

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АГЛОМЕРАЦИИ АЛЮМИНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ

С. А. Рашковский

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, rash@hotmail.ru

Рассмотрена статистическая модель агломерации алюминия при горении смесевых твердых ракетных топлив, описывающая процесс в динамике, начиная от прогрева топлива в волне горения и заканчивая отрывом агломератов от поверхности горения. Предложен алгоритм расчета процесса агломерации с использованием метода Монте-Карло. Проведена серия расчетов агломерации алюминия; получены функции плотности распределения агломератов по размерам; определена зависимость среднемассового размера агломератов от среднемассового размера частиц перхлората аммония. Предложенная модель предсказывает степенные зависимости среднемассового размера агломератов от давления и скорости горения, что соответствует имеющимся экспериментальным данным.

Ключевые слова: горение, агломерация, статистическое моделирование, метод Монте-Карло.

### ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на многочисленность работ, посвященных исследованию процесса агломерации алюминия при горении гетерогенных конденсированных систем (ГКС), в настоящее время отсутствует теория агломерации, способная описать всю совокупность известных экспериментальных данных.

Из существующих моделей агломерации наиболее привлекательна модель «карманов» [1–4] — некоторых структурных единиц ГКС, образованных частицами перхлората аммония (ПХА), внутри которых капсулированы частицы алюминия. Размеры карманов определяются дисперсностью частиц ПХА (и других крупнодисперсных компонентов ГКС) и их содержанием в ГКС. Согласно этой модели в единый агломерат объединяются все частицы алюминия, находящиеся внутри кармана.

Несмотря на успехи в объяснении ряда закономерностей агломерации, эта модель имеет и существенные недостатки. Среднемассовые размеры агломератов, предсказываемые моделью карманов, оказываются пропорциональными размерам частиц ПХА. Для традиционных ГКС с размерами частиц ПХА в диапазоне  $100 \div 400$  мкм этот результат хорошо согласуется с экспериментом [1–9]. В соответствии с этой моделью уменьшение среднемассовых размеров частиц ПХА должно сопровождаться пропорциональным уменьшением среднемассовых размеров агломератов. Вместе с тем в работе [7] установлено, что для размеров ПХА,

меньших 50 мкм, наблюдается обратная зависимость: среднемассовый размер агломератов увеличивается с уменьшением среднемассового размера частиц ПХА. Более того, модель карманов принципиально неприменима к квазигомогенным составам, таким как ГКС с ультрадисперсным ПХА, и к металлизированным баллистическим порохам; она предсказывает отсутствие агломерации в этих системах, что противоречит имеющимся экспериментальным данным по горению алюминизированных баллистических порохов [1].

Следует также отметить, что модель карманов, с которой связан прогресс в исследованиях процесса агломерации, является феноменологической, а само понятие кармана в достаточной степени условно. Как показывает анализ структуры реальных ГКС [7, 10, 11] и структур, полученных математическим моделированием [12, 13], в ГКС отсутствуют изолированные, в строгом смысле, области, ограниченные частицами ПХА, в которых может происходить независимое формирование агломератов. Анализ этих данных показывает, что частицы алюминия в ГКС расположены компактно, образуя изолированные кластеры контактирующих частиц. Форма кластеров и число входящих в них частиц случайны. Кластеры контактирующих частиц могут быть достаточно протяженными и могут пронизывать несколько карманов. При прохождении тепловой волны по ГКС в процессе горения возможно спекание частиц протяженного кластера, а при плав-

лении он может целиком сформировать единый агломерат. Пользуясь терминологией работы [8], можно утверждать, что в формировании агломератов всегда участвует «межкарманный» механизм, при котором в единый агломерат объединяются частицы металла, группирующиеся вблизи разных частиц окислителя.

В работах [14, 15] рассмотрена модифицированная модель карманов, учитывающая «межкарманный» и «докарманный» механизмы, а также воспламенение частиц алюминия на поверхности горения, однако эта модель позволяет рассчитать только среднемассовые размеры агломератов, но не их функции распределения по размерам. В [16] выполнено моделирование агломерации, основанное на моделировании структуры ГКС. Целью работы [16] было установить связь статистической структуры топлива и функции распределения агломератов по размерам. К сожалению, в ней не приведен подробный математический алгоритм модели, что затрудняет ее анализ.

В силу случайной структуры ГКС теория агломерации должна быть статистической, а в ее основе должна лежать динамическая модель, описывающая последовательные стадии развития агломератов. Такая модель предложена в работах [17–19], в которых, однако, рассмотрена упрощенная схема отрыва агломератов от поверхности горения; в соответствии с этой схемой считается, что отрыв агломерата происходит при «столкновении» его с частицей ПХА, «выходящей» на поверхность горения ГКС. На самом деле, условие отрыва агломератов определяется балансом удерживающих и отрывающих сил, действующих на агломерат, находящийся на поверхности горения. Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию модели [17–19] с учетом динамических условий отрыва агломерата.

### ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АГЛОМЕРАЦИИ АЛЮМИНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ ГКС

В основе модели лежат результаты экспериментальных исследований процесса агломерации алюминия, изложенные в работах [1–9, 20–25] и др.

Процесс агломерации алюминия при горении ГКС является многостадийным и начинается в глубине  $\kappa$ -фазы с инертного нагрева компонентов в тепловой волне. При прохождении тепловой волны по ГКС происходят на-

грев и спекание контактирующих частиц алюминия [5, 7], а также плавление поверхностного слоя металлического каркаса с образованием капель. Основой капель являются кластеры контактирующих частиц алюминия. Как показано в [12, 19], размеры этих капель существенно меньше среднемассовых размеров агломератов, отрывающихся от поверхности горения. В работах [17, 18] такие капли названы субагломератами.

Субагломераты связаны с углеродистым каркасом, и в дальнейшем считается, что они неподвижны относительно ГКС, а поверхность горения движется к ним с линейной скоростью горения ГКС  $u$ . Данный процесс удобнее рассматривать в системе отсчета, связанной с поверхностью горения ГКС. В этой системе поверхность горения вместе с находящимися на ней агломератами неподвижна, а субагломераты движутся к ней со скоростью  $u$ . При выходе на поверхность горения одна часть субагломератов сталкивается с находящимися на ней агломератами, образуя более крупные агломераты, а другая — не сталкивается и остается на поверхности горения, становясь новыми агломератами. Агломераты удерживаются на поверхности горения за счет адгезии с углеродистым каркасом и связей с протяженными кластерами контактирующих или расплавленных частиц алюминия, уходящими в глубь  $\kappa$ -фазы ГКС.

Отрыв агломерата от поверхности горения происходит под действием фильтрующих газов от разложения связующего и газов от горящих частиц ПХА. Отметим, что агломерат может воспламеняться как до его отрыва от поверхности горения, так и после отрыва [6]. Это указывает на то, что воспламенение агломерата не является определяющей причиной его отрыва от поверхности горения, однако оно может сделать отрыв агломерата более вероятным, уменьшив адгезионную силу, связывающую агломерат с поверхностью горения ГКС.

Отрыв агломерата от поверхности горения происходит в том случае, если отрывающая аэродинамическая сила становится больше адгезионных сил, связывающих агломерат с поверхностью горения. Адгезионная сила существенно зависит от того, что находится непосредственно под агломератом — углеродистый каркас или частица ПХА. Очевидно, если под агломератом находится горящая час-

тица ПХА, адгезионная сила будет минимальной, а отрывающая аэродинамическая — максимальной. Отметим, что в системе отсчета, связанной с поверхностью горения, частицы ПХА также движутся к поверхности горения со скоростью  $u$ . Таким образом, наиболее вероятен отрыв агломерата, под которым оказалась частица ПХА, и это можно рассматривать как столкновение частицы ПХА с агломератом.

В работах [17, 18] принято, что определяющим механизмом отрыва агломерата является столкновение частицы ПХА с агломератом. Соответственно модель агломерации [17, 18] сводится к рассмотрению процессов столкновения движущихся частиц (субагломератов и частиц ПХА), случайным образом распределенных в пространстве, с неподвижными частицами — агломератами, случайным образом распределенными на поверхности горения. При этом столкновение субагломерата с агломератом ведет к их слиянию с вероятностью  $\chi$  и, следовательно, к укрупнению агломерата, а столкновение частицы ПХА с агломератом — к отрыву агломерата с вероятностью  $\chi_{ad}$ . Коэффициент аккомодации  $\chi$  учитывает, что не каждое столкновение агломерата и субагломерата приводит к их слиянию, а коэффициент аккомодации  $\chi_{ad}$  учитывает, что не каждое столкновение частицы ПХА с агломератом вызывает отрыв агломерата от поверхности горения. На основе этой модели в работе [17] получена система уравнений, описывающих агломерацию, и приведены некоторые точные решения этой системы.

Рассмотренная модель допускает простую компьютерную реализацию с использованием метода Монте-Карло. Считается, что на некоторой поверхности имеется система частиц (агломератов), распределенных случайным образом. На эту поверхность случайно (с помощью генератора случайных чисел) «бросаются» частицы двух видов: субагломераты и частицы ПХА — со своими распределениями по размерам, считающимися заданными. Оценивается вероятность столкновения каждой из «бросаемых» частиц с частицами на поверхности. Если частица субагломерата сталкивается с агломератом, то с вероятностью  $\chi$  они сливаются и к массе агломерата на поверхности добавляется масса субагломерата — он укрупняется; если субагломерат не сталкивается или при столкновении не сливается ни с одним агломератом на поверхности, то он случайным обра-

зом размещается на поверхности и сам становится агломератом. Если частица ПХА сталкивается с агломератом, то агломерат с вероятностью  $\chi_{ad}$  удаляется с поверхности и рассматривается как оторвавшийся агломерат.

Предложенная статистическая модель агломерации и алгоритм расчета позволяют оперировать оторвавшимися частицами как обычными агломератами, отбираемыми экспериментально; после завершения процесса для них находят все необходимые статистические характеристики, включая среднемассовый размер и функцию распределения по размерам. Результаты расчетов по этой модели хорошо совпадают с известными экспериментальными данными по агломерации алюминия [6]. Вместе с тем упрощенный метод расчета отрыва агломератов на основе только столкновительного механизма «агломерат — частица ПХА» не позволяет предсказать зависимость среднемассового размера агломератов от скорости горения и давления.

В настоящей работе процесс отрыва агломерата рассматривается с учетом сил, действующих на агломерат, находящийся на поверхности горения, что позволяет устранить указанный недостаток и учесть ряд особенностей рассматриваемого процесса.

Отрыв агломерата от поверхности горения в общем случае определяется условием [8, 26]

$$F_a > F_{ad}, \quad (1)$$

где  $F_{ad}$  — адгезионная сила, удерживающая агломерат на поверхности горения за счет его связей с каркасным слоем;  $F_a$  — отрывающая аэродинамическая сила, действующая на агломерат со стороны газообразных продуктов разложения компонентов ГКС. Значения обеих сил случайны, что обусловлено гетерогенностью ГКС. Так, случайный характер аэродинамической силы проявляется через флуктуации скорости оттекающих газообразных продуктов разложения компонентов ГКС.

Рассмотрим более подробно каждую из сил, входящих в условие (1).

## ОТРЫВАЮЩАЯ СИЛА

Отрывающая аэродинамическая сила, действующая на агломерат, находящийся на поверхности горения, может быть представлена в виде

$$F_a = C_a(\rho_g V_m^2/2)(\pi D^2/4), \quad (2)$$

где  $C_a$  — коэффициент аэродинамического сопротивления агломерата;  $\rho_g$  — плотность газобразных продуктов, обтекающих агломерат;  $V_m$  — некоторая характерная скорость газобразных продуктов, обтекающих агломерат,  $D$  — диаметр агломерата.

Обтекание агломерата на поверхности горения существенно отличается от процесса обтекания свободной капли равномерным (на бесконечности) набегающим потоком. Можно выделить следующие основные особенности обтекания агломерата на поверхности горения ГКС:

- агломерат только приближенно можно считать сферой;
- поток, набегающий на агломерат, оттекает от поверхности горения ГКС, непосредственно примыкающей к агломерату; даже если этот поток равномерный, условия обтекания агломерата отличаются от обтекания капли равномерным на бесконечности потоком;
- продукты сгорания неравномерно оттекают от поверхности горения ГКС: скорость оттока существенно зависит от того, что находится в данной точке поверхности горения ГКС: связующее или частицы окислителя; строго говоря, скорость оттока будет изменяться даже вдоль поверхности горения связующего или ПХА в силу неравномерности условий их нагрева;
- поток, обтекающий агломерат, существенно неравномерен в направлении, перпендикулярном поверхности горения ГКС; это связано с изменением температуры в этом направлении за счет экзотермических реакций в газовом пламени; температура в направлении, перпендикулярном поверхности горения, возрастает в несколько раз на длине, соизмеримой с диаметром крупного агломерата;
- агломерат на поверхности горения может воспламениться и гореть; в результате эффективный диаметр агломерата, определяющий его сечение в формуле (2), может быть больше, чем его реальный диаметр, а коэффициент аэродинамического сопротивления — меньше, чем у негорящей частицы.

Известно [27], что сила, действующая на сферическую частицу диаметром  $D$  в набегающем потоке с неоднородным распределением скорости газа, может быть описана теми же соотношениями, что и в случае потока с однородным распределением скорости, если в качестве характерной скорости  $V_m$  взять среднюю скорость набегающего потока по поперечному сечению трубки тока диаметром  $k_a D$ , где

$$k_a \approx 2 \quad (3)$$

— коэффициент неравномерности. Таким образом, получаем

$$V_m = \frac{4G(k_a D)}{\rho_g \pi (k_a D)^2}, \quad (4)$$

где  $G(k_a D)$  — расход продуктов разложения компонентов с участка поверхности горения ГКС диаметром  $k_a D$ , центр которого расположен под центром агломерата. Плотность  $\rho_g$  определим как среднюю плотность продуктов разложения ГКС, оттекающих от поверхности горения:  $\rho_g = p/RT_s$ , где  $R$  — среднее значение газовой постоянной продуктов разложения ГКС у поверхности горения, образующихся на участке диаметром  $k_a D$ , которое может быть определено по их химическому составу;  $T_s$  — средняя температура поверхности горения ГКС на участке диаметром  $k_a D$ . Аналогично величину  $\mu_g$  можно рассматривать как среднюю вязкость, определенную при температуре  $T_s$  и по составу продуктов разложения у поверхности горения ГКС на участке диаметром  $k_a D$ . Отметим, что параметры  $R$ ,  $T_s$ ,  $\rho_g$  и  $\mu_g$  являются случайными и, вообще говоря, зависят от давления.

Коэффициент аэродинамического сопротивления агломерата на поверхности горения ГКС может быть описан степенной зависимостью

$$C_a = C_0/\text{Re}^\alpha, \quad (5)$$

где  $C_0$  и  $\alpha$  — некоторые коэффициенты. Если рассматривать агломерат как твердую сферическую частицу, можно принять  $C_0 = 18,5k_c$ ,  $\alpha = 3/5$  [27], где  $k_c$  — коэффициент согласования, порядка единицы, учитывающий горение агломерата и другие перечисленные выше факторы.

Рассмотрим некоторую плоскую круглую площадку на поверхности горения ГКС диаметром  $D_b$ . Часть площади этого круга будет занимать сечения частиц ПХА, а часть —

поверхность горения матрицы. Введем относительную площадь, занятую сечением частиц ПХА на выбранной круглой площадке  $\zeta_{AP}(D_b)$ . Тогда площадь сечений всех частиц ПХА, попавших в выбранную площадку, будет равна  $\zeta_{AP}(D_b)\pi D_b^2/4$ . Очевидно, величина  $\zeta_{AP}(D_b)$  является случайной, причем чем меньше диаметр  $D_b$ , тем большие флуктуации испытывает  $\zeta_{AP}(D_b)$ . С ростом  $D_b$  величина  $\zeta_{AP}(D_b)$  стремится к объемной концентрации  $\nu_{AP}$  частиц ПХА в ГКС:  $\lim_{D_b \rightarrow \infty} \zeta_{AP}(D_b) = \nu_{AP}$ . В силу

статистической однородности ГКС к этому же пределу стремится и среднее значение  $\zeta_{AP}(D_b)$  при любых значениях  $D_b$ :  $\langle \zeta_{AP}(D_b) \rangle = \nu_{AP}$ .

Из общих соображений можно указать некоторые свойства плотности распределения вероятности параметра  $\zeta_{AP}(D_b)$ . Так, например, при  $D_b \rightarrow \infty$  она будет иметь вид дельта-функции:  $P(\zeta_{AP}) = \delta(\zeta_{AP} - \nu_{AP})$ . При  $D_b \rightarrow 0$  функция  $\zeta_{AP}(D_b)$  примет одно из двух значений: нуль, если площадка приходится на матрицу, и единицу, если площадка приходится на частицу ПХА. В результате плотность распределения вероятности параметра  $\zeta_{AP}(D_b)$  при  $D_b \rightarrow 0$  будет следующего вида:  $P(\zeta_{AP}) = (1 - \nu_{AP})\delta(\zeta_{AP}) + \nu_{AP}\delta(\zeta_{AP} - 1)$ .

Площадь поверхности горения матрицы, попавшая в выбранную площадку, равна  $(1 - \zeta_{AP}(D_b))\pi D_b^2/4$ . Учитывая, что средняя объемная концентрация связующего в матрице ГКС равна  $\nu_b^{eff} = \nu_b/(\nu_b + \nu_{Al})$ , где  $\nu_{Al}$  и  $\nu_b \approx 1 - \nu_{AP} - \nu_{Al}$  — объемные доли соответственно алюминия и связующего в ГКС, для фактической поверхности связующего, с которой происходит его газификация, запишем соотношение  $(1 - \zeta_{AP}(D_b))\nu_b^{eff}\pi D_b^2/4$ .

Таким образом, расход  $G(k_a D)$ , входящий в выражение (4), будет определяться соотношением

$$G(k_a D) = [m_{AP}\zeta_{AP}(k_a D) + m_b(1 - \zeta_{AP}(k_a D))\nu_b^{eff}]\pi(k_a D)^2/4, \quad (6)$$

где  $m_{AP}$ ,  $m_b$  — массовые скорости газификации ПХА и связующего соответственно. Заметим, что, вообще говоря, локальная концентрация  $\nu_b^{eff}$  является случайной величиной из диапазона (0,1), что связано с локальными флуктуациями концентрации частиц алюминия. Однако, учитывая, что среднее значение  $m_b\nu_b^{eff} \ll m_{AP}$  и, следовательно, вклад второго слагаемого в

(6) в среднем незначителен, в дальнейшем этими флуктуациями будем пренебрегать.

Для средней скорости газообразных продуктов (4) получаем

$$V_m = [m_{AP}\zeta_{AP}(k_a D) + m_b(1 - \zeta_{AP}(k_a D))] \times (1 - \nu_{AP} - \nu_{Al})/(1 - \nu_{AP})/\rho_g. \quad (7)$$

Массовые скорости газификации  $m_{AP}$ ,  $m_b$  приближенно можно определить, исходя из условия, что массовые скорости разложения компонентов при стационарном горении соотносятся так же, как массовые доли этих компонентов в ГКС. Тогда

$$m_{AP} = z_{AP}u\rho_{AP}, \quad m_b = z_b u\rho_b, \quad (8)$$

где  $u$  — линейная скорость горения ГКС,  $\rho_{AP}$ ,  $\rho_b$  — плотности ПХА и связующего соответственно;  $z_b$  — коэффициент, учитывающий, что не вся масса связующего при разложении переходит в газообразные продукты: часть массы связующего остается на поверхности горения ГКС, формируя углеродистый каркас, а часть уносится в виде конденсированных продуктов;  $z_{AP}$  — коэффициент, учитывающий искривленную поверхность горения частиц ПХА, а также возможность неполного сгорания частиц ПХА на поверхности горения за счет их уноса и догорания в газовом пламени.

Учитывая (8), соотношение (7) перепишем в виде

$$V_m = \psi u\gamma/\rho_g, \quad (9)$$

где

$$\psi = z_{AP}\mu_{AP}\zeta_{AP}(k_a D)/\nu_{AP} + z_b\mu_b(1 - \zeta_{AP}(k_a D))/(1 - \nu_{AP}) \quad (10)$$

— регулярная функция случайной переменной  $\zeta_{AP}(k_a D)$ ;  $\mu_{AP} = \nu_{AP}(\rho_{AP}/\gamma)$ ;  $\mu_b = (1 - \nu_{AP} - \nu_{Al})(\rho_b/\gamma)$  — массовые доли соответственно ПХА и связующего в ГКС. Все параметры, кроме  $\zeta_{AP}(k_a D)$ , в функции (10) считаются регулярными, при этом  $z_b$  и  $z_{AP}$  могут зависеть от давления, температуры поверхности горения компонентов и начальной температуры ГКС.

В пределе при  $D \rightarrow \infty$  функция  $\psi$  стремится к значению

$$\psi_\infty = z_{AP}\mu_{AP} + z_b\mu_b.$$

Из соотношений (9), (10) следует, что величина  $\psi_\infty$  представляет собой массовую долю газообразных продуктов, образующихся непосредственно у поверхности горения (поступающих в газовый факел ГКС).

Таким образом, сила, отрывающая агломерат от поверхности горения, определяется соотношениями (2)–(5), (9), (10), а также законом распределения случайной величины  $\zeta_{AP}(k_a D)$ .

### УДЕРЖИВАЮЩАЯ СИЛА

Так как адгезия между агломератом и горячей частицей ПХА отсутствует, агломерат может удерживаться на поверхности горения только благодаря адгезии с каркасным слоем горячей ГКС, состоящим из продуктов неполного разложения связующего (углеродистого остатка) и спекшихся или расплавленных частиц алюминия. Другими словами, агломерат удерживается на поверхности горения лишь той ее частью, которая принадлежит матрице. Чем большую долю поверхности горения ГКС непосредственно под агломератом занимает поверхность матрицы, тем больше (в среднем) удерживающая сила  $F_{ad}$ .

Для удерживающей силы  $F_{ad}$  можно записать соотношение

$$F_{ad} = F_{ad}^0 \theta, \quad (11)$$

где

$$\theta = 1 - \zeta_{AP}(D) \quad (12)$$

— случайная величина, определяющая, какую часть поверхности горения ГКС непосредственно под агломератом занимает матрица;  $F_{ad}^0$  — адгезионная сила, которая действовала бы на частицу, если бы под ней находилась только матрица ГКС. Отметим, что величина  $\zeta_{AP}(D)$ , входящая в формулу (12), определяется в круге диаметром  $D$ , в то время как функция  $\zeta_{AP}(k_a D)$ , входящая в формулу (10), определена в круге диаметром  $k_a D$ .

Сила  $F_{ad}^0$  является случайной, что связано со случайной структурой каркасного слоя и случайным характером связей агломерата с элементами каркасного слоя.

Агломерацию при горении металлизированных гомогенных конденсированных систем (в том числе баллиститных порохов) можно рассматривать как предельный случай агломерации при горении ГКС с высокодисперсными

частицами ПХА, когда средние размеры частиц ПХА меньше средних размеров исходных частиц металла в ГКС. Заметим, что для таких систем спектр размеров агломератов определяется именно случайным характером силы  $F_{ad}^0$ , при этом флуктуации отрывающей аэродинамической силы могут возникать только вследствие флуктуаций локальных концентраций металлического горючего и, следовательно, будут значительно меньше, чем для ГКС.

Учитывая структуру каркасного слоя горячей ГКС, можно выделить два механизма связи агломерата с каркасным слоем. С одной стороны, агломерат может удерживаться на поверхности горения ГКС за счет связи с элементами углеродистого каркаса, а с другой — с кластерами спекшихся частиц алюминия, уходящими в глубь к-фазы ГКС [12, 19]. Это позволяет представить силу  $F_{ad}^0$  в виде

$$F_{ad}^0 = F_{ad}^f + F_{ad}^p, \quad (13)$$

где  $F_{ad}^f$  — адгезионная сила между агломератом и элементами углеродистого каркаса;  $F_{ad}^p$  — адгезионная сила между агломератом и кластерами спекшихся частиц алюминия, уходящими в глубь к-фазы ГКС.

Сила  $F_{ad}^f$  зависит в первую очередь от содержания связующего в ГКС и от свойств связующего, в частности от массовой доли углеродистого остатка, образующегося при газификации связующего, его структуры и прочности; именно с этим, по-видимому, связано влияние связующего на спектр агломератов [5, 20, 21]. Можно утверждать, что чем больше агломерат, тем больше связей он имеет с элементами углеродистого каркаса, тем больше (в среднем) адгезионная сила  $F_{ad}^f$ .

Сила  $F_{ad}^p$  зависит от распределения по размерам кластеров контактирующих частиц алюминия в ГКС. Основной вклад в эту силу вносят крупные кластеры, уходящие далеко в глубь к-фазы ГКС, так как мелкие кластеры, контактирующие с агломератом, очень быстро будут им поглощены. Поэтому адгезионная сила  $F_{ad}^p$  определяется прочностью связи агломерата с крупными кластерами. Очевидно, чем крупнее агломерат, тем с большим (в среднем) числом частиц алюминия в к-фазе ГКС он может контактировать. В общем случае сила  $F_{ad}^p$  зависит от размеров исходных частиц алюминия, их температуры, фазового состояния и состояния их поверхностей. Например,

при прочих равных условиях, повышение температуры частиц ведет сначала к увеличению  $F_{ad}^p$  за счет спекания частиц, а после их плавления — за счет увеличения площади контакта между частицами, но затем может привести к уменьшению  $F_{ad}^p$  за счет уменьшения коэффициента поверхностного натяжения. Такая зависимость  $F_{ad}^p$  от температуры может играть важную роль в процессе агломерации: при воспламенении агломерата на поверхности горения ГКС температура в его окрестности резко повышается, что может привести к уменьшению  $F_{ad}^p$  и, следовательно, суммарной адгезионной силы, удерживающей агломерат на поверхности, что создает благоприятные условия для отрыва агломерата.

К сожалению, модели, позволяющие найти функциональные зависимости сил  $F_{ad}^f$  и  $F_{ad}^p$  от основных параметров ГКС и каркасного слоя, в настоящее время отсутствуют. Вместе с тем из общих физических соображений можно постулировать некоторые свойства этих сил: для малых агломератов силы  $F_{ad}^f$  и  $F_{ad}^p$  должны испытывать значительные флуктуации, которые убывают с ростом диаметра агломератов; с ростом диаметра агломерата адгезионные силы  $F_{ad}^f$  и  $F_{ad}^p$  должны в среднем монотонно возрастать.

В дальнейшем будем рассматривать степенную зависимость средней адгезионной силы от диаметра агломерата

$$\langle F_{ad}^0 \rangle = F_0 D^\varepsilon, \quad (14)$$

где  $F_0$  и  $\varepsilon$  — параметры, зависящие от концентрации и размеров частиц алюминия в ГКС, свойств связующего, а также от температуры газа и к-фазы ГКС в окрестности агломерата.

В обоснование такой зависимости можно привести следующие соображения (рис. 1). Если связь агломерата с каркасным слоем всегда осуществляется через некоторый одиночный линейный элемент (углеродистую нить, цепочку спекшихся или расплавленных частиц алюминия), сила  $F_{ad}^0$  не зависит от размеров агломерата и в этом случае  $\varepsilon = 0$  (рис. 1, а). Если связь агломерата с каркасным слоем существует благодаря силам поверхностного натяжения между жидким агломератом и расплавленной массой частиц алюминия в каркасном слое (рис. 1, б), то, как показано в [28], адгезионная сила  $F_{ad}^0$  пропорциональна диаметру агломерата и  $\varepsilon = 1$ . Если жидкий агломерат

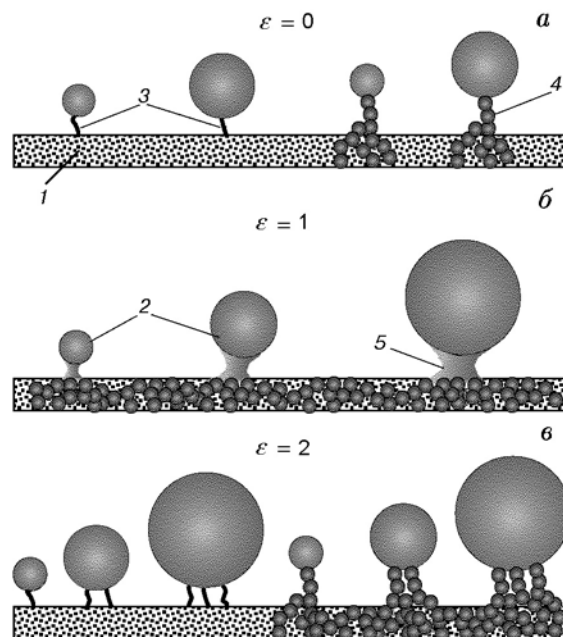


Рис. 1. Схемы различных вариантов адгезии агломерата с каркасным слоем ГКС:

1 — каркасный слой, 2 — агломераты на поверхности горения, 3 — углеродистые волокна (продукты неполного разложения связующего), 4 — исходные частицы алюминия (спекшиеся или слипшиеся после плавления), 5 — расплав Al или  $Al_2O_3$

под действием капиллярных сил частично проникает в пористый каркасный слой или связан со многими линейными элементами каркасного слоя, в среднем равномерно распределенными по поверхности горения матрицы, сила  $F_{ad}^0$  будет зависеть от площади сечения агломерата (рис. 1, в) и  $\varepsilon = 2$ . По-видимому,  $\varepsilon = 2$  является верхним пределом для диапазона возможных значений показателя степени:  $0 \leq \varepsilon \leq 2$ . Во всех этих случаях зависимость силы  $F_{ad}^0$  от диаметра агломерата является степенной, что согласуется с соотношением (14).

Для ГКС (в отличие от металлизированных гомогенных конденсированных систем), по-видимому, можно пренебречь флуктуациями силы  $F_{ad}^0$ , так как наибольший вклад в формирование спектра размеров агломератов будут вносить флуктуации параметров, связанных с функцией  $\zeta_{AP}$ . В дальнейшем считается, что для ГКС сила  $F_{ad}^0$  является регулярной.

Окончательно выражение для адгезионной силы, удерживающей агломерат на поверхности горения ГКС, с учетом соотношений (11), (12), (14) принимает вид

$$F_{ad} = F_0 D^\varepsilon \theta(D). \quad (15)$$

### УСЛОВИЕ ОТРЫВА АГЛОМЕРАТА

Условие отрыва агломерата (1) с учетом (2), (5), (15) запишем в виде

$$\frac{\pi C_0}{8} \frac{\rho_g V_m^2 D^2}{(\rho_g V_m D / \mu_g)^\alpha} > F_0 D^\varepsilon \theta(D). \quad (16)$$

Учитывая (9), (10), окончательно получаем условие отрыва агломерата от поверхности горения ГКС

$$D > D_a \sigma_D(D), \quad (17)$$

где

$$D_a = \left[ \frac{8F_0}{\pi C_0} \frac{\rho_g}{(u\gamma)^{2-\alpha} \mu^\alpha} \frac{1 - \nu_{AP}}{\psi_\infty^{2-\alpha}} \right]^{1/(2-\alpha-\varepsilon)} \quad (18)$$

— некоторый коэффициент, имеющий размерность длины, который будем называть аэродинамическим диаметром агломератов для данной ГКС;

$$\sigma_D(D) = \left[ \frac{\theta(D)}{1 - \nu_{AP}} \left( \frac{\psi_\infty}{\psi(k_a D)} \right)^{2-\alpha} \right]^{1/(2-\alpha-\varepsilon)} \quad (19)$$

— случайная функция, определяемая соотношениями (10), (12) и имеющая регулярный предел

$$\lim_{D \rightarrow \infty} \sigma_D(D) = 1. \quad (20)$$

Учитывая, что для большинства ГКС зависимость скорости горения от давления степенная ( $u = u_1 p^\nu$ ), перепишем соотношение (18) в виде

$$D_a = A(T_s) p^{n_p}, \quad (21)$$

где

$$A(T_s) = \left[ \frac{8F_0}{\pi C_0 R T_s (u_1 \gamma)^{2-\alpha} \mu^\alpha} \times \frac{1 - \nu_{AP}}{\psi_\infty^{2-\alpha}} \right]^{1/(2-\alpha-\varepsilon)} \quad (22)$$

— коэффициент, зависящий от температуры поверхности горения в окрестности агломерата, от состава ГКС и дисперсности частиц алюминия и ПХА в ГКС;

$$n_p = [1 - \nu(2 - \alpha)] / (2 - \alpha - \varepsilon). \quad (23)$$

Отметим, что коэффициент  $A(T_s)$  неявно зависит от давления через зависимости  $T_s(p)$ ,  $F_0(T_s, p)$  и  $\psi_\infty(T_s, p)$ , однако эта зависимость будет играть заметную роль в процессе агломерации только при  $n_p \approx 0$ .

Соотношения (21)–(23) показывают, что аэродинамический диаметр агломерата  $D_a$  является степенной функцией давления, при этом показатель степени в этой зависимости определяется законом горения ГКС, а также коэффициентом  $\varepsilon$ , зависящим от состава ГКС (в первую очередь, содержания связующего и алюминия), свойств связующего и дисперсности частиц алюминия в ГКС.

Легко видеть, что столкновительный механизм отрыва агломератов, предложенный в [17, 18], следует из соотношений (17)–(19) как предельный случай. В самом деле, среднемассовый диаметр агломератов обычно соизмерим со среднемассовым диаметром  $D_{43}^{AP}$  частиц ПХА в ГКС. Если параметры ГКС, входящие в соотношение (18), таковы, что  $D_a \gg D_{43}^{AP}$ , отрыв агломерата (в соответствии с (17)) возможен только в тех случаях, когда случайная функция  $\sigma_D(D)$  близка к нулю. Как следует из ее определения (19), это возможно только, если функция  $\theta$  (12) близка к нулю и, следовательно, функция  $\zeta_{AP}(D)$  близка к единице. Последнее означает, что под агломератом в момент отрыва должна находиться только горящая частица ПХА, с которой у агломерата отсутствует адгезия, что равносильно столкновению частицы ПХА с агломератом.

### МЕТОД РАСЧЕТА И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчет процесса агломерации по предложенной выше модели можно выполнить методом Монте-Карло. В этом случае необходимо предварительно рассчитать плотность распределения вероятности величины  $\zeta_{AP}(D)$ .

Рассмотрим приближенный метод расчета процесса агломерации алюминия, использующий модель (17)–(19) отрыва агломерата от поверхности горения ГКС. Описанный выше предельный переход показывает, что столкновение не с каждой частицей ПХА приводит к отрыву агломерата от поверхности горения. Для того чтобы величина  $\sigma_D(D)$  стала достаточно малой, чтобы вызвать отрыв агломерата, параметр  $\zeta_{AP}(D)$ , входящий в (19), должен быть достаточно большим. Это возможно только в



том случае, когда диаметр частицы ПХА соизмерим или больше диаметра агломерата, с которым она столкнулась. Приближенно можно считать, что отрыв наступает при столкновении с агломератом частицы ПХА диаметром  $D_{AP} > k_s D$ , где  $k_s \approx 1$ . Это согласуется с представлением о том, что отрыв агломерата при столкновении с ним очень мелкой (по сравнению с агломератом) частицы ПХА маловероятен. С другой стороны, если агломерат на поверхности горения достиг больших размеров, то отрыв его по столкновительному механизму также становится маловероятным. Для достаточно больших агломератов приближенно можно воспользоваться пределом (20), который совместно с (17) означает, что крупные агломераты будут отрываться от поверхности горения под действием аэродинамической силы со стороны среднего потока продуктов сгорания даже без столкновения с крупной частицей ПХА.

Таким образом, будем считать, что агломерат отрывается от поверхности горения либо при столкновении с частицей ПХА диаметром

$$D_{AP} > k_s D, \quad (24)$$

либо если

$$D > D_a. \quad (25)$$

Такой механизм отрыва агломерата назовем смешанным. Смешанный механизм отрыва можно использовать в качестве приближенной модели для расчета процесса агломерации.

Для расчета процесса агломерации по смешанному механизму будем использовать модификацию метода Монте-Карло, разработанного в [18]. Отличие этой модификации состоит в том, что коэффициент аккомодации  $\chi_{AP}$  считается зависящим от  $D_{AP}$  и  $D$ . В соответствии с (24)

$$\chi_{AP} = \begin{cases} 0, & \text{если } D_{AP} < k_s D, \\ 1, & \text{если } D_{AP} \geq k_s D. \end{cases}$$

Кроме того, считается, что отрыв агломерата обязательно происходит, если выполняется неравенство (25).

Отметим, что метод расчета и функции распределения частиц ПХА и алюминия по размерам в исходной ГКС те же, что и в [18].

На рис. 2 приведены массовые функции плотности распределения агломератов по размерам при  $k_s = 1$ ,  $D_a = 200$  мкм и разных

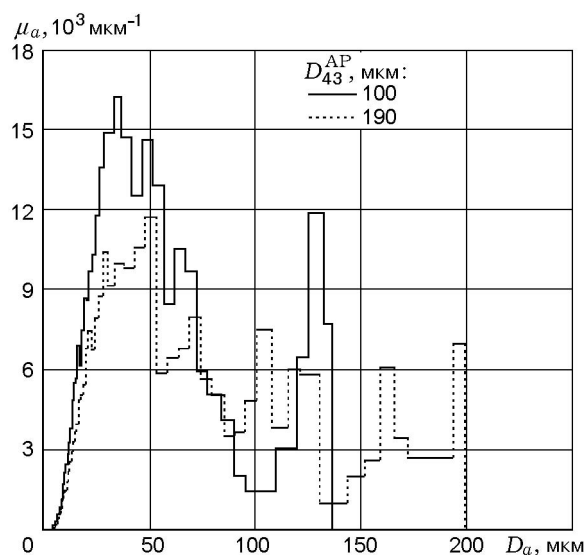


Рис. 2. Массовые функции плотности распределения агломератов для непрерывного распределения частиц ПХА при смешанном механизме отрыва ( $k_s = 1$ ,  $D_a = 200$  мкм)

значениях  $D_{43}^{AP}$ . Полученные распределения являются многомодальными, что соответствует известным экспериментальным данным.

На рис. 3 показана зависимость среднемассового диаметра агломератов от среднемассового диаметра частиц ПХА в ГКС для нескольких значений аэродинамического диаметра  $D_a$ . Для сравнения на рисунке приведены данные экспериментов [6, 7]. Видно, что при выбранных значениях  $D_a$  результаты расчета согласуются с данными экспериментов. Более того, они воспроизводят немонотонную зависимость  $D_{43}^a$  ( $D_{43}^{AP}$ ) в области малых значений  $D_{43}^{AP}$ , обнаруженную в работе [7]. Эта немонотонность имеет простое объяснение в рамках предложенной модели агломерации. В самом деле, как показано выше, в процессе агломерации конкурируют два механизма отрыва агломератов от поверхности горения: столкновительный и аэродинамический. При больших диаметрах частиц ПХА аэродинамический механизм вырождается, поэтому здесь преобладает столкновительный механизм, для которого, как показано в [17, 18], характерен примерно линейный рост среднемассового диаметра агломератов с ростом среднемассового диаметра частиц ПХА. В области малых диаметров  $D_{43}^{AP}$  роль столкновительного механизма отрыва агломератов становится незначительной и преобладает уже

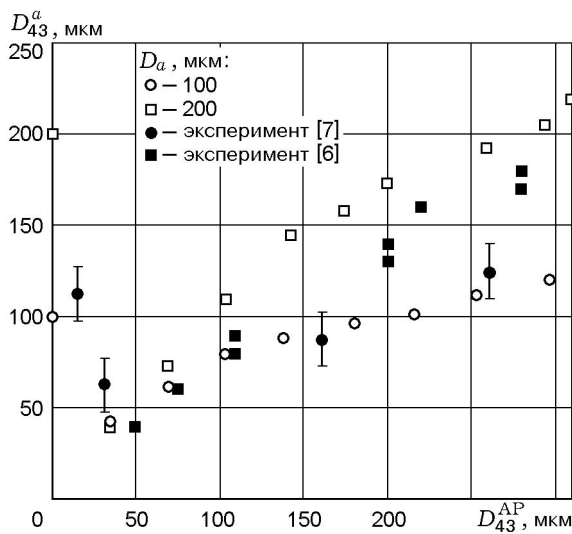


Рис. 3. Зависимость среднемассового диаметра агломератов от среднемассового диаметра частиц ПХА (для непрерывного спектра частиц ПХА). Расчеты по смешанному механизму отрыва методом Монте-Карло ( $k_s = 1$ )

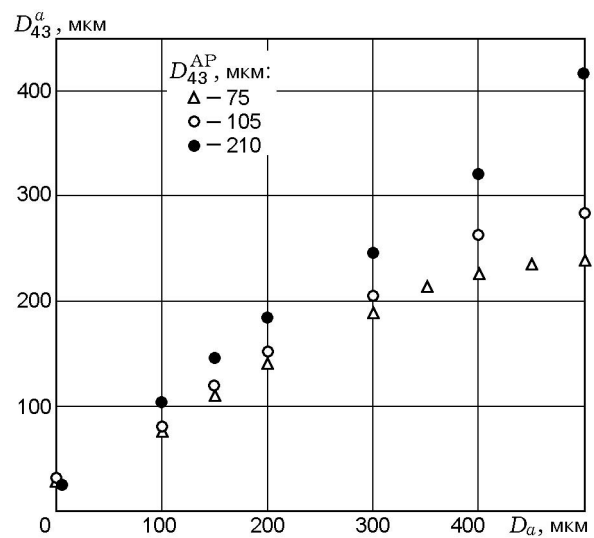


Рис. 4. Зависимость среднемассового диаметра агломератов от аэродинамического диаметра для узкой фракции ПХА, полученная расчетом методом Монте-Карло ( $k_s = 1$ )

аэродинамический механизм отрыва агломератов, при этом все агломераты отрываются сразу после достижения ими диаметра  $D_a$ . Таким образом, имеет место предел  $\lim_{D_{43}^{AP} \rightarrow 0} D_{43}^a = D_a$ .

Диаметр  $D_{43}^{AP}$ , при котором столкновительный и аэродинамический механизмы отрыва вносят одинаковый вклад в процесс агломерации, примерно соответствует минимуму зависимости  $D_{43}^a(D_{43}^{AP})$ .

Скорость горения ГКС зависит от дисперсности частиц ПХА:  $u \sim D_{AP}^\sigma$ , где  $\sigma < 0$  [6], что должно учитываться при проведении расчетов. Интересно отметить, что уменьшение размеров частиц ПХА, с одной стороны, ведет к уменьшению размеров агломератов, отрывающихся по столкновительному механизму, а с другой — к увеличению скорости горения и, следовательно, к уменьшению аэродинамического диаметра агломератов.

На рис. 4 приведена зависимость среднемассового диаметра агломератов от аэродинамического диаметра  $D_a$  для трех значений  $D_{43}^{AP}$ . Характерной особенностью этих зависимостей является то, что при относительно малых диаметрах  $D_a$  среднемассовый диаметр агломератов увеличивается примерно линейно с ростом  $D_a$ , но начиная с некоторого значения асимптотически стремится к постоянному уровню. Чем больше  $D_{43}^{AP}$ , тем позже начина-

ется переход от линейной зависимости  $D_{43}^a(D_a)$  к постоянному уровню. Например, для  $D_{43}^{AP} = 105$  мкм стремление к постоянному уровню начинается уже при  $D_a = 400$  мкм, а для  $D_{43}^{AP} = 210$  мкм зависимость  $D_{43}^a(D_a)$  остается практически линейной вплоть до  $D_a = 500$  мкм. Такое поведение зависимости  $D_{43}^a(D_a)$  объясняется следующим: чем больше значение  $D_a$ , тем больше времени агломерат находится на поверхности горения, пока не достигнет диаметра  $D_a$ , при этом повышается вероятность столкновения его с крупной частицей ПХА и отрыв по столкновительному механизму, результат которого не зависит от значения  $D_a$ .

Рассмотрим зависимости среднемассового диаметра агломератов от давления и скорости горения. Учитывая, что зависимость  $D_{43}^a(D_a)$  монотонно возрастающая, достаточно рассмотреть соответствующие зависимости для  $D_a$ .

Прежде всего, следует отметить, что чем больше углерода в связующем, тем больше и прочнее (в среднем) углеродистый остаток в каркасном слое, тем больше, по-видимому, показатель  $\varepsilon$  и сила  $F_0$ . Кроме того, чем меньше образуется конденсированного остатка при разложении связующего, тем больше выход газа и больше отрывающая аэродинамическая сила. Таким образом, уменьшение углеродистого остатка ведет к одновременному увеличению аэродинамической силы и уменьшению ад-

гезионной, что благоприятно сказывается на снижении среднемассового размера агломератов [5, 23]. Кроме того, чем больше углерода содержится в связующем, тем сильнее зависимость  $D_a$  и, следовательно,  $D_{43}^a$  от давления. Например, как показано в [5, 23], изменение массовой доли углерода в связующем с 30 ÷ 40 до 80 ÷ 85 % приводит к тому, что зависимость среднемассового размера агломератов от давления из падающей становится возрастающей, при этом уровень  $D_{43}^a$  увеличивается. Все это указывает на то, что для ГКС, имеющих разное связующее, показатели  $\varepsilon$  могут существенно отличаться.

Для широкого класса ГКС показатель степени  $\nu$  также изменяется в широких пределах. Таким образом, может существовать два класса ГКС. Для ГКС первого класса среднемассовый размер агломератов монотонно растет с ростом давления ( $n_p > 0$ ), для ГКС второго класса — монотонно уменьшается с ростом давления ( $n_p < 0$ ) (см. (23)). Это полностью согласуется с данными работ [8, 23–25].

Таким образом, предложенная модель устраняет противоречие между данными разных авторов, у которых наблюдаются противоположные зависимости среднемассовых размеров агломератов от давления. В частности, при прочих постоянных условиях изменение показателя степени  $\nu$  в законе скорости горения (например, за счет ввода катализаторов или изменения дисперсности частиц ПХА) может привести к изменению характера зависимости среднемассового размера агломератов от давления на противоположный.

Предложенная модель позволяет также объяснить отсутствие зависимости среднемассового диаметра агломератов от давления, которое для одних ГКС наблюдается в области высоких давлений, а для других — в области низких давлений [23, 25].

Как следует из рис. 4, с увеличением  $D_a$  среднемассовый диаметр агломератов асимптотически стремится к некоторому постоянному значению. Это означает, что для ГКС с  $n_p > 0$  среднемассовый диаметр агломератов  $D_{43}^a$  стремится к постоянному значению с ростом давления, а для ГКС с  $n_p < 0$  зависимость  $D_{43}^a(p)$ , напротив, имеет «полочку» в области низких давлений.

Соотношение (18) позволяет установить зависимость среднемассового диаметра агломератов от скорости горения при прочих по-

стоянных условиях. Эта зависимость также является степенной:  $D_a \sim u^{-n_u}$ , где  $n_u = (2 - \alpha)/(2 - \alpha - \varepsilon)$ .

Имеющимся экспериментальным данным [1, 5] соответствует уменьшение среднемассового размера агломератов с ростом скорости горения ( $n_u > 0$ ), что позволяет наложить ограничение на показатель  $\varepsilon$ :  $\varepsilon < 2 - \alpha$ , так как  $\alpha < 2$ . Для широкого класса законов аэродинамического сопротивления  $0,5 < \alpha < 1$  и, соответственно,  $\varepsilon < 1 \div 1,5$  (см. рис. 1).

## ВЫВОДЫ

Предложена статистическая модель агломерации алюминия при горении ГКС (смесевых твердых ракетных топлив), рассматривающая процесс в динамике, начиная от прогрева топлива в волне горения и заканчивая отрывом агломератов от поверхности горения. Подробно проанализировано условие отрыва агломератов от поверхности горения. Предложен алгоритм расчета процесса агломерации, основанный на методе Монте-Карло. Проведена серия расчетов агломерации алюминия, получены функции плотности распределения агломератов по размерам, которые являются многомодальными. Определена зависимость среднемассового размера агломератов от среднемассового размера частиц ПХА; показано, что в области высокодисперсных частиц ПХА эта зависимость немонотонна. Предложенная модель предсказывает степенные зависимости среднемассового размера агломератов от давления и скорости горения, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Особенностью рассмотренного метода расчета агломерации является то, что он позволяет проследить эволюцию каждой частицы системы (субагломерата, агломерата, ПХА), поэтому предложенная модель легко может быть дополнена, например, горением различных частиц, что позволит рассчитать химический состав и другие свойства агломератов, как находящихся на поверхности горения, так и уже оторвавшихся от поверхности.

Предложенная модель агломерации применима в том числе и к квазигомогенным ГКС, содержащим ультрадисперсные частицы ПХА, а также к алюминизированным баллистическим порохам.

В рассмотренной модели роль всех неметаллических неплавких дисперсных компонен-

тов ГКС в процессе агломерации одинаковая. Если ГКС имеет несколько видов неметаллических неплавких дисперсных компонентов, их можно рассматривать в рамках предложенной модели в качестве единого дисперсного компонента («обобщенного ПХА»).

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Горение** порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, В. С. Логачев, А. И. Коротков. М.: Наука, 1972.
2. **Григорьев В. Г., Куценогий К. П., Зарко В. Е.** Модель агломерации алюминия при горении смесевых композиций // *Физика горения и взрыва*. 1981. Т. 17, № 4. С. 9–17.
3. **Cohen N. S.** A Pocket model for aluminum agglomeration in composite propellants // *AIAA Journal*. 1983. V. 21, N 5. P. 720–725.
4. **Моделирование** процессов горения твердых топлив / Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, В. Я. Зырянов, В. П. Бобрышев. Новосибирск: Наука, 1985.
5. **Агломерация** дисперсной фазы при горении гетерогенных конденсированных систем / Н. А. Силин, Е. С. Шахиджанов, Л. Я. Кашпоров, В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов. М.: Машиностроение, 1981.
6. **Григорьев В. Г., Зарко В. Е., Куценогий К. П.** Экспериментальное исследование агломерации частиц алюминия при горении конденсированных систем // *Физика горения и взрыва*. 1981. Т. 17, № 3. С. 3–10.
7. **Sambamurthi T. K., Price E. W., Sigman R. K.** Aluminum agglomeration in solid-propellant combustion // *AIAA Journal*. 1984. V. 22, N 8. P. 1132–1138.
8. **Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В., Шелухин Г. Г.** Исследование агломерации частиц алюминия при горении в составе смесевых конденсированных систем // *Физика горения и взрыва*. 1985. Т. 21, № 3. С. 20–25.
9. **Babuk V. A., Vasilyev V. A., Malakhov M. S.** Condensed combustion products at the burning surface of aluminized solid propellant // *J. Propulsion and Power*. 1999. V. 15, N 6. P. 783–793.
10. **Boggs T. L., Kraeutle K. J.** The role of the scanning electron microscope in the study of solid propellant combustion: Part I. Ammonium perchlorate decomposition and deflagration // *Combust. Sci. Technol.* V. 1, N 2. 1969. P. 75–93.
11. **Boggs T. L., Derr R. L., Beckstead M. W.** Surface structure of ammonium perchlorate composite propellants // *AIAA Journal*. 1970. V. 8, N 2. P. 370–372.
12. **Рашковский С. А.** Структура гетерогенных конденсированных смесей // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 5. С. 65–74.
13. **Рашковский С. А.** Статистическое моделирование структуры и процесса горения гетерогенных конденсированных смесей // *Сб. лекций Третьей Междунар. школы-семинара «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем»*. Екатеринбург: Изд-во ИПМ УрО РАН, 2000. Т. 1. С. 216–229.
14. **Ковалев О. Б., Петров А. П., Фольц А. В.** К моделированию процесса агломерации порошкообразного алюминия при горении смесевых конденсированных систем // *Физика горения и взрыва*. 1987. Т. 23, № 2. С. 17–21.
15. **Ковалев О. Б., Петров А. П., Фомин В. М.** Структура волны горения гетерогенных твердых топлив // *Физика горения и взрыва*. 1993. Т. 29, № 3. С. 8–16.
16. **Бабук В. А., Долотказин И. Н., Свиридов В. В.** Моделирование дисперсности агломератов при горении алюминизированных твердых топлив // *Физика горения и взрыва*. 2003. Т. 39, № 2. С. 86–96.
17. **Rashkovsky S. A.** Metal agglomeration in solid propellants combustion: Part 1. Dynamical model of process // *Combust. Sci. Technol.* 1998. V. 136, N 1–6. P. 125–148.
18. **Rashkovsky S. A.** Metal agglomeration in solid propellants combustion: Part 2. Numerical experiments // *Ibid.* P. 149–169.
19. **Рашковский С. А.** Роль структуры гетерогенных конденсированных смесей в формировании агломератов // *Физика горения и взрыва*. 2002. Т. 38, № 4. С. 65–76.
20. **Glotov O. G., Zarko V. E., Karasev V. V., Beckstead M. W.** Effect of binder on the formation and evolution of condensed combustion products of metalized solid propellants // *Combustion and Detonation. 28th Intern. Annual Conf. of ICT, 1997. Karlsruhe, Germany, 2000. Report 75.*
21. **Glotov O. G., Zarko V. E., Karasev V. V., Beckstead M. W.** Aluminum agglomeration in solid propellants: Formulation effects // *Propellants, Explosives, Rockets and Guns: Proc. of the Second Intern. High Energy Materials Conference and Exhibit, December 8–10, 1998, IIT Madras, Chennai, India. P. 131–137.*
22. **Glotov O. G., Zarko V. E., Beckstead M. W.** Agglomerate and oxide particles generated in combustion of Alx containing solid propellants // *Energetic Materials. Analysis, Diagnostics and Testing. 31th Intern. Annual Conf. of ICT, 2000. Karlsruhe, Germany, 2000. Report P 130.*
23. **Кашпоров Л. Я., Фролов Ю. В., Острцов Г. А., Степанов В. Н.** Исследование агломерации и диспергирования к-фазы при горении модельных составов с большим содержанием порошкообразных металлов // *Физика горения и взрыва*. 1975. Т. 11, № 1. С. 33–43.
24. **Бабук В. А., Белов В. П., Шелухин Г. Г.** Особенности горения частиц алюминия в соста-

- ве смесевых конденсированных систем при низких и высоких давлениях // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 26–31.
25. **Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В., Шелухин Г. Г.** Исследование структуры агломератов при горении алюминизированных смесевых конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 52–57.
26. **Гладун В. Д., Фролов Ю. В., Кашпоров Л. Я. и др.** Слияние частиц порошкообразных металлов и их соединений. Черногловка, 1976. (Препр./ АН СССР. Ин-т хим. физики в Черногловке).
27. **Броунштейн Б. И., Фишбейн Г. А.** Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. Л.: Химия, 1977.
28. **Гладун В. Д., Фролов Ю. В., Кашпоров Л. Я., Острецов Г. А.** О модели отрыва конденсированной частицы от поверхности горения // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 2. С. 191–197.

*Поступила в редакцию 20/V 2003 г.,  
в окончательном варианте — 2/IX 2004 г.*

---