

УДК 536.46+533.6.072

Закономерности движения и коэффициент аэродинамического сопротивления крупных горящих частиц титана в воздухе*

Н.С. Белоусова^{1,2}, О.Г. Глотов^{1,2}

¹Институт химической кинетики и горения им. В.А. Воеводского
СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет

E-mail: nata.bel.94@mail.ru

Представлены результаты исследования движения крупных горящих частиц титана диаметром 200–550 мкм в свободном падении в воздухе. Посредством видеосъемки с частотой 25 и 500 кадров в секунду зарегистрированы траектории движения частиц. Разработана математическая процедура осреднения траекторий. Траектории классифицированы в группы, вариация размера частиц в которых составляет 20–30 мкм. Для каждой группы размеров частиц построены обобщенные зависимости координаты частицы $x(t)$ и ее скорости $v(t)$ от времени t до момента начала фрагментации. Путем сопоставления эмпирических зависимостей $x(t)$ и $v(t)$ с аналитическим решением задачи о движении сферической частицы под действием сил тяжести и сопротивления определен эффективный коэффициент аэродинамического сопротивления горящих частиц титана в форме $C_d = A/Re$, где Re — число Рейнольдса. Для частиц исследованного диапазона размеров величина параметра A не зависит от диаметра частицы и составляет в среднем 61 ± 2 в диапазоне Рейнольдса от 1 до 10. Показано, что с использованием коэффициента аэродинамического сопротивления $C_d = 61/Re$ и вязкости воздуха $5,07 \cdot 10^{-5}$ Па·с движение горящих частиц титана можно рассчитывать путем известного аналитического решения задачи о движении сферической частицы под действием сил тяжести и сопротивления с той же точностью, какую дают эмпирические зависимости.

Ключевые слова: горение, частицы титана, фрагментация, коэффициент аэродинамического сопротивления, движение частицы.

Введение

Использование металлических микрочастиц в качестве горючего подразумевает их превращение в продукты горения и может осуществляться как с целью выделения энергии [1, 2], так и для получения оксидных частиц в качестве целевого продукта [3–5]. В большинстве технических устройств, реализующих превращение металла в оксид, имеют место ограничения по времени пребывания частиц в высокотемпературной зоне пространства (будь то камера сгорания, фронт волны горения газозвеси и т.п.).

* Работа поддержана РФФИ в рамках проектов № 19-03-00294 и № 20-33-90208 «Аспиранты».

Время пребывания обычно связано со скоростью движения частиц (например, по тракту камеры). Более того, сам процесс горения частиц в воздухе также может зависеть от скорости их движения относительно газа [6]. Таким образом, в большинстве практически важных процессов (за исключением самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [7]) имеет место движение горящих частиц в газообразной среде. Очевидно, что для оптимизации процессов в технических устройствах необходимо уметь рассчитывать движение именно горящих частиц в газообразной среде.

Общие вопросы движения и сопротивления частиц рассматривались как в фундаментальных монографиях [8], так и в журнальных статьях [9]. В обзорной работе [9] были представлены особенности описания силы и коэффициента сопротивления твердых сферических и деформируемых частиц в обычных и неньютоновских жидкостях в широком диапазоне чисел Рейнольдса для различных режимов течений (стационарных, нестационарных, турбулентных). В целом известно небольшое количество работ, посвященных горящим частицам. Ниже разберем некоторые из них.

В математических моделях обычно используются различные выражения для определения зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления частиц C_d от числа Рейнольдса Re : от простого классического Стоксовского $C_d = 24/Re$, которое получено для вязкого изотермического обтекания сферы при $Re \leq 2$, до весьма сложных многочленных формул. Следует отметить, что поскольку одним из основных металлических горючих является алюминий, то описание его поведения в литературе встречается гораздо чаще, чем, скажем, титана или бора, хотя и уступает угольным частицам, движение которых играет ключевую роль в топочных процессах [10] и потому издавна привлекает пристальное внимание исследователей. Рассмотрим несколько примеров с движением частиц алюминия, титана и угля.

В исследовании [11] анализировались работы, посвященные воспламенению и горению микро- и наноразмерных частиц алюминия. Помимо механизмов воспламенения и горения, обсуждались вопросы описания теплофизических и транспортных свойств частиц. Было представлено несколько различных зависимостей $C_d(Re)$ и отмечено, что при сверхзвуковом обтекании частиц в детонационной волне C_d зависит от числа Маха.

В работе [12] были приведены результаты численного моделирования натекания струи двухфазной разреженной газозвеси металлических частиц микро- и субмикронных размеров на тело с иглой. Проводилось сравнение различных выражений для $C_d(Re)$, учитывающих влияние сжимаемости, разреженности и сил инерции. Было показано, что для выбранных газодинамических условий частицы размером менее 5 мкм будут иметь практически прямолинейную траекторию и скорость, достаточную для холодного газодинамического напыления, а частицы диаметром менее 0,2 мкм будут огибать отрывную зону, формирующуюся около иглы. Авторы установили, что для расчетов траекторий и скоростей частиц при ползущем течении можно использовать выражение $C_d = 24/Re$, в других случаях следует применять «уточненные», более сложные выражения.

В работе [13] для расчета движения и времени пребывания горящих алюминиевых агломератов размером 310–540 мкм в пламени образца смесового топлива коэффициент сопротивления принимался в виде $C_d = A/Re$. В работе [14] величина параметра A составляла 45 ± 7 и была определена при давлении 1 атм в воздухе в специальных экспериментах со стробоскопической визуализацией траекторий частиц диаметрами 400–540 мкм при $Re = 7-9$.

В работе [15] рассматривались вопросы горения, диспергирования, образования и роста частиц-продуктов в пламени смесевых конденсированных систем с металлическим горючим (Al, Mg, Ti). Было показано, что вокруг горящей материнской частицы образуется облако дочерних частиц-продуктов горения, и рассчитана максимально возможная концентрация дочерних частиц при парофазном режиме горения. Скорость витания горящих материнских частиц размером около 1000 мкм вычислялась с использованием эффективного размера облака дочерних частиц, который был втрое больше диаметра материнской частицы, и значения динамической вязкости составляли $0,5 \cdot 10^{-3}$ Па·с.

В работе [16] проводилось математическое моделирование движения частиц титана размером 5–100 мкм в нагретом потоке газа при числе Рейнольдса, достигающем 2000. Для определения коэффициента сопротивления частиц применялось трехчленное выражение $C_d = a_1 + a_2/Re + a_3/Re^2$, предложенное в исследовании [17]. Следует отметить, что авторы [18] использовали это же выражение при численном моделировании течения суспензионного топлива на основе керосина и частиц бора в прямоточном воздушно-реактивном двигателе. Значения констант a_1 , a_2 , a_3 приведены в [17] для восьми интервалов чисел Re, охватывающих диапазон от 0 до 50000.

В работе [19] проводилось исследование погрешностей вычисления аэродинамического сопротивления твердой сферической частицы в газовом потоке с использованием шести наиболее известных формул, аппроксимирующих отдельные участки кривой Рэлея. Были получены модифицированные формулы, имеющие более высокую точность аппроксимации. Для обобщенного описания кривой Рэлея в диапазоне чисел $Re = 0,01 - 200\,000$ была предложена кусочная аппроксимация, состоящая из трех участков, имеющая в указанном диапазоне относительную погрешность менее 1 %.

В работе [20] измерялся коэффициент сопротивления горящих угольных частиц размером 100–1000 мкм. Эксперименты проводились в установке, где движущиеся с заданной скоростью частицы влетали в камеру, заполненную газом (азотом, кислородом или воздухом при давлении 1 атм). Коэффициент сопротивления частиц принимался в виде $C_d = A/Re$. В условиях экспериментов в интервале чисел $Re = 7,5 - 8,5$ величина параметра A была равна 53, таким образом, $C_d = 53/Re$.

Приведенные примеры иллюстрируют степень исследованности движения горящих частиц металлов и угля. Отметим, что во всех случаях аэродинамическое сопротивление горящей частицы было больше, чем негорящей. Для титана информация практически отсутствует (исключение — работа авторов [6]). При этом известно [21], что для частиц титана размером менее 44 мкм параметры турбулентности несущего потока воздуха, которые фактически определяют на микроуровне скорость частиц относительно газа, существенно влияют на время горения частиц.

Цель настоящей работы — изучение закономерностей движения крупных горящих частиц титана в свободном падении в воздухе. На первом этапе проводится обработка траекторий частиц, определение эмпирических закономерностей движения частиц и получение обобщающих аппроксимирующих зависимостей, позволяющих вычислить координату частицы $x(t)$ и ее скорость $v(t)$ в момент времени t с приемлемой точностью. На втором этапе эмпирические аппроксимирующие зависимости сопоставляются с аналитическим решением задачи о движении частицы с целью оценки (подбора) эффективного коэффициента аэродинамического сопротивления горящих частиц. Объект исследования — крупные частицы титана — представляет практический интерес [22]. Итогом работы являются полученные формулы расчета движения частиц титана интересующего

диапазона размеров в конкретных условиях, а также разработанная методология исследования, которую при необходимости можно применять для частиц иной природы и размеров.

1. Экспериментальный подход и осреднение траекторий

В представленной работе количественно охарактеризованы более 100 траекторий движения горящих частиц титана диаметрами в диапазоне 305–550 мкм в свободном падении в воздухе. Под траекторией подразумевается эмпирическая зависимость $x(t)$ координаты частицы x от времени t . Зависимости получены из видеозаписей (со скоростью 25 или 500 кадров в секунду) экспериментов по горению частиц в свободном падении в воздухе, выполненных соответственно описанию [23–25] и приведенных на рис. 1. Координата x отсчитывается от образца, выбрасывающего горящую частицу в воздух. Диапазон времен и координат в обрабатываемых экспериментах составляет соответственно 1,5 секунды и 2 метра. Ниже описана процедура получения эмпирических зависимостей $x(t)$ и $v(t)$. Все обработки проведены в программе OriginPro [26].

Пусть имеется массив траекторий, полученных путем пиксельных измерений положения частицы на кадрах видеозаписей, как описано в работах [6, 23, 24]. Момент времени известен с точностью до длительности кадра, а положение частицы — с точностью ее смещения за время экспозиции кадра. Обработка траекторий проводится с учетом следующих особенностей движения крупных титановых частиц в проведенных экспериментах.

Частицы обычно устремляются из образца с некоторой начальной скоростью, что отражает особенности постановки экспериментов, а именно: частицы в образце помещены в лунки и как бы «выстреливаются» из них. Начальная скорость тем меньше, чем крупнее и массивнее частицы. Как правило, она «гасится» из-за сопротивления воздуха в течение 0,2–0,3 с, затем частица начинает ускоряться под действием силы тяжести. При этом установившейся скорости витания частица обычно достичь не успевает, поскольку начинается ее фрагментация. Для крупных частиц характерна фрагментация в режиме «еловая ветвь», ей присущи выбросы множества мелких фрагментов в течение некоторого интервала времени [24, 25]. Вследствие отделения фрагментов частица теряет массу, что приводит к кардинальным изменениям в характере ее движения. Эти изменения настолько значимы, что в настоящей работе движение частиц рассматривается только до момента начала фрагментации, то есть до точки x_{bf} на рис. 1. Следует отметить,

что фрагментация крупных частиц начинается ближе к концу горения, так что основную часть траектории частица проходит, не фрагментируя. Контроль изменения

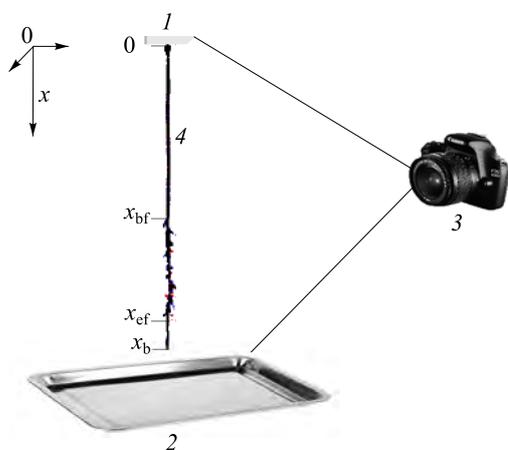


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — образец, выбрасывающий горящие частицы вниз (в направлении оси x), 2 — поддон для сбора остатков горения, 3 — фотокамера, 4 — трек горящей частицы титана, фрагментирующей в режиме «еловая ветвь»; события жизни частицы: 0 — выход из образца, bf — начало фрагментации, ef — конец фрагментации, b — конец горения; на трек частицы точки 0, x_{bf} , x_{ef} и x_b — координаты соответствующих событий.

размера частиц с момента вылета из образца до момента начала фрагментации не проводился. При обработке экспериментов предполагалось, что масса и размер частицы до начала фрагментации неизменны.

Опишем процедуру осреднения траекторий, состоящую из нескольких этапов.

Задается узкий диапазон размеров частиц. Из массива траекторий извлекается соответствующая выборка. Она обычно содержит от 10 до 25 траекторий, что обеспечивает статистически обоснованное осреднение.

Все траектории обрезаются на моменте начала фрагментации. В дальнейшем рассматривается только участок до начала фрагментации. Следует отметить, что зачастую характер движения частиц заметно меняется (скорость уменьшается) еще до начала видимой фрагментации. Можно предположить, что снижение скорости частицы перед началом фрагментации обусловлено снижением эффективной плотности частиц в результате «раздувания», предшествующего фрагментации.

Выбирается траектория частицы, которая была видна на минимальном (среди других) расстоянии от образца. Дело в том, что собственно вылет частицы из образца зачастую не виден, частица на каком-то из кадров как бы появляется вблизи образца на некотором расстоянии от него. Далее определяется координата выбранной частицы в момент времени $t = 0,2$ с. Стягиваем весь «пучок» траекторий к этой точке, перемещая их целиком вниз/вверх на фиксированную для каждой траектории величину смещения. Точка $t = 0,2$ с выбрана потому, что к этому моменту времени частица «погасила» начальную скорость вылета и начинает движение под действием силы тяжести.

Применив в Origin функцию осреднения, получаем обобщенную траекторию, которую аппроксимируем кубическим полиномом (рис. 2). В дальнейшем этот полином используется для подгонки аналитического представления зависимости координаты частицы от времени $x(t)$.

Дифференцируем полученный полином средствами Origin и получаем обобщенную зависимость скорости от времени $v(t)$. На рис. 3 приведены для сравнения эта зависимость и результаты численного дифференцирования эмпирических траекторий $x(t)$ рассматриваемой выборки. Как видно, осредненная кривая $v(t)$ расположена внутри пучка

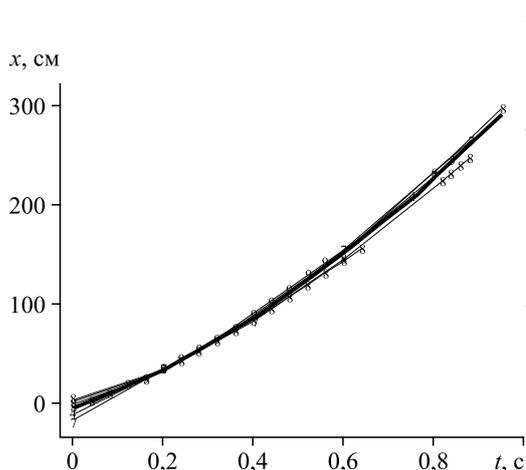


Рис. 2. Набор траекторий и полиномиальная аппроксимация осредненной траектории (жирная линия без маркеров) для частиц диаметром 470–490 мкм.

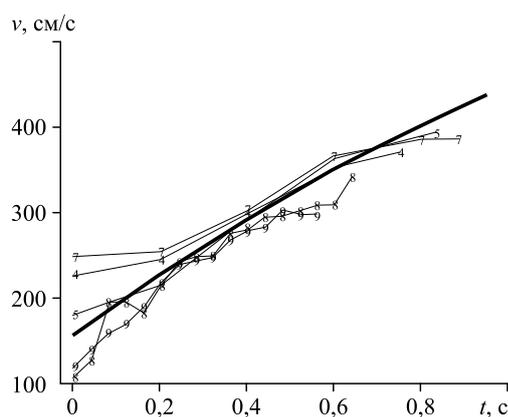


Рис. 3. Обобщенная кривая скорости $v(t)$ (жирная линия без маркеров) среди графиков эмпирических зависимостей скорости от времени, полученных в результате дифференцирования координаты для частиц диаметром 470–490 мкм.

эмпирических ломаных линий и неплохо соответствует им. Отметим несколько обстоятельств. 1. Зная аналитический вид, то есть коэффициенты полинома $x(t)$ (рис. 2), выражение для кривой $v(t)$ можно получить аналитически, продифференцировав полином $x(t)$. 2. В некоторых случаях осредненная кривая $v(t)$ получается негладкой (наподобие эмпирических линий на рис. 3), и ее необходимо дополнительно сглаживать кубическим полиномом. 3. Вопреки ожиданиям, применение высокоскоростной съемки (500 кадров в секунду) для обработки движения частиц не привело к существенному улучшению представления траекторий за счет количества точек. Даже при программной машинной обработке траекторий обычная ошибка измерения координаты в ± 1 пиксель дает «зубчатый» вид кривых после дифференцирования. Для их сглаживания приходится проводить измерения не на каждом кадре, а, предположим, на каждом десятом кадре, что фактически соответствует скорости 50 кадров в секунду. При этом, однако, очевидна полезность скоростной съемки для детализации процесса фрагментации.

В табл. 1 представлены параметры аппроксимирующих полиномов $x(t)$. Во всех случаях они дают возможность рассчитать координату частицы с точностью не хуже 15 см на траектории длиной около 2 метров. Число после обозначения « \pm » в табл. 1 — стандартная ошибка SD [27, 28].

2. Оценка коэффициента аэродинамического сопротивления

Дальнейшая обработка проводилась с целью получения оценки коэффициента аэродинамического сопротивления горящих частиц в форме $C_d = A/Re$. При выборе вида зависимости авторы опирались на литературные данные и предшествующий опыт. Например, такая же зависимость использовалась для горящих угольных частиц в исследовании [20] и для горящих алюминиевых агломератов в работах [13, 14]. Процедура обработки заключалась в следующем. Сначала осуществляется попытка воспроизведения обобщенных эмпирических зависимостей $x(t)$ и $v(t)$ в расчете путем решения задачи о движении сферической частицы в воздухе. Принимается, что движение частицы происходит под действием сил тяжести и сопротивления, при этом силами Архимеда, Магнуса и Бассэ пренебрегается. Задача об одномерном движении частицы, «вбрасываемой» с начальной скоростью v_0

Таблица 1
 Параметры кубических полиномов, аппроксимирующих обобщенные зависимости координаты частицы от времени в виде $x(t) = B_0 + B_1 t + B_2 t^2 + B_3 t^3$ (время в секундах, координата в сантиметрах)

Размеры частиц, мкм	Интервал времени, с	B_0	B_1	B_2	B_3
200–260	0–0,12	$7,23 \pm 0,014$	$143,92 \pm 1,09$	$-117,03 \pm 21,82$	$333,58 \pm 119,27$
260–305	0–0,56	$-7,78 \pm 0,043$	$122 \pm 0,67$	$177,6 \pm 2,8$	$-114,83 \pm 3,29$
305–330	0–0,60	$-8,17 \pm 0,06$	$130 \pm 0,9$	$132 \pm 3,5$	$-74,5 \pm 3,9$
330–360	0–0,52	$-1,82 \pm 0,036$	$120 \pm 0,49$	$201,14 \pm 1,83$	$-120,21 \pm 1,89$
360–380	0–0,64	$9,26 \pm 0,107$	$127,53 \pm 1,13$	$186,38 \pm 3,23$	$-100,72 \pm 2,59$
380–400	0–0,48	$20,61 \pm 0,026$	$122,47 \pm 0,29$	$200 \pm 0,91$	$-106,2 \pm 0,779$
400–420	0–0,882	$1,20 \pm 0,07$	$141 \pm 0,7$	$180 \pm 1,9$	$-60,9 \pm 1,4$
420–440	0–0,72	$0,12 \pm 0,07$	$129,27 \pm 0,77$	$232,33 \pm 2,25$	$-106,66 \pm 1,85$
440–470	0–0,974	$9,23 \pm 0,09$	$124 \pm 0,8$	$230 \pm 1,8$	$-89 \pm 1,2$
470–490	0–0,884	$-4,15 \pm 0,12$	$158 \pm 1,1$	$185 \pm 2,6$	$-26,1 \pm 1,8$
490–550	0–1,00	$5,95 \pm 0,32$	$102 \pm 2,8$	$351 \pm 6,5$	$-147 \pm 4,3$

в газообразную среду, движущуюся со скоростью v_g , имеет аналитическое решение. В работе [29] были проведены постановка задачи и решение при $v_0 = 0$. В настоящей работе используется более общее решение с $v_0 \neq 0$:

$$x(t) = \frac{B}{A_1} \left[t + \left(\frac{v_0}{B} - \frac{1}{A_1} \right) \left(1 - e^{-A_1 t} \right) \right], \quad V(t) = \frac{B}{A_1} + \left(v_0 - \frac{B}{A_1} \right) e^{-A_1 t}, \quad B = A_1 v_g + g, \quad A_1 = \frac{18\mu}{D_p^2 \rho_p},$$

где μ — динамическая вязкость, D_p — размер частиц, ρ_p — плотность частиц, g — ускорение свободного падения. Такая задача решалась авторами для алюминиевых [13, 14] и титановых [6, 23, 24] агломератов некоторых диаметров. В рассматриваемом случае воздух покоится, поэтому $v_g = 0$. Размер частиц в выборке считался равным середине интервала размеров в выборке. Плотность частиц ρ принималась равной плотности титана — $\rho_p = 4,5 \text{ г/см}^3$, значение динамической вязкости воздуха μ принималось равным $5,07 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Это значение взято при температуре 1375 К — средней между комнатной и температурой горения титана. Температура горения титана принималась равной 2450 К, что соответствует температурам при горении одиночных частиц титана из работы [30] (2173–2723 К) и частиц в слое из работ [31–33] (2200–2400 К). Заметим, что принятое здесь значение вязкости отличается от использованного авторами ранее в исследовании [6]. Подгонка расчетной кривой $x(t)$ к эмпирической осуществлялась посредством вариации параметра A . Начальное значение скорости v_0 отбиралось из графиков эмпирической зависимости $v(t)$, подобных приведенным на рис. 3. В качестве критерия близости кривых использовалась «средняя сумма различий» при минимальном её значении, которое достигалось путем вариации параметра A . «Средняя сумма различий» вычислялась следующим образом. Интервал времени в эмпирической зависимости (от 0 до момента начала фрагментации) делился на 20 равных частей (всего 21 точка на оси времени, считая граничные). Затем в указанных 21 точках вычислялись значения функции $x(t)$ (или $v(t)$) для эмпирической и расчетной кривых, абсолютные величины различий между ними суммировались, и сумма делилась на 21. Данный критерий чувствителен к параметру A , так что подбор оптимального значения выполнялся при изменении A с шагом 1. Подгонка параметра A выполнялась в двух вариантах — по координате $x(t)$ и по скорости $v(t)$. При этом заведомо можно было прогнозировать, что в обоих случаях отклонение расчетной кривой от эмпирической будет меньше, чем разброс (отличие) эмпирических зависимостей от частицы к частице. Полученные результаты представлены в табл. 2. Здесь после значка « \pm » указаны стандартная ошибка среднего SE [27, 28], Re_b и Re_e — предельные значения числа Рейнольдса $Re = \rho v D / \mu$ на траектории для частиц размером из заданного интервала. Значение Re_b посчитано для левой границы интервала размеров частиц и для начала траектории, когда скорость частицы минимальна. Значение Re_e посчитано для правой границы интервала размеров частиц и для конца траектории, когда скорость частицы максимальна.

Заключение

В работе впервые детально исследовано движение горящих частиц титана диаметром 200–550 мкм в свободном падении в воздухе. Представлена математическая процедура обработки и осреднения экспериментальных траекторий движения частиц. Для 11 узких (20–60 мкм) интервалов размеров частиц построены обобщенные эмпирические

Таблица 2

Значения параметра A в выражении коэффициента аэродинамического сопротивления горящих частиц в виде $C_d = A/Re$

Интервал размеров, мкм	Количество осредненных траекторий	Число Рейнольдса Re		Интервал времени, с	A (подгонка по координате)	A (подгонка по скорости)
		Re_b	Re_e			
200–260	6	1,48	0,99	0–0,12	52	51
260–305	9	1,64	5,30	0–0,56	42	41
305–330	12	2,27	3,50	0–0,6	66	55
330–360	17	2,45	4,41	0–0,52	50	55
360–380	28	2,46	4,89	0–0,64	60	60
380–400	30	3,25	5,99	0–0,48	70	65
400–420	17	3,42	5,55	0–0,882	65	61
420–440	23	3,70	8,22	0–0,72	65	65
440–470	14	4,20	6,19	0–0,974	74	75
470–490	18	4,33	8,58	0–0,884	72	65
490–550	6	3,47	9,93	0–1,0	68	70
Общий диапазон: 200–550	$\Sigma 177$	Общий диапазон чисел Re : 1–10		–	Среднее 62 ± 3	Среднее 60 ± 3
					Среднее 61 ± 2	

зависимости координаты $x(t)$ и скорости $v(t)$ частицы от времени t до момента начала фрагментации. Зависимости позволяют вычислить координату частицы на дистанции до 2 м с точностью 10–15 см (5–8 относ. %). Определен эффективный коэффициент аэродинамического сопротивления горящих частиц титана в виде $C_d = A/Re$, где Re — число Рейнольдса. Установлено, что для частиц исследованного диапазона размеров при $1 < Re < 10$ величина параметра A слабо зависит от диаметра частицы и составляет $41–75$ (в среднем 61 ± 2), что в 2–3 раза выше, чем в Стоксовском выражении $C_d = 24/Re$. С использованием коэффициента аэродинамического сопротивления $C_d = 61/Re$ и вязкости воздуха $\mu = 5,07 \cdot 10^{-5}$ Па·с движение горящих частиц можно рассчитывать по известному аналитическому решению задачи о движении сферической частицы под действием сил тяжести и сопротивления с той же точностью, какую дают эмпирические зависимости.

Авторы благодарят В.А. Дунаева за ценный совет по выбору значения вязкости и А.Б. Кискина за помощь в аналитическом решении задачи о движении частицы, а также Г.С. Суродина, Д.Ю. Беляеву и О.Н. Житницкую — за помощь в обработке траекторий.

Список литературы

1. Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В., Логачёв В.С., Коротков А.И. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972. 296 с.
2. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов в газодисперсных средах. 2-е изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018. 444 с.
3. Крюков А.Ю. Адаптация внутрикамерных процессов и элементов конструкции энергоустановок на порошковом горючем к технологиям получения ультра- и нанодисперсных материалов. Пермь: ПГНИУ, 2012. 235 с.
4. Полетаев Н.И., Золотко А.Н., Дорошенко Ю.А. Дисперсность продуктов сгорания металлов в ламинарном пылевом факеле // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 2. С. 30–44.
5. Glotov O.G., Zarko V.E. Formation of nanosized products in combustion of metal particles // Energetic Nanomaterials: Synthesis, Characterization and Application. 2016. P. 285–321.
6. Глотов О.Г., Суродин Г.С., Бакланов А.М. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. III. Движение агломератов и влияние скорости обдува на наноразмерные продукты горения и время сгорания // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55, № 1. С. 49–62.
7. Рогачев А.С., Мукасян А.С. Горение для синтеза материалов: введение в структурную макрокинетику. М.: Физматлит, 2012. 400 с.

8. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
9. Келбалиев Г.И. Коэффициенты сопротивления твердых частиц, капель и пузырей различной формы // Теоретические основы химической технологии. 2011. Т. 45, № 3. С. 264–283.
10. Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б. Основы практической теории горения. 2-е изд. Ленинград: Энергоатомиздат, 1986. 312 с.
11. Фёдоров А.В., Хмель Т.А. Проблемы замыкания моделей при описании детонации ультрадисперсных газовзвесей алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55, № 1. С. 3–20.
12. Алхимов А.П., Бедарев И.А., Фёдоров А.В. Динамика мелких частиц при натекании струй на тело с иглой // Инж.-физич. журнал. 2013. Т. 86, № 4. С. 849–856.
13. Глотов О.Г., Зарко В.Е., Карасёв В.В., Федотова Т.Д., Рычков А.Д. Макрокинетика горения монодисперсных агломератов в факеле модельного твердого топлива // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 5. С. 74–85.
14. Glotov O.G., Karasev V.V., Zarko V.E., Fedotova T.D., Beckstead M.W. Evolution of aluminum agglomerates moving in combustion products of model solid propellant // Intern. J. of Energetic Materials and Chemical Propulsion. 2002. Vol. 5, No. 1–6. P. 397–406.
15. Лепавев А.Н., Ксенофонтов С.И., Васильева О.В. Движение горящих частиц металла в продуктах горения // Вестн. ЧГПУ им. И. Я. Яковлева. 2014. Т. 84, № 4. С. 15–22.
16. Tabbara H., Gua S., McCartney D.G. Computational modelling of titanium particles in warm spray // Computers & Fluids. 2011. Vol. 44. P. 358–368.
17. Morsi S.A., Alexander A.J. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems // J. Fluid Mech. 1972. Vol. 55. P. 193–208.
18. Xiao Y.L., Xia Z.X., Huang L.Y., Ma L.K., Yang D.L. Численное моделирование течения суспензионного топлива на основе бора в прямоточном воздушно-реактивном двигателе // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55, № 3. С. 126–137.
19. Иванова А.А., Ростовщикова О.С., Пономарев В.Б. Погрешности вычисления коэффициентов сопротивления движущихся частиц в газовой среде // Энерго- и ресурсосбережение. Энергообеспечение. Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии. Атомная энергетика: мат. Межд. научно-практич. конф., посвященной памяти проф. Данилова Н.И. (Екатеринбург, 9–13 декабря 2019 г.). Екатеринбург: УрФУ, 2019. С. 174–177.
20. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986. 208 с.
21. Wang S., Mohan S., Dreizin E.L. Effect of flow conditions on burn rates of metal particles // Combustion and Flame. 2016. Vol. 168. P. 10–19.
22. Глотов О.Г. Воспламенение и горение частиц титана. Экспериментальные методы исследования и результаты // Успехи физических наук. 2019. Т. 189, № 2. С. 135–171.
23. Глотов О.Г. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. I. Экспериментальный подход // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 3. С. 50–57.
24. Глотов О.Г. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. II. Результаты // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 3. С. 58–71.
25. Глотов О.Г., Белоусова Н.С., Суродин Г.С. Горение крупных монолитных частиц титана в воздухе. I. Экспериментальные методики, времена горения и режимы фрагментации // Физика горения и взрыва. 2021. Т. 57, № 6. С. 20–31.
26. OriginPro, Version 2020b. OriginLab Corporation. Northampton, MA, USA.
27. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешности результатов измерений. Ленинград: Энергоатомиздат, 1985. 247 с.
28. Тейлор Д. Введение в теорию ошибок. М.: Мир, 1985. 272 с.
29. Глотов О.Г., Зырянов В.Я. Конденсированные продукты горения алюминизированных топлив. I. Методика исследования эволюции частиц дисперсной фазы // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 74–80.
30. Molodetsky I.E., Dreizin E.L., Vicenzi E.P., Law C.K. Phases of titanium combustion in air // Combustion and Flame. 1998. Vol. 112. P. 522–532.
31. Kelzenberg S., Weiser V., Roth E., Schulz O., Eisenreich N. Flame investigation of burning titanium powder // ECM 2009 — European Combustion Meeting. Vienna, Austria, 14–17 April. 2009. P. 1–6.
32. Roth E., Knapp S., Weiser V., Raab A., Kelzenberg S. Burning behaviour of zirconium and titanium in different atmospheres // 41st Int. Annual Conf. of ICT. Energetic Materials for High Performance, Insensitive Munitions and Zero Pollution. Karlsruhe, Germany, June 29–July 2. 2010. P. 129–1–129–14.
33. Weiser V., Kelzenberg S., Knapp S., Raab A., Roth E., Schulz O. Combustion behavior of metal particles as bulk materials under different gases // 7th Workshop on Pyrotechnic Combustion Mechanisms. Rotterdam, NL, 22 August. 2009. P. 15–16.

*Статья поступила в редакцию 9 января 2022 г.,
после доработки — 6 апреля 2022 г.,
принята к публикации 22 марта 2022 г.*