже подробно обсуждается надежность проведенных температурных измерений в волне горения октогена при высоких давлениях (вплоть до 500 атм). Профили температуры в волне горения прессованного октогена получены с помощью тугоплавких, в основном ленточных, термопар ВР 5/20 П-образной формы толщиной $2 \div 7$ мкм. Термопары заделывались в шашки в процессе прессования образцов. Шашки имели размеры $15 \times 15 \times 10$ мм и плотность $1,7$ г/см³, но для измерений при высоких давлениях ($p > 100$ атм) на специально измельченных порошках плотность составляла $1,77$ г/см³. При высоких давлениях использовали круглые (непрокатанные) П-образные термопары диаметром 10 мкм и ленточные термопары, получаемые прокаткой проволоочек диаметром 10 мкм, вследствие чего толщина ленты достигала 2 мкм, а ширина — $35 \div 40$ мкм. Измерения профилей температуры при высоких давлениях, проведенные этими термопарами, не показали существенных различий, что позволило сделать вывод о допустимости измерений ленточными термопарами в условиях

высоких давлений (при давлениях до 150 атм такие сопоставительные измерения сделаны в работах [10, 11]).

В работах [10, 11, 13] показано, что тепловая инерционность термопар приводит к сдвигу температурного профиля в газовой фазе волны горения в сторону пламени; этот сдвиг можно учесть и восстановить реальное температурное распределение по известной постоянной времени термопары и условиям ее обдува. Инерционность термопар в газовой фазе учитывали при всех изученных режимах. При высоких давлениях сдвиг температурного профиля для термопар толщиной 2 мкм достигал $10 \div 15$ мкм при ширине области переменной температуры газовой фазы $100 \div 150$ мкм.

Наиболее критичными являются условия «работы» термопар в конденсированной фазе. В работах [10, 11] показано, что практически допустимыми являются измерения профилей температуры термопарами толщиной примерно в 5 раз меньшей, чем толщина теплового слоя (это условие получено компьютерным моделированием процесса прохождения толстой термопары через волну горения пороха). Для оценки толщины теплового слоя и, следовательно, необходимой толщины термопары нужно лишь знать температуропроводность к-фазы в волне горения. Принципиальным моментом здесь является установленная впервые в работе [14] и затем неоднократно подтвержденная довольно сильная зависимость коэффициента температуропроводности к-фазы порохов (и октогена) от температуры, что ведет к существенному увеличению этого коэффициента в тепловом слое из-за высоких значений температуры горячей поверхности. При низких давлениях ($1 \div 10$ атм) температуропроводность к-фазы пороха Н (и октогена) действительно близка к величине 10^{-3} см²/с, получаемой в измерениях при комнатной температуре. Однако уже при $p = 100$ атм температуропроводность равна $(2 \div 3) \cdot 10^{-3}$ см²/с. Соответствующие измерения для октогена при высоких давлениях дают для его к-фазы значения температуропроводности $(4 \div 5) \cdot 10^{-3}$ см²/с. Простые оценки показывают допустимость измерений профилей температуры термопарами толщиной 2 мкм в к-фазе октогена, горящего при $p = 500$ атм.

Исследование термической структуры волн горения обычно состоит из нескольких стадий. Сначала экспериментально получают распределение температур по зонам горения (температурные профили) и температуры

поверхности (если они измеряются отдельно). Затем с использованием полученных данных находят термические и макрокинетические параметры волн. И наконец, проводят осреднение полученных данных в каждом из режимов горения и делают выводы о механизме горения. Для исследований обычно выбирают вещества и режимы горения, позволяющие пользоваться квазиоднородными и стационарными приближениями (впрочем, микротермопарная методика позволяет получать также ценную информацию и о нестационарных и неоднородных режимах горения).

Октоген, как правило, горит одномерно и стационарно. Исключение может составлять процесс при высоких давлениях, когда возможно возникновение конвективного горения. Не вполне одномерно также горение при субатмосферных давлениях из-за больших газовых пузырей на поверхности. В этом случае приходится пользоваться осредненными характеристиками.

Температуру горячей поверхности для давлений $1 \div 75$ атм при начальной температуре образцов 20 °С определяли методом грузиков с гашением (другое название — «метод визуализации»), для высоких давлений — методом излома температурных профилей. Из температурных профилей с использованием термических констант определяли тепловые потоки из газа в к-фазу теплопроводностью (q) и излучением (q_r), тепловые эффекты в к-фазе (Q) и скорости тепловыделения в газе вблизи поверхности (Φ_0) (при положительных Q). При этом использовали следующие формулы:

$$q = \lambda_1(T) \cdot \varphi/m, \quad (1)$$

$$Q = c(T_s - T_0) - q - q_r + q_m, \quad (2)$$

$$\Phi_0 = mc_p \varphi, \quad (3)$$

$$q_r = k_0 k_1 \cdot \delta T_f^4/m. \quad (4)$$

Здесь T_0 — начальная температура образцов; T_s — температура горячей поверхности, T_f — пламени; $\varphi = (dT/dx)_0$ — градиент температуры в газе у поверхности к-фазы; m — массовая скорость горения; c — теплоемкость к-фазы, c_p — газовой фазы при постоянном давлении; q_m — удельная теплота плавления октогена, равная 24 кал/г; k_0 — коэффициент поглощения горячей поверхности; k_1 — степень черноты пламени; δ — постоянная Стефана — Больцмана. Принято, что $k_0 = 0,5$, а $k_1 = 0,1$ (см. [4, 5]). Данные по зависимостям теплопроводности (λ_1) и теплоемкости газообразных

Таблица 1

Теплофизические константы октогена и продуктов его сгорания как функции температуры

| $T, ^\circ\text{C}$ | $c, \text{ кал}/(\text{г}\cdot\text{К})$ | $c_p, \text{ кал}/(\text{г}\cdot\text{К})$ | $\lambda_1, 10^{-4} \text{ кал}/(\text{см}\cdot\text{К}\cdot\text{с})$ |
|---------------------|--|--|--|
| 200 | 0,295 | — | 0,88 |
| 300 | 0,305 | 0,275 | 1,0 |
| 400 | 0,313 | 0,29 | 1,25 |
| 500 | 0,320 | 0,30 | 1,50 |
| 600 | 0,325 | 0,31 | 1,75 |
| 1000 | — | 0,34 | 2,65 |
| 2000 | — | 0,39 | 4,36 |

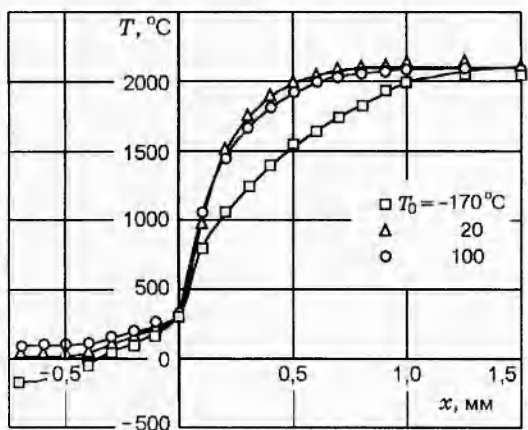


Рис. 1. Профили температуры в волне горения октогена при $p = 1$ атм

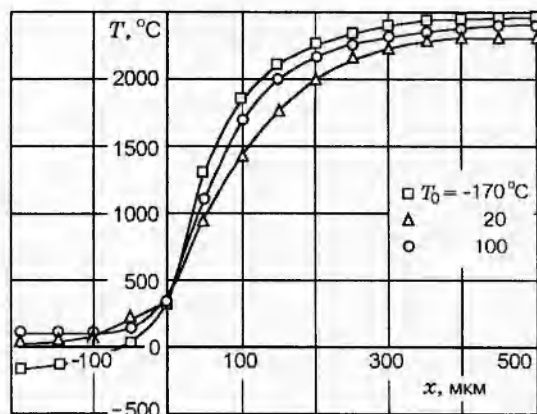


Рис. 2. Профили температуры в волне горения октогена при $p = 5$ атм

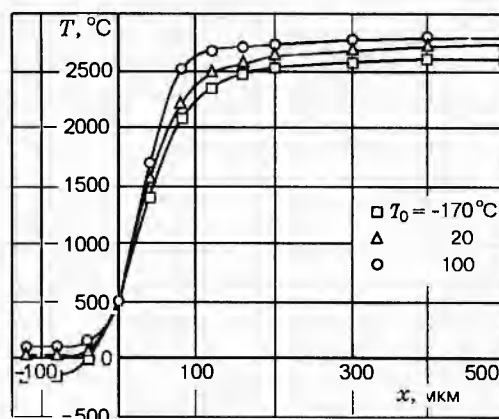


Рис. 3. Профили температуры в волне горения октогена при $p = 60$ атм

продуктов сгорания октогена от температуры, а также теплоемкости к-фазы от температуры приведены в табл. 1.

В газе вблизи поверхности горения измерение температуры термопарами проводится с наибольшей точностью (с учетом инерционных искажений), и поэтому точность измерения величин T_s, Q и q достигает 10%. Измерение термопарами температур в высокотемпературной области дает менее точные значения из-за ограниченности размеров образцов и подмешивания к пламени холодного окружающего газа. Впрочем, близповерхностные измерения обычно представляют наибольший интерес, так как именно здесь лежит область, управляющая скоростью горения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Профили температуры в волне горения октогена и температуры поверхности получены

при $p = 1, 5, 10, 20, 40, 60, 100, 200, 300$ и 500 атм и $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и при $p = 1, 5, 10, 20, 40, 60$ (65) и 90 (75) атм и $T_0 = -170$ и $+100^\circ\text{C}$. В качестве примера на рис. 1–3 представлены осредненные профили температуры при $p = 1, 5$ и 60 атм и $T_0 = -170, +20$ и $+100^\circ\text{C}$. Для каждого из режимов горения получено 10–20 профилей, которые затем осредняли, устраняя при этом случайные сбои температуры. Из рисунков видно, что при $p = 1$ атм, когда скорости горения исключительно низкие, профили в к-фазе и газовой фазе четко разграничены: в к-фазе это затяжные пологие кривые, а газовая фаза начинается очень резким подъемом температуры. При $p \geq 5$ атм профили имеют обычный вид, типичный для порохов. Снижение начальной температуры образцов, уменьшающее скорость горения, приводит к расширению теплового слоя в к-фазе. Уменьшение начальной температуры образцов при фиксированном да-

влении всегда снижает температуру горячей поверхности. В газовой фазе изменение начальной температуры образцов по-разному трансформирует профили температуры при разных давлениях. При $p = 1$ атм уменьшение начальной температуры от $+100$ до -170 °С уменьшает значение φ от $7 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^4$ К/см и расширяет зону переменной температуры газовой фазы (L) от 0,5 до 1 мм (L — расстояние от горячей поверхности до сечения, где $T = 0,9T_f$). При $p \geq 5$ атм изменение начальной температуры образцов слабо изменяет значения L , наблюдается лишь быстрое уменьшение L с ростом давления. При $p = 500$ атм значение L сокращается до 30 мкм. Значения φ , как правило, растут с увеличением давления и особенно быстро при $T_0 = 100$ °С: от $15 \cdot 10^4$ К/см при $p = 5$ атм до $35 \cdot 10^4$ К/см при $p = 90$ атм. При $T_0 = 20$ °С значения φ с ростом давления монотонно увеличиваются: от $12 \cdot 10^4$ К/см при $p = 5$ атм до $43 \cdot 10^4$ К/см при $p = 500$ атм. При $T_0 = -170$ °С значения φ очень быстро увеличиваются с ростом давления в интервале $5 \div 20$ атм, а затем снижаются до $20 \cdot 10^4$ К/см при $p = 40$ атм и сохраняют это значение до $p = 75$ атм. Сложное поведение параметров газовой фазы объясняется, по-видимому, многими факторами, разнообразно действующими в изученных условиях: одновременным изменением величин m , T , Q , q , скорости оттока продуктов сгорания и т. д. при изменении давления и начальной температуры образцов.

В табл. 2–4 приведены параметры зон горения, полученные при обработке профилей температуры. Видно, что при положительных значениях T_0 тепловой эффект в к-фазе при $p = 1$ атм отрицателен. Для $T_0 = 20$ °С этот результат уже отмечался в работах [4, 5, 9]. В настоящей работе уточнены значения Q при $T_0 = 20$ °С и получены значения Q при других начальных температурах. Видно, что с уменьшением давления тепловой эффект в к-фазе уменьшается. При $T_0 = -170$ °С он также уменьшается с уменьшением давления, однако при $p = 1$ атм остается все же положительным.

Из таблиц видно, что для низких давлений при всех значениях T_0 характерны исключительно высокие значения теплоподводов из газа в к-фазу теплопроводностью и тепловым излучением. Так, при $p = 1$ атм $q = 112 \div 128$ кал/г, а $q_r = 23 \div 30$ кал/г. С ростом давления значения Q растут, а $q + q_r$ — падают. Таким образом, при низких давлениях суммарный теплоподвод из газа выше тепловыделения в к-фазе,

а при повышенных давлениях — наоборот, ниже. Равенство $Q = q + q_r$ для $T_0 = 20$ °С справедливо при $p = 6$ атм, для $T_0 = 100$ °С — при $p = 9$ атм, а для $T_0 = -170$ °С — при $p = 15$ атм. Обращает на себя внимание высокая полнота реакции при горении октогена при низких давлениях: даже при $p = 1$ атм $T_f = 2100$ °С. Максимальная полнота сгорания достигается при $p = 40 \div 90$ атм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вычисление кондуктивных размеров в к-фазе и газе горящего октогена показывает, что в к-фазе при исследованных начальных температурах и давлениях размер теплового слоя близок к кондуктивному: измерения при давлениях до 100 атм дают разумную величину температуропроводности к-фазы — $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ см²/с, а при высоких давлениях размер теплового слоя увеличивается до $(4 \div 5) \cdot 10^{-3}$ см²/с из-за роста температуропроводности к-фазы (см. выше). В то же время в газовой фазе значения L превышают кондуктивный размер этой зоны ($\lambda_1/c_p m$) в десятки раз. Действительно, даже при $p = 1$ атм $L = (10 \div 15)\lambda_1/c_p m$, а при повышенных давлениях $L = (30 \div 50)\lambda_1/c_p m$. Таким образом, в поверхностном слое волны горения октогена имеется узкая реакционная зона, а газовая фаза состоит из широкой реакционной зоны. В этом отношении волна горения октогена близка по строению к волне горения порохов [10, 11, 14–16]. Существенное отличие от порохов заключается в тепловых эффектах при низких давлениях, где реакция в к-фазе горящего октогена (как и других нитраминол, см. [4, 5]) эндотермична. Чрезвычайно важно, что на нижнем пределе горения октогена по давлению (при $p = 0,5$ атм), как показано в [16], отрицательный тепловой эффект в к-фазе близок к теплоте испарения октогена, которую можно вычислить по формуле Кистяковского [17], и она составляет величину $Q_{ev} = -85$ кал/г. Это означает, что на нижнем пределе горящая поверхность октогена является поверхностью кипения и все тепло, необходимое для прогрева и газификации, поступает из газовой фазы. Это почти соответствует механизму Беляева — Зельдовича с тем лишь отличием, что газовая фаза при этом не содержит узкой реакционной зоны (см. выше) и скоростью горения управляет не область максимальной температуры, а область низкотемпературных газовых реакций, примыкающая к

Таблица 2

Параметры волны горения октогена при $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$

| p , атм | m , г/(см ² ·с) | T_s , °C | φ , 10 ⁴ К/см | q , кал/г | q_r , кал/г | Q , кал/г | T_f , °C | L , мкм | ζ | Φ_0 , ккал/(см ³ ·с) |
|--------------|---------------------------------|---------------|-------------------------------------|----------------|------------------|----------------|---------------|--------------|---------|---|
| 1 | 0,07 | 320 | 7 | 128 | 30,6 | -41,6 | 2100 | 500 | 0,17 | — |
| 5 | 0,27 | 380 | 12 | 58 | 17 | +61 | 2300 | 150 | 0,58 | 9 |
| 10 | 0,48 | 420 | 15 | 44 | 13 | +93 | 2500 | 140 | 0,71 | 20 |
| 20 | 0,7 | 450 | 20 | 41 | 8 | 110 | 2700 | 120 | 0,78 | 41 |
| 40 | 1,3 | 490 | 25 | 29 | 5 | 140 | 2750 | 100 | 0,9 | 98 |
| 60 | 1,6 | 500 | 27 | 25 | 3 | 152 | 2750 | 80 | 0,95 | 130 |
| 100 | 2,2 | 520 | 35 | 22 | 2 | 156 | 2750 | 50 | 0,96 | 231 |
| 200 | 3,4 | 525 | 39 | 18 | 1 | 158 | 2750 | 40 | 0,97 | 404 |
| 300 | 4,4 | 528 | 41 | 15 | 0 | 160 | 2750 | 35 | 0,98 | 550 |
| 500 | 5,8 | 530 | 43 | 12 | 0 | 160 | 2750 | 30 | 0,98 | 748 |

Таблица 3

Параметры волны горения октогена при $T_0 = 100 \text{ }^\circ\text{C}$

| p , атм | m , г/(см ² ·с) | T_s , °C | φ , 10 ⁴ К/см | q , кал/г | q_r , кал/г | Q , кал/г | T_f , °C | L , мкм | ζ | Φ_0 , ккал/(см ³ ·с) |
|--------------|---------------------------------|---------------|-------------------------------------|----------------|------------------|----------------|---------------|--------------|---------|---|
| 1 | 0,075 | 320 | 7 | 112 | 23 | -43,7 | 2100 | 600 | 0,18 | — |
| 5 | 0,28 | 380 | 15 | 70 | 16 | +24,8 | 2400 | 160 | 0,48 | 12 |
| 10 | 0,62 | 442 | 18 | 42,1 | 10 | +79,6 | 2500 | 120 | 0,715 | 32 |
| 20 | 0,86 | 470 | 23 | 40,1 | 6,5 | 95 | 2600 | 110 | 0,78 | 58 |
| 40 | 1,45 | 498 | 30 | 31,7 | 4,5 | 114,8 | 2700 | 100 | 0,87 | 130 |
| 65 | 1,8 | 508 | 33 | 29,3 | 3 | 122,3 | 2800 | 90 | 0,9 | 178 |
| 90 | 2,5 | 520 | 35 | 22,4 | 1 | 135,4 | 2850 | 80 | 0,96 | 310 |

Таблица 4

Параметры волны горения октогена при $T_0 = -170 \text{ }^\circ\text{C}$

| p , атм | m , г/(см ² ·с) | T_s , °C | φ , 10 ⁴ К/см | q , кал/г | q_r , кал/г | Q , кал/г | T_f , °C | L , мкм | ζ | Φ_0 , ккал/(см ³ ·с) |
|--------------|---------------------------------|---------------|-------------------------------------|----------------|------------------|----------------|---------------|--------------|---------|---|
| 1 | 0,05 | 305 | 5 | 115 | 30 | +24 | 2100 | 1000 | 0,33 | — |
| 5 | 0,19 | 358 | 20 | 131,6 | 24 | +31,8 | 2450 | 150 | 0,37 | 10 |
| 10 | 0,32 | 388 | 25 | 113,3 | 19 | +65,8 | 2500 | 130 | 0,48 | 22,8 |
| 20 | 0,57 | 438 | 25 | 63,6 | 10 | 142 | 2550 | 120 | 0,72 | 40 |
| 40 | 1,1 | 485 | 20 | 27,3 | 6 | 199 | 2600 | 100 | 0,90 | 64 |
| 60 | 1,4 | 498 | 20 | 22,1 | 3,6 | 212 | 2600 | 90 | 0,94 | 84 |
| 75 | 1,75 | 508 | 20 | 18 | 2 | 221 | 2600 | 70 | 0,97 | 105 |

поверхности кипения и заключенная в михельсоновской зоне газовой фазы.

С ростом давления величина Q , как уже отмечалось, быстро увеличивается и становится положительной. Это означает, что по мере роста давления все большая часть октогена газифицируется посредством термического разложения, протекающего с экзотермическим эффектом. В работе [16] предложено использовать рост тепловыделения в к-фазе для определения доли газификации ζ , осуществляемой посредством термического разложения октоге-

на. Эту величину можно оценить по формуле

$$\zeta = \frac{Q - Q_{ev}}{Q^* - Q_{ev}} \quad (5)$$

Значение максимального тепловыделения в к-фазе Q^* в каждой серии экспериментов (при фиксированном значении T_0) может быть найдено из табл. 2-4. Действительно, нетрудно заметить, что при высоких давлениях величина Q практически перестает расти с увеличением давления. Это и позволяет найти максимальное тепловыделение в к-фазе (Q^*) для каждо-

Таблица 5

Дифференциальные характеристики процесса

| $T_0, ^\circ\text{C}$ | ν | μ | τ_q | k | r | s_q | $\beta, \%/K$ |
|------------------------------|-------|-------|----------|------|-------|-------|---------------|
| $p = 1 \div 5 \text{ атм}$ | | | | | | | |
| -170 | 0,850 | 0,75 | -0,14 | 0,90 | 0,09 | -0,4 | 0,18 |
| +20 | 0,825 | 0,12 | -0,4 | 0,62 | 0,05 | -0,4 | 0,18 |
| +100 | 0,875 | 0,17 | -0,25 | 0,15 | 0,06 | -0,4 | 0,07 |
| $p = 5 \div 10 \text{ атм}$ | | | | | | | |
| -170 | 0,850 | 0,088 | -0,3 | 1,05 | 0,1 | -0,7 | 0,20 |
| +20 | 0,825 | 0,14 | -0,5 | 0,76 | 0,12 | -0,7 | 0,20 |
| +100 | 0,875 | 0,2 | -0,5 | 0,50 | 0,13 | -0,7 | 0,18 |
| $p = 10 \div 20 \text{ атм}$ | | | | | | | |
| -170 | 0,850 | 0,1 | -0,8 | 0,85 | 0,11 | -0,75 | 0,16 |
| +20 | 0,657 | 0,12 | -0,9 | 0,65 | 0,2 | -0,75 | 0,16 |
| +100 | 0,675 | 0,15 | -0,8 | 0,96 | 0,26 | -0,75 | 0,27 |
| $p = 20 \div 40 \text{ атм}$ | | | | | | | |
| -170 | 0,850 | 0,09 | -1,4 | 0,62 | 0,045 | -0,6 | 0,1 |
| +20 | 0,657 | 0,1 | -1,0 | 0,45 | 0,10 | -0,6 | 0,1 |
| +100 | 0,675 | 0,1 | -0,9 | 0,70 | 0,17 | -0,6 | 0,19 |
| $p = 40 \div 60 \text{ атм}$ | | | | | | | |
| -170 | 0,85 | 0,06 | -2 | 0,56 | 0,015 | -0,4 | 0,08 |
| +20 | 0,657 | 0,06 | -1 | 0,40 | 0,03 | -0,4 | 0,08 |
| +100 | 0,675 | 0,08 | -1,7 | 0,55 | 0,1 | -0,4 | 0,14 |

го значения T_0 . Для $T_0 = 20 ^\circ\text{C}$ в [16] найдено, что $Q^* = 165 \text{ кал/г}$. Данные табл. 2-4 показывают, что предельные значения Q могут быть оценены как $Q^* = 230$ и 145 кал/г для $T_0 = -170$ и $+100 ^\circ\text{C}$. Полученные по формуле (5) значения ζ приведены в табл. 2-4. Видно, что для $p = 1 \text{ атм}$ при положительных начальных температурах лишь $17 \div 18\%$ октогена газифицируется посредством разложения на поверхности горения, а при $T_0 = -170 ^\circ\text{C}$ $\zeta = 33\%$. Но уже для $p = 5 \text{ атм}$, наоборот, при $T_0 > 0$ $\zeta = 48 \div 58\%$, а при $T_0 = -170 ^\circ\text{C}$ $\zeta = 37\%$. С ростом давления доля газификации быстро увеличивается, достигая $96 \div 97\%$ при $p = 100 \text{ атм}$, т. е. в поверхностном слое к-фазы разлагается практически весь октоген. Интересным и неожиданным является значительное увеличение максимальной полноты тепловыделения в к-фазе с уменьшением начальной температуры образцов: $Q^* = 145, 165$ и 230 кал/г при $T_0 = 100, 20$ и $-170 ^\circ\text{C}$ соответственно. По-видимому, максимальное тепловыделение в к-фазе зависит не только от калорийности исходного вещества, но и от времени реакции в ре-

акционном слое к-фазы. Последнее максимально для минимальной начальной температуры образцов при каждом из фиксированных значений давления, а значения T_s при разных начальных температурах образцов в области повышенных давлений почти не отличаются.

Значения Φ_0 , как правило, при повышенном давлении тем больше, чем выше начальная температура образцов и, следовательно, массовая скорость горения. Общим является сильное увеличение Φ_0 с ростом давления. При $p = 500 \text{ атм}$ $\Phi_0 = 748 \text{ ккал/(см}^3\text{с)}$.

Обратим внимание на приведенные в табл. 2 значения скорости горения при $p > 100 \text{ атм}$. Они в $1,5-2$ раза меньше известных из литературы [1, 7, 8]. В наших экспериментах также вначале получались такие высокие значения скорости горения, однако применение размолотого порошка октогена (исходный порошок с размером частиц $\approx 100 \text{ мкм}$ размалывали до $\approx 5 \div 20 \text{ мкм}$), который прессовался до относительной плотности $0,92$, позволило получить сниженные значения скорости горения. По-видимому, можно предположить, что лите-

ратурные данные по скоростям горения октогена при повышенных давлениях относятся к частично конвективному горению.

Полученные выше данные по параметрам волны горения при вариации начальной температуры образцов позволяют получить дифференциальные характеристики скорости горения (чувствительность к давлению ν и к температуре образца β), температуры поверхности (чувствительность к давлению μ и к температуре образца r) и лучистого потока (чувствительность к давлению σ_q и к температуре образца s_q):

$$\nu = \left(\frac{\partial \ln m}{\partial \ln p} \right)_{T_0}; \quad k = (T_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln m}{\partial \ln T_0} \right)_p;$$

$$\beta = \left(\frac{\partial \ln m}{\partial T_0} \right)_p; \quad r = \frac{\partial T_s}{\partial T_0};$$

$$\mu = (T_s - T_0)^{-1} \left(\frac{\partial T_s}{\partial \ln p} \right)_{T_0};$$

$$s_q = (T_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln q_r}{\partial T_0} \right)_p; \quad \sigma_q = \left(\frac{\partial \ln q_r}{\partial \ln p} \right)_{T_0}$$

(k — критерий устойчивости горения). Эти характеристики играют существенную роль в теории различных явлений, связанных с процессами горения, например в нелинейной теории устойчивости горения. Их необходимо знать, в частности, для расчета функций отклика [18]. Значения указанных характеристик как функций давления и температуры образцов приведены в табл. 5. Из нее видно, что значения ν оказываются низкими: максимальное значение 0,875 достигается лишь при $T_0 = 100$ °С и низких давлениях, а при $T_0 = 20$ °С и повышенных давлениях $\nu = 0,657$. Для $p = 200 \div 500$ атм оценки дают особо низкие значения ν (0,58). Значения μ составляют $0,06 \div 0,2$, $\sigma_q = -0,14 \div -1,7$, а $s_q = -0,4 \div -0,75$. Значения r получаются довольно низкими: $0,03 \div 0,26$. Ценным качеством октогена являются низкие значения β (как правило, $0,08 \div 0,2$ %/К, лишь при $T_0 = 100$ °С и $p = 10 \div 20$ атм $\beta = 0,27$ %/К). Критерий устойчивости к малым возмущениям k меньше единицы, что свидетельствует об относительной устойчивости горения (незначительное превышение единицы для k при $T_0 = -170$ °С и $p = 5 \div 10$ атм находится в пределах ошибок измерений).

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда ISF (грант MSP 300) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32076а).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Boggs T. L.** The thermal behaviour of cyclotrimethylenetrinitramine (RDX) and cyclotetramethylenetetranitramine (HMX) // *Fundamentals of Solid-Propellant Combustion* / K. K. Kuo, M. Summerfield (Eds). New York: Acad. Press, 1984. P. 121–175. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90).
2. **Kubota N.** Flame structure of modern solid propellant // *Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants* / L. De Luca, E. W. Price, M. Summerfield (Eds). AIAA, Washington DC. Ch. 7. P. 233–259. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143).
3. **Beckstead M. W.** Modelling AN, AP, HMX, and double base monopropellants // 26th JANNAF Combustion Meeting, CPIA Pub. 526. V. 4. 1989. P. 255–268.
4. **Zenin A. A.** HMX and RDX: combustion mechanism and influence on modern double-base propellant combustion // *J. Propulsion and Power*. 1995. V. 2, N 4. P. 752–758.
5. **Zenin A. A., Puchkov V. M., Finjakov S. V.** Combustion mechanism of nitramines as monopropellants and as additives to double-base propellants // *Aerotecnica Missile Spazio / Revista dell'Associazione Italiana di Aeronautica and Astronautica*. 1995. V. 7, N 3-4.
6. **Puchkov V. M., Zenin A. A.** Thermal structure of HMX steady combustion waves // 25th Symp. (Intern.) on Combustion: Proc. of Work-in-Progress Posters. Combustion Inst., 1994. P. 326.
7. **Boggs T. L., Price C. F., et al.** Temperature sensitivity of deflagration rate of HMX // 13th JANNAF Combustion Meeting, CPIA Pub. 281. Dec. 1976. P. 45–56.
8. **Parr T. P., Boggs T. L., Price C. F., Hanson-Parr D. M.** Measurement of the temperature sensitivity of HMX burn rates // 19th JANNAF Combustion Meeting, CPIA Pub. 366. V. 1. Oct. 1982. P. 281–288.
9. **Zenin A. A., Finjakov S. V., Puchkov V. M.** Cyclic nitramine combustion wave structures in a wide range of pressures // *The 15th Colloq. (Intern.) on the Dynamics of Explosions and React. Systems: Proc. Abst. Univ. of Colorado at Boulder*, 1995. P. 194.
10. **Зенин А. А.** Экспериментальное исследование механизма горения ТРТ и течения продуктов их сгорания: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М., 1976.
11. **Финяков С. В.** Исследование механизма горения порохов при обдуве горячей поверхности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1992.

12. **Зенин А. А.** О теплообмене микротермопар в условиях горения конденсированных веществ // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1963. № 5. С. 125–131.
13. **Лейпунский О. И., Зенин А. А., Пучков В. М.** Влияние катализатора на характеристики зоны горения конденсированного вещества // Горение и взрыв: Третий всесоюзн. симпоз. по горению и взрыву: Сб. М.: Наука, 1972. С. 74–77.
14. **Зенин А. А.** Структура температурного распределения при стационарном горении баллистического пороха // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2, № 3. С. 67–76.
15. **Zenin A. A.** Thermophysics of stable combustion waves of solid propellants // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants / L. De Luca, E. W. Price, M. Summerfield (Eds). AIAA, Washington DC. Ch. 6. P. 197–231. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143).
16. **Zenin A. A., Puchkov V. M., Finjakov S. V., Kusnezov G. P.** Burning wave parameters and nitramine combustion mechanism // 26th Symp. (Intern.) on Combustion: Proc. of Accepted Papers. The Combustion Inst., 1996.
17. **Мищенко С. В., Черепенников И. А., Кузьмин С. Н.** Расчет теплофизических свойств веществ. Воронеж: Изд-во Воронеж. ун-та, 1991. С. 89.
18. **Novozhilov B. V., Kohno M., Maruizur-ni H., Shimada T.** Solid propellant burning rate response functions of higher orders // Report N 661. The Institute of Space and Astronautical Science. Kanagawa, January 1996.

*Поступила в редакцию 16/XII 1996 г.,
в окончательном варианте — 13/VI 1997 г.*
