

УДК 641.454.22

## **Моделирование процесса дробления и испарения капель нереагирующей жидкости в высокоэнтальпийных газодинамических потоках\***

**К.Ю. Арефьев<sup>1,2</sup>, А.В. Воронцовский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова,  
Москва

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

E-mail: arefyev@ciam.ru, voron@bmtu.ru

Интенсификация дробления и испарения капель жидкости в двухфазных потоках с температурой торможения газа  $T_T = 800\text{--}2500\text{ К}$  является важной научно-технической задачей. Следует отметить, что несмотря на большую практическую значимость механизм испарения капель с предварительным газодинамическим дроблением в высокоэнтальпийных потоках изучен недостаточно полно и требует проведения дополнительных исследований. В статье представлены математическая модель и результаты расчетов дробления и испарения капель жидкости в дозвуковых и сверхзвуковых потоках с высокой температурой торможения. Проведено сравнение полученных данных с экспериментами других авторов. Выполнена оценка протяженности областей газодинамического дробления и испарения капель в проточных трактах с переменным распределением параметров. Найденные закономерности могут быть использованы при проектировании энергосиловых установок перспективных образцов авиационно-космической техники и газодинамических труб.

**Ключевые слова:** двухфазное течение, высокоэнтальпийный поток, математическое моделирование, дробление капель, испарение капель.

### **Введение**

Развитие авиационно-космической техники требует создания перспективных энергосиловых установок различного назначения, обеспечивающих достижение высоких тягово-энергетических показателей работы. В разрабатываемых проектах большое внимание уделяется энергосиловым установкам на жидком горючем. Одним из наиболее важных аспектов при проектировании таких установок является организация эффективного рабочего процесса, который основан на горении топливной смеси при взаимодействии испаренного горючего с газообразным окислителем (обычно, воздухом). Определяющим фактором, влияющим на полноту сгорания топливной смеси, является интенсивность испарения жидкого горючего, которая может резко возрастать при реализации режима газодинамического дробления капель. Также весьма актуальной остается задача разработки специальных газодинамических труб с впрыском воды для обеспечения проведения высотных испытаний высокоэнтальпийных энергосиловых установок.

---

\* Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-01118).

Современные требования по увеличению скорости потока в камере сгорания энергосиловых установок до около- и сверхзвукового уровня приводят к существенному изменению характеристик рабочего процесса. Следует отметить, что несмотря на большую практическую значимость процессы смесеобразования жидкого горючего с высокоэнтальпийным потоком газообразного окислителя и воды с продуктами сгорания высокоэнтальпийных энергосиловых установок изучены недостаточно полно и требуют проведения дополнительных исследований.

Статья посвящена актуальной проблеме изучения закономерностей изменения массы частиц жидкой конденсированной фазы в высокоэнтальпийных газовых потоках, т.е. в условиях, когда необходимо учитывать взаимное влияние процессов ускорения, газодинамического дробления и поверхностного испарения капель.

В зависимости от реализуемых в высокоэнтальпийном потоке условий могут иметь место несколько различных режимов испарения капель. При низких скоростях потока происходит классическое испарение, когда форма капли остается близкой к сферической до полного ее испарения. При высоких скоростях имеет место испарение с предварительным дроблением, т.е. капля дробится на мелкие фрагменты, которые затем испаряются. Возможен также и промежуточный вариант, когда на начальном этапе испарения капля теряет значительную часть массы за счет дробления, но затем переходит в режим классического испарения, поскольку по мере ее ускорения относительная скорость капли уменьшается, и условия для дальнейшего дробления исчезают. В настоящей статье предложена математическая модель, описывающая приведенные выше режимы газодинамического дробления и испарения капель жидкости в широком диапазоне режимных параметров.

Особый интерес среди известной литературы, посвященной математическому моделированию газодинамического дробления капель, представляют работы [1–3]. Однако анализируя представленные в работе [1] расчетно-аналитические методики, можно предположить, что они имеют ограниченный характер применения ввиду используемых допущений, не учитывающих особенностей нестационарной картины обтекания, переменных по времени степени деформирования и ускорения капли. Описание срывных механизмов, изложенное в работе [2], требует дополнительной валидации и сопряжено с выполнением трудоемких вычислений в каждом отдельно взятом случае, что снижает востребованность данного подхода при решении практических задач.

Высокоуровневое математическое моделирование двухфазных течений с расчетом параметров капель путем численного интегрирования уравнений газогидродинамики, согласно результатам работы [3], имеет достаточно хорошие перспективы. Однако на данном этапе используемые в расчетах модели (особенно для мелкодисперсных капель жидкости) могут давать результаты значительно (до 50 %) отличающиеся от экспериментальных. Кроме того, выполнение большого количества параметрических расчетов требует значительных вычислительных ресурсов, что нецелесообразно для определенного рода практических задач.

Экспериментальное исследование закономерностей изменения массы капли при газодинамическом дроблении сопряжено со значительными трудностями, связанными с тем, что в большинстве случаев поверхность капли скрыта от наблюдателя густой пеленой оторвавшихся мелких частиц. Этим объясняется недостаточное количество экспериментальных данных по динамике дробления капель. Однако применение современных средств высокоскоростного измерения размеров отдельных частиц конденсированной фазы в газодинамических течениях позволяет исследователям получать качественно новые данные. В частности, анализ недавно опубликованных результатов [4, 5] показывает, что распространенная в зарубежной литературе косинусоидальная зависимость [6] для описания газодинамического дробления может давать более чем двукратную разницу с экспериментом для режимов с числами Вебера менее 100. Последнее объясняется тем, что косинусоидальная зависимость не учитывает режим обтекания (структуру течения, локализованную вблизи капли) и деформацию капли (отклонение от сферической формы).

Кроме того, в известных работах практически не исследованы режимы, когда одновременно имеют место газодинамическое дробление и испарение капли, в частности в условиях ее интенсивного ускорения в высокоэнтальпийном потоке газа.

Принимая во внимание вышесказанное, можно сделать вывод об актуальности создания математической модели, с достаточной точностью описывающей вышеуказанные эффекты при движении капли в высокоэнтальпийном потоке.

### Математическая модель

Потеря массы капель жидкости может происходить в результате газодинамического дробления и испарения. Интенсивность этих процессов зависит от многих факторов, однако в общем случае может быть описана критериями Вебера:  $We = \rho (u_{отн})^2 \cdot d / \sigma$ , Рейнольдса:  $Re = \rho \cdot |u_{отн}| \cdot d / \mu$ , Лапласа:  $Lp = \rho_{ж} \sigma d / \mu_{ж}^2$ , и Нуссельта:  $Nu = \alpha_p d / \lambda_{г}$ . Здесь  $d$  — диаметр капли в недеформированном состоянии (эквивалентный),  $u_{отн} = u - u_p$  — относительная скорость капли,  $u$  — скорость газа,  $u_p$  — скорость капли,  $\rho$  — плотность газа,  $\rho_{ж}$  — плотность жидкости,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости капли,  $\mu$  — динамический коэффициент вязкости газа,  $\mu_{ж}$  — динамический коэффициент вязкости жидкости,  $\lambda_{г}$  — теплопроводность газа,  $\alpha_p$  — коэффициент теплоотдачи от газа в каплю. При этом начальный диаметр и масса капли соответственно равны  $d_0$  и  $m_0$ . При проведении настоящего исследования наибольшее внимание уделялось корректности описания испарения капель с предварительным газодинамическим дроблением в диапазоне чисел  $We < 1000$ ,  $Re < 4000$ , который характерен для движения конденсированной фазы горючего в энергосиловых установках. Следует отметить, что химические реакции продуктов испарения капли с высокоэнтальпийным потоком в математической модели не учитываются.

Известно, что наиболее сильное влияние на процесс газодинамического дробления капли оказывает ее относительная скорость  $|u_{отн}|$ . Ввиду этого для расчета параметров дробления капель при их движении в газовом потоке вычисление скорости капли  $u_p$  проводится путем интегрирования следующего дифференциального уравнения:

$$m \cdot \frac{du_p}{dt} = C_x \cdot \rho \cdot F_m \cdot \frac{u_{отн} \cdot |u_{отн}|}{2},$$

где  $F_m = \pi(d^2/4)$  — площадь поперечного сечения капли,  $C_x$  — коэффициент сопротивления.

Исходя из представленных в работе [7] экспериментальных данных, при расчете  $C_x$  капли необходимо учитывать отклонение ее формы от сферической. Деформация капли, происходящая при ее ускорении в газовом потоке, может быть оценена с помощью критериев  $We$  и  $Lp$ . Однако приведенное в работе [7] уравнение вида  $C_x = A + K \cdot Oh^p \cdot We^q$ , где  $Oh = 1/\sqrt{Lp}$  — число Онезорге,  $A, K, p, q$  — эмпирические коэффициенты, по всей видимости, имеет ограниченный диапазон применения, т.к. не учитывает структуру обтекания капли газовым потоком при различных  $Re$ .

Принимая во внимание вышесказанное, в настоящей работе предложено модифицированное уравнение для расчета коэффициента аэродинамического сопротивления капли, учитывающее влияние как деформации капли, так и режима ее обтекания:  $C_x = (24/Re) \cdot (1 + 3Re/16)^{0.5} \cdot (1 + 0,25 We^{0.1}/Lp^{0.04})$ . Уравнение основано на эмпирической зависимости [8], справедливой для широкого диапазона относительных чисел Рейнольдса при движении частиц дискретной фазы в высокоэнтальпийном потоке. Таким образом, первые два множителя определяют коэффициент аэродинамического сопротивления сферической капли при различных условиях обтекания, правый множитель в уравнении введен дополнительно по аналогии с работой [7] для учета влияния отклонения формы каплей от сферической.

Валидация рассматриваемой модели движения дисперсной фазы показала следующее. Расчетные значения ускорения каплей жидкости  $a_p$  удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными  $a_s$ , представленными в работах [9–12]. Обобщение результатов расчетов и экспериментов показывает, что погрешность в вычислении ускорения каплей жидкости в достаточно широком диапазоне условий ее обтекания воздушным потоком составляет не более 15 % (рис. 1), что является более точным по сравнению с результатами работы [7], где погрешность вычислений доходит до 23 %.

Рассмотрим далее математическое описание газодинамического дробления каплей жидкости в высокоэнталийном потоке газа. Эксперименты [13, 14] показывают, что при  $We < We_{кр}$  дробления каплей не происходит. Критическое число Вебера для рассматриваемых жидкостей и режимов обтекания газом каплей составляет  $We_{кр} = 2-10$  [13–15].

Анализ результатов работ [1–5], посвященных изучению дробления каплей жидкости в широком диапазоне  $We$ ,  $Re$  и  $Lp$ , демонстрирует, что в зависимости от значений указанных параметров могут наблюдаться различные виды газодинамического дробления, отличающиеся интенсивностью и траекториями движения оторвавшихся частиц. В некоторых случаях наблюдается даже эффект обратной коагуляции оторвавшихся частиц на поверхности капли. При этом интенсивность газодинамического дробления существенно снижается.

На основе имеющихся результатов можно выделить два основных вида деформации каплей: тарельчатый (рис. 2а) и пирамидальный (рис. 2б). Выполненное в работах [2, 15, 16] обобщение имеющихся расчетно-экспериментальных данных позволило показать, что в газодинамическом дроблении каплей принимают участие два основных механизма: а — срыв пограничного слоя (при тарельчатой деформации) и б — отделение микрочастиц с гребней волновых возмущений на боковой поверхности капли, образующихся в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (при пирамидальной деформации).

Как следует из работ [15, 16], механизм “а” реализуется при числах Вебера  $We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 \cdot Lp^{-0,5}$ . При этом средние размеры отрывающихся частиц  $d_1$  близки к величине, равной толщине пограничного слоя жидкости в экваториальной части:

$$d_1 = 2,4 \cdot \frac{d}{Re^{0,5}} \cdot \left( \frac{\mu_{ж}}{\mu} \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{\rho}{\rho_{ж}} \right)^{0,25}.$$

Как следует из работ [17, 18], характерным масштабом времени при газодинамическом дроблении является продолжительность деформации капли  $t_0 = d/|u_{отн}| \cdot (\rho_{ж}/\rho)^{0,5}$ . Поэтому описание основных временных характеристик принято нормировать на значение  $t_0$ . Так, например, в работе [15] установлено, что период индукции отрыва частиц от

капли для механизма газодинамического дробления “а” может быть определен зависимостью  $t_i = 0,37 \cdot t_0$ .

Механизм “б” реализуется при числах Вебера  $We \geq 1,7 \cdot 10^4 \cdot Lp^{-0,5}$ . В этом случае характерный размер отрывающихся

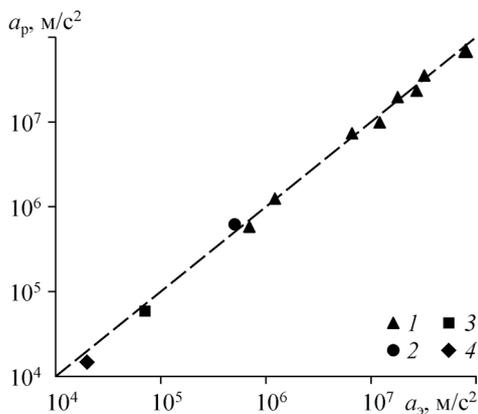


Рис. 1. Сравнение расчетных значений ускорения каплей жидкости в потоке газа с экспериментальными данными.

Данные работ [9] (1), [10] (2), [11] (3), [12] (4); штриховая линия — совпадение результатов расчета и эксперимента.

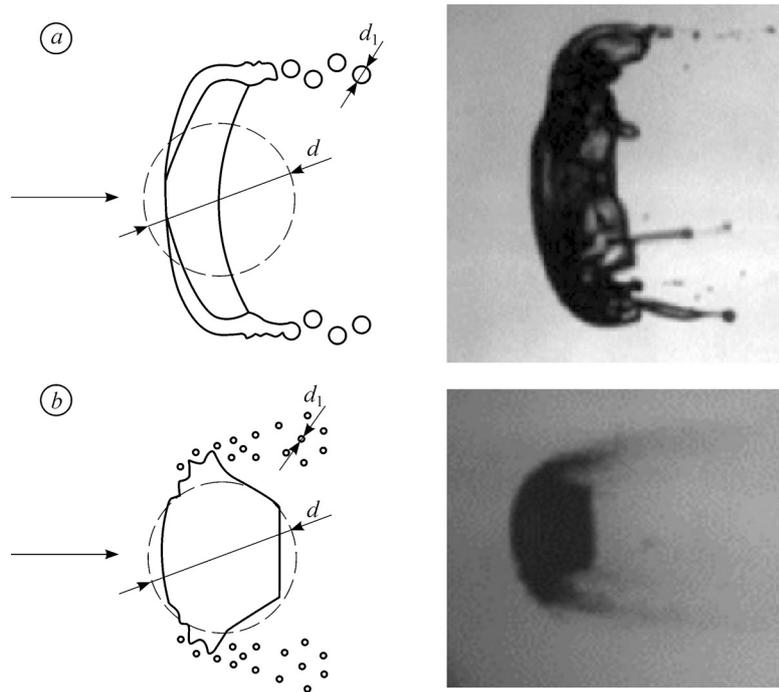


Рис. 2. Схемы деформации и фотографии каплей при газодинамическом дроблении.  $a$  —  $We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 \cdot Lp^{-0,5}$ ,  $b$  —  $We \geq 1,7 \cdot 10^4 \cdot Lp^{-0,5}$ .

частиц пропорционален длине волны  $\lambda$  возмущений:  $d_1 = A \cdot \lambda$ , где длина волны определяется согласно выражению [15]:

$$\lambda = 9\pi \cdot (\sigma/\rho_{ж})^{0,33} \left[ \mu_{ж} / (\beta \cdot \rho \cdot u_{отн}^2) \right]^{0,66}.$$

Период индукции отрыва частиц при этом составляет  $t_i = B \cdot \frac{(\rho_{ж} \cdot \mu_{ж})^{0,33} \cdot \sigma^{0,66}}{[\beta \cdot \rho \cdot u_{отн}^2]^{1,33}}$ . Коэф-

фициенты пропорциональности  $A \approx 0,2-0,3$ ,  $B \approx (500/\sigma)^{0,5}$ , а также коэффициент экранирования  $\beta \approx 0,8-1$  уточняются из эксперимента для каждого конкретного случая.

В процессе газодинамического дробления капли диаметр образовавшихся ультрадисперсных частиц составляет преимущественно 1–4 мкм. В некоторых случаях образуются субмикронные и наночастицы с диаметрами менее 1 мкм. Поэтому для образовавшихся частиц, ввиду их малого диаметра, практически полностью отсутствуют температурная и скоростная неравномерность по отношению к газовому потоку [19]. Учитывая этот факт, а также малую вероятность соединения ультрадисперсных частиц в более крупные капли в высокоскоростных потоках [20], в работе сделано допущение, что оторвавшиеся от капли частицы практически сразу испаряются.

В настоящей работе для описания процесса потери капель массы  $m$  при газодинамическом дроблении предлагается использовать полуэмпирическое уравнение следующего вида:

$$\frac{dm}{dt} = -m_1 \cdot \frac{K_1 \cdot (We)^\psi \cdot (Re)^\omega}{t_i} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-K_2 \cdot \frac{t}{t_i}\right) \right],$$

где  $t$  — время,  $m_1 = \pi \cdot \rho_{ж} \cdot d_1^3 / 6$  — масса единичной частицы, отделившейся от капли,  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $\psi$ ,  $\omega$  — эмпирически полученные коэффициенты; комплекс параметров  $K_1 \cdot (We)^\psi \cdot (Re)^\omega / t_i$  определяет количество отделившихся от капли частиц массой  $m_1$

в единицу времени, множитель  $[1 - \exp(-K_2 \cdot t/t_i)]$  описывает временную задержку начала газодинамического дробления капли. Проведенные расчеты показали, что удовлетворительное количественное совпадение с известными экспериментальными данными [3–5, 15] может быть получено при  $K_1 = 2,4-7,5$ ,  $K_2 = 1,1$ ,  $\psi = 0,8-1,3$ ,  $\omega = -0,15-0,2$ . Стоит отметить, что отрицательные значения  $\omega$  характерны для интенсивной обратной коагуляции оторвавшихся частиц на поверхности задней части пирамидальной капли, что приводит к соответствующему снижению скорости газодинамического дробления при повышении  $Re$  в случае сохранения величины критерия  $We$ . Напротив, для капель тарельчатой формы увеличение  $Re$  приводит к интенсификации дробления за счет турбулизации течения и, как правило, увеличения толщины отрывающегося пограничного слоя в жидкости.

Проведена серия расчетов изменения массы капли жидкости за счет газодинамического дробления для широкого диапазона начальных значений  $We_0$ , и  $Re_0$ . Как следует из рис. 3, имеет место удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных [3–5, 15] данных в пределах погрешности  $\pm 7\%$  для диапазона  $We_0 = 30-105$ . При этом следует отметить, что наблюдается существенное различие расчетных и экспериментальных данных с косинусоидальной зависимостью [6], которая, как принято считать, удовлетворительно описывает процесс дробления только в области чисел  $We_0 > 100$ .

Предложенная зависимость может использоваться для моделирования уменьшения массы капель при газодинамическом дроблении с учетом их прогрева и изменения теплофизических параметров различных жидкостей.

В высокосубзвуковых потоках существенное влияние на процесс изменения массы капли помимо газодинамического дробления оказывает испарение, которое в области высоких температур газа может быть весьма интенсивным. Прогрев капли осуществляется посредством конвективного теплопереноса и определяется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_p$ . Используемый в расчетах критерий Нуссельта  $Nu$  может быть получен из эмпирического соотношения [8]:

$$Nu = k_{исп} \cdot (2 + 0,459 \cdot Re^{0,55} \cdot Pr^{0,33}) / (1 + 3,42 \cdot M_{отн} (2 + 0,459 \cdot Re^{0,55} \cdot Pr^{0,33}) / (Re \cdot Pr)),$$

где  $M_{отн} = |u_{отн}|/a$  — относительное число Маха,  $a$  — скорость звука в газе,  $Pr = \mu \cdot C_{pg} / \lambda_g$  — критерий Прандтля,  $C_{pg}$  — удельная теплоемкость газа,  $k_{исп}$  — коэффициент, учитывающий влияние испарения капли на конвективный тепловой поток. Для неиспаряющейся капли  $k_{исп} = 1$ , данный коэффициент с увеличением интенсивности испарения снижается до  $k_{исп} = 0,5-0,7$  [21].

Предварительные расчеты показали, что в рассматриваемых условиях разница температур ядра и поверхности ультрадисперсной капли не превышает 10 К. Ввиду этого принято допущение, что температура капли по ее объему постоянна. Таким образом, дифференциальное уравнение изменения температуры  $T_p$  капли при ее движении в потоке с полной температурой газа  $T_g$  и числом Маха  $M = |u|/a$  имеет вид:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6 \cdot \alpha_p}{d_p \cdot C_{pж} \cdot \rho_{ж}} \cdot \left[ T_g \cdot (1 + M_{отн}^2 \times \right. \\ \left. \times (k - 1) / 2) / (1 + M^2 (k - 1) / 2) - T_p \right].$$

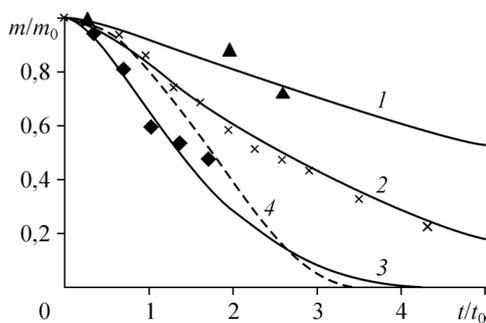


Рис. 3. Изменение массы капли воды при ее движении в воздушном потоке с  $T \sim 300$  К.  $We_0 = 30$  (1), 75 (2), 105 (3) (сплошные линии — расчет, символы — эксперимент (для соответствующих значений  $We_0$ ) [3–5, 15]); косинусоидальная зависимость [6] (4).

Рис. 4. Сравнение результатов расчетов изменения диаметра каплей воды при их испарении в высокоэнтальпийном воздушном потоке с экспериментальными данными [21].

Символы — эксперимент, сплошные линии — расчет;  
 $d_0 = 145$  (1), 120 (2), 70 (3) мкм.

Принимая во внимание высокие значения  $T_r$  и высокие скорости нагрева капли, в работе сделано допущение, что интенсивное испарение жидкости с поверхности капли начинается только после достижения каплей равновесной температуры испарения, близкой к  $T_{кип}$ . При этом возможные режимы объемного парообразования, приводящие к интенсивной потере массы капли, не рассматриваются. В этом случае изменение массы капли определяется по уравнению

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\pi \cdot d^2 \cdot \alpha_p}{Q_{исп}} \left[ T_r \cdot (1 + M_{отн}^2 (k-1)/2) / (1 + M^2 (k-1)/2) - T_{кип} \right].$$

Как показано на рис. 4, используемая модель дает хорошее совпадение расчетных данных с результатами экспериментальных исследований [22], которые были проведены для каплей жидкости при их движении в воздушном потоке с температурой газа  $\sim 870$  К при относительных скоростях  $|u_{отн}| = 15-25$  м/с. С достаточной точностью определяются как момент начала интенсивного испарения (временной интервал прогрева капли до температуры  $T_{кип}$ ), так и скорость испарения капли. Следует отметить, что экспериментальные данные по испарению каплей жидкости при более высоких  $|u_{отн}|$  отсутствуют, что обусловлено трудностью измерения степени испарения при интенсификации газодинамического уноса массы жидкости с поверхности.

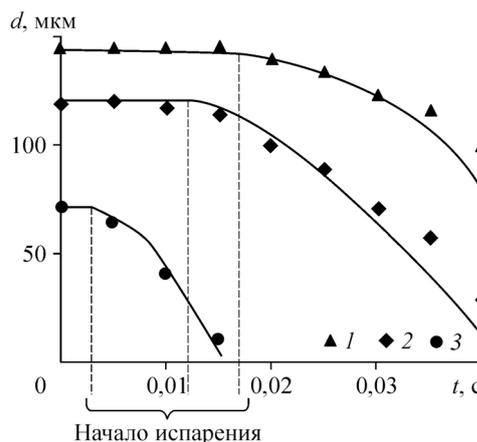
Представленная математическая модель позволяет проводить комплексную оценку ускорения, газодинамического дробления и испарения каплей жидкости путем решения рассмотренных выше критериальных уравнений. Исследованный диапазон безразмерных критериев ( $We < 1000$ ,  $Re < 4000$ ) характерен для задач, связанных с анализом процессов дробления и испарения каплей горючего в высокоэнтальпийных потоках энергосиловых установок перспективных аэрокосмических систем и в газодинамических трубах с впрыском воды.

### Результаты моделирования

На базе проведенного расчетного исследования получены зависимости изменения скорости, температуры и массы каплей воды, керосина и этанола в диапазоне  $We_0 = 0,1-1000$  при  $T_r = 800-2500$  К. В качестве примера на рис. 5 представлены указанные расчетные зависимости для капли воды при  $T_r = 2500$  К.

Для зависимости изменения массы капли в высокоэнтальпийном потоке характерны следующие временные интервалы:  $t_1$  — период газодинамического дробления,  $t_2$  — период прогрева капли до температуры  $T_{кип}$ ,  $t_3$  — период окончания испарения капли (до значения  $m/m_0 = 0,05$ ). На рис. 5 приведены не абсолютные величины указанных временных интервалов, а их нормированные (на величину  $t_0$ ) значения.

В зависимости от величины отношения  $We_0/We_{кр}$  закономерности дробления и испарения каплей существенно различаются. В случае, когда  $We_0/We_{кр} < 1$  (рис. 5а), газодинамического дробления не происходит и капля теряет массу исключительно



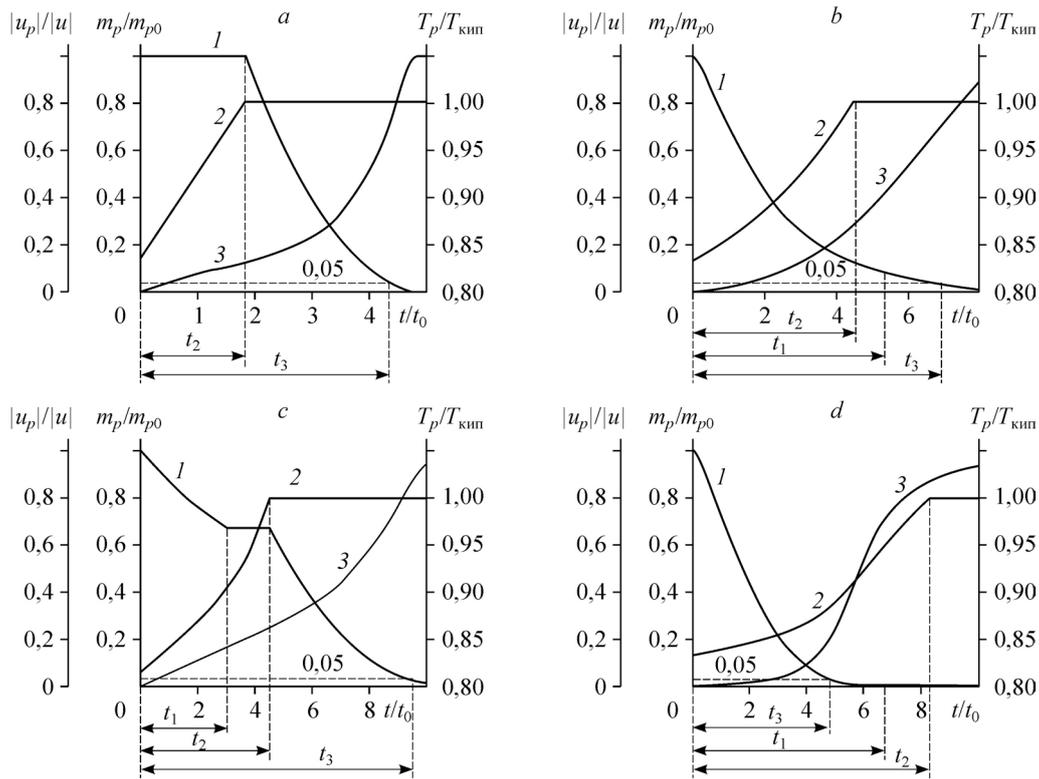


Рис. 5. Различные режимы потери массы каплей воды в высокоэнтальпийном потоке при  $T_r = 2500$  К.

$We_0/We_{кр} < 1$  (a),  $1 \leq We_0/We_{кр} < 10-12$  (b),  $10-12 \leq We_0/We_{кр} < 20-25$  (c),  $We_0/We_{кр} \geq 20-25$  (d): 1 —  $m_p/m_{p0}$ , 2 —  $T_p/T_{кип}$ , 3 —  $|u_p|/|u|$ .

за счет испарения после ее прогрева до  $T_{кип}$ . При  $1 \leq We_0/We_{кр} < 10-12$  (рис. 5b) реализуется режим, для которого  $t_2 < t_1$ . Т.е. существует временной интервал, при котором одновременно протекают два процесса: газодинамическое дробление капли и испарение жидкости с ее поверхности. Последующее увеличение критерия Вебера до значений  $10-12 \leq We_0/We_{кр} < 20-25$  (рис. 5c) приводит к следующему: в конце периода  $t_1$  относительная скорость капли уменьшается до величины, при которой реализуется условие  $We < We_{кр}$ , и газодинамическое дробление прекращается. Затем возникает пауза, в течение которой капля прогревается до  $T_{кип}$ , и только потом начинается ее испарение. В диапазоне  $We_0/We_{кр} \geq 20-25$  (рис. 5d) основным механизмом уменьшения массы капли является газодинамическое дробление, для которого реализуется соотношение  $t_3 < t_2 < t_1$ .

Расчеты показывают, что наиболее сильное влияние на скорость процесса газодинамического дробления капли оказывает значение  $We_0$ . На графике (рис. 6) представлены расчетные зависимости изменения  $t_3/t_0$  для капель воды, керосина и этанола от  $We_0$  при начальном диаметре капли  $d_0 = 0,5$  мм, полной температуре газа  $T_r = 2500$  К и статическом давлении около 0,1 МПа. Для капель воды при  $We_0 \approx 40-80$  (для различных жидкостей свои значения) у зависимости  $t_3/t_0$  имеется максимум. При относительно низких числах  $We_0 < 40-80$  существенное влияние на уменьшение массы капли оказывает процесс испарения. При этом наблюдается заметная разница между относительными интервалами времени  $t_3/t_0$  для различных жидкостей, что объясняется сильными отличиями их теплофизических свойств. Таким образом, наиболее затянутый по времени процесс

дробления наблюдается для капель воды. Углеводороды имеют меньшие значения  $t_3/t_0$  по сравнению с водой, причем из рассмотренных жидкостей наиболее быстро происходит потеря массы каплей этанола (~1,5 раза быстрее, чем для керосина). Для  $We_0 > 40-80$  процесс изменения массы капли в основном определяется газодинамическим механизмом. Дальнейшее увеличение критерия Вебера до значений  $We_0 > 100$  приводит к тому, что относительный период полного испарения капли с учетом предварительного газодинамического дробления асимптотически приближается к  $t_3/t_0 = 3,5-5$ , что достаточно хорошо совпадает с данными [2, 17] и косинусоидальной зависимостью [6].

Следует отметить, что при  $We_0 < 40-80$  существенное влияние на испарение капли оказывает температура газа. Так, для воды зависимость относительного периода испарения с предварительным газодинамическим дроблением капли от  $T_r$  представлена на рис. 7. Трехкратное снижение температуры от 2500 до 800 К приводит к увеличению  $t_3/t_0$  более чем в семь раз (до значений  $t_3/t_0 = 40-60$ ). При этом для  $We_0 > 50$  зависимость  $t_3/t_0$  от температуры газа незначительна. Расчеты также показывают, что увеличение давления газа в рассматриваемом диапазоне приводит к интенсификации процесса потери массы капли, что, по всей вероятности, обусловлено ростом газодинамического воздействия и увеличением теплоподвода.

Важным показателем процесса испарения является также длина пути  $L_{раз}$ , пройденного каплей за интервал времени  $t_3$ . Параметр  $L_{раз}$  показывает, на какой длине капля может потерять 95 % своей массы. Зависимости абсолютных значений  $t_3$  и  $L_{раз}$  от скорости газового потока для капель воды, керосина и этанола приведены на рис. 8-10.

Полученные данные показывают, что с увеличением скорости газового потока, а соответственно и критерия Вебера, время испарения с предварительным газодинамическим дроблением капли снижается. При этом зависимость  $t_3$  от скорости потока может быть аппроксимирована уравнением вида  $t_3 = k_1 \cdot \exp(-k_2 \cdot |u|)$ . Входящие в уравнение коэффициенты для рассматриваемого диапазона изменения параметров  $We$  и  $Re$  имеют значения, представленные в таблице. Следует учитывать, что с увеличением начального диаметра капли коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  растут.

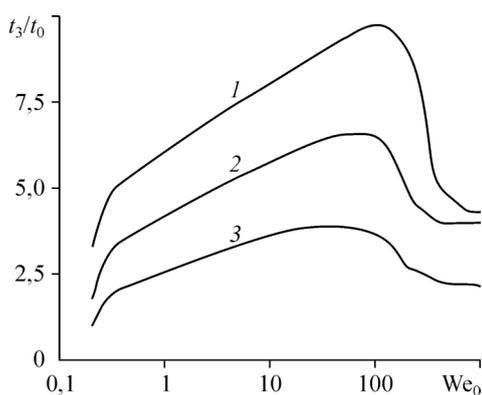


Рис. 6. Зависимость относительного интервала времени до полного испарения капель от чисел Вебера для разных жидкостей.

1 — вода, 2 — керосин, 3 — этанол.

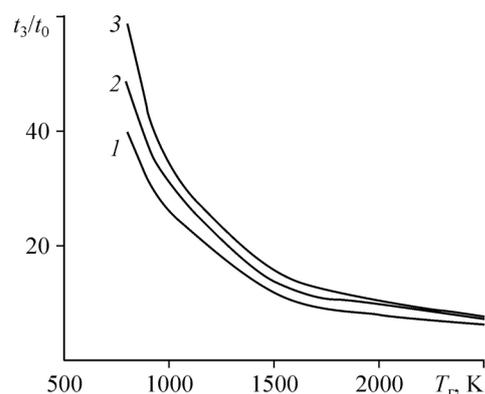


Рис. 7. Влияние температуры газа на относительный интервал времени до полного испарения капель при низких числах Вебера.

$We_0 \sim 5$  (1), 10 (2), 15 (3).

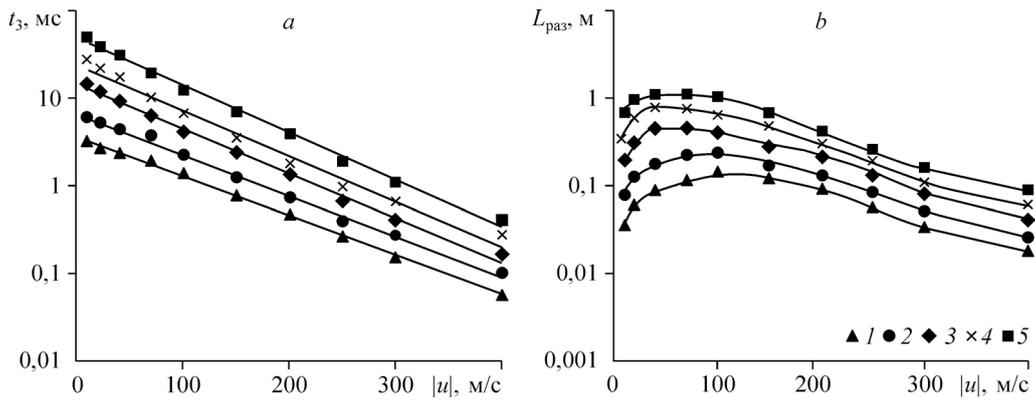


Рис. 8. Время (а) и пройденный путь (б) при испарении с предварительным газодинамическим дроблением каплей воды различных диаметров.  
0,2 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 1 (5) мм.

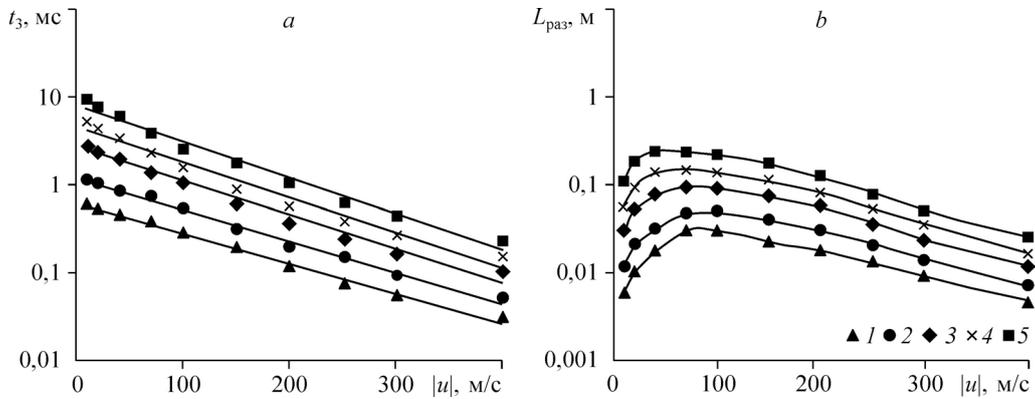


Рис. 9. Время (а) и пройденный путь (б) при испарении с предварительным газодинамическим дроблением каплей керосина различных диаметров.  
0,2 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 1 (5) мм.

Путь, пройденный каплей за временной интервал  $t_3$ , имеет максимум в области скоростей газового потока 50–100 м/с, поскольку ускорение каплей происходит более интенсивно, чем их газодинамическое дробление и испарение. Таким образом, газодинамическое дробление и испарение каплей в потоке с данными скоростями происходит менее эффективно.

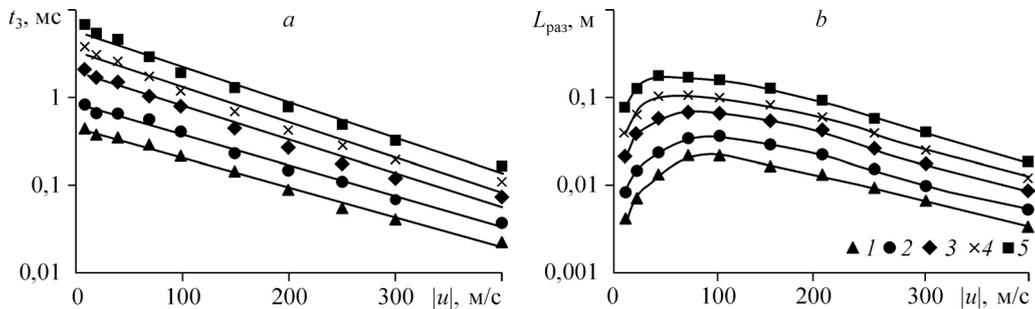


Рис. 10. Время (а) и пройденный путь (б) при испарении с предварительным газодинамическим дроблением каплей этанола различных диаметров.  
0,2 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 1 (5) мм.

Таблица

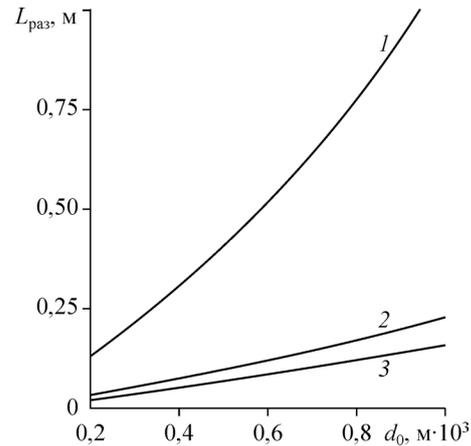
Коэффициенты экспоненциальной аппроксимации		
Вещество	$k_1$ , мс	$k_2$ , с/м
Вода	3,4–46	0,01–0,012
Керосин	0,7–8,5	0,008–0,01
Этанол	0,5–6,1	0,006–0,008

Рис. 11. Зависимость максимального значения  $L_{\text{раз}}$  от начального диаметра капель различных жидкостей.

1 — вода, 2 — керосин, 3 — этанол.

Стоит отметить, что из рассмотренных жидкостей  $L_{\text{раз}}$  наиболее высока для воды и при  $d_0 = 0,5$  мм может составлять более 0,3 м при скорости потока 70 м/с и его температуре 2500 К. Для керосина и этанола максимальные значения  $L_{\text{раз}}$  при аналогичных условиях составляют 0,12 м и 0,1 м соответственно.

Максимальные значения  $L_{\text{раз}}$ , реализуемые при  $|u| = 50\text{--}100$  м/с для различных диаметров капель воды, керосина и этанола, представлены на рис. 11. Полученные данные показывают, что капли этанола до полного испарения проходят путь на 17–35 % меньше, чем капли керосина. При этом в рассматриваемом диапазоне диаметров капель керосина ( $d_0 = 0,2\text{--}1$  мм) при температуре газа 2500 К,  $L_{\text{раз}}$  не превышает 0,2 м. Этот факт позволяет прогнозировать повышенную плотность сгорания этанола по сравнению с керосином в коротких камерах перспективных энергосиловых установок авиационно-космической техники.



### Выводы

В результате выполненной работы можно сделать следующие выводы. Представленная математическая модель описывает механизмы изменения массы капли посредством газодинамического дробления и испарения при ее движении в высокоэнтропийных газовых потоках. Проведенное сравнение полученных результатов с экспериментальными данными других авторов показывает удовлетворительное совпадение (с разницей не более 15 %), что делает возможным применение рассмотренной модели на практике. Расчеты показывают, что наиболее сильное влияние на скорость процесса газодинамического дробления капли оказывает начальное значение критерия Вебера: при  $We_0 < 40\text{--}80$  существенное влияние на изменение массы капель оказывает испарение, при  $We_0 > 40\text{--}80$  процесс потери массы в основном определяется газодинамическими механизмами. При значениях  $We_0 < 40\text{--}80$  достаточно сильное влияние на испарение капель оказывают температура и давление газа, при повышении  $We_0$  влияние температуры падает, а давления — усиливается. С увеличением скорости газового потока, а соответственно и критерия Вебера, время испарения с предварительным газодинамическим дроблением капли снижается. Оценены времена и протяженности областей полного испарения капель в высокоэнтропийных потоках. Получено, что в области скоростей газового потока 50–100 м/с имеется максимум  $L_{\text{раз}}$ . В частности, для капель воды

при  $d_0 = 0,5$  мм  $L_{\text{раз}}$  составляет более 0,3 м при скорости потока 70 м/с и его температуре 2500 К. Для керосина и этанола максимальные значения  $L_{\text{раз}}$  при аналогичных условиях составляют 0,12 м и 0,1 м соответственно.

Найденные закономерности и полученные данные могут быть использованы при проектировании энергосиловых установок перспективных образцов авиационно-космической техники и при разработке специальных газодинамических труб с впрыском воды для обеспечения проведения высотных испытаний высокоэнтальпийных энергосиловых установок.

### Список литературы

1. Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Когарко С.М., Комар С.П. Разрушение капель жидкости в потоке за ударными волнами с треугольным профилем изменения скорости газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 5. С. 54–60.
2. Гириш А.Г. Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 48, № 5. С. 771–776.
3. Kucharika M., Shashkov M. Conservative multi-material remap for staggered multi-material arbitrary Lagrangian-Eulerian methods // J. of Computational Physics. 2014. Vol. 258. P. 268–304.
4. Theofanous T.G., Chang C.H. On the computation of multiphase interactions in transonic and supersonic flows // Proc. of AIAA-2008 Conf., Reno, NV, 2008. Paper No. 1233.
5. Theofanous T.G., Li G.J. On the physics of aerobreakup // Physics of Fluids. 2008. Vol. 20. 14 p.
6. Reinecke W.G., Waldman G.D. Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight // AIAA Paper. 1975. No. 75–152. 22 p.
7. Ortiz C., Joseph D.D., Beavers G.S. Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream // Intern. J. of Multiphase Flow. 2004. Vol. 30. P. 217–224.
8. Воронцовский А.В., Сучков С.А., Филимонов Л.А. Особенности течения сверхзвуковых двухфазных потоков продуктов сгорания в каналах со специально формируемой системой скачков уплотнения // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 2. С. 209–218.
9. Reinecke W.G., McKay W.L. Experiments on water drop breakup behind Mach number 3 to 12 shocks // AVCO Corp. AVATD No. 0172-69-RR, 1969.
10. Reinecke W.G., Waldman G.D. Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight // AIAA J. 1975. No. 3. P. 174–178.
11. Simpkins P.G., Bales E.L. Water-drop response to sudden accelerations // J. Fluid. Mech. 1972. No. 55. P. 629–639.
12. Engel O.G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // J. Res. Natl. Bur. Stand. 1958. No. 60. P. 245–280.
13. Лопарев В.П. Экспериментальное исследование дробления капель жидкости в условиях постепенного нарастания внешних сил // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1975. № 3. С. 174–178.
14. Дубровский В.В., Подвысоцкий А.М., Шрайбер А.А. Изменение периода собственных колебаний капель и двухкомпонентных частиц // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 58, № 5. С. 804–808.
15. Бойко В.М., Папырин А.Н., Поплавский С.В. О динамике дробления капель в ударных волнах // Прикл. механика и техн. физика. 1987. № 2. С. 108–115.
16. Бойко В.М., Поплавский С.В. Экспериментальное исследование двух типов срывного разрушения капли в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. 2012. № 4. С. 76–82.
17. Gelfand V.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Progr. Energy Combust. Sci. 1996. Vol. 22. No. 3. P. 201–265.
18. Гельфанд Б.Е., Вель Б., Гекальп И., Шабо К. Безударное дробление капель. Временные характеристики // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 42, № 1. С. 72–76.
19. Воронцовский А.В., Полянский А.Р., Арефьев К.Ю. Моделирование нестационарных тепловых процессов в конденсированных частицах, движущихся в сверхзвуковом потоке // Ракетно-космические двигательные установки: Мат. Всерос. науч.-техн. конф. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. С. 63.
20. Пеньков Н.В. К методу моделирования дробления частиц // Журнал прикладной химии. 1991. Т. 64, № 1. С. 110–115.
21. Шуклин Е.Р., Красовитов В.Г., Яламов Ю.И. Испарение и конденсационный рост крупных и умеренно крупных капель в газообразных средах при произвольных перепадах температуры // М.: ВИНТИ, 1991. № 3706-В091. 142 с.
22. Abramzo V., Sirignano W.A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. Int. J. of Heat Mass Trans. 1989. Vol. 32. P. 1605–1618.

Статья поступила в редакцию 19 сентября 2014 г.,  
после доработки — 11 ноября 2014 г.