

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ ПРИ ОБДУВЕ ПОТОКОМ ВОЗДУХА И ВРАЩЕНИИ

**Ващенко В.А., проф.;** **Краснов Д.М., доц.;** **Заика П.И., асп.**  
(Черкасский инженерно-технологический институт)

Воздействие волны горения на металлизированные конденсированные системы (МКС) приводит к возникновению специальных эффектов (реактивных, световых (в видимом и ИК-спектрах), трассирующих и др.), которые широко используются в изделиях различного назначения (твердые топлива, пиротехнические ИК-излучатели, трассирующие средства и др.) [1-6]. При этом условия эксплуатации указанных изделий (скорость полета, угловая скорость вращения и др.) постоянно расширяются. Поэтому для повышения надежности работы этих изделий необходимо уметь прогнозировать поведение процессов взаимодействия волны горения с МКС в широком диапазоне скоростей обдува потоком воздуха и угловых скоростей вращения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов взаимодействия волны горения с МКС типа магний + нитрат натрия, которые наиболее широко используются в качестве основы снаряжений указанных изделий, в условиях повышенных скоростей встречного обдува потоком воздуха (до 3-3,5 М, М - число Маха) и осесимметричного вращения (до 60000 - 70000 об/мин).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для получения экспериментальных данных использовались следующие современные методы исследований: киносъемка (кинокамера «Конвас-автомат», скорость съемки 30 кадр/с), микросъемка (кинокамера «СКС-1М», скорость съемки 2400 кадр/с), методы рентгенофазного анализа, электронной микроскопии, бесконтактные методы измерения температуры, шпирен-методы исследования структуры газового потока (теневой прибор ИАБ-451). Все экспериментальные исследования процессов в волне горения и скорости ее распространения по МКС (скорости горения) проводились на специально разработанных установках [6, 7]. Рассматриваемые в данной работе МКС - это механические смеси из порошков Mg и NaNO<sub>3</sub>. Образцы из МКС получали различными видами уплотняющего формования, главным образом, в толстостенные металлические корпуса изделий (металлические стаканы) диаметром 22-23 мм и толщиной 2,5-3,0 мм; при этом во всех случаях высота МКС внутри стакана лежала в пределах  $h = 25-35$  мм, а коэффициент уплотнения смеси - в пределах  $K_y = 0,95-0,98$ . Коэффициент уплотнения прессованных МКС определялся из выражения

$$\hat{E}_o = \frac{\rho_{\hat{n}}}{\rho_{max}}$$

где  $\rho_c$  - достигнутая плотность смеси;  $\rho_{max}$  - предельная плотность, которая находится вычислением с использованием плотности компонентов, входящих в смесь:

$$\rho_{max} = \frac{1}{\xi_M / \rho_M + \xi_N / \rho_N},$$

где  $\xi_M, \rho_M, \xi_N, \rho_N$  - относительное содержание в смеси и плотность соответственно металла и окислителя.

Количественно степень отклонения состава данной смеси от стехиометрического характеризовалась коэффициентом избытка окислителя  $\alpha$ , который определяется из соотношения

$$\alpha = \frac{\xi_N / \xi_M}{\xi_N / \xi_M \cdot \bar{N}O}$$

где индекс «СТ» обозначает стехиометрическое соотношение компонентов.

Дисперсность компонентов смеси характеризовалась средним размером частиц порошка ( $d_M$  - средний размер частиц порошка Mg;  $d_N$  - средний размер частиц порошка NaNO<sub>3</sub>), который изменялся в пределах 50-400 мкм.

Предварительные испытания образцов в условиях обдува и вращения показали, что область устойчивого распространения волны горения по образцу лежит в пределах  $0,31 < \alpha < 2,45$ . Установлено, что влияние встречного обдува потоком воздуха на поверхность горения приводит к существенному сокращению зоны пламени, заметному приближению ее к обдуваемой поверхности. При этом в области сверхзвуковых режимов обтекания (скорость газового потока  $W = 2,5-3,5$  М) наблюдается определенное нарушение симметрии потока, вызванного неравномерностью физико-химических процессов, протекающих на поверхности горения и вблизи нее.

Из данных, представленных на рис. 1, видно, что во всем диапазоне увеличения скорости встречного обдува (вплоть до  $M = 3,15$ ) наблюдается заметный рост скорости горения системы  $Mg + NaNO_3$ . Увеличение коэффициента избытка окислителя (от 0,31 до 2,45) приводит к существенному усилению зависимости  $u = f(M)$ .

Показано, что наличие вращения приводит к различному искривлению поверхности горения образцов системы  $Mg + NaNO_3$  в зависимости от уровня  $\omega$ : при небольших  $\omega$  ( $\omega = 5000-12000$  об/мин) она имеет небольшую выпуклость вверх, а при больших  $\omega$  ( $\omega = 20000-65000$  об/мин) она приобретает «воронкообразный» характер, близкий к параболоиду вращения. Анализ состава конденсированного вещества, остающегося в металлическом корпусе после сжигания вращающегося образца, показал, что наряду с  $Mg$ ,  $NaNO_3$  и  $NaO_2$  (основные продукты конденсированной фазы в отсутствие вращения) является также и неокисленный  $Mg$ ; при этом увеличение угловой скорости вращения приводит к существенному увеличению доли неокисленного  $Mg$ , который накапливается на боковых поверхностях металлического корпуса (так, при  $\alpha = 2,45$  доля неокисленного  $Mg$  возрастает с 20-25% (при  $\omega = 30000$  об/мин) до 60-70% (при  $\omega = 50000$  об/мин)). Вращение образца оказывает более сложное влияние на скорость горения системы  $Mg + NaNO_3$  (рис. 2). Независимо от соотношения компонентов в системе увеличение угловой скорости вращения приводит к росту скорости горения только до определенного значения  $\omega_{max}$ , после которого скорость горения резко падает (например, для системы с  $\alpha = 1,58$  увеличение  $\omega$  после 50000 об/мин на 10000 - 12000 об/мин приводит к ее затуханию, а смесь с  $\alpha = 2,45$  затухает уже при 30000 об/мин). При этом наиболее сильное уменьшение скорости горения при отклонении от  $\omega_{max}$  наблюдается в случае  $\omega > \omega_{max}$ , т.е. справа от положения максимума на кривых  $u = f(\omega)$ . Увеличение содержания окислителя в системе (от  $\alpha = 0,31$  до  $\alpha = 2,45$ ) значительно усиливает влияние угловой скорости вращения на скорость горения: положение максимума на кривых  $u = f(\omega)$  заметно смещается в сторону меньших  $\omega$  (например, при  $\alpha = 0,31$   $\omega_{max} = 65000$  об/мин, а при  $\alpha = 2,45$   $\omega_{max} = 30000$  об/мин).

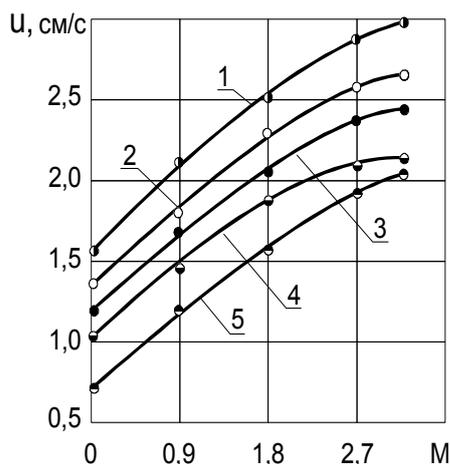


Рисунок 1 - Зависимость скорости горения системы  $Mg + NaNO_3$  от скорости встречного обдува потоком воздуха при  $\omega=0$  ( $d_m=74$  мкм,  $d_N=100-140$  мкм,  $K_v=0,95-0,98$ ): 1 -  $\alpha=0,31$ ; 2 -  $\alpha=0,72$ ; 3 -  $\alpha=1,0$ ; 4 -  $\alpha=1,58$ ; 5 -  $\alpha=2,45$

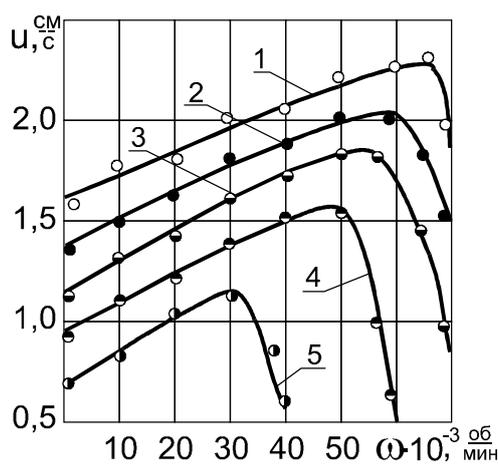


Рисунок 2 - Зависимость скорости горения системы  $Mg + NaNO_3$  от угловой скорости вращения образца при  $M=0$  ( $K_v=0,95-0,98$ ,  $d_N=100-140$  мкм,  $d_m=74$  мкм): 1 -  $\alpha=0,31$ ; 2 -  $\alpha=0,72$ ; 3 -  $\alpha=1,0$ ; 4 -  $\alpha=1,58$ ; 5 -  $\alpha=2,45$

Физические и физико-химические процессы в волне горения значительно усложняются при совместном воздействии встречного обдува потоком воздуха (до 3 М) и вращения (до 70000 об/мин). Так, например, ядро пламени становится существенно нестационарным; при этом с увеличением  $\alpha$  (от 0,31 до 2,45) интенсивность свечения и площадь светящейся части пламени резко уменьшаются. Кроме этого, профиль поверхности горения уже отличается от указанного выше (при  $M = 0$ ) и обусловлен взаимодействием следующих основных сил: центробежной силы, локального давления газообразных продуктов сгорания, а также давления встречного воздушного потока.

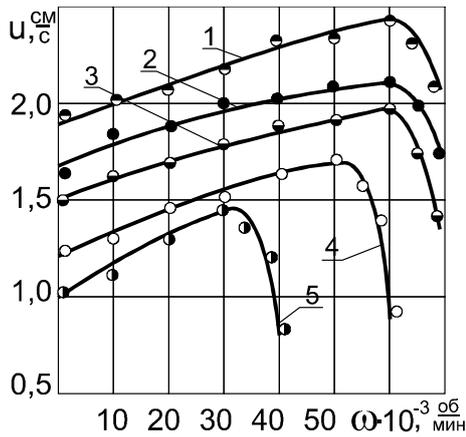


Рисунок 3 - Зависимость скорости горения системы  $Mg + NaNO_3$  от угловой скорости вращения образца при  $M=0,5$  ( $K_y=0,95-0,98$ ,  $d_N=100-140$  мкм,  $d_m=74$  мкм):  
 1 -  $\alpha=0,31$ ; 2 -  $\alpha=0,72$ ; 3 -  $\alpha=1,0$ ; 4 -  $\alpha=1,58$ ; 5 -  $\alpha=2,45$

Влияние встречного обдува на скорость горения в условиях вращения образца системы, также, как и при отсутствии вращения, сводится к увеличению скорости горения по абсолютной величине без заметного изменения характера зависимости  $u = f(\omega)$  (рис. 3).

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

На основании известных результатов исследований по взаимодействию струй [8, 9], а также полученных экспериментальных данных о поведении волны горения рассматриваемых систем при встречном обдуве потоком воздуха и вращении можно предположить, что процессы в волне горения при указанных условиях в первом приближении протекают по схеме, представленной на рис.4. Для выяснения физического смысла и получения количественных оценок влияния встречного обдува и вращения образца системы  $Mg + NaNO_3$  на процессы в волне горения и их характеристики необходимо теоретически проанализировать поведение горящего образца системы сначала в условиях обдува, а затем в условиях вращения.

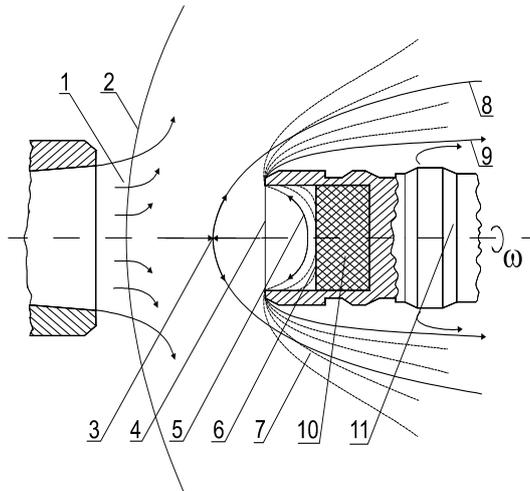


Рисунок 4 - Физическая картина горения системы  $Mg + NaNO_3$  в условиях встречного сверхзвукового обдува потоком воздуха и вращения:

1 - основной газовый поток; 2 - скачок уплотнения (криволинейная ударная волна); 3 - общая критическая точка (скорости потоков равны); 4 - начальное положение поверхности горения; 5 - текущее положение поверхности горения; 6 - расплав, выбрасываемый из металлической оболочки; 7 - траектории движения конденсированных продуктов сгорания; 8, 9 - границы сформировавшегося ядра пламени; 10 - образец системы  $Mg + NaNO_3$ ; 11 - металлическая оболочка

Физический смысл влияния встречного обдува на распространение волны горения по системе  $Mg + NaNO_3$  заключается в том, что с увеличением его скорости происходит увеличение полного давления у поверхности горящего образца.

Повышение давления приводит к увеличению плотности оттекающего газового потока, интенсификации реакции зоны пламени, сокращению ее размеров и приближению к поверхности горения. Это влечет за собой возрастание тепловыделения на поверхности горения и величины теплового потока из зоны пламени в исходную систему и в конечном счете - к увеличению скорости горения. Полное давление  $P_0$  у горячей поверхности образца при сверхзвуковом режиме обтекания (с учетом прямого скачка уплотнения) определяется в зависимости от  $M$  по формуле [8]

$$\frac{P_0}{P} = \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \cdot \left( \frac{2}{k-1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \frac{M^{\frac{2k}{k-1}}}{\left( \frac{2k}{k-1} \cdot M^2 - 1 \right)^{\frac{1}{k-1}}}, \quad (1)$$

где  $P$  - давление газа перед скачком уплотнения.  
 При  $k = 1,4$  (для воздуха) формула (1) имеет вид

$$\frac{D_0}{D} = \frac{166,7 \cdot j^7}{(j^2 - 1)^{2,5}} \quad (2)$$

При дозвуковых скоростях (когда сжимаемостью газа можно пренебречь) полное давление определяется по формуле

$$D_0 = D + \frac{\rho \cdot W^2}{2}, \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность газа.

Из формул (2), (3) для исследованного диапазона чисел  $M$  при нормальной начальной температуре образца ( $T_0 = 20^\circ \text{C}$ ) можно получить следующие значения давлений  $P_0$  у горячей поверхности: для  $M = 0,1-3,0$  -  $P_0 = 1-11,87 \text{ кг/см}^2$ .

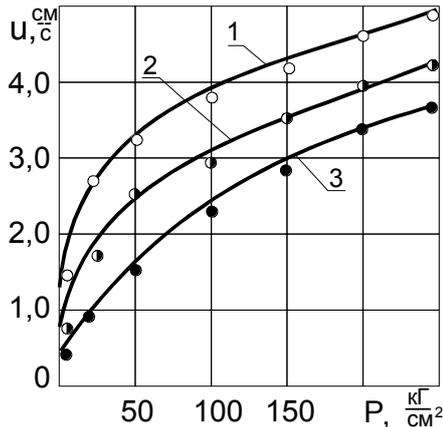


Рисунок 5 - Зависимость скорости горения системы  $\text{Mg} + \text{NaNO}_3$  от внешнего давления при  $T_0 = 20^\circ \text{C}$  ( $K_y = 0,95-0,98$ ,  $d_N = 100-140 \text{ мкм}$ ,  $d_M = 74 \text{ мкм}$ ): 1 -  $\alpha=0,2$ ; 2 -  $\alpha=1,4$ ; 3 -  $\alpha=3,0$

Например, для  $M = 0,5; 1,0; 2,0$  и  $3,0$  значение полного давления у поверхности горящего заряда  $P_0$  составляют  $1,16; 1,85; 5,52; 11,87 \text{ кг/см}^2$  соответственно (при отсутствии обдува  $P_0 = P = 1 \text{ кг/см}^2$ ). Для этих значений  $P_0$  из экспериментально найденной зависимости  $u = f(P)$  для системы  $\text{Mg} + \text{NaNO}_3$  (рис. 5) можно найти значения скорости горения  $u = 0,9; 1,2; 1,5$  и  $2,0 \text{ см/с}$  ( $\alpha = 1,4$ ). Эти значения удовлетворительно согласуются со значениями скорости горения  $u = 1,4; 1,7; 2,1$  и  $2,4 \text{ см/с}$  ( $\alpha = 1,0$ ), полученными из экспериментальной зависимости  $u = f(M)$  при указанных выше значениях  $M$  (рис. 1).

Рассмотрим физический смысл влияния небольших  $\omega$  ( $\omega = 10000-15000 \text{ об/мин}$ ). При указанных значениях  $\omega$ , как показывают проведенные экспериментальные исследования, не происходит нарушения прочности образца и практически отсутствует растекание расплава системы (тонкий приповерхностный слой) к стенкам металлической оболочки. В этом случае большое значение приобретает рассмотрение

поведения частиц  $\text{Mg}$  в газифицирующемся слое системы, прилегающем к поверхности горения, откуда происходит унос частиц металла в зону пламени и к стенкам металлического корпуса. Для этого проведем сравнительную оценку факторов, обуславливающих унос частиц  $\text{Mg}$  (диспергирование) из газифицирующегося слоя поверхности горения. Рассмотрим следующие основные силы, действующие на частицы металла и обуславливающие их диспергирование:

1 Сила лобового сопротивления, возникающая при обтекании частицы металла газообразными продуктами термического разложения  $\text{NaNO}_3$  (газовая смесь  $\text{O}_2 + \text{N}_2$ ), направленными от поверхности горения нормально к ней.

2 Подъемная сила, возникающая при вращении частицы в газовом потоке.

3 Центробежная сила от нутационного движения объекта.

Оценим ускорение частицы под воздействием каждой из этих сил и тем самым определим вклад каждой из сил в процессе диспергирования частиц  $\text{Mg}$  с поверхности горения.

Ускорение, создаваемое силой лобового сопротивления при обтекании частицы  $\text{Mg}$  газовым потоком, определяется как [6]

$$\frac{dV}{dt} = \frac{3}{8} \cdot \frac{\rho_{\bar{a}}}{\rho_i} \cdot \frac{C_x}{r_u} \cdot V^2, \quad (4)$$

где  $\rho_e$  и  $\rho_m$  - соответственно плотности газа и магния;  $r_u$  - средний эквивалентный радиус частицы (радиус Соттера для случая сферы радиусом  $r \approx r_u$ );  $V$  - относительная скорость газа при обтекании частицы;  $C_x$  - коэффициент лобового сопротивления частицы  $\text{Mg}$  (установлено, что для значений критерия Рейнольдса  $R_{\bar{a}} < 10^3$  ( $R_{\bar{a}} = d_u \cdot V / \gamma_e$ ,  $d_u$  - средний эквивалентный диаметр частицы,  $\gamma_e$  - коэффициент кинематической вязкости газа) значения  $C_x$  для горящих и негорящих частиц  $\text{Mg}$  совпадают).

Экспериментальные исследования скорости оттока газообразных продуктов разложения показывают, что скорость их относительного движения вблизи поверхности горения составляет  $0,1-10 \text{ м/с}$ , что дает диапазон изменения числа Рейнольдса  $0,04 < R_{\bar{a}} < 850$ , а зависимость  $C_x = f(R_{\bar{a}})$  хорошо аппроксимируется формулой (погрешность 1-2%) [9]

$$C_x = \pi \cdot (0,128 + 12,8 \cdot R_a^{-1}). \quad (5)$$

Относительная скорость оттока газообразных продуктов  $V$  равна разности абсолютных скоростей движения газа и частицы:

$$V = V_e - V_u. \quad (6)$$

Согласно экспериментальным данным о скорости оттока газообразных продуктов вблизи поверхности горения  $V_e \gg V_u$ , и поэтому можно считать, что  $V \cong V_e$ .

Тогда уравнение (4) можно переписать в виде

$$\frac{dV}{dt} = 0,15 \cdot \frac{\rho_{\bar{a}} \cdot V_{\bar{a}}^2}{\rho_i \cdot r_u} + 7,52 \cdot \frac{\rho_{\bar{a}} \cdot V_{\bar{a}} \cdot \gamma_{\bar{a}}}{\rho_i \cdot r_u^2}, \quad (7)$$

где индекс « $\bar{a}$ » означает, что значение параметра выбирается на поверхности горения (при  $T = T_n$ ). При этом скорость  $V_{en}$  находится из уравнения неразрывности на поверхности горения

$$\rho_{en} \cdot V_{en} = \rho_c \cdot u \cdot \xi_n. \quad (8)$$

Следовательно, для оценки величины ускорения, создаваемого силой лобового сопротивления, возникающей при обтекании частицы  $Mg$  потоком газообразных продуктов разложения, получаем следующую формулу:

$$\frac{dV}{dt} \cong \frac{\rho_c}{\rho_i} \cdot \frac{u \cdot \xi_n}{r_u} \cdot \left( 0,15 \cdot \frac{\rho_c}{\rho_{\bar{a}}} \cdot u \cdot \xi_n + 7,52 \cdot \frac{\gamma_{\bar{a}}}{r_u} \right). \quad (9)$$

Если заменить

$$\xi_n = \frac{l_c \cdot \alpha}{1 + l_c \cdot \alpha},$$

где  $l_c = 1,17$  (стехиометрический коэффициент для системы  $Mg + NaNO_3$ ), тогда

$$\frac{dV}{dt} \cong \frac{\rho_c \cdot u \cdot l_c \cdot \alpha}{\rho_i \cdot r_u \cdot (1 + l_c \cdot \alpha)} \cdot \left( 0,15 \cdot \frac{\rho_c \cdot u \cdot l_c \cdot \alpha}{\rho_{\bar{a}} \cdot (1 + l_c \cdot \alpha)} + 7,52 \cdot \frac{\gamma_{\bar{a}}}{r_u} \right). \quad (10)$$

Рассмотрим стехиометрическую систему  $Mg + NaNO_3$  [3, 4, 6]:  $\alpha = 1,0$  ( $\xi_n = 0,54$ ),  $r_u = 3,7 \cdot 10^{-5}$  м,  $T_n = 1100$  К,  $\rho_c = 1700$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_n = 1740$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{en} = 0,34$  кг/м<sup>3</sup>,  $\gamma_{en} = 1,68 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $u = 1,6 \cdot 10^2$  м/с.

Подставляя указанные значения параметров в формулу (10) и принимая во внимание вышеизложенные допущения, получаем ориентировочное значение величины ускорения от силы лобового сопротивления частицы  $Mg$ :  $dV/dt \approx Gg$ .

Перейдем к оценке ускорения подъемной силы, действующей на вращающуюся частицу. После того как частица  $Mg$  утрачивает связь со своим основанием, она начинает под действием центробежных сил перемещаться вдоль поверхности горения. При этом в зависимости от формы частицы ее перемещение может осуществляться как скольжением, так и перекачиванием. Однако вследствие непрерывного воздействия опрокидывающего момента при столкновении частицы с неровностями поверхности (постоянно действующая центробежная сила) наиболее характерной формой движения является перекачивание с возможными отрывами от поверхности при упругих соударениях с неровностями, т.е. вращательные движения частицы. При движении вращающейся частицы в газовом потоке возникает подъемная сила, стремящаяся выбросить частицу с поверхности горения в зону пламени.

Так как в настоящее время нет строгих зависимостей для определения указанной силы, то мы оценим ее значение приближенно, исходя из известной формулы Жуковского для подъемной силы, возникающей при обтекании сферы [9]:

$$F_n = 4 \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \rho_{en} \cdot V_u \cdot \omega_u, \quad (11)$$

где  $V_u$  - скорость поступательного перемещения частицы, равная окружной скорости вращения для места уноса частицы в зону пламени;  $\omega_u$  - угловая скорость вращения частицы, которая определяется как

$$\omega_u = \frac{R}{r_u} \cdot \omega, \quad (12)$$

где  $R$  - радиус места уноса частицы в зону пламени;  $\omega$  - угловая скорость вращения образца. Тогда ускорение подъемной силы имеет вид

$$q_i = \frac{F_i}{m_i} = 3 \cdot \frac{\rho_{\bar{a}}}{\rho_i} \cdot V_u \cdot \omega_u. \quad (13)$$

Подставляя значения  $\omega_u$  и  $V_u$ , получаем

$$q_{ij} = 3 \cdot \frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_i} \cdot \frac{R^2}{r_u} \cdot \omega^2. \quad (14)$$

Сделаем прикидочный расчет величины ускорения от подъемной силы, действующей на вращающуюся частицу Mg [3, 6] для  $r_u=3,7 \cdot 10^{-5}$  м,  $T_n=1100$  К,  $\rho_{zn}=0,34$  кг/м<sup>3</sup>,  $R/r_u=10^3$ ,  $\omega=1047$  с<sup>-1</sup> ( $\omega=10000$  об/мин),  $\rho_M=1740$  кг/м<sup>3</sup>.

Подставляя значения физических характеристик объекта в формулу (14), получаем ускорение, вызываемое подъемной силой вращающейся частицы:  $q_{ij} \cong 220$  g, т.е. на расстояниях порядка нескольких мм от оси вращения указанное ускорение достигает уже значительных величин. Если же оценить значения  $q_{ij}$  близко к металлической оболочке, то ее значения уже будут превосходить полученные выше значения ускорения для силы лобового сопротивления более, чем на два порядка.

Унос частицы Mg с поверхности горения в зону пламени может осуществляться также центробежными силами, появляющимися при нутации изделия, содержащего горящий образец. Максимальное ускорение, действующее на частицу Mg при нутации, определяется как [10]

$$q_{Hmax} = l \cdot \beta^2 \cdot \delta_{max}^2, \quad (15)$$

где  $l$  - расстояние от поверхности горения до центра тяжести изделия;  $\delta_{max}$  - максимальный угол нутации;  $\beta = C\omega/2A$  ( $C$  - полярный момент инерции изделия,  $A$  - эквивалентный момент инерции,  $\omega$  - угловая скорость вращения изделия).

Угол  $\delta_{max}$  определяется обычно экспериментально путем лабораторных и полигонных испытаний [9, 10].

При испытаниях с неподвижного объекта для изделия с калибром  $D = 10-20$  мм, относительным удлинением  $L/D$  - порядка пяти ( для сравнения металлическая оболочка заряда МКС имеет размеры:  $D = 23$  мм,  $L = 106,5-106,8$  мм,  $L/D = 4,6-4,7$  ) и  $M \leq 3,0$  величина  $\delta_{max}$  не превосходит обычно  $15-20^\circ$ , но при стрельбе с подвижного объекта величина  $\delta_{max}$  может быть значительно больше.

Определим величину  $\beta$  из условия гироскопической устойчивости вращающегося изделия, которое записывается в виде неравенства [10, 11]

$$\frac{\beta_0}{\beta^2} < 1, \quad (16)$$

где

$$\beta_0 = \frac{D^2 \cdot H \cdot V_0^2 \cdot K_{m0}}{g \cdot A} \cdot 10^3. \quad (17)$$

Здесь  $H$  - расстояние между центром сопротивления и центром тяжести;  $V_0$  - начальная скорость изделия;  $K_{m0}$  - экспериментальная функция:  $K_{m0} = f(M)$ ;  $D$  - калибр объекта.

Вводя коэффициент запаса устойчивости  $\eta < 1$  и подставляя в (16) значения  $\beta$  и  $\beta_0$ , получаем значение  $\omega$ , обеспечивающее гироскопическую устойчивость изделия:

$$\omega^2 = \frac{4 \cdot D^2 \cdot H \cdot V_0^2 \cdot K_{m0} \cdot A}{g \cdot c^2} \cdot 10^3. \quad (18)$$

Подставляя (18) в выражение  $\beta$  и затем в (15), получаем

$$q_{Hmax} = 10^3 \cdot \frac{l \cdot H \cdot D^2 \cdot V_0^2 \cdot K_{m0}}{A \cdot g} \cdot \delta_{max}^2. \quad (19)$$

Проведем расчет величины  $q_{Hmax}$  для изделия, полагая  $\omega = 1047$  С<sup>-1</sup> (10000 об/мин),  $A/C = 10-20$ , что дает возможные значения  $\beta = 26-52$  С<sup>-1</sup>. Принимая экспериментальное  $\delta_{Hmax} \cong 0,26$  рад, находим  $q_{Hmax} \cong 0,9-3,7$  м/с<sup>2</sup>  $< g$ , т.е. при небольших  $\omega$  ускорение, действующее на частицу Mg при нутации изделия, достаточно мало (менее  $g$ ) и может достигать заметных величин только при больших  $\omega$  (например, для  $\omega = 6 \cdot 10^3$  С<sup>-1</sup> (55000 об/мин)  $q_{Hmax} \cong 3-12$  g).

Таким образом, при небольших значениях  $\omega$  ( $\omega < 10000-15000$  об/мин) основными силами, определяющими интенсивность диспергирования частиц Mg в зону пламени, являются сила лобового сопротивления ( $F_c$ ), возникающая при обтекании частиц металла газообразными продуктами термического разложения NaNO3, и подъемная сила ( $F_n$ ), возникающая при локальных вращениях частицы Mg при ее перемещении вдоль поверхности горения под действием центробежных сил; при этом величина силы  $F_n$  резко возрастает при удалении от оси вращения и на расстоянии 5-10 мм уже превосходит величину силы  $F_c$  более, чем на 2 порядка. Это приводит к

тому, что при вращении количество диспергированных частиц Mg (особенно при приближении к металлической оболочке системы) значительно возрастает. Указанное диспергирование частиц Mg приводит к уносу в зону пламени части массы системы и к увеличению концентрации частиц Mg вдоль радиуса к стенке оболочки. Увеличению числа частиц Mg вдоль радиуса заряда системы способствуют также центробежные силы, которые действуют на диспергированные частицы Mg вблизи поверхности горения.

В результате этого каждая окисляющаяся или горящая частица Mg остается на поверхности горения и вблизи нее более длительное время. Благодаря этому увеличивается количество тепла, которое она передает в исходную систему, что приводит, в конечном итоге, к увеличению скорости ее горения. Возникающий градиент плотности частиц в радиальном направлении (имеет место существенное увеличение концентрации реагирующих частиц Mg от центра к оболочке) приводит к возрастанию теплового потока из зоны пламени в исходную систему, и поверхность горения приобретает выпуклую форму, при этом на боковых стенках оболочки заряда системы в результате действия указанных сил накапливаются конденсированные продукты сгорания, количество которых увеличивается с ростом  $\omega$  и содержанием Mg в системе.

## SUMMARY

*The outcomes of experimental researches and theoretical evaluations of main physical-chemical processes which are flowing past in zones of effect of a wave of burning on systems  $Mg+NaNO_3$  in conditions of a counter ventilation by a stream of an air (up to 3,5 M, M - number of the Mach) and rotation (up to 70,000 rev/min) are indicated.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брауэр К.О. Пиротехнические устройства для космических аппаратов. - Вопросы ракетной техники, 1969, вып. 10. - С. 47-61.
  2. Вспомогательные системы ракетно-космической техники / Перевод с англ./ Под ред. И.В. Тишунина. - М.: Мир, 1970.
  3. Металлические горючие гетерогенных конденсированных систем/ Н.А.Силин, В.А.Ващенко, Л.Я.Кашпоров и др. - М.: Машиностроение, 1976.
  4. Окислители гетерогенных конденсированных систем/ Н.А. Силин, В.А.Ващенко, Л.Я.Кашпоров и др. - М.: Машиностроение, 1978.
  5. Шидловский А.А., Сидоров А.И., Силин Н.А. Пиротехника в народном хозяйстве. - М.: Машиностроение, 1978.
  6. Горение металлизированных гетерогенных конденсированных систем / Н.А. Силин, В.А.Ващенко, Л.Я. Кашпоров и др. - М.: Машиностроение, 1982.
  7. Высокотемпературные технологические процессы взаимодействия концентрированных источников энергии с материалами. Монография/ Ващенко В.А. Черкасский инженерно-технологический институт. - Черкассы, 1996, 403 с.: ил. - 88, Библиогр. - 343, назв. - Рус. - Деп. в ВИНИТИ 22.03.96, №24 - ХП 96.
  8. Лойцянский Л.С. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1987.
  9. Аэродинамика ракет/ Паничкин И.А., Кираванов М.В., Жур М.С. и др. - М.: Машиностроение, 1960.
- Движение ракет/ Дмитриевский А.А., Казаковцев В.П., Устинов В.Ф. и др. - М.: Воениздат, 1968