

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Маџек. Comb. Sci. and Techn., 1979, 21, 1/2, 43.
2. Ю. Н. Шебеко, В. Н. Цап, А. В. Иванов. Химическая промышленность, 1981, 3, 150.
3. Ю. Н. Шебеко, Е. Н. Зверев.— В сб.: Пожаро- и взрывоопасность веществ и материалов. Вып. 4. М.: ВНИИПО, 1981, с. 31.
4. В. Т. Монахов. Методы исследования пожарной опасности веществ. М.: Химия, 1979.
5. В. М. Кучер.— В сб.: Проблемы горения и тушения. М.: ВНИИПО, 1968.
6. А. Н. Розловский, Б. Б. Грандт. Химическая промышленность, 1963, 7, 518.
7. M. G. Zabetakis. Bulletin 627. Bureau of Mines. Washington, 1965.
8. В. Т. Монахов, Б. С. Ермаков и др.— В сб.: Пожаро- и взрывоопасность веществ и материалов. Вып. 1. М.: ВНИИПО, 1978, с. 40.
9. Б. С. Ермаков, В. Т. Монахов.— В сб.: Пожаро- и взрывоопасность веществ и материалов. Вып. 2. М.: ВНИИПО, 1979, с. 144.
10. А. Я. Корольченко, В. Н. Цап, А. С. Бобков.— В сб.: Пожаро- и взрывоопасность веществ и материалов. Вып. 4. М.: ВНИИПО, 1981, с. 59.
11. R. F. Simmons, N. Wright. Comb. Flame, 1972, 18, 2, 203.
12. Ю. Н. Чернушкин, А. Н. Баратов, Н. М. Полознов.— В сб.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Вып. 4. М.: ВНИИПО, 1973, с. 30.

## КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОРЕНИЯ ПРИ ОЧАГОВОМ ВОСПЛАМЕНЕНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ

А. Н. Грядунов, А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян,  
С. М. Муратов, В. П. Филипенко

(Куйбышев)

Широкое применение в теории чувствительности ВВ к механическим воздействиям [1—3] находит задача об очаговом тепловом взрыве, наиболее корректное решение которой приведено в [4, 5]. Критические условия воспламенения плоского идеального П-образного очага разогрева, находящегося в бесконечной массе ВВ, имеют вид [5]

$$F_{\kappa} = 2,66(\ln \vartheta_0)^{1,3}, \quad (1)$$

где 
$$F_{\kappa} = \frac{Q\rho k_0}{\lambda} \frac{E}{RT_0^2} r^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right); \quad \vartheta_0 = \frac{E}{RT_0^2} (T_0 - T_{\text{н}});$$

$Q$ ,  $k_0$ ,  $E$  — соответственно тепловой эффект, предэкспонент, энергия активации реакции термического разложения ВВ;  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  — коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $r$  — радиус (полуширина) очага;  $T_0$  — начальная температура очага;  $T_{\text{н}}$  — температура окружающей холодной массы ВВ.

Решение (1) позволяет ответить только на вопрос — воспламенится или нет данный очаг разогрева. Из этого решения не ясно, выйдет ли воспламенение за пределы очага разогрева. Проведенный в [6] анализ, основанный главным образом на работах [7—9] по исследованию нестационарного процесса перехода к установившемуся режиму горения при зажигании, показал, что воспламенение не всякого очага разогрева должно вызывать горение окружающей холодной массы. Мелкие очаги разогрева, обладающие малым запасом тепла, могут воспламениться, выгореть, а окружающую массу не зажечь. На основе приближенного принципа, аналогичного известному принципу теплового воспламенения газов искрой Я. Б. Зельдовича [10], найдено приближенное условие распространения горения за пределы воспламенившегося очага разогрева [6], которое для плоского мгновенно сгорающего очага записывается следующим образом:

$$r \geq (a/u) \cdot (T_{\text{г}} - T_{\text{н}})/(T_0 - T_{\text{н}}), \quad (2)$$

где  $r$  — радиус очага разогрева;  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $u$  — стационарная скорость горения;  $T_{\text{г}}$  — адиабатическая темпера-

тура стационарного горения. (Выражение (2) по существу определяет критические условия высокотемпературного зажигания ВВ горячей инертной пластиной, начальная температура которой  $T_{\kappa} = T_r + T_0 - T_n$  выше температуры горения  $T_r$ .)

Цель настоящей работы — численное исследование процесса высокотемпературного зажигания неограниченной безгазовой конденсированной гомогенной системы инертной горячей пластиной и процесса выхода горения за пределы воспламенившегося плоского П-образного очага разогрева.

При исследовании процесса не учитываются фазовые переходы и различие теплофизических характеристик ( $\lambda, c, \rho$ ) исходного вещества и продуктов горения. Реакция термического разложения исходной безгазовой системы считается реакцией первого порядка. Ось  $x$  перпендикулярна очагу, начало координаты находится в центре очага. Вследствие симметричности рассматриваем процесс только при  $x \geq 0$ .

Математически процесс зажигания и распространения горения за пределы очага воспламенения описывается системой дифференциальных уравнений теплопроводности и химической кинетики

$$c\rho \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + (1 - \eta) Q_0 k_0 \exp(-E/RT), \quad T = T(x, t), \quad (3)$$

$$\partial \eta / \partial t = (1 - \eta) k_0 \exp(-E/RT), \quad \eta = \eta(x, t), \quad (4)$$

с начальными условиями [11]:

$$a) \quad x \leq r: T = T_0; \quad x > r: T = T_n; \quad (5)$$

$$0 \leq x < \infty: \eta = 0; \quad (6)$$

$$б) \quad x \leq r: T = T_{\kappa} = T_0 + Q/c; \quad x > r: T = T_n; \quad (7)$$

$$x > r: \eta = 0; \quad x \leq r: \eta = 1. \quad (8)$$

Граничные условия:

$$x = 0: \partial T / \partial x = 0; \quad x \rightarrow \infty: \partial T / \partial x \rightarrow 0; \quad (9)$$

$$T_{(r-0)} = T_{(r+0)}, \quad \partial T / \partial x_{(r-0)} = \partial T / \partial x_{(r+0)}. \quad (10)$$

При начальных условиях а) рассматривается стадия воспламенения очага разогрева, а при условиях б) не рассматривается (принимается, что очаг разогрева мгновенно сгорел, что соответствует задаче о зажигании инертной горячей пластиной с температурой  $T_{\kappa}$ ).

Используя безразмерные переменные [7—9]

$$\tau = t/t_{\text{ад}}(T_r), \quad \xi = x/\sqrt{at_{\text{ад}}(T_r)}, \quad \Theta = (E/RT_r^2)(T - T_r),$$

где  $t_{\text{ад}}(T_r) = (c/Qk_0)(RT_r^2/E) \exp(E/RT_r)$  — адиабатический период индукции при температуре горения  $T_r$ , запишем задачу (3)—(10) в безразмерном виде

$$\partial \Theta / \partial \tau = \partial^2 \Theta / \partial \xi^2 + (1 - \eta) \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)], \quad (11)$$

$$\partial \eta / \partial \tau = \gamma(1 - \eta) \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]. \quad (12)$$

Начальные условия

$$a) \quad \xi \leq \zeta/\gamma: \Theta = \Theta_0; \quad \xi > \zeta/\gamma: \Theta = -1/\gamma; \quad (13)$$

$$0 \leq \xi < \infty: \eta = 0; \quad (14)$$

$$б) \quad \xi \leq \zeta/\gamma: \Theta = \Theta_0 + 1/\gamma; \quad \xi > \zeta/\gamma: \Theta = -1/\gamma; \quad (15)$$

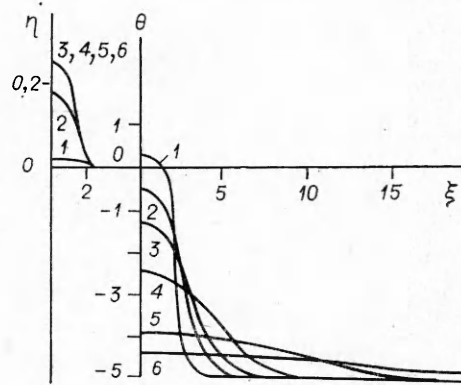
$$\xi > \zeta/\gamma: \eta = 0; \quad \xi \leq \zeta/\gamma: \eta = 1. \quad (16)$$

Граничные условия:

$$\xi = 0: \partial \Theta / \partial \xi = 0; \quad \xi \rightarrow \infty: \partial \Theta / \partial \xi \rightarrow 0; \quad (17)$$

$$\xi = \zeta/\gamma: \Theta_{(\tau/\gamma-0)} = \Theta_{(\tau/\gamma+0)}, \quad \partial \Theta / d\xi_{(\tau/\gamma-0)} = \partial \Theta / d\xi_{(\tau/\gamma+0)}. \quad (18)$$

Рис. 1. Распределение температуры  $\Theta(\xi)$  и глубины превращения вещества  $\eta(\xi)$  при учете стадии воспламенения очага разогрева ( $\Theta_0 = 5$ ) в различные моменты времени  $\tau$  ( $\xi = 0,4$ ).  
1 — 0,1; 2 — 1; 3 — 2; 4 — 5; 5 — 15; 6 — 30 (отсутствие воспламенения очага разогрева).



В задачу вошли безразмерные параметры

$$\xi = \frac{\gamma r}{\sqrt{at_{ад}(T_r)}}$$

$$\Theta_0 = \frac{T_0 - T_r}{RT_r/E}, \quad \beta = RT_r/E, \quad \gamma = \frac{RT_r^2}{E} \cdot \frac{c}{Q}$$

По физическому смыслу основной параметр задачи  $\xi$  представляет собой отношение радиуса очага  $r$  к тепловой толщине волны стационарного горения. Параметр  $\Theta_0$  характеризует температурный напор очага разогрева [4, 5],  $\beta$  и  $\gamma$  — малые параметры тепловой теории горения [11].

Задача (11) — (18) решалась численно на ЭВМ с применением метода расчета задач горения, в основе которого лежит алгоритм построения неравномерных, подвижных, адаптирующихся к решению расчетных сеток [12]. Рассматривалась только область устойчивого без пульсаций горения безгазовой системы [13]. Соответствующая ей область изменения параметров:  $-1/\gamma < \Theta_0 < 20$ ,  $10^{-2} < \xi < 10^2$ ,  $0,02 < \beta < 0,2$ ,  $0,1 < \gamma < 0,3$ . При численном счете определялись профили температуры и глубины превращения в разные моменты времени. На основе этого делалось заключение о том, произошло или нет воспламенение очага разогрева и установился ли режим распространения горения по веществу.

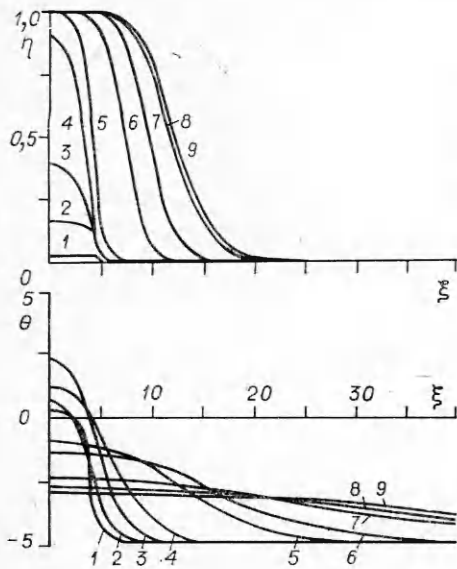


Рис. 2. Распределение температуры  $\Theta(\xi)$  и глубины превращения вещества  $\eta(\xi)$  при учете стадии воспламенения очага разогрева ( $\Theta_0 = 5$ ) в различные моменты времени ( $\xi = 0,8$ ).  
1 — 0,1; 2 — 1; 3 — 5; 4 — 10; 5 — 50; 6 — 150; 7 — 300; 8 — 450; 9 — 600 (воспламенение очага разогрева без распространения горения).

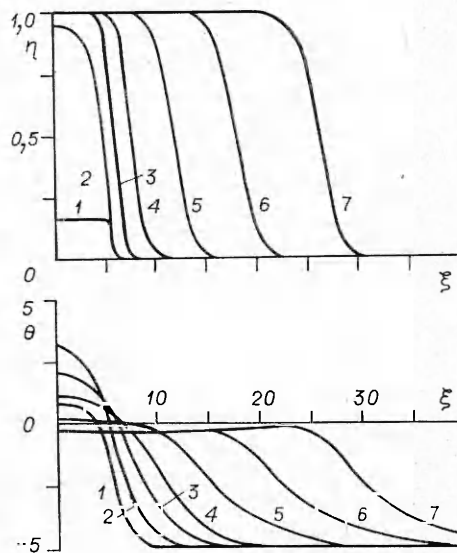


Рис. 3. Распределение температуры  $\Theta(\xi)$  и глубины превращения вещества  $\eta(\xi)$  при учете стадии воспламенения очага разогрева ( $\Theta_0 = 5$ ) в различные моменты времени ( $\xi = 1,0$ ).  
1 — 1; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 20; 5 — 50; 6 — 100; 7 — 150 (воспламенение очага и установление режима распространения горения).

Таблица 1

$\Theta_0$	$\beta=0,02,$ $\gamma=0,1$	$\beta=0,2,$ $\gamma=0,2$	$\beta=0,1,$ $\gamma=0,2$	$\beta=0,2,$ $\gamma=0,3$
-2	0,70/1,44	1,6/3,16	1,09/1,72	1,1/1,6
-1	0,42/1,14	0,9/1,44	0,66/1,04	0,66/0,9
0	0,22/0,92	0,56/0,92	0,4/0,58	0,44/0,6
5	0,04/0,54	0,2/0,38	0,12/0,30	0,18/0,24
10	—	0,12/0,24	0,07/0,18	0,11/0,14
15	—	0,08/0,18	0,04/0,13	0,09/0,10

Типичные результаты численного решения представлены на рис. 1—3 для  $\Theta_0 = 5$ ,  $\beta = 0,2$ ,  $\gamma = 0,2$  и различных значений  $\xi$  при учете стадии воспламенения очага разогрева.

Из рис. 1 видно, что при достаточно малых значениях параметра  $\xi$  очаг разогрева остывает, воспламенение не происходит. Увеличение  $\xi$  сопровождается сменой режимов процесса. Когда  $\xi$  становится больше некоторого критического  $\xi_*$ , наблюдается режим воспламенения очага разогрева (см. рис. 2, 3).

Из критических условий воспламенения очага разогрева (1) находим в принятых в задаче обозначениях следующее выражение:

$$\xi_* = 1,63 \left( \ln \frac{\Theta_0 + 1/\gamma}{(1 + \beta\Theta_0)^2} \right)^{0,65} \gamma (1 + \beta\Theta_0) \exp \left[ -\frac{\Theta_0}{2(1 + \beta\Theta_0)} \right]. \quad (19)$$

При  $\xi > \xi_*$  процесс может развиваться после воспламенения очага двояко. Если  $\xi$  незначительно превышает величину  $\xi_*$ , то после воспламенения очаг разогрева выгорает, также полностью выгорают прилегающие к очагу слои вещества, но горение на всю окружающую массу вещества не распространяется (см. рис. 2). Если же  $\xi$  значительно больше  $\xi_*$ , то воспламенение очага разогрева сопровождается установлением режима распространения горения по окружающему веществу, что видно из последовательного перемещения с постоянной скоростью профилей температуры и глубины превращения (см. рис. 3). Величина скорости перемещения хорошо совпадает с величиной  $\gamma$ , которой равна безразмерная линейная скорость для реакции нулевого порядка [14]

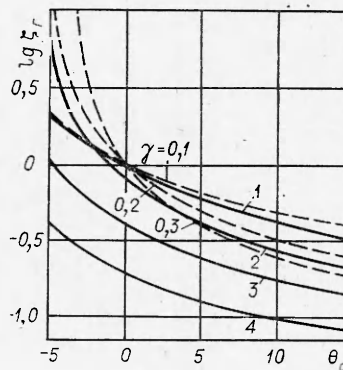
$$w = u \sqrt{\frac{t_{ад}(T_r)}{a}} = \sqrt{\frac{\lambda k_0}{Q\rho} \frac{RT_r^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_r}\right)} \sqrt{\frac{t_{ад}(T_r)}{a}} = \gamma.$$

Таким образом, существует второе критическое значение параметра  $\xi_r$ , которое разделяет режим затухания горения вблизи очага и режим выхода горения из очага воспламенения. Исследовалась зависимость величины  $\xi_r$  от других параметров задачи. Разница между критическими значениями  $\xi_*$  и  $\xi_r$  зависит главным образом от  $\Theta_0$ . В табл. 1 приведены результаты численного счета зависимости критических значений  $\xi_*$  (первые цифры) и  $\xi_r$  (вторые цифры) от температурного напора очага разогрева при учете стадии воспламенения для различных значений  $\beta$  и  $\gamma$ . Для высокоэнергетических очагов разогрева эта разница заметна, здесь воспламенение очага разогрева не всегда приводит к выходу горения на всю массу вещества. Для низкотемпературных очагов разогрева величины  $\xi_*$  и  $\xi_r$  близки. Здесь очаги разогрева сравнительно велики, обладают большим запасом тепла, поэтому их воспламенение вызывает горение окружающей массы вещества.

Рассматривались также закономерности процесса высокотемпературного зажигания безгазовой конденсированной системы мгновенно сгоревшим плоским очагом разогрева, т. е. инертной горячей пластиной. И в этом случае существует критическое значение безразмерного параметра  $\xi_r$ , разделяющее режим остывания мгновенно сгоревшего очага разогрева

Рис. 4. Зависимость критического значения параметра  $\xi_c$  от температурного напора мгновенно сгоревшего очага разогрева  $\Theta_0$  для различных значений параметров  $\beta$  и  $\gamma$ .

— численные результаты; - - - - - приближенные результаты по формуле (19). 1 —  $\beta=0,2$ ,  $\gamma=0,1$ ; 2 —  $\beta=0,2$ ; 3 —  $\beta=0,1$ ,  $\gamma=0,2$ ; 4 —  $\beta=0,2$ ,  $\gamma=0,3$ .



без распространения горения по веществу и режим распространения горения. Подчеркнем, что в первом режиме вещество на значительном расстоянии от очага может полностью разложиться, что является признаком зажигания, но выхода на режим горения не будет. При достаточно больших временах будет идти остывание сгоревшего очага и разложившейся части вещества, температура упадет значительно ниже температуры горения.

Для мгновенно сгоревшего очага также исследовалась зависимость величины  $\xi_c$  от других параметров задачи. Часть результатов представлена на рис. 4. Здесь приведена также полученная из приближенной формулы (2) безразмерная зависимость

$$\xi_c = 1/(1 + \beta\Theta_0). \quad (20)$$

Видно, что численные и приближенные результаты находятся в качественном соответствии. Таким образом, вполне оправдано использование приближенных формул (2), (20) для качественного определения достаточных условий высокотемпературного зажигания гомогенной безгазовой системы сгоревшим плоским очагом разогрева или инертной горячей пластиной, теплофизические характеристики которой совпадают с характеристиками безгазовой системы.

Критические условия установления режима горения в случае исходного несгоревшего очага разогрева и в случае такого же, но мгновенно сгоревшего очага разогрева (очага с одинаковыми значениями параметра  $\Theta_0$ ) не совпадают, но достаточно близки. В табл. 2 приведено сравнение критических условий установления режима горения при учете стадий воспламенения очага разогрева (первые цифры) и без учета стадии воспламенения (вторые цифры) для различных значений  $\beta$  и  $\gamma$ .

Таблица 2

$\Theta_0$	$\beta=0,02$ , $\gamma=0,1$	$\beta=0,2$ , $\gamma=0,2$	$\beta=0,1$ , $\gamma=0,2$	$\beta=0,2$ , $\gamma=0,3$
0	0,95/0,88	0,88/0,71	0,70/0,44	0,44/0,3
5	0,59/0,58	0,38/0,36	0,30/0,26	0,18/0,16
10	0,44/0,45	0,25/0,26	0,18/0,16	0,12/0,12
15	0,38/0,39	0,19/0,20	0,13/0,13	0,08/0,09
20	0,34/0,36	0,17/0,16	0,10/0,11	0,07/0,08

На основе этого можно заключить, что учет стадии воспламенения очагов разогрева не очень сильно сказывается на критических условиях выхода на режим горения, поэтому для качественного расчета их можно использовать формулы (2), (20).

Таким образом, несколько видоизменив качественный принцип Я. Б. Зельдовича теплового инициирования горения газов искрой, можно использовать его и в случае очагового инициирования горения безгазовых составов.

Поступила в редакцию 10/VI 1981

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. П. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
2. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968.
3. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
4. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 380.
5. А. Г. Мержанов. О критических условиях теплового взрыва очага разогрева. Препринт. Черноголовка, 1968.
6. А. П. Амосов. Докл. АН СССР, 1978, 243, 673.
7. А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский. ПМТФ, 1969, 5.
8. К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1971, 7, 3, 332.
9. Э. И. Максимов, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1971, 7, 3, 45.
10. Я. Б. Зельдович, Н. И. Симонов. ЖФХ, 1949, 23, 11.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1968.
12. Т. П. Ивлева, К. Г. Шкадинский. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, 1979, 1 (27).
13. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
14. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ НИКЕЛЕВО-АЛЮМИНИЕВЫХ ТЕРМИТОВ

А. А. Шидловский, В. В. Горбунов

(Москва)

Горение термитных систем детально изучалось на примере смесей  $Al + Fe_2O_3$  [1—5], однако в литературе отсутствуют данные о горении смесей алюминия с оксидами никеля. Интересно сопоставить особенности их горения с горением смесей  $Al + Fe_2O_3$ , так как  $Ni_2O_3$  и  $Fe_2O_3$  обладают различиями в свойствах, существенных для горения. Так, для  $Ni_2O_3$  энтальпия перехода в  $NiO$  составляет всего 1,2 ккал/г — атом металла, в то время как аналогичный переход для  $Fe_2O_3$  требует затраты 33,5 ккал/г — атом. Это обуславливает значительно меньшую термическую стабильность  $Ni_2O_3$ , который начинает разлагаться с образованием  $NiO$  уже при 570 К, а полное разложение достигается при 1470 К [6]. Известно также, что образование интерметаллида  $AlNi$  из элементов весьма экзотермично:  $\Delta H_{298}^0 = -28,1$  ккал/моль [7]. При использовании мелкодисперсного алюминия смесь его с никелем горит со скоростью 12—14 см/с [8—10]. Имеются указания, что добавка никеля к смеси  $Al + Fe_2O_3$  увеличивает скорость горения и улучшает ее воспламеняемость [11].

Уравнения реакций горения смесей	g, %	Q, ккал/г	$u_m$ , г/(см <sup>2</sup> ·с), при p,	
			МПа	
			0,1	10
$2Al + Ni_2O_3 = Al_2O_3 + 2Ni$	25,0	1,29	23	49
$4Al + Ni_2O_3 = Al_2O_3 + 2AlNi$	39,5	1,24	23	44
$2Al + 3NiO = Al_2O_3 + 3Ni$	19,4	0,81	7,8	42
$3Al + 3NiO = Al_2O_3 + AlNi + 2Ni$	26,5	0,83	11	45
$5Al + 3NiO = Al_2O_3 + 3AlNi$	38,0	0,86	15	55
$2Al + Fe_2O_3 = Al_2O_3 + 2Fe$	25,0	0,95	10	18

Примечание. При расчетах все продукты горения смесей принимались твердыми. Значения  $\Delta H_{298}^0$  исходных компонентов и продуктов взяты из [7].