

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. R. Welker. Adv. Fire Retardants. Pt. 1, Westport, 1972.
2. C. H. Bamford, J. Crank, D. H. Malan. Proc. Cambridge Philosophical Soc., 1976, 42, 166.
3. H. R. Wesson, I. R. Welker, C. M. Sliepcevich. Comb. Flame, 1971, 16, 3, 303.
4. D. L. Simms, H. Law. Comb. Flame, 1967, 11, 5.
5. А. М. Гришин. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
6. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1972.
7. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
8. И. С. Мицко.— В кн.: Теплофизические процессы в энергетических установках. Минск: ИТМО, 1982.
9. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
10. И. И. Шабалин, И. С. Мицко, Т. Т. Ивановская и др. Вестн. АН БССР, 1980, 4.

## К ТЕПЛОЙ ТЕОРИИ ГЕТЕРОГЕННОГО ЗАЖИГАНИЯ ГАЗИФИЦИРУЮЩИХСЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

*М. Е. Егоров, В. В. Матвеев*

(Чебоксары)

Зажигание большинства конденсированных веществ сопровождается газификацией летучих компонентов, при этом часть тепла уносится оттекающими от поверхности продуктами газификации. В [1, 2] вопрос о зажигании при наличии газификации исследован с точки зрения газофазной модели и получены критериальные соотношения для температуры и ее градиента на поверхности, обеспечивающие необходимые условия для интенсивного протекания химической реакции в газовой фазе.

В настоящей работе зажигание газифицирующихся конденсированных веществ рассматривается с точки зрения развития на поверхности гетерогенных экзотермических химических реакций без учета процессов диффузии (процесс идет в кинетической области). Допущение в гетерогенной реакции нулевого порядка, принимаемое в литературе [3—5], представляет интерес, поскольку позволяет за счет существенного упрощения математической модели получить ясную физическую картину рассматриваемого процесса.

Предполагая летучие компоненты химически инертными и экспоненциальную зависимость скорости газификации от температуры поверхности, проведем исследование краевой задачи

$$\begin{aligned} c\rho T_t - c\rho v T_x &= \lambda T_{xx}, \\ x = 0: -\lambda T_x &= q(t) - Lv + Q_r k_r \exp(-E_r/RT_s), \\ x = \infty: T &= T_\infty(\infty) = T_0, \quad t = 0: T = T_\infty(x), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $v = v_0 \exp(-E_0/RT_s)$ ;  $T_s = T(x=0)$ ;  $T$ ,  $T_\infty$  — текущая температура и ее начальное распределение;  $T_0$  — температура на «холодном конце»;  $t$  — время;  $x$  — пространственная координата;  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности (постоянные);  $Q_r$ ,  $k_r$ ,  $E_r$  — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации гетерогенной реакции;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $q$  — плотность внешнего теплового потока;  $L$  — теплота газификации летучего компонента;  $v_0$ ,  $E_0$  — константы в законе скорости газификации.

Используя интегральное преобразование Фурье и вводя масштаб толщины теплового слоя  $x_0$ , в безразмерных переменных

$$\Theta = \frac{T}{T_0}, \quad u = \frac{\lambda t}{c\rho x_0^2}, \quad v = \frac{x}{x_0}, \quad f = \frac{x_0 q}{\lambda T_0} = 0 \quad (1), \quad (2)$$

задачу (1) представим относительно температуры  $\Theta_s = T_s/T_0$  на поверхности конденсированного вещества в виде

$$\Theta_s(u) = 1 + \int_0^u [f(y) + \psi(u, y)] \Gamma[u - y, p_0 I_0(u, y)] dy + \int_0^u [\Theta_H(v) - 1] \times \\ \times \Gamma[u, v - p_0 I_0(u, 0)] dv - (\Theta_m - 1) \operatorname{erf} \left[ \frac{p_0 I_0(u, 0)}{2\sqrt{u}} \right], \quad (3)$$

где константа  $\Theta_m$  будет определена ниже,  $\Theta_H = T_H/T_0$ . Введем безразмерные параметры

$$\varepsilon = RT_0/(E_0 + E_r), \quad \sigma_E = E_0/(E_0 + E_r), \quad p_L = x_0 L v_0 / \lambda T_0 \sqrt{\varepsilon}, \quad (4)$$

$$p_Q = x_0 Q_r k_r / \lambda T_0 \sqrt{\varepsilon}, \quad p_0 = x_0 c_0 v_0 / \lambda.$$

Положим

$$\psi(u, y) = p_Q \sqrt{\varepsilon} \Phi^{1-\sigma_E}(y) - p_L \sqrt{\varepsilon} \Phi^{\sigma_E}(y) + p_0 \zeta(u, y), \\ \zeta(u, y) = [\Theta_s(y) - \Theta_m] \sqrt{u-y} \left[ \frac{I_0(u, y)}{\sqrt{u-y}} \right]_y, \\ \Phi(y) = \exp\{-[\varepsilon \Theta_s(y)]^{-1}\}, \quad I_0(u, y) = \int_y^u \Phi^{\sigma_E}(s) ds, \quad (5)$$

$$\Gamma(a, b) = (\pi a)^{-0.5} \exp\left(-\frac{b^2}{4a}\right), \quad \operatorname{erf}(n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^n \exp(-s^2) ds.$$

При выводе (3) использовано тождество

$$\int_0^u \left[ \frac{I_0(u, y)}{2(u-y)} + \frac{d}{dy} I_0(u, y) \right] \Gamma(u-y, I_0(u, y)) dy \equiv -\operatorname{erf} \left[ \frac{I_0(u, 0)}{2\sqrt{u}} \right].$$

Решение интегрального уравнения (3) при  $\varepsilon \rightarrow 0$  будем искать в виде асимптотического разложения

$$\Theta_s(\varepsilon, u) = \bar{\Theta}_s(u) + \varepsilon \Theta_*^2 \varphi(z) + o\left(\varepsilon \ln \frac{1}{\varepsilon}\right), \quad (6)$$

$$z = z_0 + \frac{u - u_*}{r}, \quad r = \varepsilon \Theta_*^2 \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{-1} \ll 1,$$

где величина  $z_0$  подлежит определению, а масштабная температура  $\Theta_*$  выражается в виде

$$\Theta_* = \bar{\Theta}_s(u_*), \quad \bar{\Theta}_s(u) = 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^u f(y) \frac{dy}{\sqrt{u-y}} + \int_0^u [\Theta_H(v) - 1] \Gamma(u, v) dv, \quad (7)$$

т. е.  $\bar{\Theta}_s(u)$  — решение уравнения (3) при  $\varepsilon = 0$ . Здесь  $u_*$  — искомое безразмерное время задержки зажигания.

Вычитая (7) почленно из (3), находим

$$\Theta_s(\varepsilon, u) - \bar{\Theta}_s(u) = \sum_{j=1}^4 I_j(p_0, u), \\ I_1(p_0, u) = \int_0^u f(y) \{ \Gamma[u-y, p_0 I_0(u, y)] - \Gamma(u-y, 0) \} dy, \\ I_2(p_0, u) = \int_0^u [\Theta_H(v) - 1] \{ \Gamma[u, v - p_0 I_0(u, 0)] - \Gamma(u, v) \} dv, \quad (8) \\ I_3(p_0, u) = \int_0^u \psi(u, y) \Gamma[u-y, p_0 I_0(u, y)] dy,$$

$$I_4(p_0, u) = -(\Theta_m - 1) \operatorname{erf} \left[ \frac{p_0 I_0(u, 0)}{2\sqrt{u}} \right].$$

Таким образом, подставляя (6) в (8), можно получить интегральное уравнение относительно функции  $\varphi(z)$ .

Для функций  $\Phi$  и  $I_0$  в (5), выраженных в «растянутой» переменной  $z$ , можно легко найти асимптотические разложения в виде

$$\Phi(u) = AG(z)[1 + o(\varepsilon)], \quad I_0(u, y) = rA^{\sigma_E} J(z, v)[1 + o(\varepsilon)], \quad (9)$$

$$J(z, v) = \int_v^z G^{\sigma_E}(s) ds, \quad G(z) = \exp[z + \varphi(z)], \quad A = \exp[-z_0 - (\varepsilon\Theta_*)^{-1}],$$

где, аналогично (6), введена «растянутая» переменная интегрирования  $v$  по формуле  $v = z_0 + (y - u_*)/r$ .

Пусть в (9) интеграл  $J$  ограничен, т. е. при  $z < z_0$  имеет место оценка  $J(z, -\infty) \leq B$ . Тогда можно легко показать, что если одновременно выполняются неравенства

$$0,5p_0 A^{\sigma_E} B \sqrt{r} \ll 1, \quad 0,5p_0 (\varepsilon\Theta_*^2)^{0,25} \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{-0,75} A^{\sigma_E} B f^{0,5}(u_*) \ll 1, \quad (10)$$

то в переменной  $z$  имеет место оценка  $I_1^* = 0(\varepsilon\Theta_*^2)$  и вкладом от интеграла  $I_1$  в (8) можно пренебречь.

Предполагая справедливость неравенства

$$0,5p_0 A^{\sigma_E} B r u_*^{-1} \ll 1 \quad (11)$$

и учитывая (10), интеграл  $I_2$  в (8) в переменной  $z$  можно представить в виде

$$I_2 = \varepsilon\Theta_*^2 C_1 J(z, -\infty) + \dots, \quad (12)$$

$$C_1 = \frac{r p_0 A^{\sigma_E}}{2\varepsilon u_* \Theta_*^2} \int_0^\infty [\Theta_H(v) - 1] v \Gamma(u_*, v) dv,$$

где здесь и ниже многоточием отмечаются члены более высокого порядка малости.

Учитывая первое неравенство (10), интеграл  $I_3$  в (8) в переменной  $z$  представим в виде

$$I_3 = \sqrt{\frac{r}{\pi}} \int_{-\infty}^z \psi \frac{ds}{\sqrt{z-s}} + \dots \quad (13)$$

Величину  $\Theta_m$  предполагаем такой, при которой вкладом от  $\zeta$  в функцию  $\psi$  можно пренебречь. Тогда из (5), (9) и (13) находим

$$I_3 = \frac{\varepsilon\Theta_*^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z [C_2 G^{1-\sigma_E}(s) - C_3 G^{\sigma_E}(s)] \frac{ds}{\sqrt{z-s}} + \dots, \quad (14)$$

$$C_2 = \frac{r_0}{\Theta_*^2} \sqrt{\frac{r}{\varepsilon}} A^{1-\sigma_E}, \quad C_3 = \frac{r_0}{\Theta_*^2} \sqrt{\frac{r}{\varepsilon}} A^{\sigma_E}.$$

Наконец, предполагая справедливость неравенства

$$0,5p_0 A^{\sigma_E} B r u_*^{-0,5} \ll 1, \quad (15)$$

для интеграла  $I_4$  в (8) в переменной  $z$  имеем разложение

$$I_4 = -\varepsilon\Theta_*^2 C_4 J(z, -\infty) + \dots, \quad C_4 = \frac{(\Theta_m - 1) r_0 A^{\sigma_E}}{\varepsilon\Theta_*^2 \sqrt{\pi u_*}}. \quad (16)$$

Величину  $z_0$  в (6) доопределим равенством (одно из возможных условий нормировки)  $C_2 = 1$ , т. е. положим

$$\frac{1}{\Theta_*} = \frac{\varepsilon}{1 - \sigma_E} \ln \left\{ \frac{F_Q}{\Theta_*} \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{-0.5} \exp[-(1 - \sigma_E) z_0] \right\}. \quad (17)$$

Здесь использованы выражения (6), (9) и (14).

Таким образом, подставляя (12), (14) и (16) в (8), а также учитывая (6) и (9), приходим к следующему интегральному уравнению функции:

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z \left[ G^{1-\sigma_E}(s) - \beta_1 G^{\sigma_E}(s) \right] \frac{ds}{\sqrt{z-s}} - \beta_2 \int_{-\infty}^z G^{\sigma_E}(s) ds, \quad (18)$$

где функция  $G(z)$  определена в (9) и введены обозначения  $\beta_1 = C_3$ ,  $\beta_2 = C_4 - C_1$ . Учитывая (17), из (12), (14) и (16) имеем следующие выражения для введенных в (18) коэффициентов:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= p_L p_Q^{-n} D_1^m(u_*), \quad D_1(u_*) = \Theta_*^{-1} \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{-0.5}, \quad n = \frac{\sigma_E}{1 - \sigma_E}, \\ \beta_2 &= p_0 p_Q^{-n} D_2(u_*), \quad D_2(u_*) = \Theta_*^n \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^\mu \frac{\Delta}{\sqrt{\pi u_*}}, \quad \mu = \frac{3\sigma_E - 2}{2(1 - \sigma_E)}, \\ \Delta &= \Theta_m - 1 - \frac{1}{2u_*} \int_0^\infty [\Theta_n(v) - 1] v \exp\left(-\frac{v^2}{4u_*}\right) dv, \quad m = \frac{1 - 2\sigma_E}{1 - \sigma_E}. \end{aligned} \quad (19)$$

При  $\beta_1 \leq \beta_1^*(\sigma_E, \beta_2)$ ,  $\beta_2 \leq \beta_2^*(\sigma_E)$  решение интегрального уравнения (18) имеет «взрывной» характер, т. е. при  $z \rightarrow z_0$ , где

$$z_0 = z_0(\sigma_E, \beta_1, \beta_2), \quad (20)$$

функция  $\varphi(z)$  неограниченно возрастает. Таким образом, время задержки зажигания  $u_*$  может быть рассчитано с учетом (7), (19) из совместного решения трансцендентных уравнений (17) и (20). Функции  $\beta_1^*(\sigma_E, \beta_2)$  и  $\beta_2^*(\sigma_E)$ , а также зависимость (20) могут быть получены путем интерполяции численных расчетов на ЭВМ интегрального уравнения (18).

Как правило, задачи зажигания изучаются при  $\Theta_n(v) = 1$ ,  $\beta_2 > 0$ . Можно легко показать, что при  $\beta \geq 0$  имеет место мажоранта  $\varphi(z) \leq g(z)$ , где  $g(z)$  является решением интегрального уравнения

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z \exp\{(1 - \sigma_E)[s + g(s)]\} \frac{ds}{\sqrt{z-s}}. \quad (21)$$

Последнее заменой

$$h(y) = (1 - \sigma_E)g(z), \quad y = (1 - \sigma_E)z + 0.5 \ln(1 - \sigma_E) \quad (22)$$

приводится к изученному в [6] интегральному уравнению, где получено  $y_0 = -0,431$  и

$$h(y \rightarrow y_0) = -0,5 \ln(y_0 - y) + 0(1). \quad (23)$$

Следовательно, при  $\beta_2 \geq 0$  зависимость (20) ограничена снизу, т. е.  $\min z_0(\sigma_E, \beta_1, \beta_2) = -(1 - \sigma_E)^{-1} [0,431 + 0,5 \ln(1 - \sigma_E)]$  и из (17) имеем

$$\frac{1}{\Theta_*} + \frac{\varepsilon}{1 - \sigma_E} \ln \left( \Theta_* \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{0.5} \right) \leq \frac{\varepsilon}{1 - \sigma_E} \ln \left( \frac{p_Q \sqrt{1 - \sigma_E}}{0,65} \right). \quad (24)$$

При  $\varepsilon \rightarrow 0$  неравенства (10), (11) и (15) выполняются. Кроме того, полагая в (23)  $y_0 - y = \varepsilon \rightarrow 0$ , из (6), (7) и (22) для рассматриваемого случая  $\beta_2 \geq 0$  имеем оценку температуры зажигания  $\Theta_3 \equiv \Theta_3(\varepsilon, u_*)$  в виде

$$\Theta_3 \leq \Theta_0 \equiv \Theta_* + 0,5 \Theta_*^2 (1 - \sigma_E)^{-1} \varepsilon \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) + \dots$$

Следовательно, можно положить  $\Theta_m = \Theta_0$ , а в (19) при проведении числовых расчетов величины  $\Delta$  достаточно принять  $\Theta_m = \Theta_*$ . Таким образом, последним интегралом  $J(z, -\infty)$  ( $J(z, -\infty) \leq B$ ) в правой части уравнения (18) можно пренебречь (приближение «эффективной эндотермической гетерогенной реакции») либо при выполнении неравенства  $\beta_2 \ll 1$ , либо при таких начальных профилях температуры  $\Theta_n$ , для которых справедливо равенство

$$\Theta_* - 1 = \frac{1}{2u_*} \int_0^\infty [\Theta_n(v) - 1] v \exp\left(-\frac{v^2}{2u_*}\right) dv.$$

При  $\beta_2 \geq 0$  можно принять  $B = \int_{-\infty}^{z_0} \exp\{\sigma_E [s + g(s)]\} ds$ . Численные расчеты на ЭВМ этого интеграла проводятся совместно с интегральным уравнением (21). Заметим, что в частном случае  $\sigma_E = 0,5$ , используя результаты [6] и учитывая (22), имеем  $B = 4,19$ .

За период задержки зажигания  $i_* = crx_0^2/\lambda \cdot u_*$  поверхность конденсированного вещества переместится за счет газификации летучих компонентов на расстояние  $S$ , выражаемое формулой  $S = x_0 p_0 I_0(u_*, 0)$  или, учитывая (9),  $S = x_0 p_0 r A^{\sigma_E} J(z_0, -\infty)$ . Следовательно, имеет место оценка  $Sx_0^{-1} \leq rp_0 A^{\sigma_E} B$ , которая в частном случае  $\beta_2 \geq 0$ ,  $\sigma_E = 0,5$  принимает вид  $Sx_0^{-1} \leq 4,19rp_0 \sqrt{A}$ .

Для большинства летучих конденсированных веществ числовые данные констант газификации  $v_0$  и  $E_0$  в литературе отсутствуют. Поэтому случай  $\sigma_E = 0,5$  представляет практический интерес, позволяя в предположении  $E_0 = E_r$  в приближении «эффективной эндотермической гетерогенной реакции» проводить обработку экспериментальных данных по зажиганию летучих веществ. Действительно, в этом приближении уравнение (18) принимает вид

$$\varphi(z) = \frac{1 - \beta_1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z G^{0,5}(s) \frac{ds}{\sqrt{z-s}}, \quad \beta_1 < 1.$$

Последнее заменой  $H(w) = 0,5\varphi(z)$ ,  $w = 0,5z + \ln[(1 - \beta_1)/\sqrt{2}]$  приводится к виду, изученному в [6], при этом  $w_0 = -0,431$ . Следовательно, подставляя  $z_0 = -0,862 - 2 \ln[(1 - \beta_1)/\sqrt{2}]$  в (17), находим трансцендентное уравнение для расчета безразмерного времени задержки зажигания  $u_*$  в виде

$$\frac{1}{\Theta_*} = 2\varepsilon \ln \left[ \frac{p_Q - p_L}{0,65\sqrt{2}} \Theta_*^{-1} \left( \frac{d\Theta_*}{du_*} \right)^{-0,5} \right], \quad p_Q > p_L.$$

Это уравнение, записанное в размерном виде (2) в «координатах спрямления», позволяет проводить обработку экспериментальных данных по зажиганию летучих конденсированных веществ с целью определения величины  $E = E_0 = E_r$  и разности  $Q_r k_r - Lv_0$ . В общем же случае  $\sigma_E \neq 0,5$  при обработке экспериментальных данных по зажиганию летучих веществ полезным может оказаться неравенство (24).

Авторы признательны А. Э. Аверсону за интерес к работе и полезные замечания.

Поступила в редакцию 22/II 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
2. В. Б. Либрович. ПТМФ, 1963, 6, 74.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, Т. М. Мартемьянова. ФГВ, 1974, 10, 4, 498.

4. А. Г. Мерджанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт ИХФ АН СССР. М., 1970.
5. А. П. Бабич, Н. М. Беляев, А. А. Рядно.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
6. A. Linan, F. A. Williams. Comb. Sci. and Tech., 1971, 3, 91.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕНИ ОКТОГЕНА

*О. П. Коробейничев, Л. В. Куйбида, В. Ж. Мадирбаев*  
(Новосибирск)

Горению нитроаминов — гексогена и октогена, а также модельных смесей на их основе посвящено большое число работ [1—5]. Исследование горения гексогена и октогена представляет интерес в связи с проверкой применимости ряда теорий и моделей горения гомогенных конденсированных систем. В [1] для расчета скорости горения нелетучих взрывчатых веществ (в том числе гексогена) применена теория Зельдовича — Беляева. Предполагается, что скорость горения определяется реакциями в ж-фазе, температура поверхности равна температуре кипения. В последнее время предложены модели горения гексогена и октогена [2—5], учитывающие реакции в конденсированной и газовой фазах. На основе изучения кинетики, а также продуктов первичных и вторичных реакций термического разложения гексогена и октогена в конденсированной и газовой фазах [6—8] созданы модели горения, учитывающие следующие стадии:

- 1) реакции жидкофазного разложения нитроаминна и частичного испарения его в газовую фазу;
- 2) реакции газофазного разложения испарившихся молекул нитроаминна с образованием азота и его окислов  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ , а также формальдегида;
- 3) реакция взаимодействия формальдегида с двуокисью азота с образованием конечных продуктов ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и др.).

Результаты расчета [4, 5] дают следующую двухзонную структуру пламени при горении гексогена и октогена: узкую (толщиной  $\sim 5$  мкм при давлении 1 МПа) «темную» зону разложения (стадия 2) испаренного нитроаминна (с максимальной температурой 800 °С) и широкую светящуюся зону пламени (стадия 3). Отсутствие экспериментальных данных по химической структуре пламени гексогена и октогена не позволяло осуществить проверку этих моделей.

Для изучения химической структуры пламени октогена применялся метод масс-спектрометрического зондирования пламен конденсированных систем [9]. Эксперименты проводились на комплексе [10], включающем установку с молекулярно-пучковым отбором пробы и детектированием пучка с помощью времяпролетного масс-спектрометра (ВПМС) и автоматизированную систему сбора и обработки данных с ВПМС на основе аппаратуры КАМАК и ЭВМ «Саратов-2».

Опыты проводили при давлении  $p = 0,05 \div 0,1$  МПа в атмосфере аргона с таблетками октогена диаметром 1 см (плотностью 1,8 г/см<sup>3</sup>), спрессованными из частиц диаметром 50 мкм. Скорость горения составляла 0,45 и 0,2 мм/с при  $p = 0,1$  и 0,05 МПа соответственно.

В опытах с давлением 0,05 МПа использовали кварцевые отборники [10], а при  $p = 0,1$  МПа — специально разработанные пробоотборники. Они имели вид алюминиевого конуса с углами внутренним 40° и внешним 60°, отверстием 0,05 мм и толщиной стенки при вершине 0,1 мм. Внешняя и внутренняя поверхности конуса оксидированы, причем толщина слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  составляла 0,1 мм. Проверка показала, что указанные отборники выдерживают температуру по крайней мере до 2000 °С.