

свой первоначальный размер и более осциллиций не совершает, что говорит о полном отсутствии упругости и резонансных свойств кластера как единого целого.

Таким образом, среда с раздробленными пузырьками-кластерами теряет свои прежние дисперсионные свойства. Основными параметрами, определяющими структуру волны в таких средах, остаются диссипация и нелинейность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zabusky N. J., Kruskal M. D. Interaction of «solutions» in a collisionless plasma and the recurrence of initial states // Phys. Rev. Lett.— 1965.— V. 15.— P. 240.
2. Додд Р., Эйблек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения.— М.: Мир, 1988.
3. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1983.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1, 2.
5. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Взаимодействие солитонов в жидкости с пузырьками газа // Письма в ЖЭТФ.— 1978.— Т. 28, вып. 8.
6. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Марков П. Г., Накоряков В. Е. Эволюция волн давления умеренной амплитуды в жидкости с пузырьками газа // Акуст. журн.— 1987.— Т. 33, № 6.
7. Донцов В. Е., Марков П. Г. Исследование дробления пузырьков газа и его влияния на структуру уединенных волн давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ.— 1991.— № 1.

г. Новосибирск

Поступила 19/II 1990 г.,
в окончательном варианте — 3/V 1990 г.

УДК 532.529

В. В. Дубровский, А. М. Подвысоцкий, А. А. Шрайбер

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ АЭРОДИНАМИЧЕСКИМИ СИЛАМИ

Рассматриваются закономерности деформации и разрушения «чистых» капель, а также двухкомпонентных частиц (капель, содержащих твердые включения) аэродинамическими силами. Описаны экспериментальная установка и методика измерений. Исследовано дробление капель при критических и закритических значениях числа Вебера We . Изучены временные характеристики процесса деформации и разрушения капель. Обнаружено существенное влияние скорости нарастания внешнего воздействия на критическое значение числа Вебера We_* . Для оценки характера изменения аэродинамических сил предложено новое для рассматриваемого круга задач число подобия G . Получены обобщенные эмпирические формулы для We_* , времени индукции и параметров распределения осколков по размерам.

1. Постановка задачи. Описание экспериментальной установки. Двухфазные потоки, состоящие из несущего газа и взвешенных в нем капель жидкости, широко распространены в природе и технике. Во многих случаях на закономерности поведения капель существенное влияние оказывают процессы деформации и дробления их аэродинамическими силами. Несмотря на значительное количество публикаций по данному вопросу, он изучен и обобщен недостаточно.

Установлено, что важнейшими параметрами, определяющими устойчивость и разрушение капель, являются $We = (u_T - u)^2 \delta \rho_r / \sigma$ и (в случае достаточно вязких жидкостей) число Лапласа $Lp = \delta \rho \sigma / \eta^2$ (u — скорость, δ — диаметр капли в недеформированном состоянии, ρ — плотность, σ , η — коэффициенты поверхностного натяжения и динамической вязкости, величины с индексом r относятся к газу, без индекса — к капле). Сведения о влиянии других параметров (чисел Рейнольдса, Маха, Бонда и др.) отрывочны или вообще отсутствуют. В [1–6] приводятся классификация режимов разрушения в зависимости от интенсивности воздействия аэродинамических сил и данные для определения граници

между областями реализации тех или иных режимов. Детальный анализ [3, 6] приводит к необходимости различать три типа нагружения капли.

А. Резкое увеличение относительной скорости и ее плавное уменьшение к моменту дробления.

Б. Плавное (квазистатическое) увеличение нагрузки.

В. Вначале плавный рост, а затем уменьшение относительной скорости.

При анализе опытных результатов [1—3, 5—9] обращает на себя внимание большой разброс значений We_* (от 1—1,5 до 60—80), что, по видимому, можно объяснить двумя причинами.

1. В некоторых работах (например, в [5]) под We_* понимается локальное значение We , соответствующее моменту разрушения. Часто метод определения We_* не описывается, однако можно предположить, что We_* также вычислялось в точке распада. Это приводило к завышению We_* , если дробление происходило при увеличении ($u_T - u$), или к его занижению в противоположной ситуации.

2. Одна лишь качественная характеристика нагружения капли без количественной оценки скорости изменения аэродинамических сил, вероятно, недостаточна для однозначного суждения о влиянии этого фактора на условия дробления. Считается [3, 7], что при плавном изменении внешнего воздействия (нагружение типа Б или В) значения We_* примерно в 2—3 раза больше, чем при нагружении типа А. В то же время в [10] получена противоположная зависимость значения We_* от темпа изменения аэродинамических сил (обобщение данных отсутствует). Таким образом, важный, с нашей точки зрения, вопрос о влиянии скорости изменения аэродинамических сил на критические условия дробления капель остается невыясненным.

К числу недостаточно изученных аспектов проблемы относится определение характерных временных интервалов процесса дробления. В [2—4] приводятся результаты измерения различных характерных времен: воздействия потока на каплю, достижения критической стадии деформации, индукции (т. е. задержки разрушения) τ_i , полного распада τ_d и др. Эти времена чаще всего относятся к масштабу

$$(1.1) \quad \tau^0 = \delta(u_T - u)^{-1}(\rho/\rho_T)^{0,5}.$$

Наиболее исследованы временные характеристики для нагружения типа А. Согласно [3], при вибрационном режиме разрушения

$$(1.2) \quad \tau_d \approx \tau_i \approx \tau^0 + \tau_K$$

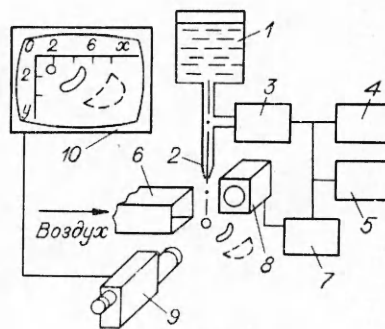
(τ_K — период собственных колебаний капли).

При плавном нагружении временные характеристики процесса практически не изучены. Здесь можно указать работу [11], согласно которой при дроблении в зоне слабого изменения воздействия $\tau_i \approx \tau_K$.

О фракционном составе образующихся при дроблении осколков имеются отрывочные сведения [12]. Отметим, что в литературе практически отсутствует информация о закономерностях деформации и дробления двухкомпонентных частиц.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального изучения критических условий разрушения капель и двухкомпонентных частиц, временных характеристик процесса, а также фракционного состава образующихся осколков. Опыты проводились на экспериментальном стенде (рис. 1). Рабочая жидкость (водоглицериновые растворы различной концентрации) из резервуара 1 под действием статического напора подавалась к формирующему капилляру 2 и истекала из него. Вблизи капилляра на жидкость накладывались пульсации давления при помощи насоса 3, при этом струя дробилась на монодисперсные капли, отрывающиеся с частотой наложенных пульсаций. Для получения двухкомпонентных частиц в резервуаре готовилась суспензия с различными концентрациями твердых включений. Пульсационный насос управлялся специально разработанным электронным устройством 4, которое регулирует частоту

отрыва свободно падающих капель в пределах 4—30 Гц и формирует управляющие сигналы для устройств визуализации и электронного счетчика 5. На падающие капли воздействовал поперечный поток воздуха, истекающий из сменных сопел 6. Последние давали возможность организовать потоки, различающиеся по времени воздействия на каплю и характеру нарастания аэродинамических сил. С целью сведения к минимуму турбулентных пульсаций в набегающем на каплю потоке были приняты специальные меры.



Р и с. 1

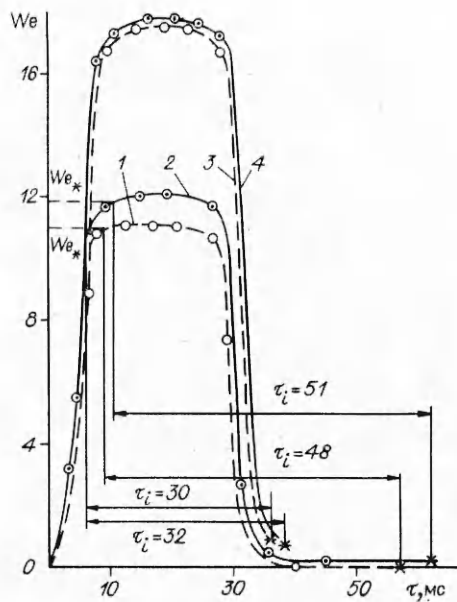
Для изучения различных фаз деформации и разрушения капель применяли методы визуализации процесса в импульсном освещении, а также фоторегистрацию, для чего разработано и изготовлено электронно-цифровое устройство многократной визуализации 7, которое позволяло вырабатывать пакеты световых импульсов, следующих друг за другом с интервалом, кратным 1 мс. Это дало возможность визуально наблюдать и регистрировать на пленку одновременно несколько фаз деформации и дробления капли с наперед заданными интервалами времени между ними. Вырабатываемые импульсы использовались для синхронизации стробоскопа 8 или мощных импульсных ламп. Упомянутые средства визуализации позволили получить «замороженное» изображение одновременно до трех стадий деформации и разрушения капли, а также измерить интервалы времени между фазами с высокой точностью, свойственной цифровым устройствам, имеющим кварцевую стабилизацию опорного генератора.

Для определения координат капли, движущейся в потоке газа, применяли видеоскоп 9 и телемонитор 10. Непосредственно на экране монитора наносилась координатная сетка, как бы наложенная на плоскость движения капли, с ее помощью фиксировали траекторию движения капли и измеряли поле скоростей набегающего на каплю потока. На телевизионном мониторе получали увеличенное примерно в 6 раз изображение капли, что облегчало наблюдение качественной картины процесса. Количество генерируемых свободно падающих капель вычислялось при помощи счетчика, подключенного к устройству управления.

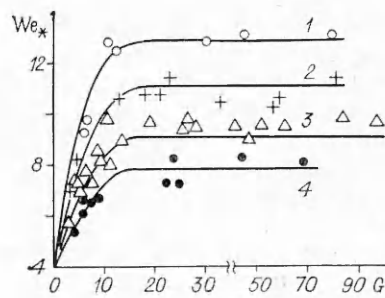
Диаметр генерируемых монодисперсных чистых капель определялся из тарировок по числу капель и их общей массе, а диаметр двухкомпонентных частиц — по числу частиц и их общему объему. Для нахождения объемной концентрации V твердых включений в капле применялся тарировочный график. В экспериментах значение V изменялось от 0 до 17 %. Опыты с двухкомпонентными частицами проводились с использованием в качестве твердых включений кварцевого песка с размерами фракции 160—315 мкм и плотностью $\rho_{\text{п}} = 2774 \text{ кг/м}^3$.

2. Критические условия разрушения. В опытах по определению критических условий разрушения интенсивность воздействия газового потока на капли или двухкомпонентные частицы постепенно увеличивалась до значений, при которых впервые обнаруживался факт их дробления. Наибольшее измеренное значение We вдоль траектории движения капель принималось в качестве We_* . Отметим, что при этом под We_* понималось не локальное, соответствующее моменту разрушения капель, значение We , как принимают многие исследователи, а то минимальное для данных условий значение We , после достижения которого неизбежно с задержкой происходит разрушение капли. Как отмечалось ранее, если под We_* понимать локальное значение We в точке распада, то в эксперимент вносится определенная (порой весьма существенная) систематическая ошибка.

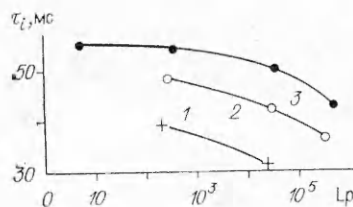
В проведенных нами опытах при $We \approx We_*$ имеет место вибрационное разрушение на два (реже три) примерно равных осколка. Дроблению предшествовали нарастающие осцилляции капли, непосредственно перед



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

разрушением она часто приобретала гантелеобразную форму. При более интенсивном воздействии аэродинамических сил (при закритических значениях We) колебательный процесс в каплях отсутствовал. Капли быстро достигали формы диска, а после некоторого промежутка времени на его лобовой поверхности со стороны набегающего потока обнаруживалось появление кратера (характерной «ямки»). При еще больших интенсивностях капля выдувалась в «мешок» с последующим его дроблением на полидисперсные осколки. Отметим, что в зависимости от условий эксперимента распад капель наблюдался в зоне действия неизменных относительных скоростей, в зоне убывающих аэродинамических сил и даже вне поля действия газового потока. Из экспериментов видно, что качественная картина процесса деформации и дробления аэродинамическими силами как чистых капель, так и двухкомпонентных частиц идентична по характеру и последовательности наблюдаемых фаз, однако характерные временные интервалы процесса несколько отличаются.

На рис. 2 в качестве примера показан характер изменения We во времени вдоль траекторий движения чистых капель и двухкомпонентных частиц (линии 1, 3 и 2, 4) для критических и закритических (линии 1, 2 и 3, 4) условий разрушения (τ — текущее время). При этом для чистой капли и для капли с примесью $We_* = 10,9$ и $11,8$ (кривые 1 и 2).

Тщательные измерения подтвердили предположение о существенном влиянии скорости нарастания внешнего воздействия на критические условия разрушения частиц газовым потоком. Для оценки характера изменения аэродинамических сил предлагается ввести число подобия $G = d We/d(\tau/\tau_R)$. По результатам наших измерений $\tau_R = 0,83 (\rho\delta^3/\sigma)^{0,5}$.

На рис. 3 приведена зависимость We_* для чистых капель от градиента нарастания аэродинамических сил G для $Lp = 5,3; 250; 2,32 \cdot 10^4; 3,48 \cdot 10^5$ (линии 1—4). Характерно, что при $G > 15$ (опыты проводились в диапазоне $G = 3—97$) значения We_* автомодельны относительно G в широком диапазоне Lp . С ростом вязкости жидкости разрушение каплей наблюдалось при больших We , что качественно согласуется с данными [10]. При $G < 15$ значения We_* резко уменьшались с увеличением времени воздействия газового потока на каплю (т. е. при уменьшении G). Влияние скорости изменения аэродинамических сил наиболее существенно для вязких жидкостей (кривая 1). При медленном нарастании аэродинамических сил, например, в условиях дробления капли, близких к ква-

зистационарным ($G \rightarrow 0$), когда скорость деформации капли мала, роль вязких сил заметно ослабевает и кривые 1—4 стремятся к общему пределу ($We_* \approx 4$). Характерно, что нижняя граница автомодельности соответствует ситуации, когда We_* достигается за время, равное примерно половине периода собственных колебаний капли.

В опытах с двухкомпонентными частицами рост содержания примеси приводил к увеличению We_* . Вероятно, это связано прежде всего с возрастанием динамической вязкости суспензии, обусловленным присутствием твердых включений (ср. рис. 2). Для определения коэффициента динамической вязкости смеси η_c жидкости с твердыми частицами использовалась поправка Эйнштейна (для твердых сферических включений $\eta_c = \eta \times (1 + 2,5V)$). Если для капель с примесью Lp вычислять по плотности и вязкости суспензии, то, как показали измерения, значения We_* для чистых и двухкомпонентных частиц удовлетворительно согласуются между собой в широком диапазоне условий эксперимента.

Полученные опытные данные аппроксимированы зависимостью

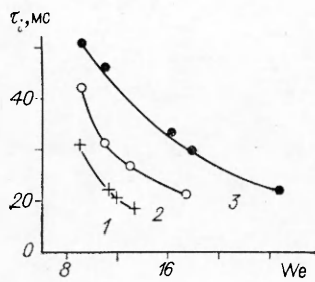
$$(2.1) \quad We_* = 13,5 - 0,44P - (9,5 - 0,44P) \exp [(0,005P - 0,25)G], \\ P = \ln Lp$$

при $3 \leq G \leq 97$, $5,3 \leq Lp \leq 3,5 \cdot 10^5$. Наибольшее отклонение опытных точек от зависимости (2.1) не превышает 1,25, среднеквадратичное отклонение составляет 0,509.

Таким образом, экспериментально установленная зависимость (2.1) опровергает широко распространенное мнение о том, что при малой скорости нарастания аэродинамических сил We_* в несколько раз больше, чем при быстром изменении внешнего воздействия. Параметр G позволяет учитывать динамику изменения аэродинамических сил при разрушении капель. По-видимому, разброс опытных данных, приведенных в [1—3, 5—9], частично объясняется отсутствием детального учета этого фактора.

3. Временные характеристики процесса. На стенде рис. 1 проводили также измерения времени воздействия τ_b газового потока на каплю (от начала действия аэродинамических сил до момента, соответствующего критическим условиям) и времени индукции τ_i . Отметим, что в [2, 3, 6] понятие τ_i не имеет четкого определения. В [11] авторы отсчитывают τ_i от момента достижения каплей характерной формы диска. Однако понятие формы диска достаточно расплывчато, так как степень деформации капли в форме диска может находиться в широких пределах. Отсчитывать τ_i от какой-либо стадии деформации капли практически невозможно, поскольку в настоящее время отсутствуют надежные данные об условиях, при которых капля принимает ту или иную форму. Кроме того, из проведенных нами опытов установлено, что не во всех случаях после достижения каплей формы диска следует ее неизбежный распад. С нашей точки зрения, τ_i для всех случаев дробления капель газовым потоком (как критических, так и закритических) необходимо отсчитывать от фиксированного We , а именно от момента достижения критического значения для данных конкретных условий взаимодействия с потоком до появления первого осколка. Так, на рис. 2 $\tau_i = 48$ и 51 мс для чистых и двухкомпонентных (линии 1, 2) частиц при максимальном вдоль траектории движения капли значении We , примерно равном We_* . Для закритических условий дробления τ_i уменьшается до 30 и 32 мс для чистых капель и для частиц с твердыми включениями (линии 3, 4).

При исследовании процесса деформации и разрушения капель для критических условий (см. рис. 3) установлено, что при $G < 15$, т. е. при относительно небольших скоростях нарастания аэродинамических сил, когда We_* зависит от градиента G , $\tau_b \geq 0,5 \tau_k$ и капля разрушалась в пределах одного периода ($\tau_i < \tau_k$). Если же деформация капли происходила в условиях быстрого роста относительной скорости ($G > 15$, We_* не зависит от G), то $\tau_b < 0,5 \tau_k$ и распад капли наступал за пределами одного периода собственных колебаний ($\tau_i > \tau_k$).



Р и с. 5

Рис. 5 иллюстрирует зависимость τ_i от We при закритических условиях (обозначения те же, что и на рис. 4). С ростом интенсивности обдува τ_i уменьшается.

При обобщении опытных данных характерные периоды процесса деформации и дробления, по нашему мнению, наиболее целесообразно относить к периоду собственных колебаний капель. Использовать τ^0 (см. (1.1)) в качестве масштаба неудобно, так как во многих случаях ($u_r - u$) существенно меняется на протяжении процесса, и для вычисления τ^0 приходится использовать какое-то конкретное значение относительной скорости (например, начальное, как в [4]). Это снижает общность полученных результатов. Обработка опытных данных привела к выражению

$$(3.1) \quad \frac{\tau_i}{\tau_k} = \begin{cases} T, & We = We_*, \\ T \exp\{(8,4 \cdot 10^{-4} Re - 3,44) [(We - We_*)/We_*]\}, & We > We_*, \\ T = 4,32 - 8,5 \cdot 10^{-4} Re - (0,15 - 4 \cdot 10^{-5} Re) \ln Lp \end{cases}$$

в диапазоне $2790 \leq Re \leq 3620$; $5,2 \leq Lp \leq 3,92 \cdot 10^5$; $G > 15$. Здесь $Re = (u_r - u) \rho_r \delta / \eta_r$ вычисляется для критических условий разрушения.

Расчеты показали, что (3.1) предсказывает значения τ_i того же порядка, что и (1.2). Например, при $\delta = 5,3$ мм, $\rho = 1100$ кг/м³, $u_r - u = 10$ м/с, $\eta = 0,00375$ Па · с, $\sigma = 0,069$ Н/м ($Re = 3530$, $Lp = 28600$, $We_* = 9,3$) отношения $t \equiv \tau_i / \tau_k$ соответственно равны 1,22 и 1,4 (напомним, что, согласно [11], $t \approx 1$). По-видимому, некоторые расхождения вызваны отличием начала отсчета времени индукции, а также условиями эксперимента, в частности характером изменения внешнего воздействия.

Из опытов также видно, что τ_i зависит лишь от предыстории, т. е. от характера изменения внешнего воздействия до достижения критических условий, а не от того, как меняется воздействие на каплю после этого момента. Иначе говоря, время индукции одинаково независимо от того, продолжает ли капля находиться под влиянием неизменных внешних сил, уменьшающихся в большей или меньшей степени, либо в момент фактического распада капля оказывается вне действия газового потока.

4. Фракционный состав осколков. Фракционный состав осколков определялся методом фоторегистрации в импульсном освещении при дроблении исходных чистых капель диаметром 3,2—5,9 мм в диапазоне вязкостей $\eta = 0,00375$ — $0,0365$ Па · с. В результате обработки около 14 тысяч осколков установлено, что при $We_{max} = 9$ — 30 счетная функция распределения осколков по размерам δ_0 хорошо описывается нормально-логарифмическим законом

$$n(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\varepsilon \ln \Sigma}} \exp \left[-\frac{(\ln \varepsilon - \ln \bar{\varepsilon})^2}{2 \ln^2 \Sigma} \right], \quad \varepsilon = \frac{\delta_0}{\delta}.$$

Получены средние в исследованной области значения параметров распределения ($\ln \langle \varepsilon \rangle = -2,2$, $\ln \langle \Sigma \rangle = 0,66$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // ИФЖ.— 1981.— Т. 40, № 1.
2. Гонор А. Л., Ривкин В. Я. Динамика капли // Итоги науки и техники. МЖГ.— М.: ВИНТИ, 1982.— Т. 17.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
4. Pileh M., Erdman C. A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop // Intern. J. Multiphase Flow.— 1987.— Т. 13, N 6.
5. Палатник И. Б. Пылеуловители с трубами-коагуляторами Вентури.— Алма-Ата: Наука, 1981.
6. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техники. МЖГ.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
7. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами.— М.: Машиностроение, 1980.
8. Дейч М. Е., Филищов Г. А. Газодинамика двухфазных сред.— М.: Энергоиздат, 1981.
9. Шрайбер А. А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений // Итоги науки и техники. Компл. и спец. разделы механики.— М.: ВИНТИ, 1988.— Т. 3.
10. Лопарев В. П. Экспериментальное исследование дробления капель жидкости в условиях постепенного нарастания внешних сил // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1975.— № 3.
11. Боше А. А., Палатник И. Б. Экспериментальное определение критического значения критерия Вебера при дроблении капель в ускоряющихся потоках газа в квазистатическом режиме.— Алма-Ата, 1984.— Деп. в ВИНТИ 21.06.84, № 4245—84.
12. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // ИФЖ.— 1974.— Т. 27, № 1.

г. Киев

Поступила 12/II 1990 г.,
в окончательном варианте — 3/IV 1990 г.

УДК 533.6.071

А. С. Бушмин, А. А. Галенко, Л. М. Дмитриев

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЖИДКОГО АЗОТА В ФАКЕЛЕ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ФОРСУНКИ В ПОТОК ВОЗДУХА

В системах охлаждения потока в криогенных аэродинамических трубах жидкий азот впрыскивается в поток через струйные форсунки. При использовании этого способа представляет интерес информация о распределении жидкости в потоке, глубине проникновения капель в поток, времени их испарения. Для исследования этих процессов широко применяются оптические методы [1], однако их использование зачастую не обеспечивает достаточную точность измерения.

В настоящей работе приводятся данные об устройстве для измерения количества жидкой фазы азота в двухфазном потоке. Работа устройства основана на отборе пробы жидкости. Конструкция и система измерений выполнены таким образом, что анализ пробы проводится в динамическом режиме. Устройство использовано для изучения процессов распыления и испарения жидкого азота, истекающего из струйной форсунки перпендикулярно потоку в рабочей части криогенной аэродинамической трубы. Погрешность измерения массы жидкого азота, попадающего в приемник устройства, составляет $\pm 5\%$.

Схема устройства и системы измерений приведена на рис. 1 (а: 1 — трасса подачи жидкого азота, 2 — форсунка, 3 — трубка Пито, 4 — насадок для отбора жидкости из газожидкостной смеси, 5 — трасса подвода гелия, 6 — редуктор, 7 — переменное гидравлическое сопротивление, 8 — калибровочная трубка, 9 — мерная шайба, 10 — термомпара; б: 1 — приемная щель насадка, 2 — подача гелия, 3 — смесь гелия и испарившегося азота, 4 — поток капель азота, 5 — струя избыточного гелия, ПП — направление потока воздуха).

Форсунка для подачи жидкого азота выполнена с плавным профилем внутреннего канала и имеет выходной диаметр 1,6 мм. Насадок конструктивно выполнялся в двух вариантах. В первом на входе (щель разме-