

УДК 536.46

# ГОРЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ТИТАНОВЫХ АГЛОМЕРАТОВ В ВОЗДУХЕ. III. ДВИЖЕНИЕ АГЛОМЕРАТОВ И ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОБДУВА НА НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПРОДУКТЫ ГОРЕНИЯ И ВРЕМЯ СГОРАНИЯ

О. Г. Глотов, Г. С. Суродин, А. М. Бакланов

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск  
glotov@kinetics.nsc.ru

Исследовано горение монодисперсных частиц титана с характерным размером 38 и 320 мкм при движении в воздухе. Чтобы придать горящим частицам начальную скорость, сжигание пиротехнических образцов, генерирующих монодисперсные частицы, проводили в камере с соплом. Частицы разгонялись в истекающий из сопла струе газообразных продуктов горения образца. Максимальная средняя по траектории скорость движения частиц относительно окружающей воздуха достигала 7.9 м/с. Горение движущихся частиц осуществлялось в кварцевой трубе длиной 2 м. По окончании горения из трубы отбирали продукты горения — пробы оксидного аэрозоля — с использованием термофоретического преципитатора. В результате обработки электронно-микроскопических изображений проб определены функции распределения нанометровых частиц-сферул по размерам. Посредством видеосъемки со скоростью 300 кадр/с определены скорость движения горящих частиц и время их горения. Установлено, что увеличение скорости движения частиц-агломератов диаметром 320 мкм относительно газа от 0.9 до 7.9 м/с приводит к снижению размера сферул с 28 до 19 нм и времени горения с 0.45 до 0.26 с.

Ключевые слова: частица титана, титановый агломерат, горение, скорость движения частицы, характерное время фрагментации, время горения, конденсированные продукты горения, наноразмерные оксидные частицы-сферулы, распределение по размерам.

DOI 10.15372/FGV20190105

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема образования высокодисперсных оксидных частиц в результате горения частиц металла представляет фундаментальный и практический интерес [1]. Фундаментальный аспект обусловлен тем, что образование оксидных частиц в окрестности горящей микро-частицы металла является неотъемлемой частью ее механизма горения. Под механизмом горения подразумеваем совокупность физико-химических процессов и явлений, реализующихся при трансформации материала горящей материнской частицы размером от единиц до сотен микрометров в оксидные частицы-продукты. Высокодисперсные оксидные частицы могут образовываться в результате различных процессов в зависимости от природы материнской частицы. Например, вследствие химической конденсации при окислении паров металла (как в случае горения частиц Al); либо при конденсации оксида, испаренного с материнской частицы (как у Ti); либо посредством

фрагментации, т. е. путем выброса вещества материнской частицы (как у Ti), и т. д. В любом случае процессы рождения и трансформация оксидных продуктов горения «встроены» в механизм горения, участвуют в тепло- и массообмене материнской частицы и влияют на макрокинетику ее горения. Практический интерес к характеристикам оксидного дыма, образующегося при горении частиц металлов в воздухе, обусловлен рядом причин. В случае частиц Al он связан с экологическими вопросами применения и утилизации ракетных двигателей на алюминизированном топливе [1, 2]. В случае Ti горение частиц рассматривается как возможный способ оперативного создания аэрозвеси фотокаталитических частиц TiO<sub>2</sub> с целью дезактивации облака вредных веществ, возникшего в результате катастрофы или террористического акта [3]. Горение частиц Al, Mg, Fe, Zr, Ti, Zn и других металлов в ламинарном аэродисперсном факеле может быть основой перспективной технологии получения наночастиц оксидов металлов с заданными свойствами [4]. В 2004–2008 гг. нами выполнен ряд работ, на-

правленных на определение характеристик оксидного аэрозоля, образующегося при горении частиц Ti и Al размером  $10 \div 1\,000$  мкм в воздухе. Обзоры этих работ даны в [1, 5]. Установлено, что высокодисперсные продукты горения Ti и Al имеют много общего. Для обоих металлов частицы оксидного аэрозоля  $\text{TiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  представляют собой фракталоподобные агрегаты цепочно-разветвленной формы, состоящие из первичных сферических частиц-сферул. Форма агрегатов обусловлена наличием зарядов и электростатическим взаимодействием сферул и агрегатов в процессе коагуляции. Характерный размер агрегатов — от долей до единиц микрометров, диаметр сферул — от единиц до сотен нанометров. Однако между Ti и Al имеется принципиальное отличие. Размер сферул  $\text{Al}_2\text{O}_3$  зависит от диаметра горячей материнской частицы, средний арифметический диаметр сферул  $D_{10}$  возрастает с размером горячей материнской частицы и для частиц Al размером 4, 110 и 340 мкм составляет соответственно 17, 51 и 68 нм [6]. Это обеспечивает принципиальную возможность управления размером сферул. В случае Ti такая возможность отсутствует, поскольку размер сферул слабо зависит от размера частиц Ti и среды горения. Так, в наших экспериментах с газифицируемыми пиротехническими композициями на основе трех типов твердого окислителя и порошкообразного Ti с существенно различающимися начальными размерами частицами ( $<20$  и  $\approx 300$  мкм) был определен диаметр сферул  $D_{10} \approx 23$  нм. При этом частицы Ti в зависимости от размера, сгорают в разных средах: мелкие — в факеле, т. е. в продуктах горения пиротехнической композиции вблизи ее поверхности горения; крупные — в воздухе вне факела образца композиции. Следует отметить, что для пиротехнических композиций с Ti характерна агломерация (объединение частиц в волне горения), и поэтому горящие частицы-агломераты полидисперсны, их размер много больше начального и может достигать 1 000 мкм [7]. Тем не менее размер сферул остается практически неизменным — около 25 нм.

В литературе ограниченно представлены данные других авторов о наноразмерных сферах, образующихся при горении частиц Ti. В [8] изучали эволюцию частиц Ti размером мельче 30 мкм (средний размер около 4 мкм)

при движении на дистанции до 50 см в камере плазмотрона в потоке смеси 80 % Ar + 20 %  $\text{O}_2$ . Скорость потока на входе в камеру составляла 11 м/с, температура — 3 000 К. Авторы [8] провели измерения температуры газа и отборы частиц в разных сечениях камеры, описали морфологию отобранных частиц с разделением на металлические и оксидные, а также обнаружили частицы размером  $<100$  нм, состоящие из анатаза. Гранулометрический анализ этих частиц не проводили, но их присутствие позволило предположить возможность комбинированного парофазно-гетерогенного режима горения частиц Ti.

В [4] исследовали горение частиц Ti размером  $D_{10} = 5$  мкм в стационарном ламинарном газодисперсном пламени. Условия эксперимента: концентрация кислорода 40 %, концентрация частиц  $10^{12} \text{ м}^{-3}$ , температура в факеле  $3\,000 \div 3\,100$  К. Синтезированный оксид: диаметр сферул  $D_{10} = 40$  нм, среднеквадратичное отклонение 16 нм. Распределение частиц по размерам логарифмически-нормальное с параметрами: медиана 38 нм, ширина 0.38. Авторы [4] отмечают слабую зависимость параметров оксидных частиц-продуктов от концентрации и начального размера материнских частиц. Также замечено, что при увеличении концентрации кислорода свыше 40 % (при неизменной счетной концентрации частиц  $10^{12} \text{ м}^{-3}$ ) выход наночастиц значительно увеличивается и достигает по массе десятков процентов, что обусловлено сменой режима горения частиц с гетерогенного на газофазный с гетерогенным образованием субоксидов и их последующим доокислением в окрестности материнской частицы.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что интенсификация процесса горения способствует образованию наночастиц и может влиять на их размеры. Один из известных способов интенсификации горения Ti — обдув поверхности [9]. Логично предположить, что для частиц Ti параметры процесса и размер сферул будут зависеть от скорости движения материнской частицы относительно газа. Для проверки этого предположения мы провели специальные эксперименты [10]. Образец титансодержащей пиротехнической композиции в стаканчике из пирекса  $\varnothing 10 \times 6$  мм помещали в миниатюрную камеру с соплом  $\varnothing 2$  мм. Камера располага-

лась в нижней части вертикальной кварцевой трубы с внутренним диаметром 84 мм и высотой около 2 м. Струя из сопла была направлена вверх, так что горящие частицы, вылетающие из сопла, двигались вдоль трубы. Пробы аэрозоля отбирали из верхней части трубы через патрубки в торцевой крышке. В контрольных опытах аналогичные образцы сжигали вне сопловой камеры также факелом вверх. В результате статистической обработки сферул зарегистрировано уменьшение среднего диаметра до  $D_{10} = 17$  нм при горении в камере с соплом по сравнению со значением  $D_{10} = 23$  нм в контрольных опытах с горением образца в стаканчике вне камеры. Были также обнаружены различия в морфологии аэрозольных агрегатов.

Несмотря на качественное подтверждение эффекта, его количественное описание в части соотношения с определенной скоростью частиц затруднительно. Образцы в [10] содержали 14 % полидисперсного порошка Ti типа ПТМ (85 % массы составляли частицы мельче 50 мкм). Вылетающие из сопла частицы вследствие агломерации имели широкое распределение по размерам, от десятков до тысячи микрометров. Параметры движения отдельных частиц (прежде всего их скорости) существенно различны, что осложняет корректное осреднение скорости совокупности частиц. Поэтому приведенные в [10] значения скоростей частиц  $10 \div 15$  м/с в случае камеры с соплом и значения  $2 \div 5$  м/с в контрольных опытах являются оценочными.

В [11] нами разработана методика получения монодисперсных горящих титановых частиц-агломератов размером порядка сотен микрометров в качестве модельного объекта для исследования процесса горения. Это создает предпосылки для более информативной обработки экспериментов с движущимися частицами.

В данной работе описаны эксперименты с монодисперсными частицами, проведенные для оценки влияния скорости обдува на размер сферул — одного из важнейших параметров оксидных наночастиц-продуктов горения, и на временные параметры процесса горения материнской частицы. Вариацию скорости обдува осуществляли путем разгона частиц, т. е. сообщения им начальной скорости движения. Результаты частично опубликованы в [12, 13].

## ОБРАЗЦЫ И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Постановка экспериментов аналогична [10]. Горение образца осуществляли в кварцевой трубе с внутренним диаметром 82 мм и длиной 218 см. Отбор аэрозоля производили через  $1 \div 3$  мин после сгорания образца через патрубок в верхней крышке трубы с использованием термофоретического преципитатора [14]. Образцы представляли собой стаканчик из пирекса, заполненный безметалльной горючей матрицей, в которую либо введено известное количество металлизированных включений, образующих агломераты диаметром 320 мкм, либо добавлено малое количество (менее 0.1 % (мас.)) титанового порошка определенного размера. В этом случае использовали узкую фракцию порошка титана марки ПТМ, выделенную на прецизионных ситах Linker Industrie-Technik (LIT, Германия) с размером ячеек 36 и 40 мкм, так что характерный размер частиц составлял 38 мкм. При введении порошка в матрицу были приняты меры, обеспечивающие деконтацию частиц, т. е. отделение одной от другой. Штучное количество частиц, введенных в образец, не контролировали, поскольку в этом случае их количество исчисляется тысячами.

Внутренний диаметр стаканчика около 8 мм, высота образца около 5 мм. Стаканчик мог быть закреплен внутри кварцевой трубы либо помещен в камеру с истечением через дросселирующую шайбу — отверстие диаметром 1.5 или 2 мм. Отверстие представляет собой непрофилированный цилиндрический канал в диске толщиной 5 мм из нержавеющей стали и условно именуется соплом. Рецептуры матрицы и включений, технология изготовления включений, определения номинального размера порождаемых ими агломератов описаны в [11]; изготовление образцов с включениями — в [12, 13]; проведение отборов термофоретическим преципитатором и обработка электронно-микроскопических изображений агрегатов сферул — в [1, 2, 5–7, 10, 15]; обработка видеogramм (последовательностей кадров видеозаписей) — в [11–13]. Как и в [11, 16], при обработке видеogramм выделяли следующие события процесса горения частиц в воздухе:  $bf$  — начало фрагментации,  $ef$  — окончание фрагментации,  $b$  — окончание горения. Характерные времена наступления указанных событий обозначаются соответственно  $t_{bf}$ ,  $t_{ef}$

и  $t_b$ . Буквенная нотация в данной работе изменена по отношению к [11, 16] таким образом, что теперь время горения имеет общепринятое обозначение  $t_b$ . По видеозаписям также определяли время горения образца и оценивали скорость горения как частное от деления известной длины образца на время его горения.

Особенности экспериментов по сравнению с [10, 11, 16]: (1) использованы образцы, генерирующие монодисперсные горящие частицы; (2) в экспериментах с высокой скоростью движения частиц камеру с соплом располагали на верхней крышке кварцевой трубы соплом вниз, так что сила тяжести способствовала разгону частиц; (3) контрольные эксперименты с низкой скоростью выполняли вне камеры с соплом с выбросом частиц из стаканчика вверх, чтобы сила тяжести способствовала торможению частиц, вылетающих с поверхности образца; (4) видеосъемку движения и горения частиц проводили цифровым фотоаппаратом Casio Exilim Pro EX-F1 со скоростью 300 кадр/с.

### ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ГАЗА СКОРОСТИ

В проведенных экспериментах особое внимание было уделено обеспечению воспроизводимости и определению параметров движения частиц. Для этого применены монодисперсные частицы и повышенная скорость видеосъемки (300 кадр/с). В идеале монодисперсные частицы должны иметь одинаковые закономерности движения, т. е. совпадающие для отдельных частиц зависимости координаты от времени  $x(t)$  и скорости от времени  $v(t)$ . На практике, однако, регистрируемые зависимости имеют разброс, и их требуется осреднять с целью получения обобщенных зависимостей. В данной работе применяли два способа осреднения. Для установления зависимостей параметров наночастиц от условий их образования использовали среднюю скорость и среднее время горения по всей совокупности материнских частиц, поскольку каждая из них вносит вклад в образование продуктов горения. Если же нас интересовали закономерности движения и характерное время горения частиц определенного размера, то осреднение проводили по выборке частиц, наиболее соответствующих номинальному размеру, получая обобщенные зависимости  $x(t)$  и  $v(t)$ . С целью получения ин-

формации о коэффициенте аэродинамического сопротивления горящей частицы, обобщенные эмпирические зависимости  $x(t)$  и  $v(t)$  пытались воспроизвести в расчете путем решения задачи о движении сферической частицы в воздухе под действием сил тяжести и Стокса. Расчеты проводили при следующих значениях: диаметр частицы 320 мкм, ее плотность 4.5 г/см<sup>3</sup>, динамическая вязкость воздуха  $8.213 \cdot 10^{-5}$  Па·с [17]. Подгонку осуществляли путем вариации параметров  $A$  и  $v_0$ , где  $A$  — константа в выражении для коэффициента аэродинамического сопротивления частиц в форме  $C_d = A/\text{Re}$  ( $\text{Re}$  — число Рейнольдса),  $v_0$  — начальная скорость частицы.

Ниже представлен анализ закономерностей движения частиц для пяти реализованных вариантов условий экспериментов.

**Вариант 1.** Монодисперсные горящие частицы-агломераты диаметром  $D_0 = 320$  мкм, низкая скорость движения частиц.

Реализация: торцевое горение образца в стаканчике вне камеры с соплом, факел направлен вверх. В образец заложено 45 включений, порождающих агломераты номинального диаметра  $D_0 = 320$  мкм. В реальности в эксперименте зарегистрированы траектории 52 частиц. Характер движения большинства частиц можно описать следующим образом. Будучи выброшенной газообразными продуктами горения образца, частица получает определенную стартовую скорость ( $v_0 \approx 3$  м/с) и в дальнейшем движется в неподвижном воздухе. Частица постепенно тормозится и, пройдя верхнюю точку траектории на высоте  $30 \div 40$  см, переходит в свободное падение, так что зависимость  $x(t)$  имеет  $\cap$ -образный вид. К концу горения частица достигает скорости  $v \approx 1$  м/с, близкой к установившейся.

По кадрам видеозаписей определяли характерные времена начала и окончания фрагментации  $t_{bf}$  и  $t_{ef}$ , как описано в [11]. Максимальная длительность движения частицы, регистрируемая видеосъемкой в собственном свечении, составляла около 0.65 с. В большинстве случаев окончание горения (событие  $b$  в момент времени  $t_b$ ) происходило «в полете», однако в 5 из 52 случаев горящие частицы достигли дна кварцевой трубы и догорели на нем. Некоторые частицы имели короткие ( $10 \div 15$  см) треки и сравнительно высокую ( $\approx 7$  м/с) начальную скорость. Оценка скорости оттока газообразных продуктов горения от поверхности го-

рящего образца, проведенная, как описано в [18, шаг 2 вычислительной процедуры], с использованием измеренного значения скорости горения и результатов термодинамических расчетов для определения характеристик газообразных продуктов горения, дает величину 7.3 м/с. Близость скоростей оттекающих газообразных продуктов и «быстрых» частиц указывает на то, что последние являются сравнительно мелкими фрагментами, отделенными от частиц номинального размера. Замечено, что выход таких частиц (количество в штучном исчислении) увеличивается к концу горения образца. Можно предположить, что их появление спровоцировано деформацией или повреждением включений в процессе приготовления образца, причем повреждения более вероятны для включений, находящихся в стаканчике на большей глубине (дальше от открытого торца, ближе к дну).

Для оценки влияния скорости движения частиц на характеристики образующихся оксидных наночастиц было проведено осреднение скорости движения по всем частицам, включая как агломераты номинального размера, так и частицы-фрагменты, поскольку последние также вносят вклад в образование наночастиц. Вначале для каждой частицы путем покадров-

ой обработки видеозаписей получали зависимости  $x(t)$  в виде дискретного набора точек. Затем по значениям координат в соседних временных точках определяли «мгновенную» скорость на соответствующем отрезке времени и получали зависимости  $v(t)$ . Эти зависимости осредняли путем вычисления среднего арифметического значения  $v$  для каждого момента времени  $t$ , затем полученный набор точек аппроксимировали подходящей функцией. Типично для этого используют кубический полином, реже — сумму двух экспоненциальных функций. Для примера на рис. 1 представлена зависимость  $v(t)$ , построенная по результатам обработки траекторий всех 52 частиц. Вычисление средней скорости совокупности частиц проводили с использованием аппроксимирующей функции  $v(t)$  в интервале времени  $0 \div t_{ba}$ , где  $t_{ba}$  — среднее время горения по всем зарегистрированным в эксперименте частицам (в отличие от  $t_b$  — среднего времени горения частиц номинального размера). Полученные результаты приведены в табл. 1 и 2.

Для варианта 1 зависимость  $v(t)$  была аппроксимирована кубическим полиномом

$$v(t) = 266 - 1543.612t + 1965.994t^2 - 768.668t^3, \quad (1)$$

где  $v$  — в [см/с],  $t$  — [с].

Расчетная длина начального участка смешения затопленной струи продуктов горения образца с окружающим неподвижным воздухом составляет около 2 см, видимая высота конического светящегося факела пламени над образцом — 10 ÷ 12 см. Движение частицы строго по оси симметрии маловероятно, поэтому для большинства частиц время нахождения в ядре струи продуктов горения намного меньше общего времени полета. Для мелких фрагментов, сгорающих на небольшом расстоянии от образца, это не так, но зато они быстрее приобретают скорость газа и потому скорость их обдува ниже, чем для частиц номинального размера. Приведенные аргументы позволяют в первом приближении считать, что частица в начальный момент времени получает определенную стартовую скорость ( $v_0 \approx +266$  см/с, см. рис. 1) и в дальнейшем движется в неподвижном воздухе. Пройдя верхнюю точку траектории, частица переходит в свободное падение и к концу горения достигает установившейся скорости  $v \approx -119$  см/с. Среднюю скорость дви-

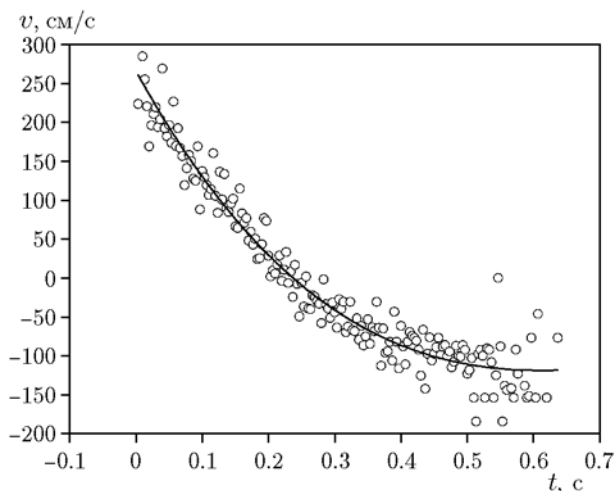


Рис. 1. Осредненная скорость движения частиц в экспериментах варианта 1:

$D_0 = 320$  мкм, вылет частиц из образца вверх (в положительном направлении оси координат), точки — средние мгновенные значения скорости по всей совокупности 52 частиц в фиксированные моменты времени, линия — аппроксимация кубическим полиномом (1)

Таблица 1

## Параметры движения и гранулометрического состава нанодисперсных сферул

Условия экспериментов					
Вариант постановки	1	2	3	4	5
Направление движения частиц	↑	↓	↓	↑	↓
Начальный номинальный размер горящих материнских частиц $D_0$ , мкм	320	320	320	38	38
Диаметр сопла, мм	Нет	2	1.5	Нет	2
Скорость горения образца $r$ , мм/с	0.5	0.6	0.7	0.5	0.5
Характерные времена и параметры движения частиц номинального размера					
Время начала фрагментации $t_{bf}$ , с	0.24 $Sd = 0.09$ $Se = 0.02$	0.35 $Sd = 0.01$ $Se = 0.01$	0.17 $Sd = 0.06$ $Se = 0.02$	Не изм.	Не изм.
Время окончания фрагментации $t_{ef}$ , с	0.28 $Sd = 0.09$ $Se = 0.02$	0.38 $Sd = 0.03$ $Se = 0.01$	0.25 $Sd = 0.04$ $Se = 0.02$	—//—	—//—
Время горения $t_b$ , с	0.45 $Sd = 0.14$ $Se = 0.02$	0.40 $Sd = 0.04$ $Se = 0.01$	0.26 $Sd = 0.05$ $Se = 0.02$	—//—	—//—
Параметры закона движения ( $A$ — безразмерная величина, $v_0$ — [м/с])	Подобраны			Назначены	
	$A = 24$ $v_0 = 3$	$A = 52$ $v_0 = 9.75$	$A = 67$ $v_0 = 16.6$	$A = 24$ $v_0 = 0$	$A = 24$ $v_0 = 0$
Средние время и скорость движения всей совокупности частиц					
Время горения $t_{ba}$ , с	0.33 $Sd = 0.22$ $Se = 0.03$	0.18 $Sd = 0.15$ $Se = 0.02$	0.07 $Sd = 0.08$ $Se = 0.01$	0.0079*	<0.009**
Скорость движения частиц относительно газа $v_{blow}$ , см/с	92	568	789	17	7.5
Параметры гранулометрического состава сферул, вычисленные «напрямую»					
Число измеренных частиц $N$ , шт.	860	1 458	6 056	2 743	2 687
Среднесчетный диаметр $D_{10}$ , нм	30 $Sd = 9$ $Se = 0.3$	28 $Sd = 10$ $Se = 0.3$	19 $Sd = 10$ $Se = 0.1$	29 $Sd = 12$ $Se = 0.2$	25 $Sd = 7$ $Se = 0.1$
Параметры аппроксимирующего логарифмически-нормального распределения сферул в форме					
$y(D) = \frac{Am}{wD\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ \frac{-[\ln(D/xc)]^2}{2w^2} \right\}$					
Медиана $xc$ , нм	29	25	16	26	24
Ширина $w$	0.32	0.31	0.44	0.39	0.30
Амплитуда $Am$	2.00	1.95	1.92	1.97	2.03
Коэффициент детерминации $R^2$	0.76	0.95	0.96	0.86	0.89

Примечания. «Не изм.» — не измеряли. \*Расчет по формуле (8). \*\*Оценка сверху (среднее по частицам, наблюдаемым за факелом).  $Sd$  — среднеквадратичное отклонение,  $Se$  — стандартное отклонение среднего [19].

Таблица 2

Параметры аппроксимации траекторий движения частиц в экспериментах вариантов 1–3

Вариант	Частицы	Аппроксимирующая функция	$\Delta t$ , с	$N$	$R^2$	Формула
1	Все	$x(t)$ не строили $v(t) = 266 - 1543.612t + 1965.994t^2 - 768.668t^3$	— 0.64	51	— 0.94	(1)
	Номинального размера	$x(t) = 2.85 + 288.645t - 780.496t^2 + 524.192t^3$ $v(t) = -197 + 459 \exp(-t/0.295)$	— 0.64	31	0.83 0.94	(2) (3)
2	Все	$x(t)$ не строили $v(t) = -178 + 770 \exp(-t/0.503) + 987 \exp(-t/0.019)$	— 0.43	69	— 0.94	(4)
	Номинального размера	$x(t) = 0.008 + 893.868t - 1996.208t^2 + 2263.697t^3$ $v(t)$ не строили	— 0.40	11	0.99 —	(5)
3	Все	$x(t)$ не строили $v(t) = -1823 + 2461 \exp(-t/1.1537) + 2132 \exp(-t/0.0092)$	— 0.33	77	— 0.82	(6)
	Номинального размера	$x(t) = 14.592 + 1632.958t - 5182.24t^2 + 6811.3634t^3$ $v(t)$ не строили	0.33 —	8	0.99 —	(7)

Примечания. Значения  $\Delta t$  и  $t$  — [с],  $x$  — [см],  $v$  — [см/с].  $\Delta t$  — интервал аппроксимации (приведена правая граница интервала). Экспериментальные точки траекторий находятся в промежутке времени от 0 до указанного значения.

жения частиц относительно воздуха (т. е. скорость обдува) во время горения (в интервале  $0 \div t_{ba}$ ) вычисляли путем осреднения абсолютных величин скорости (без учета знака). Полученное значение приведено в табл. 1. Там же представлены средние значения характерных времен начала  $t_{bf}$  и окончания  $t_{ef}$  фрагментации и времени горения  $t_b$ , определенных по видеозаписям для выборки частиц номинального размера (35 шт.). Выборка получена путем исключения частиц с временем горения меньше 0.2 с.

Динамика горящих частиц представляет самостоятельный интерес. Для ее анализа было проведено иное осреднение траекторий частиц, основанное на выборке путем отбраковки нетипичных траекторий независимо от времени горения частицы. Этот способ, который иллюстрирует рис. 2, в дальнейшем будем называть процедурой осреднения по частицам номинального размера.

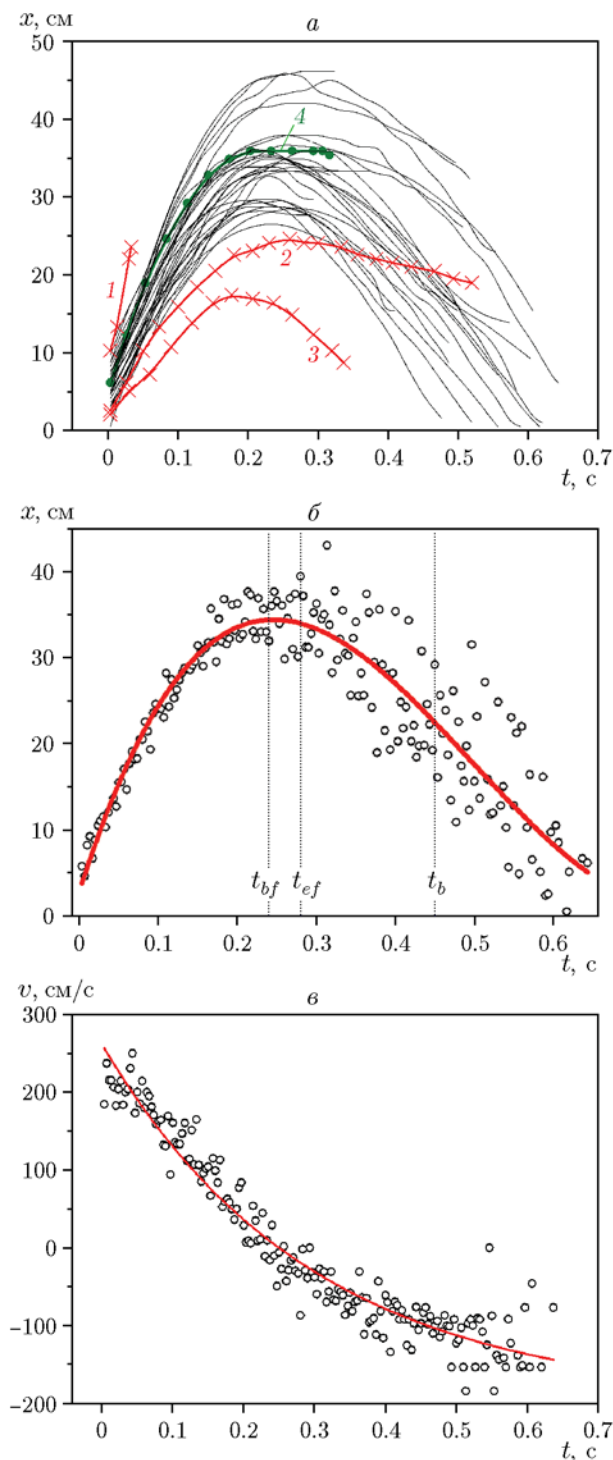
На рис. 2, а тонкими линиями показаны выбранные для осреднения траектории (31 шт.). Экспериментальные траектории, конечно, дискретные (т. е. представлены наборами точек с измеренными координатами), а сплошными линиями даны их аппроксимации В-сплайнами. Приведено несколько линий с точками, чтобы дать представление о «густоте» экспериментальных точек траекторий. Так, для примера показаны три отбракованные траектории (ли-

нии 1–3). Траектория 1 очевидно принадлежит фрагменту. Траектории 2 и 3, возможно, относятся к номинальным частицам, но летящим под углом к оси факела. Траектория 4 демонстрирует ситуацию, когда частица имеет аномально короткое время горения, но по характеру движения соответствует частицам номинального размера и потому не была отбракована. Выбранные траектории осредняли путем вычисления среднего арифметического значения  $x$  для каждого значения  $t$ . Полученный набор точек аппроксимирован кубическим полиномом

$$x(t) = 2.85 + 288.64514t - 780.49644t^2 + 524.19185t^3, \quad (2)$$

где  $x$  — в [см],  $t$  — [с] (см. рис. 2, б). Этот полином представляет собой обобщенную траекторию  $x(t)$  движения частиц номинального диаметра  $D_0 = 320$  мкм. Не следует обращать внимание на то, что  $x(0) \neq 0$ . Это результат того, что наблюдение частицы становится возможным лишь на некотором расстоянии от поверхности горения образца.

Как видно на рис. 2, б, разброс точек в интервале времени  $0 \div 0.16$  с существенно меньше, чем при  $t > 0.16$  с. Это связано с эффектом возмущения траектории частицы в результате фрагментации, описанным в [16]. На рис. 2, б моменты начала  $t_{bf}$  и окончания  $t_{ef}$  фрагментации, а также конца горения  $t_b$  отмечены вертикальными линиями. Строгого соответствия



«момента начала разброса точек» (0.16 с) и момента начала фрагментации (0.24 с) нет, поскольку соответствующие осреднения получены на разных наборах экспериментальных траекторий. Тем не менее рис. 2,б дает представление о том, в какой части траектории происходит фрагментация частиц. Отметим, что

Рис. 2. Определение параметров движения частиц ( $D_0 = 320$  мкм) в экспериментах варианта 1:

вылет частиц вверх непосредственно из образца без использования камеры с соплом;  
 а — траектории движения  $x(t)$ : тонкие линии без точек — выбранные для осреднения траектории (31 шт.); линии 1–3 — примеры нетипичных траекторий, исключавшихся из рассмотрения; линия 4 — пример частицы с нормальной траекторией, но коротким временем горения, такие кривые учитывали при осреднении;  
 б — обобщенная траектория движения  $x(t)$ : точки — средние значения по совокупности 31 частицы, линия — аппроксимация кубическим полиномом (2);  
 в — обобщенная зависимость  $v(t)$ : точки — средние значения по совокупности 31 частицы, линия — аппроксимация экспоненциальной функцией (3)

«возмущения» на кривой  $x(t)$  помогают идентифицировать фрагментацию на видеозаписях с малым увеличением.

Для этой же выборки из 31 частицы построена осредненная зависимость скорости от времени  $v(t)$  (рис. 2,в). В отличие от рис. 1, здесь обобщены данные о частицах номинального размера, а для аппроксимации использована экспоненциальная функция

$$v(t) = -197 + 459 \exp(-t/0.295), \quad (3)$$

где  $v$  — в [см/с],  $t$  — [с]. Как видно на рис. 1 и 2,в, к концу горения частицы имеют отрицательную установившуюся скорость около 100 см/с. Используя выражение для установившейся скорости [17], можно оценить финальный диаметр  $D_e$  выгоревших частиц. Результат оценки, однако, зависит от вязкости воздуха. Расчетный диаметр составляет  $D_e = 95$  мкм при вязкости воздуха, взятой при температуре горения 2700 К, или  $D_e = 190$  мкм, если вязкость соответствует комнатной температуре.

При направлении начальной скорости вверх и значительном изменении диаметра и массы частицы в процессе горения подбор подходящих параметров  $v_0$  и  $A$  с целью воспроизведения хода зависимостей  $x(t)$  и  $v(t)$  путем решения задачи о движении частицы имеет условный характер. Тем не менее приведенные в табл. 1 значения  $v_0$  и  $A$  позволяют вычислить координату  $x$  с относительным отклонением не более 15 % и скорость  $v$  с относительным отклонением не более 25 % от значений, получаемых из



аппроксимирующих функций  $x(t)$  и  $v(t)$  в интервале времени  $0 \div 0.28$  с, который включает в себя как процесс фрагментации, так и достижение верхней точки траектории (см. рис. 2, б).

**Вариант 2.** Монодисперсные горящие агломераты того же номинального диаметра  $D_0 = 320$  мкм, торцевое горение в стаканчике, помещенном в камеру с соплом  $\varnothing 2$  мм. Факел и струя из сопла направлены вниз, повышенная (по отношению к варианту 1) скорость движения частиц.

В образец заложено 45 включений, зарегистрированы траектории 69 частиц. Как и в предыдущем случае, «лишние» частицы имеют короткие треки. Это указывает на дробление частиц во время старта или даже до старта. Такое дробление не имеет отношения к «нормальной» фрагментации в процессе горения и, вероятно, обусловлено возможным повреждением включений при закладке в образец, а также прохождением через сопло. Еще один типичный вид нарушения нормального хода событий — удар о стенку кварцевой трубы — наблюдался в 20 случаях из 69. Удар мог остаться без видимых последствий, либо привести к прилипанию частицы с последующим ее догоранием на стенке, либо разрушить частицу с образованием нескольких «осколков».

Характер движения частиц следующий. Частицы вылетают из сопла с начальной скоростью  $5 \div 40$  м/с. Средняя скорость вылета  $\approx 13.5$  м/с, максимальная (40 м/с) соответствует оценочному значению скорости газа, истекающего из сопла. В дальнейшем скорость движения монотонно снижается. Ближе к концу горения имеют место фрагментация и последующее «более быстрое» снижение скорости (рис. 3). За все время наблюдения (типично  $\approx 0.4$  с) скорость понижается до  $\approx 1.3$  м/с, но так и не достигает установившегося значения.

Как и в предыдущем случае, вначале оценим среднюю скорость всей совокупности частиц, поскольку нетипично движущиеся частицы также являются источниками оксидного аэрозоля. Для этого воспользуемся вышеописанной процедурой осреднения по всем зарегистрированным частицам и средним временем горения  $t_{ba} = 0.18$  с (табл. 1). В данном случае осредненная зависимость скорости движения совокупности частиц в интервале времени  $0 \div 0.43$  с была аппроксимирована суммой двух экспоненциальных функций

$$v(t) = -178 + 770 \exp(-t/0.50278) +$$

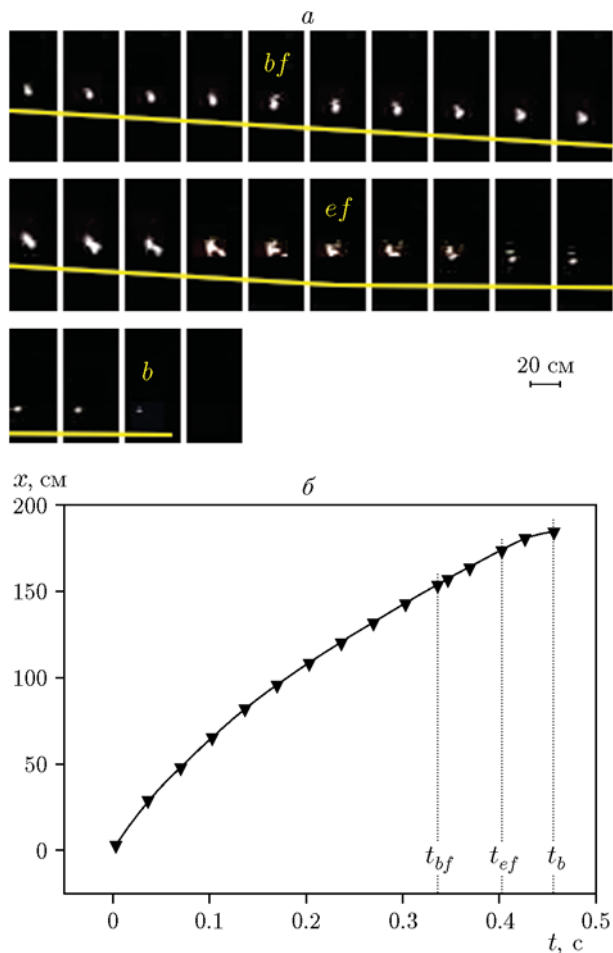


Рис. 3. Поведение одной частицы ( $D_0 = 320$  мкм) в экспериментах варианта 2:

*a* — последовательность последних 24 кадров, скорость видеозаписи 300 кадр/с; после кадра *ef* имеет место разлет уже имеющихся фрагментов, образование новых не наблюдается, после кадра *b* частица не видна; угол наклона линии, пересекающей кадры, соответствует скорости движения частицы; *б* — вся траектория частицы в виде экспериментально измеренных точек зависимости  $x(t)$ , соединенных В-сплайном

$$+ 987 \exp(-t/0.01933), \quad (4)$$

где  $v$  — в [см/с],  $t$  — [с].

Считая, что частицы движутся в покоем воздухе, в интервале времени  $0 \div 0.18$  с получим среднюю скорость обдува  $v_{blow} = 568$  см/с (см. табл. 1).

Для анализа динамики горящих частиц проведено осреднение траекторий частиц номинального размера. После отбраковки нетипичных треков (аномально коротких или с ударами о стенку кварцевой трубы) выбрано 11 ча-

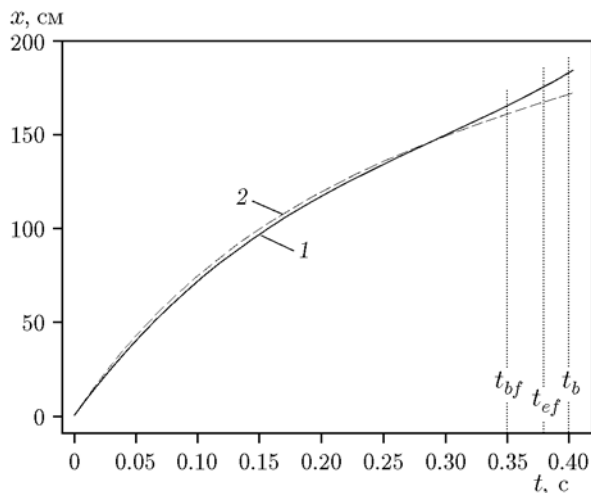


Рис. 4. Сравнение эмпирической (1) и расчетной (2) зависимостей  $x(t)$  для частиц номинального диаметра 320 мкм в экспериментах варианта 2

стиц. После осреднения по частицам номинального размера для траектории частиц получен следующий аппроксимирующий полином:

$$x(t) = 0.008 + 893.868t - 1996.208t^2 + 2263.697t^3, \quad (5)$$

где  $x$  — в [см],  $0 < t < 0.4$  с.

Приведенные в табл. 1 времена  $t_{bf}$ ,  $t_{ef}$  и  $t_b$  определены в результате обработки данных для тех же 11 частиц номинального размера с бездефектными треками.

Ход эмпирической кривой  $x(t)$ , заданной выражением (5), до момента начала фрагментации  $t_{bf} = 0.35$  с (см. табл. 1) может быть воспроизведен с относительным отклонением не более 5 см (3 %) путем решения одномерной задачи о движении сферической частицы под действием сил тяжести и Стокса при  $v_0 = 9.75$  м/с,  $A = 52$ . К концу горения ( $t_b = 0.35$  с) относительное отклонение в координате увеличивается до 7 % (рис. 4).

**Вариант 3** (аналогичен варианту 2). Агломераты номинального диаметра  $D_0 = 320$  мкм, торцевое горение в стаканчике в камере с соплом, выброс частиц вниз. В отличие от варианта 2, использовали сопло диаметром 1.5 мм, что позволило увеличить скорость частиц.

В образец заложено 32 включения, зарегистрированы 94 траектории частиц, из них 77 без ударов о стенку кварцевой трубы. Регистрируемая скорость частиц вблизи сопла

варьировалась от 6.5 до 46 м/с и в среднем составляла  $\approx 20$  м/с. Осредненную по всей совокупности зарегистрированных частиц скорость движения в интервале времени наблюдения  $0 \div 0.33$  с аппроксимировали суммой двух экспоненциальных функций

$$v(t) = -1823 + 2461 \exp(-t/1.15366) + 2132 \exp(-t/0.00924), \quad (6)$$

где  $v$  — в [см/с],  $t$  — [с].

Среднее время горения по всем частицам, включая фрагменты с короткими треками, составляет  $t_{ba} = 0.07$  с, средняя скорость обдува частиц в интервале времени  $0 \div 0.07$  с равна  $v_{blow} = 789$  см/с (в предположении, что частицы движутся в покоем воздухе) (см. табл. 1).

Анализ движения горящих частиц и оценка характерных времен наступления событий  $bf$ ,  $ef$ ,  $b$  проведены для частиц номинального диаметра  $D_0 = 320$  мкм, не ударявшихся о стенку кварцевой трубы. Соответствующая выборка, осуществленная на основе анализа траекторий, насчитывала 8 частиц. Полученные значения  $t_{bf}$ ,  $t_{ef}$  и  $t_b$  представлены в табл. 1.

Обобщенную траекторию частиц номинального размера аппроксимировали кубическим полиномом

$$x(t) = 14.592 + 1632.958t - 5182.24t^2 + 6811.3634t^3, \quad (7)$$

где  $v$  — в [см/с],  $t$  — [с].

Заметим, что путем дифференцирования полинома (7) легко получить зависимость  $v(t)$ .

Ход кривой  $x(t)$  может быть воспроизведен посредством решения одномерной задачи о движении сферической частицы под действием сил тяжести и Стокса при значениях параметров  $v_0$  и  $A$ , указанных в табл. 1.

**Вариант 4.** Монодисперсные частицы номинального размера  $D_0 = 38$  мкм (ситовая фракция), торцевое горение образца в стаканчике вне камеры с соплом факелом вверх, стаканчик закреплен во фторопластовом кольце диаметром 40 мм.

Подавляющее большинство частиц сгорает внутри факела образца и не видны. Тем не менее зарегистрировано более 150 событий, подобных показанным на рис. 5, — вылет отдельных частиц из факела. Статистическая обработка треков дает среднее значение скорости

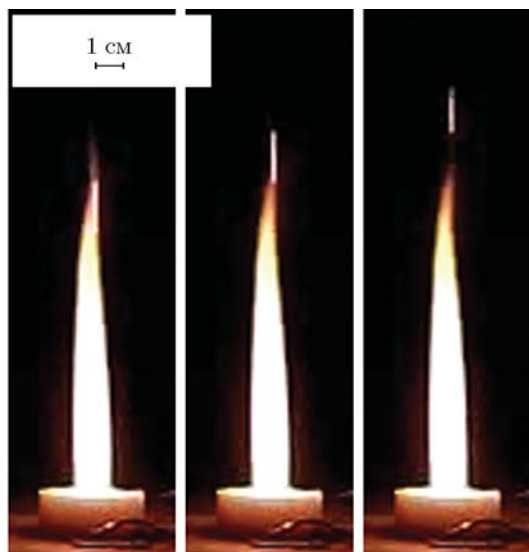


Рис. 5. Пример регистрации вылета горячей частицы Ti ( $D_0 = 38$  мкм) из факела образца в экспериментах варианта 4:

скорость съемки 300 кадр/с, длина трека частицы на среднем кадре  $\approx 2$  см, ее скорость  $\approx 600$  см/с

частиц на выходе из факела, т. е. на высоте около 12 см над образцом, 329 см/с ( $Sd = 154$  см/с,  $Se = 12$  см/с [19]). Максимальная зарегистрированная скорость — 660 см/с. Расчет скорости оттока газообразных продуктов от поверхности горящего образца дает близкое значение  $v_g = 807$  см/с, различие можно объяснить расхождением потока. Решение задачи о движении частицы диаметром 38 мкм с плотностью  $4.5$  г/см<sup>3</sup> под действием сил тяжести и Стокса, увлекаемой потоком газа, движущегося со скоростью 807 см/с, показывает, что частица за  $\approx 1$  мс набирает скорость  $0.9v_g$ . Сила Стокса много больше силы тяжести, и частицы фактически «трассируют» поток газа. В этих оценках температуру (2850 К) и вязкость газа (0.00079 Па·с) брали из термодинамического расчета продуктов горения матрицы. Из-за невозможности проследить движение частиц и построить экспериментальные зависимости  $x(t)$  и  $v(t)$ , как это делали в вариантах 1–3, в вариантах 4, 5 параметры движения назначали: начальная скорость частицы  $v_0 = 0$ , коэффициент в законе сопротивления  $A = 24$ . Пониженное значение средней скорости частиц на выходе из факела (329 см/с) объясняется следующим. Наблюдаемые частицы, во-первых, находятся вне ядра потока и, во-вторых, принадлежат меньшинству частиц с завышенным от-

носителем номинального размером.

Таким образом, в первом приближении для оценки динамики частиц диаметром 38 мкм можно использовать параметры газа (скорость  $v_g$ , температуру, вязкость), взятые из термодинамического расчета газообразных продуктов сгорания, и классическое выражение Стокса для коэффициента сопротивления  $C_d = 24/Re$ . Нас, однако, интересует не абсолютная скорость движения частицы, а ее скорость относительно газа вблизи поверхности образца. Характерная скорость «обдува» частицы вычисляется путем осреднения разности расчетных мгновенных значений скоростей газа и частицы в интервале времени от 0 до  $t_b$ . Для вычисления времени горения частицы используем эмпирическую зависимость из [20]:

$$t_b = 1.29(D/1000)^{1.56}, \quad (8)$$

где  $t_b$  — в [с],  $D = 20 \div 125$  мкм. Получено время горения  $t_b = 7.9$  мс, причем большую его часть частица движется практически со скоростью газа. В результате среднее значение ее скорости относительно газа, приведенное в табл. 1, невелико — всего 0.4 см/с.

Частицы номинального размера 38 мкм сгорают на дистанции  $v_g t_b \approx 6$  см. Частицы, видимые вне факела, имеют размер больше номинального. Оценки, проведенные по характерным временам и дистанциям сгорания наблюдаемых частиц, показали, что примерно 1/3 из них по параметрам соответствует «двойным» частицам, т. е. полученным в результате объединения двух номинальных. Остальные 2/3 частиц соответствуют слиянию 3 ÷ 9 номинальных. Напомним, что количество наблюдаемых вне факела частиц пренебрежимо мало по сравнению с общим количеством частиц в образце.

**Вариант 5.** Образец, как и в варианте 4, содержит монодисперсные частицы номинального размера  $D_0 = 38$  мкм, помещен в камеру с соплом  $\varnothing 2$  мм, факел направлен вниз.

Как и в варианте 4, большинство частиц сгорает внутри факела (его высота к концу горения образца около 12 см). Вне факела зарегистрировано 386 частиц и суммарно 611 траекторных точек. Треки большинства частиц видны на одном-двух кадрах, в 26 случаях из 386 — на трех и более кадрах. Большее количество (по сравнению с вариантом 4) зарегистрированных частиц указывает на их объединение при горении образца в камере с соплом. Если

частица видна на нескольких кадрах, то ее скорость максимальна на первом кадре, затем частица тормозится. Максимальная зарегистрированная скорость частицы — 31 м/с, средняя по совокупности из 386 частиц скорость — 8.8 м/с, среднее время наблюдения зарегистрированных вне факела частиц — 9 мс. Поскольку в соответствии с формулой (8) время горения частиц диаметром 38 мкм составляет  $t_b = 7.9$  мс, размер наблюдаемых за факелом частиц ненамного больше номинального и для оценки можно считать, что все частицы имеют номинальный размер. Примем, что скорость истечения газа из сопла превышает скорость оттока продуктов горения от поверхности образца в  $S_s/S_n$  раз и составляет 145 м/с ( $S_s$  и  $S_n$  — площади образца и сечения сопла соответственно). Предположим, что частицы номинального размера мгновенно оказываются в потоке газа, имеющего скорость 145 м/с, температуру 2850 К и вязкость 0.00079 Па·с (в соответствии с термодинамическим расчетом продуктов горения матрицы). Решение задачи о движении при  $v_0 = 0$  и  $A = 24$  показывает, что уже через  $\approx 1$  мс скорость частицы достигает 0.9 от скорости газа. Средняя скорость обдува частиц за время горения, т. е. в интервале времени  $0 \div 7.9$  мс, составляет  $v_{blow} = 7.5$  см/с. Именно это значение дано в табл. 1.

### ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОБДУВА МАТЕРИНСКИХ ЧАСТИЦ НА РАЗМЕРЫ СФЕРУЛ

В табл. 1 представлены данные о размерах сферул при вариации условий экспериментов. На рис. 6 показаны функции распределения сферул в форме логарифмически-нормальных распределений по размерам, аппроксимирующих эмпирические гистограммы для пяти вариантов экспериментальных условий. При увеличении объема выборки  $N$  эмпирическая гистограмма становится более «гладкой», качество аппроксимации улучшается, что видно по увеличению коэффициента детерминации. Значимое уменьшение среднесчетного диаметра сферул с  $25 \div 30$  до 19 нм зарегистрировано в эксперименте с минимальным диаметром сопла и, соответственно, с наибольшей скоростью обдува частиц  $v_{blow} = 7.9$  м/с. При меньших скоростях,  $0.08 \div 5.7$  м/с, эффект обдува практически отсутствует, так что можно говорить о его пороговом характере.

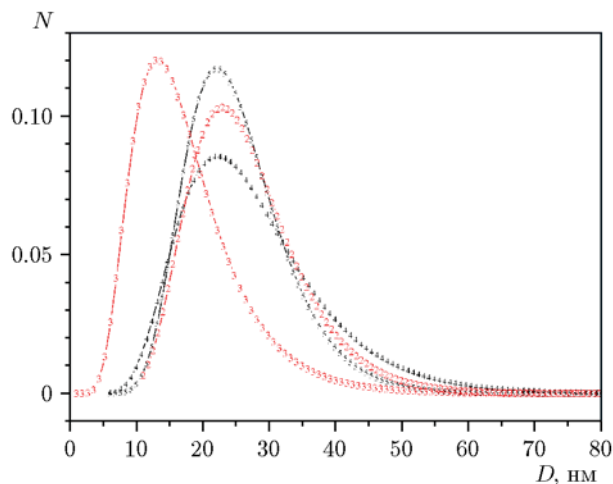


Рис. 6. Сравнение аппроксимирующих функций распределения сферул по размерам, отобранных в экспериментах вариантов 1–5 (кривые обозначены соответственно номеру варианта)

Отметим, что используемый способ позволяет получить сферулы  $\text{TiO}_2$  меньшего размера, чем при сжигании частиц  $\text{Ti}$  в факеле газодисперсной горелки (40 нм в [3]) без применения добавок, воздействующих на конденсацию оксида.

### ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОБДУВА НА ВРЕМЯ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

В [16] представлены данные о характерных временах наступления событий  $bf$ ,  $ef$ ,  $b$  для частиц диаметром  $D_0 = 300, 390$  и  $480$  мкм и о их скоростях в эти моменты времени. Частицы в [16] свободно падали в воздухе и двигались с умеренными скоростями. Максимальную скорость 3.3 м/с имели частицы с  $D_0 = 480$  мкм в момент начала фрагментации. Эти крупные частицы успевали достичь установившейся скорости до наступления фрагментации, в то время как частицы с  $D_0 = 300$  и  $390$  мкм начинали фрагментировать раньше и их скорость в момент  $t_{bf}$  была ниже — 2.3 и 1.6 м/с соответственно. В дальнейшем, в процессе фрагментации и после нее, скорость всех частиц диаметром  $D_0 = 300 \div 480$  мкм только снижалась. В проведенных в данной работе экспериментах частицы диаметром  $D_0 = 320$  мкм двигались относительно газа со средними скоростями 0.9, 5.7 и 7.9 м/с, что позволяет оценить влияние движения на характерное время. На рис. 7 представлены данные [16,

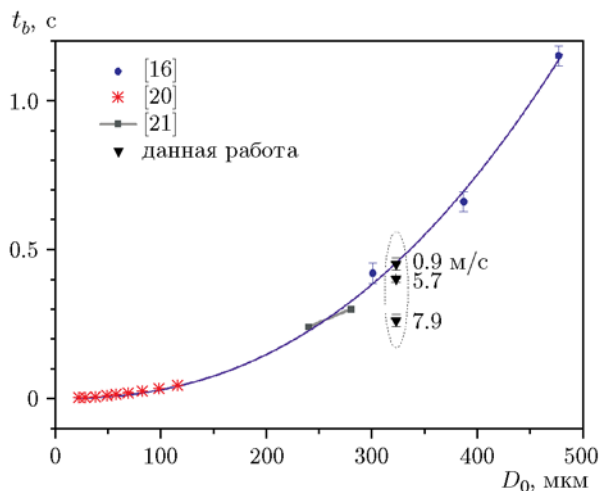


Рис. 7. Зависимость времени горения частиц титана от их размера (воздух, 1 атм):

числа около точек — средняя скорость обдува частиц  $v_{blow}$

20, 21] по зависимости времени горения  $t_b$  от размера частиц (точки и график аппроксимационной функции  $t_b(D) = 5.81 \cdot 10^{-7} D^{2.35}$ , где  $t_b$  — в [с],  $D = 20 \div 480$  мкм [16]). Дополнительно на рис. 7 нанесены три точки, полученные в настоящей работе. Как видно, время горения частицы в условиях обдува существенно сокращается (при максимальной скорости обдува — в 1.7 раза).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые количественно оценено влияние скорости обдува частиц-агломератов титана диаметром 320 мкм на время их горения и размеры образующихся оксидных частиц-продуктов горения в нанометровом диапазоне — так называемых сферул. Показано, что обдув интенсифицирует процесс горения, что приводит к сокращению времени горения и уменьшению размеров сферул. При увеличении скорости обдува по ряду  $0.9 \rightarrow 5.7 \rightarrow 7.9$  м/с сократилось время горения материнских частиц  $0.45 \rightarrow 0.40 \rightarrow 0.26$  с и уменьшился среднесчетный размер порождаемых ими сферул с  $28 \div 30$  до 19 нм. Эффект проявился лишь при самой высокой скорости обдува, что, вероятно, указывает на его пороговый характер. Для частиц диаметром  $D_0 = 320$  мкм оценены параметры движения в воздухе. Эффективный коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_d = A/Re$  у горящих частиц может быть втрое вы-

ше, чем у негорящих. Соответственно, можно считать, что эффективный диаметр частицы, «обтекаемой» потоком газа, в  $1.4 \div 1.7$  раза больше действительного. Для условий проведенных экспериментов определены значения параметра  $A$  и начальной скорости частиц  $v_0$ , которые позволяют получить координату и скорость движения частицы из решения задачи о движении сферы под действием сил тяжести и Стокса с относительным отклонением не более 25 % от экспериментальных значений. Обобщенные экспериментальные траектории представлены в виде аппроксимирующих функций  $x(t)$  и  $v(t)$ . Поскольку средняя скорость обдува существенно зависит от начальной скорости частиц и их диаметра, для ее целенаправленного увеличения необходимо проводить многопараметрическую оптимизацию условий сжигания. Полученные данные (типичные траектории, время горения) могут служить основой для такой работы.

Авторы благодарят О. Н. Житницкую и О. В. Боровкову за помощь в проведении электронно-микроскопических анализов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Glotov O. G., Zarko V. E. Formation of nano-sized products in combustion of metal particles // *Energetic Nanomaterials: Synthesis, Characterization, and Application* / Zarko V. E., Gromov A. A. (Eds). — Elsevier, 2016. — Ch. 11. — P. 285–321.
2. Karasev V. V., Onischuk A. A., Glotov O. G., Baklanov A. M., et al. Formation of charged aggregates of  $Al_2O_3$  nanoparticles by combustion of aluminum droplets in air // *Combust. Flame*. — 2004. — V. 138. — P. 40–54.
3. Weiser V., Neutz J., Eisenreich N., Roth E., Schneider H., Kelzenberg S. Development and characterization of pyrotechnic compositions as counter measures against toxic clouds // *Energetic Materials: Performance and Safety*. 36th Int. Annu. Conf. of ICT & 32nd Int. Pyrotechnics Seminar, June 28–July 1, 2005, Karlsruhe, Germany. — P. 102-1–102-12.
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. Глотов О. Г., Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Онищук А. А., Бакланов А. М. Размер и морфология нанооксидного аэрозоля, образующегося при горении алюминиевых и титановых частиц в воздухе // *Горение твердого топлива: сб. докл. VII Всерос. конф. с междунар. участием*, Новосибирск, 10–13 ноября



- 2009 г. — Новосибирск: Изд-во Ин-та теплофизики СО РАН, 2009. — Ч. 3. — С. 184–190.
6. **Глотов О. Г., Онищук А. А., Карасев В. В., Зарко В. Е., Бакланов А. М.** Размер и морфология нанооксидного аэрозоля, образующегося при горении частицы алюминия // Докл. АН. — 2007. — Т. 413, № 2. — С. 206–209.
  7. **Захаров Р. С., Глотов О. Г.** Характеристики горения пиротехнических композиций с порошкообразным титаном // Вестн. НГУ. Сер. Физика. — 2007. — Т. 2, вып. 3. — С. 32–40. — [http://www.phys.nsu.ru/vestnik/catalogue/2007/03/Vestnik\\_NSU\\_07T2V3\\_p1-103.pdf](http://www.phys.nsu.ru/vestnik/catalogue/2007/03/Vestnik_NSU_07T2V3_p1-103.pdf).
  8. **Долганов А. П., Ковалев В. Н., Лиепиня В. Э., Шипин Е. И.** Исследование закономерностей горения частиц титана в газовых потоках // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. — 1990. — № 2. — С. 106–113.
  9. **Ефимов Б. Г., Клюкин С. С., Кузьев П. Н., Ложкин Т. Ю.** Влияние потока воздуха на горение титановых пластин // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 2. — С. 29–34.
  10. **Glotov O. G., Zarko V. E., Simonenko V. N., Onischuk A. A., Baklanov A. M., Gus'kov S. A., Dushkin A. V.** In search of effective ways for generation of TiO<sub>2</sub> nanoparticles by means of firing Ti-containing pyrotechnic composition // EUCASS 2009, 3rd Eur. Conf. for Aero-space Sciences, France, Paris, July 6–9, 2009. — CD Copyright 2009 by the von Karman Institute for Fluid Dynamics.
  11. **Глотов О. Г.** Горение сферических титановых агломератов в воздухе. I. Экспериментальный подход // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 50–57.
  12. **Глотов О. Г., Симоненко В. Н., Бакланов А. М., Житницкая О. Н., Суродин Г. С.** Влияние размера и скорости движения титановых частиц на параметры их горения в воздухе и характеристики образующегося нанооксидного аэрозоля // Горение твердого топлива: докл. VIII Всерос. конф. с междунар. участием, Новосибирск, 13–16 ноября 2012 г. — Новосибирск: Изд-во Ин-та теплофизики СО РАН, 2012. — С. 32.1–32.8. — [http://www.itp.nsc.ru/conferences/gtt8/files/32\\_Glotov.pdf](http://www.itp.nsc.ru/conferences/gtt8/files/32_Glotov.pdf).
  13. **Glotov O. G.** Combustion characteristics of monodisperse titanium particles fast moving in air // Energetic Materials — Characterization and Modeling of Ignition Process, Reaction Behavior and Performance, June 25–28, 2013, Karlsruhe, Germany: 44th Int. Annu. Conf. of Fraunhofer ICT. — P. 61-1–61-14.
  14. **Gonzalez D., Nasibulin A. G., Baklanov A. M., Shandakov S. D., et al.** A new thermophoretic precipitator for collection of nanometer-sized aerosol particles // Aerosol Sci. Technol. — 2005. — V. 39. — P. 1–8.
  15. **Glotov O. G.** Image processing of the fractal aggregates composed of nanoparticles // Russian J. Physical Chemistry A. — 2008. — V. 82, N 13. — P. 2213–2218.
  16. **Глотов О. Г.** Горение сферических титановых агломератов в воздухе. II. Результаты экспериментов // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 58–71.
  17. **Aerosol Measurement. Principles, Techniques, and Applications.** 3rd Ed. / Baron P. A., Kulcarni P., Willeke K. (Eds). — John Wiley & Sons, 2011. — (См. также: Aerocalc.xls — Aerosol Calculator by Paul Baron, Version date 01.10.01).
  18. **Глотов О. Г., Зарко В. Е., Карасев 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.
  19. **Тейлор Дж.** Введение в теорию ошибок. — М.: Мир, 1985.
  20. **Shafirovich E., Soon Kay Teoh, Varma A.** Combustion of levitated titanium particles in air // Combust. Flame. — 2008. — V. 152. — P. 262–271.
  21. **Molodetsky I. E., Dreizin E. L., Vicenzi E. P., Law C. K.** Phases of titanium combustion in air // Combust. Flame. — 1998. — V. 112. — P. 522–532.

*Поступила в редакцию 2/XI 2017 г.*