

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ЖИДКОЙ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМАЦИИ И ДРОБЛЕНИЯ ЕЕ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Б. П. Волгин, Ф. С. Югай

(Свердловск)

Одной из важнейших задач аэро- и гидромеханики является исследование движения тел в жидкости или газе, в частности изучение тех сил, с которыми эта среда действует на движущиеся тела. В этой области наиболее полно изучен вопрос движения сферического твердого тела в жидкости или газе.

При взаимодействии потока газа с каплями жидкости задача определения этих сил будет очень сложной, а поэтому большее значение приобретает экспериментальный путь исследования. Практика расчета скорости капель известного размера или затрат энергии на разгон или дробление капель в турбулентном газовом потоке связана с рядом допущений [1-3].

Обычно в этих случаях пренебрегают: жидкой структурой самой капли; деформацией капли и отклонением ее формы от сферической; наличием в потоке не одной, а многих капель.

Эти допущения возможно и оправданы при высокой степени распыливания жидкости, когда мелкие капли ведут себя в потоке как твердые тела сферической формы, в отношении которых можно применить коэффициент сопротивления  $C_x$  для шара. Однако даже в тех случаях, когда заведомо знают, что капля деформируется в процессе воздействия газового потока (при дроблении капель в потоке) в теоретических расчетах вынуждены принимать коэффициент лобового сопротивления как для твердой сферы [4,5].

Следует отметить, что в литературе нет единого мнения относительно изменения величины коэффициента лобового сопротивления деформирующейся жидкой капли в процессе дробления ее турбулентным потоком газа [4-6].

Так, Л. Прадтль [6] полагает, что коэффициент лобового сопротивления капли имеет значение, близкое к 0.5, а последующая деформация и дробление ее в потоке газа сопровождаются увеличением этого коэффициента.

М. С. Волынский [4] и Лейн [5] при исследовании дробления капель размером от 2.0 до 3.9 мм и от 0.5 до 5.0 мм в турбулентном потоке газа принимают коэффициент сопротивления  $C_x$  постоянным и равным 0.44, т. е. соответствующим области автомодельного режима обтекания твердой сферы в диапазоне чисел Рейнольдса  $R = 1 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^5$ . Лейн, в частности отмечает, что в процессе дробления капли совершается переход от сферической формы в линзообразную с меньшим коэффициентом аэродинамического сопротивления, чем у сферы.

Однако, как показали наши опыты, принятие такой величины коэффициента лобового сопротивления для жидкой капли диаметром от 2 до 5 мм не оправдано, так как противоречит действительной картине процесса, происходящего при разгоне и дроблении капли в потоке газа.

Рассматриваем каплю жидкости, которая транспортируется ускоряющимся потоком газа вертикально вниз. За положительное принимаем направление векторов скорости потока и капли.

Условие равновесия сил, действующих на каплю со стороны ускоряющегося потока, выразится формулой

$$dF_p = dF_1 + F_2 \quad (1)$$

при  $dF_p = ma$ ,  $a = dW_k / d\tau$ ,  $dF_1 = dF_c = 1/8 C_x \pi d^2 \rho U^2$ ,  $F_2 = mg$ .

Здесь  $dF_p$  — результирующая сила, под действием которой капля с массой  $m$  приобретает на некотором участке ускорение  $a$ ,  $dF_1$  — сила, действующая со стороны потока на каплю, равная по величине силе сопротивления капли потоку;  $F_2$  — сила тяжести.

Напишем уравнение (1) в полном виде

$$\frac{1}{2} m \frac{dW_k}{d\tau} = 1/8 C_x \pi d^2 \rho U^2 + mg \quad (2)$$

Решение уравнения (2) относительно  $C_x$  затруднено из-за отсутствия данных об изменении величины абсолютной скорости капли  $W_k$ , площади миделевого сечения (проекция тела на плоскость, перпендикулярную направлению движения) и относительной скорости  $U$  в процессе разгона, деформации и дробления.

Ниже приводятся условия и результаты экспериментального определения коэффициента сопротивления водяных капель диаметром 3.34, 3.0, 2.45—2.66, 2.0 мм в турбулентном ускоряющемся потоке воздуха.

Методом высокоскоростной киносъемки на участке длиной в 10 мм фиксировалось состояние капель указанных размеров. Процесс дробления капель — явление, за-

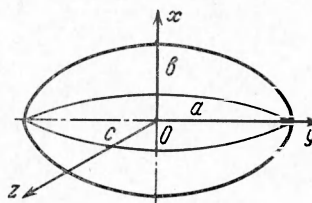
нимающее очень малый промежуток времени (0.01 сек), и для капли определенного размера оно наступает при вполне определенной «критической» скорости газа.

Чтобы получить более плавную картину деформации капли перед дроблением, съемка проводилась вдоль конфузурной части трубки Вентури прямоугольного сечения, изготовленной из оргстекла. Для получения большого объема информации о деформации капли серии съемок по длине в конфузурной части трубки Вентури проводились при каждой исследуемой скорости газа в горловине (10, 15, 20, 25, 30 и 35 м/сек).

Поэтому определенная, одинаковая, степень деформации капли данного размера наступала на различных участках конфузурной части, и чем больше была скорость газа в горловине, тем раньше достигалась данная степень деформации.

За основу обработки опытных данных было принято положение, что степень деформации капли определенного размера — функция только относительной скорости.

Ранее [7] при съемках во взаимно перпендикулярных плоскостях деформирующейся капли двумя синхронно работающими высокоскоростными киноаппаратами было установлено, что размеры капель в плане незначительно отклоняются от круга. Поэтому была принята



Фиг. 1

теоретическая форма деформированной потоком капли — плоский эллипсоид вращения  $b < a = c$  вокруг оси  $x$  (фиг. 1).

В действительности, при деформации капли в начальной стадии, которая названа в статье [7] «пульсирующей», головная часть капли имеет несколько больший радиус кривизны, чем кормовая. Неустойчивое равновесие между действующим на каплю динамическим напором и поверхностным натяжением приводит к постоянным колебаниям поверхности капли около формы ротационного эллипсоида вращения. Во второй стадии «регулярной» деформации капли, уже при полном соответствии действительной формы с теоретической, происходит дальнейшее сплющивание ее с постепенно уменьшающимся отношением полуосей  $k = b/a$ .

Объем ротационного эллипсоида вращения вокруг оси  $x$  равен  $V = \frac{4}{3} \pi abc$ . Учитывая, что  $a \approx c$  и  $b/a = k$ , получаем  $V = \frac{4}{3} \pi a^3 k$ .

Исходя из условия постоянства объема при деформации капли, принадлежность ее к первоначальному диаметру определялась из равенства  $\frac{1}{6} \pi d^3 = \frac{4}{3} \pi a^3 k$ . Отсюда  $d = 2ak^{1/3}$ ,  $a = \frac{1}{2} \sqrt[3]{d^3/k}$ .

Были рассчитаны полуоси  $a$  и  $b$  для каждого размера капли. Отношение полуосей  $k$  принимали при этом от 0.99 (что соответствует почти сфере) до 0.1 с интервалом 0.05 и от 0.1 до 0.01 с интервалом 0.01.

Макросъемка деформированных в потоке капель дала возможность с достаточной степенью точности (0.05 мм) произвести измерения большой и малой осей эллипса. Сопоставление размеров полуосей, измеренных на пленке, с расчетными данными позволило определить первоначальный диаметр деформированной капли.

Помимо размеров деформированной капли, одновременно определялись следующие величины: степень деформации  $k$ , средняя скорость капли  $W_k$  на участке 10 мм, время  $\tau$ , за которое капля проходит этот участок, и средняя скорость потока газа.

Причем для расчетов и построения графиков принимались значения средней арифметической взвешенной этих величин из многих значений, полученных при различных режимах движения газа в трубке Вентури, но объединенных по единственному

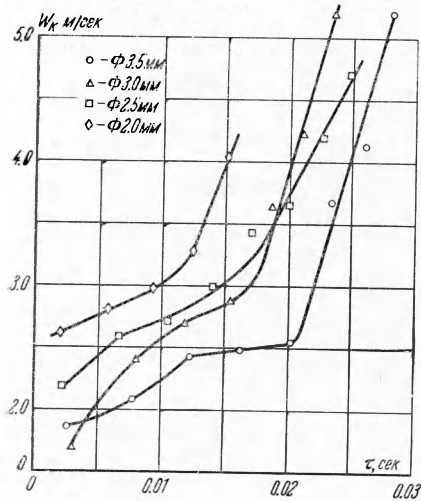


Фиг. 2

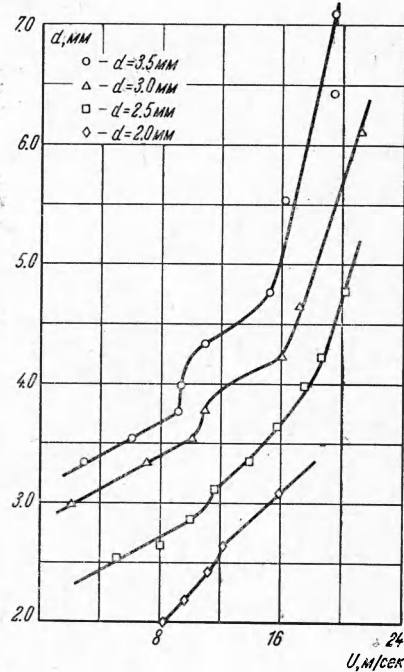
принципу — одинаковой степени деформации капли. Отклонения предельных значений всех измеренных величин от средних в основном не превышали  $\pm 15\%$ .

На фиг. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных в виде зависимости общего коэффициента сопротивления  $C_x$  от числа Рейнольдса ( $R$ ). При определении критерия  $R$  обтекания принимались размеры деформированной капли, т. е. число  $R$  являлось функцией не только относительной скорости  $U$ , но и характерного линейного размера капли.

Изменение величины общего коэффициента сопротивления  $C_x$  с увеличением числа  $R$  можно разделить на два этапа. На первом этапе, соответствующем стадии «пульсирующего» разгона капли, происходит довольно резкое снижение величины  $C_x$  с ростом числа  $R$ . Так, для капли  $d = 3.5$  мм было зафиксировано снижение коэффициента сопротивления до  $C_x = 0.005-0.045$  при значениях чисел  $R$  от 2800 до 3000. Тенденция снижения величины  $C_x$  наблюдается и для капель диаметром от 3.0 до 2.0 мм.



Фиг. 3



Фиг. 4

в узком диапазоне чисел  $R$  от 2000 до 2600, однако их минимальные значения, к сожалению, не удалось установить.

Уменьшение общего коэффициента сопротивления  $C_x$  можно объяснить следующими причинами. Если твердую сферу можно отнести к плохо обтекаемым телам, в которых даже при малых скоростях значительную часть составляет сопротивление давления, то в случае обтекания жидкой капли действие динамического напора потока газа на первой стадии непрерывно уменьшается из-за циркуляции жидкости в капле.

Отсутствие скольжения на границе раздела фаз приводит к постепенному вовлечению в циркуляцию все большего количества жидкости капли, и по мере увеличения скорости потока в конфузорной части трубки Вентури интенсивность циркуляции все более возрастает. Следовательно, на этом этапе фактическое увеличение относительной скорости между потоком газа и каплей, из-за циркуляции жидкости в ней, мало, чем и объясняется, в частности, тот факт, что значения  $C_x$ , соответствующие числам  $R$  от 0.1 до 100 при обтекании твердого шара; в случае обтекания капли имеют те же значения при числах  $R$  от 500 до 2600.

Для этой стадии, возможно, и имеет место безотрывное обтекание капли, однако в принципе воздействие потока газа на каплю при этих скоростях газа остается динамическим, поэтому для расчета  $C_x$  была принята квадратичная зависимость силы сопротивления от скорости.

С уменьшением диаметра капли, в силу увеличения лапласовского давления, которое обратно пропорционально радиусу капли, происходит все большее приближение величины  $C_x$  к характерной для случая обтекания твердой сферы при тех же значениях  $R$ . Частично это положение подтверждается и снижением значений  $C_x$ , полученных для капли  $d = 2.0$  мм (см. фиг. 2).

На фиг. 3 представлена зависимость увеличения абсолютной скорости капли по времени. Чем больше диаметр капли, тем более резко обозначается переход между

двумя стадиями деформации. Для капли  $d = 3.5$  мм при скорости ее от 2.4 до 2.6 м/сек и относительной скорости 8.5 м/сек наблюдается характерная «площадка», наличие которой обусловлено достижением максимума циркуляции жидкости в капле, когда эффект воздействия динамического напора сводится к минимуму. Так, при самых низких значениях коэффициента сопротивления результирующая сила, действующая на каплю диаметром 3.5 мм, равна  $0.194 \cdot 10^{-3}$  н, т. е. почти силе тяжести ( $F_2 = 0.190 \cdot 10^{-3}$  н), а для капель диаметром от 3.0 до 2.0 мм она больше силы тяжести в два-четыре раза. Соответственно для капель диаметром от 3.0 до 2.5 мм «площадка» проявляется в меньшей степени, а для капли  $d = 2.0$  мм она почти отсутствует.

Моменту окончания первой стадии и достижению максимальной циркуляции в капле на фиг. 4 соответствует скачкообразное увеличение степени деформации (особенно для капель диаметром от 3.5 до 2.5 мм) при незначительном изменении относительной скорости.

Этот факт позволяет сделать предположение, что существенную роль в изменении формы капли играет, помимо динамического напора, и циркуляция в ней жидкости. Максимально возможное увлечение жидкости капли в циркуляцию приводит, очевидно, к потере устойчивости сферической формы и переходу ее в форму эллипсоида вращения. Частичным доказательством этого может быть строго симметричная форма эллипсоида со степенью деформации  $k = 0.6$ , которая была одинакова для всех капель при переходе ко второй стадии «регулярной» деформации. Воздействие только динамического напора не обеспечило бы такой строго симметричной деформации. С уменьшением диаметра капли для достижения той же степени деформации требуется большая относительная скорость, и для капель диаметром от 3.5 до 2.0 мм она равна соответственно 8.5—12 м / сек.

Изменение формы капли в начале второй стадии регулярной деформации приводит к увеличению значений коэффициента  $C_x$  в столь же узком диапазоне чисел  $R = 2200—3000$  (см. фиг. 2), что является, очевидно, следствием резкого сокращения циркуляции жидкости внутри капли и переходом к отрывной картине обтекания ее потоком.

Дальнейшее изменение формы капли от ротационного эллипсоида ( $k = 0.6$ ) до дискообразной проходит до степени деформации  $k = 0.1—0.09$ , что соответствует диску с диаметром, равным приблизительно  $2d$  первоначальной капли. Такое состояние деформированной капли названо Тейлором [8] критическим, когда уже незначительные изменения (пульсации) газового потока приводят к выдуванию и дроблению диска на более мелкие капельки. На этом этапе коэффициент сопротивления непрерывно снижается с увеличением числа Рейнольдса в диапазоне  $R = 3 \cdot 10^3 — 1 \cdot 10^4$  (см. фиг. 2) и лишь на критической стадии достигает величины  $C_x = 0.5—0.8$ .

В среднем же величина коэффициента сопротивления на этой стадии в два-шесть раз больше коэффициента сопротивления для твердого шара ( $C_x = 0.44$ ) и больше приближается к величине динамического сопротивления плоского диска ( $C_x = 1.11—1.33$  при  $R = 1 \cdot 10^3 — 3 \cdot 10^5$ ) [9].

Таким образом, результаты экспериментального определения величины общего коэффициента сопротивления жидкой капли диаметром от 2.0 до 3.5 мм в турбулентном ускоряющемся потоке газа показали следующее:

1. Жидкая природа капли и ее деформация приводят к существенным отклонениям величины общего коэффициента сопротивления  $C_x$  от таковой для твердого сферического тела при одинаковых числах Рейнольдса.

2. Принимаемая для расчетов скорости и энергии на дробление жидких капель величина  $C_x = 0.44$  (коэффициент сопротивления твердого шара в автомоделном режиме) явно занижена и не вытекает из действительной картины взаимодействия сред. Экспериментально установленная величина коэффициента сопротивления на стадии дробления для капель диаметром от 3.5 до 3.0 мм в среднем в 4.5—6 раз больше.

Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса может быть представлена выражением  $C_x = A / R^n$ , где для «пульсирующей» стадии деформации в диапазоне  $R$  от 500 до 2500

$$\begin{array}{lll} d = 3.5—3.0 & A = 427 \cdot 10^8 & n = 3.15 \\ d = 2.5 & A = 108.5 \cdot 10^8 & n = 3.08 \end{array} \quad \langle n \rangle = 3.1$$

для «регулярной» стадии деформации в диапазоне  $R = 4 \cdot 10^3—1 \cdot 10^4$

$$\begin{array}{lll} d = 3.5 & A = 4 \cdot 10^8 & n = 2.2 \\ d = 3.0 & A = 1.2 \cdot 10^8 & n = 2.13 \end{array} \quad \langle n \rangle = 2.15$$

Капля  $d = 2.0$  мм в опытах не была доведена до дробления, и данные были получены в узком диапазоне чисел Рейнольдса. Дать аналогичные зависимости для нее не представляется возможным. Следует отметить, однако, что с уменьшением диаметра капли наблюдается тенденция к равенству величины коэффициента сопротивления жидкой капли с величиной коэффициента сопротивления твердого сферического тела при одинаковых числах Рейнольдса.

Поступила 22 IX 1966

## ЛИТЕРАТУРА

1. Качуринер Ю. А. Определение скорости водяных капель, увлекаемых потоком газа. Инж.-физ. ж., 1960, т. 3, № 10.
2. Vieß, Viehweg. Расчет движения шарообразных частиц в аппаратах с потоком газа или жидкости. Chem. Technik, 1960, В. 12, № 3.
3. Ютака Уэока. Исследования по скрубберу Вентури (сообщение 2). Нихон кихкай гаккай ромбунсю, 1957, т. 23, № 133.
4. Волынский М. С. Изучение дробления капель в газовом потоке. Докл. АН СССР, 1949, т. 18, № 2.
5. Lane W. R. Дробление капель в воздушном потоке. Industr and Engng Chem. 1951, vol. 43, № 6.
6. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Изд. иностр. лит., 1949.
7. Югай Ф. С., Волгин Б. П. Качественная картина движения жидкости в ускоряющемся газовом потоке. Инж.-физ. ж., 1965, т. 9, № 6.
8. Lane W. R., Green H. L. Механика капель и пузырей. Cambridge monographs on mechanics and applied mathematics, Cambridge university press, 1956.
9. Альтшуль А. Д., Киселев П. Г. Гидравлика и аэродинамика. Гостройиздат, 1965.

## К ТЕПЛОВОЙ ТЕОРИИ ЗАЖИГАНИЯ

А. М. Гришин (Томск)

В теоретических работах [1-3], посвященных зажиганию реагирующих веществ, рассмотрено зажигание нагретой бесконечной пластиной. Однако реальные тела, поджигающие реагирующее вещество, имеют конечные размеры и среднюю кривизну поверхности, отличную от 0. Кроме этого, в реальных условиях, наряду с односторонним нагреванием реагирующего вещества, имеет место теплоотвод в окружающую среду.

В данной работе, следуя [4], при помощи метода М. Е. Швеца [5] и интегральных соотношений [6] оценивается влияние этих факторов на процесс зажигания реагирующего вещества.

§ 1. Рассмотрим зажигание реагирующего вещества накаленным цилиндром. Выгоранием реагента пренебрегаем, а теплофизические коэффициенты считаем постоянными, полагая при этом теплоемкость цилиндра бесконечно большой величины. Тогда математически задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \delta \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \delta z^{\theta} \left( \delta = \frac{q k_0 r_0^2 E}{\lambda R T_*^2} \exp - \frac{E}{R T_*} \right) \quad (1.1)$$

с граничными и начальными условиями

$$\begin{aligned} \theta(1, \tau) = 0, \quad \theta(\infty, \tau) = -\theta_0, \quad \theta(x, 0) = -\theta_0 \\ \left( x - \frac{r}{r_0}, \theta = \frac{(T - T_*)E}{R T_*^2}, \quad \theta_0 = \frac{(T_* - T_0)E}{R T_*^2}, \quad \tau = \frac{q k_0 E t}{c \rho R T_*^2} \exp - \frac{E}{R T_*} \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь  $x$  — безразмерный текущий радиус,  $r_0$  — радиус цилиндра,  $\delta$  — безразмерный параметр,  $\tau$  — безразмерное время,  $q$  — тепловой эффект реакции,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $t$  — время,  $T_*$  — температура накаленного цилиндра,  $T_0$  — начальная температура реагирующего вещества,  $\theta$  — безразмерная температура,  $\rho$  — плотность,  $c$  — теплоемкость,  $k_0$  — предэкспонент.

При выводе уравнения (1.1) использовано преобразование Д. А. Франк-Каменецкого [7] для  $\exp - E/RT$ .

Краевая задача (1.1), (1.2) описывает зажигание реагента нагретой проволокой при условии, что она мгновенно нагревается до температуры  $T_*$ , которая остается неизменной вплоть до момента зажигания. При определенном условии [8] эта краевая задача описывает зажигание реагирующих веществ и для реакций первого порядка.

Поскольку в реальных условиях проволока нагревается постепенно, имеет конечную теплоемкость и имеет место выгорание реагента, время прогрева, найденное при помощи краевой задачи (1.1), (1.2), будет ниже истинного.

В силу экспоненциальной зависимости скорости химической реакции от температуры, интенсивное изменение температуры имеет место в узком пограничном слое у нагретой поверхности. В связи с этим целесообразно ввести толщину пограничного слоя  $\Delta = \Delta(\tau)$ . Тогда граничные и начальные условия (1.2) примут вид

$$\theta(1, \tau) = 0, \quad \theta(1 + \Delta, \tau) = -\theta_0, \quad \Delta(0) = 0 \quad (1.3)$$