

УДК 532.529.5

## Диспергирование жидкости в высокоскоростных коаксиальных газовых струях\*

**В.М. Бойко, А.Ю. Нестеров, С.В. Поплавский**

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: bvm@itam.nsc.ru, s.poplav@itam.nsc.ru

В работе изучается диспергирование жидкостей в высокоскоростных газовых струях применительно к тематике топливных форсунок большого расхода. Экспериментально исследована газожидкостная струя при центральной подаче жидкости на срез конфузорного сопла в воздушную струю на дозвуковых и сверхзвуковых режимах. Предложен энергетический подход к описанию газожидкостного потока, на основе которого получены необходимые данные для наиболее полного описания структуры газожидкостной струи: поле скорости газа без жидкости, теневая визуализация геометрии и волновой структуры струи с жидкостью и без нее, профили скорости жидкой фазы, дисперсность спрея, его пространственное распределение и концентрация. Получены характеристики газожидкостного течения по числам Вебера от первичного разрушения жидкой струи до конечного состояния спрея.

**Ключевые слова:** высокоскоростные струи, газокапельные потоки, аэродинамическое разрушение капель.

### Введение

Различные способы распыления (диспергирования) жидкостей широко используются как в традиционных технологиях, так и в многочисленных инновационных приложениях, к которым относятся современные системы пожаротушения, химическая обработка деталей машин и нанесение покрытий, фармакология и медицинские спреи, промышленная очистка воздуха и теплоотвод в микроэлектронике. В ряду приложений важное место занимают топливные форсунки для авиационного и ракетного двигателестроения, а также газожидкостные форсунки большого расхода для жидкостей сложной реологии. Последние широко используются в энергетике и в нефтяной промышленности, но далеко не все процессы в них достаточно изучены, особенно в диапазоне параметров, актуальном для дальнейшего развития этих технологий, в частности, это касается сверхзвуковых режимов по газу. Помимо диспергирования жидкости [1–7] здесь имеет место целый комплекс физических процессов: скоростная релаксация фаз [3–5, 8, 9], взаимодействие капель со скачками, межфазный теплообмен, фазовые переходы и коагуляция [1, 2]. Обменные процессы такого рода присущи как масштабным атмосферным явлениям,

---

\* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (проект АААА-А17-117030610137-0).

имеющим место, например, в грозовых фронтах, так и явлениям, наблюдаемым в сравнительно малых масштабах, например, в газовых турбинах [10]. В этом усматривается еще одна фундаментальная особенность изучения градиентных газожидкостных потоков — проблема переноса результатов лабораторных исследований на другие масштабы процессов. Существует и другая мотивация систематических исследований газожидкостных потоков. В последние десятилетия достигнут значительный прогресс в численном моделировании аэродинамического диспергирования жидкостей, за которым, несомненно, будущее в предсказании поведения сложных двухфазных газодинамических систем. Однако на сегодняшний день такое моделирование нуждается во всестороннем тестировании. Методически выверенные экспериментальные данные о структуре газожидкостных течений критически востребованы для верификации численных моделей динамики и диспергирования жидкости в газовых потоках [11, 12].

Таким образом, актуальность исследования неравновесных газожидкостных систем не ограничивается техническими приложениями. Экспериментальное изучение диспергирования жидкостей и динамики спреев в градиентных газовых потоках представляет собой фундаментальную задачу в рамках проблемы межфазного теплообмена в неравновесных гетерогенных системах техногенного и природного происхождения.

### 1. Газожидкостные струи и вторичное разрушение капель

Во многих технических приложениях используются так называемые пневматические форсунки большого расхода ( $\sim 1 \text{ м}^3/\text{час}$ ), например, в нефтяной отрасли для сжигания отходов нефти на необустроенных месторождениях во избежание разлива на грунт с необратимым экологическим уроном. Применительно к задачам горения эффективность пневмофорсунок определяется распылением топлива и возможностью подвода большого количества окислителя, причем не только через сопло, но и за счет эжекции из окружающего пространства. В настоящее время наиболее эффективными для распыления жидкостей с большим расходом считаются пневматические форсунки типа *Y-jet* [13]. В них первичное разрушение жидкой струи происходит в камере смешения (в форкамере) с помощью боковых газовых струй с последующим вторичным распылом при истечении смеси из сопла. Основным фактором деструкции капель вне сопла является их скоростное отставание от газа. Этот процесс может принимать характер многостадийного, когда дочерние капли не являются конечным состоянием спрея, а продолжают дробиться при достаточной разности скоростей фаз. Это достигается в градиентных потоках, однако в таких условиях систематические исследования поведения капель не проводились. Большинство данных по вторичному разрушению капель получены в квазистационарных потоках за проходящими ударными волнами и в однородных потоках. Они систематизированы по критерию Вебера (число  $We$ ) [1, 2, 5–7] и за неимением других данных используются не только для стационарных потоков, но и для других постановок, например, для инъекции капель в вихревой след [10], поперечного вдува цепочки капель в поток [14], для всех типов газожидкостных струй [11–13, 15, 16]. В настоящей работе также будет использоваться общепринятая систематика по числам  $We$ , но прежде остановимся на неустойчивости самих жидких струй, как первичного источника капель.

Известны два предельных случая неустойчивости жидкой струи [16]: первый — в покоящемся газе, второй — в газовой струе. В первом случае существующие представления восходят к исследованиям Плата и Релея (1873 и 1879 гг.): струя распадается на фрагменты, длина которых ( $\sim 4D_1$ ) близка к наиболее неустойчивой длине волны возмущений поверхности, а силы поверхностного натяжения разрушают струю. Этот предельный случай называют приближением «тонкой струи», он реализуется в диапазоне жидкостного числа Рейнольдса  $Re_1 = \rho_1 u_1 D_1 / \mu_1 \leq 100$ , где  $\rho_1, u_1, \mu_1$  — плотность, скорость и динамическая вязкость жидкости,  $D_1$  — диаметр струи [16].

В коаксиальной газовой струе (второй случай) природа разрушения жидкой струи иная: под поверхностью жидкости формируется сопряженный пограничный слой, где развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца с волнами на поверхности раздела фаз. Рост этих волн и их аэродинамический срыв определяет средний размер частиц спрея, который на два порядка меньше капель, образующихся по механизму Релея–Плата [16]. Предмет исследований данной работы относится к этому (аэродинамическому) типу диспергирования жидкости с соответствующими определяющими параметрами — числами  $We$ ,  $Re$  и т.д.

Число  $We$  — это отношение возмущающей силы потока на каплю  $\sim \rho u^2 d^2$  к стабилизирующей силе поверхностного натяжения  $\sim \sigma d$ , следовательно,  $We = \rho u^2 d / \sigma$ , здесь  $\rho$  и  $u$  — плотность и скорость газа,  $d$  и  $\sigma$  — размер и поверхностное натяжение капли [1, 2, 5–7]. В случае струй вместо  $d$  используют диаметр струи  $D_1$ . Выделяют следующие типы распада капель по морфологическим признакам [1, 2, 5].

1. Вибрационное разрушение (vibrational breakup):  $8 < We < 12$ .
2. Разрушение по типу «парашют» (bag breakup):  $12 < We < 50$ .
3. Разрушение по типу «парашют со струйкой» (bag-and-stamen breakup):  $50 < We < 100$ .
4. Срыв жидкого пограничного слоя с экватора капли (sheet stripping):  $100 < We < 350$ .
5. Срыв волн на наветренной поверхности капли (wave crest stripping):  $350 < We < 10^3$ .
6. Взрывное разрушение (catastrophic breakup):  $We > 350$ .

Существуют и другие классификации процесса, отличающиеся либо критическими числами  $We_{кр}$ , либо, что важнее, разным толкованием одних наблюдений. Приводимые ниже комментарии касаются деталей классификации, представляющих интерес для вторичного дробления капель после первичной деструкции жидкой струи.

Первый тип разрушения никогда не регистрировался в экспериментах как самостоятельно приводящий к распаду капли, но его признаки могут наблюдаться на фоне других возмущений [1]. Он рассматривается гипотетически, поскольку десятикратное превышение аэродинамической силы над стабилизирующей силой должно вызывать нестабильность капли, однако время развития колебаний обычно больше времени скоростной релаксации. Примечательно, что именно этот механизм «капельной неустойчивости» рассматривался в свое время как аналог модели распада атомного ядра.

Режимы 2 и 3 имеют достаточно выраженные внешние признаки и хорошо воспроизводятся в экспериментах. В высокоскоростных струях эти режимы могут реализовываться в завершающей фазе при многостадийном развитии процесса.

Основные разногласия по морфологической классификации возникают относительно срывных механизмов 4 и 5. Из-за схожести характера деформации капли и картины массоуноса в ранних исследованиях они рассматривались как один режим [3, 4]. Так, в работе [3] в потоке за ударной волной был обнаружен рост волнообразных возмущений на наветренной поверхности капель, срыв волн как механизм массоуноса упоминался, но ставился под сомнение. Здесь же был получен профиль скорости жидкости в сопряженном пограничном слое в капле, позже он использовался в исследовании [4], где была развита модель «срыва пограничного слоя». В работах [3, 4] числа  $We$  не приводились. Оценки по данным [3] показали, что для капли воды с  $d = 2,7$  мм числам Маха ударной волны  $M_s = 1,3, 1,5$  и  $1,7$  соответствуют числа  $We = 1500, 4600$  и  $9500$ . Очевидно, что эти условия соответствуют режиму 5 (срыв волн) и в газожидкостных струях вряд ли реализуется. Однако режим 4 в этом случае вполне достижим, поэтому важно различать срывные режимы применительно к данной задаче. В работах [6, 7] было получено подтверждение отличия природы этих режимов, а в работе [7] был найден критерий их смены.

Другой подход для понимания процесса дает не морфология капли, а анализ физических механизмов взаимодействия газового потока с поверхностью жидкости [1, 2, 7, 17–19]. Этот подход известен с 70-х годов прошлого века [2]. Он не отрицает морфологическую суть

прежней классификации и даже использует ее границы по числам  $We$  как аллюзию исходной гипотезы баланса возмущающих и стабилизирующих сил, действующих на каплю в газовом потоке. Согласно этому подходу есть только два физических механизма взаимодействия газа с поверхностью жидкости, которые порождают все многообразие типов деформации капель и объединяются всего в три режима. В работе [2] (а впоследствии и в работах [17–19]) данный подход формулируется следующим образом.

Режим I распада капли объединяет три первых типа морфологической классификации, в физической основе имеет неустойчивость Релея–Тейлора (RT) или, что то же, Релея–Лэмба–Тейлора (RLT); он реализуется при  $10 \leq We \leq 40$ ,  $0,2 \leq We/\sqrt{Re} \leq 1$ . Отметим, что в работе [5] для механизмов RLT указывается диапазон  $10 \leq We \leq 100$ .

Режим II объединяет типы 4 и 5 из морфологической классификации, определяется развитием сопряженного пограничного слоя в жидкости (тип 4) и неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца в нем (тип 5); реализуется при  $40 \leq We \leq 10^3$ ,  $1 \leq We/\sqrt{Re} \leq 20$ . В работах [3, 5–7, 17–19] режим 5 наблюдался вплоть до  $We \sim 10^5$ .

Режим III включает один пункт из морфологической классификации — взрывное разрушение (catastrophic breakup). Его особенностью, в отличие от многостадийного массоуноса, как на режиме I, или монотонного массоуноса, как на режиме II, является одновременный разлет близких по размеру фрагментов. По физическому механизму взрывной распад капли соответствует неустойчивости Релея–Лэмба–Тейлора (режим I) и реализуется в мощных газодинамических импульсах при гетерогенной детонации. В работах [17–19] утверждается, что убедительных доказательств существования этого режима в диапазоне чисел Вебера  $10^3 \leq We \leq 10^5$  не существует. Однако авторы настоящей работы наблюдали схожий по морфологии режим на падающей капле этанола в падающем воздушном потоке при  $We = 90$  [20].

При всем внимании к морфологии капли на разных режимах обтекания до сих пор остаются недостаточно изученными такие характеристики, как дисперсность продуктов и период индукции разрушения  $t_i$  [5]. Уместно также заметить, что помимо собственно периода индукции разрушения  $t_i$  существует еще одна важная характеристика — константа времени скоростной релаксации  $\tau \sim (\rho_l/\rho)(d/(uC_D))$  [8, 9]. Очевидно, что эффективность и сама возможность диспергирования определяются соотношением этих времен. При  $t_i \ll \tau$  разрушение капли происходит на ранней стадии скоростной релаксации и достигает полного развития, как это имеет место с каплями естественного размера в потоке за ударной волной [3–9]. В другом предельном случае (при  $t_i \gg \tau$ ) разрушения капли ожидать не приходится, т.к. за время  $\tau$  разность скоростей фаз существенно падает. Таким образом, существует, по крайней мере, четыре фактора, которые следует учитывать при оценке эффективности диспергирования жидкости в газовой струе:

- первичный распад жидкой струи на капли;
- вторичное дробление капель при числе  $We(d, u) > We_{кр}$  в момент их попадания в поток;
- период индукции разрушения  $t_i = t_i(We)$  для данного режима;
- соотношение времён  $t_i(We)$  и  $\tau(Re)$ .

Избежать ранней скоростной релаксации фаз возможно в ускоряющемся потоке или при резкой смене скорости газа в системе скачков. В представленной работе это определило выбор высокоскоростных и, в том числе, сверхзвуковых газовых струй. Жидкость подавалась за срез сопла вдоль оси струи для наблюдения ее диспергирования с момента попадания в поток. Такая конфигурация сопла формирует коаксиальную струю с газовой оболочкой и газожидкостным ядром. Структура коаксиальной газожидкостной струи при центральной подаче жидкости в высокоскоростную газовую струю является предметом предлагаемого исследования.

## 2. Характеристики газожидкостной струи

Следует отметить, что классификация режимов межфазного взаимодействия в газожидкостных потоках только по числу  $We$  в известном смысле условна, поскольку число  $We$  не учитывает градиентный характер потока. Но для задач дробления жидкости в газовой струе, где нет определенности условий попадания в поток продуктов первичного разрушения, существенна даже приближенная оценка состояния фаз в струе. Определение условий межфазного взаимодействия от момента попадания капель в поток до конечного состояния — спрея — является одной из нерешенных задач, подходы к которой и намечаются авторами. На рис. 1 схематически показана структура коаксиальной газожидкостной струи в конфигурации, реализованной в настоящей работе.

Все исследуемые процессы происходят в двухфазном ядре струи 5, оптически непрозрачном на всей изучаемой длине. Из-за высокой концентрации жидкости в области 5 ни первичный распад жидкой струи, ни вторичное разрушение капель недоступны для регистрации существующими средствами. Вследствие этого неизвестно, при каких числах  $We$  капли оказываются в потоке после первичного распада жидкой струи [21], соответственно неясны механизмы вторичного дробления капель. Несколько лучше дело обстоит на удалении от сопла вдоль координаты  $x$ , где концентрация значительно спадает. Но здесь скоростное отставание фаз минимально, диспергирование капель завершается, а состояние спрея близко к конечному. Таким образом, конечное состояние спрея в газожидкостных струях зависит от факторов, которые следует отнести к особенностям аэродинамического нагружения капель в практически важных, но мало изученных случаях. В представленных экспериментах диспергирование жидкости происходит в дозвуковых и сверхзвуковых недорасширенных струях. В последних присутствует система ударных скачков с характерным чередованием ускорения и торможения газа [22]. Сохраняются ли волновые структуры (ячейки) в присутствии жидкости — это еще один из неисследованных аспектов структуры сверхзвуковых газожидкостных струй.

Представление о структуре газожидкостной струи на качественном уровне очень важно, но не менее важен вопрос о количественных параметрах газожидкостной струи для ее исчерпывающего описания. Вопрос о выборе необходимых для исследования характеристик газожидкостной струи формулируется двумя способами, типичными для любых прикладных и академических исследований. В прикладной постановке в первую очередь определяется, какие условия необходимы для генерации спрея с нужными параметрами. Для ответа на этот вопрос требуются данные о течении в широком диапазоне параметров с возможностью выбора необходимых условий. Такие данные можно получить в серии однотипных экспериментов с детальной вариацией режимов, что характерно для академических исследований. Однако в данном случае задача ставится противоположным образом: следует определить, каково конечное состояние спрея в каждом конкретном

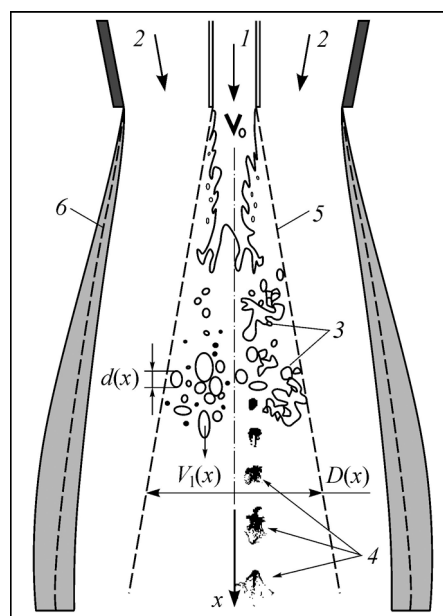


Рис. 1. Схема распада жидкой струи в ядре газовой струи.

- 1 — ввод жидкости со скоростью  $V_0$ , 2 — подача воздуха, 3 — распад жидкой струи на капли, 4 — вторичное разрушение капель, 5 — граница двухфазного ядра струи с диаметром  $D(x)$ , 6 — слой смешения,  $d(x)$  и  $V_1(x)$  дисперсность и скорость капель на удалении  $x$  от среза сопла.

случае из принятой к исполнению таблицы режимов. Состояние спрея предлагается описывать набором параметров, присутствующих в уравнении энергии дисперсной фазы. В простейшем случае — без учета теплообмена и фазовых переходов — энергия спрея  $E(x)$  в сечении  $x$  складывается из работы газа, затраченной на увеличение поверхности жидкости  $S$  с энергией  $E_S = S\sigma$ , и кинетической энергии капель

$$E(x) = \frac{3\pi}{2} V_0 \frac{D_0^2}{d(x)} \sigma + \frac{\pi}{8} \rho_l V_1^3(x) D^2(x) \beta(x), \quad (1)$$

здесь  $V_0$  — начальная скорость жидкости в струе с начальным диаметром  $D_0$ ,  $\sigma$  и  $\rho_l$  — поверхностное натяжение и плотность жидкости,  $\beta(x)$  и  $V_1(x)$  — объемная концентрация и скорость капель диаметром  $d(x)$  на удалении  $x$  от сопла,  $D(x)$  — диаметр двухфазного ядра струи (рис. 1). Размер  $d(x)$  и объемная концентрация  $\beta(x)$  необходимы также при определении площади межфазной границы для учета теплообмена в случае тепловой неравновесности фаз.

Оценки, полученные с помощью выражения (1), показывают, что межфазный обмен энергией тратится в основном на кинетическую энергию спрея (второе слагаемое в выражении (1)), но и первое слагаемое также важно, т.к. в него входит параметр  $d(x)$ , определяющий эффективность диспергирования. Профиль  $d(x)$  необходим также для оценок  $\beta(x)$ . Таким образом, для описания состояния спрея в газожидкостном потоке требуются следующие данные: геометрические параметры основных структур струи и, в частности,  $D(x)$ , дисперсный состав  $d(x)$ , скорости газовой  $U(x)$  и жидкой  $V_1(x)$  фаз, объемная концентрация спрея  $\beta(x)$ .

### 3. Постановка экспериментов и методы диагностики

Эксперименты выполнялись на установке «Газожидкостный стенд» ИТПМ СО РАН, позволяющей генерировать высокоскоростные газовые струи с высоким содержанием жидких спреев в широком диапазоне режимов. Схема экспериментальной установки и модельной форсунки приведены на рис. 2. Вертикальный сопловой узел 2 формирует коаксиальную газожидкостную струю, доступную для оптических средств диагностики,

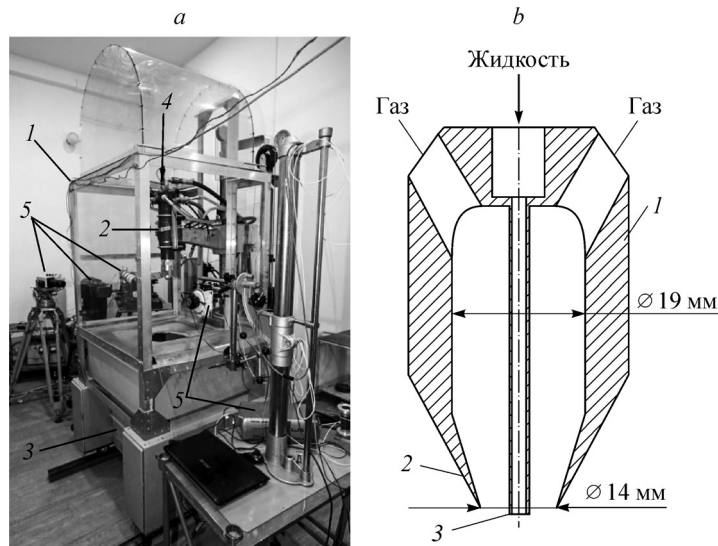


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки «Газожидкостный стенд» (а) и схема форсунки (б).

- а: 1 — струйный модуль, 2 — сопловой узел, 3 — приемный резервуар,  
 4 — аппаратура контроля параметров струи, 5 — элементы диагностики;  
 б: 1 — корпус, 2 — срез сопла, 3 — трубка для подачи жидкости за срез сопла.

затем она попадает в приемный резервуар для жидкости 3, оборудованный воздушной вытяжкой и системой сетчатых экранов для предотвращения выброса жидкости навстречу исследуемому потоку. Сопловой узел может перемещаться вдоль вертикальной направляющей в пределах 700 мм, что позволяет исследовать пространственную структуру потока, изменяя положение форсунки относительно неподвижных элементов диагностики 5. Диаметр сопла на срезе составляет 14 мм, внутренний и внешний диаметры центральной трубки — 2 мм и 3 мм.

Для изучения параметров газожидкостной струи применялось четыре оптических метода. 1. Метод цифровой трассерной визуализации PIV (Particle Image Velocimetry) для регистрации поля скорости газа. 2. Дифракционный анализатор Malvern Spraytec для регистрации дисперсности спрея. 3. Теневая визуализация для регистрации геометрии и волновой структуры струи. 4. Лазерный доплеровский анемометр (ЛДА) для измерения скорости частиц спрея. Измерения методами 1 и 2 выполнялись с помощью коммерческих приборов, а для методов 3 и 4 использовались разработки Лаборатории оптических методов диагностики газовых потоков ИТПМ СО РАН [23–26]. Регистрация поля скорости газожидкостных потоков методом PIV ранее выполнялась только при низких концентрациях спрея (см., например, [27]), в рассматриваемом случае оптически непрозрачное двухфазное ядро струи делает невозможным этот вид измерений. В настоящей работе регистрация поля скорости газа выполнялась в отсутствие жидкости. Насколько присутствие последней влияет на структуру потока, показала теневая визуализация струи, выполненная с жидкостью и без нее. Установка теневой визуализации состоит из двух телескопов ТАЛ-125R с объективами диаметром 125 мм и фокусным расстоянием 1125 мм. В исследовании использовалась круглая диафрагма с изменяющимся радиусом (обычный режим) и адаптивный визуализирующий транспарант (АВТ), обеспечивающий высокую чувствительность теневого метода, достаточную для визуализации структуры низкоскоростных дозвуковых струйных течений газа [23].

Для измерения скорости дисперсной фазы использовался лазерный доплеровский анемометр с прямым спектральным анализом сдвига частоты на базе многолучевого интерферометра Физо [24–26]. Схема расположения диагностических средств на газожидкостном стенде (без теневого прибора) показана на рис. 3. С помощью данного комплекса

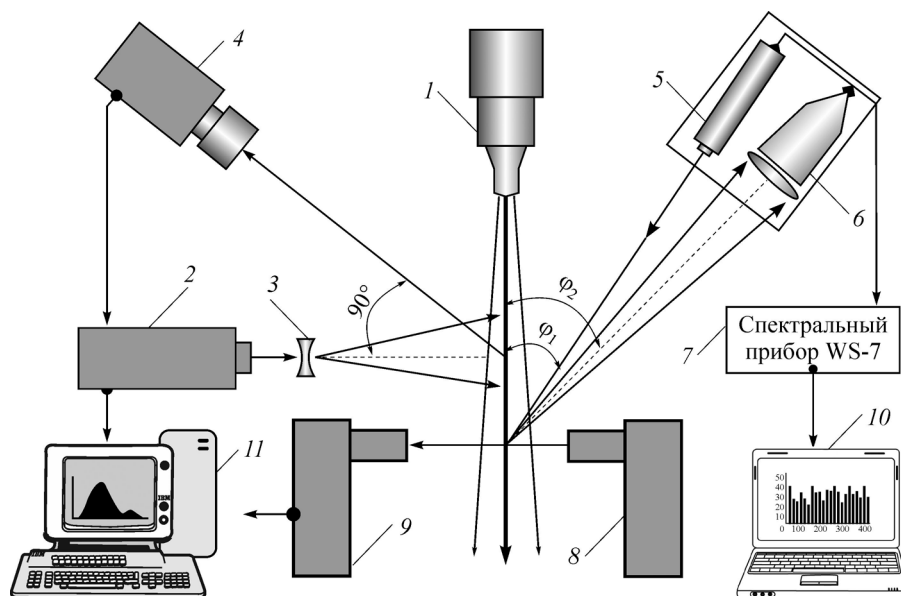


Рис. 3. Схема расположения оптических средств диагностики.

1 — сопло, 2–4 — элементы схемы PIV, 5–7 — лазер, приемный коллиматор и спектральный прибор WS-7 системы ЛДА, 8 и 9 — транзмиттер и ресивер прибора Malvern Spraytec, 10 — ПК в составе системы ЛДА, 11 — ПК в составе схемы PIV.

изучались диспергирование воды и динамика спрея в высокоскоростных коаксиальных струях. Воздушная струя формировалась при истечении воздуха из конвергентного сопла на режимах с отношением давления в форкамере сопла к внешнему давлению  $NPR = 1,5, 2, 4$  и  $6$  с расходами  $33, 47, 97, 146$  г/с соответственно. Расход жидкости на всех режимах был одинаков и составлял  $45$  г/с.

На рис. 4 показана теневая визуализация ближней области сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из конвергентного сопла  $1$  с центральной трубкой  $2$  в отсутствие и при наличии жидкости. В струе без жидкости видны основные волновые структуры газовой струи: висячий (приходящий) скачок  $3$ , отраженный скачок  $4$ , а также диск Маха  $5$  при  $NPR = 4$  (рис. 4а) и  $NPR = 6$  (рис. 4с). Помимо основных скачков для рассматриваемой конфигурации сопла наблюдаются замыкающий (хвостовой) скачок  $6$  за центральным телом  $2$  и его отражения. Это несколько усложняет волновую структуру струи, но создает дополнительные градиентные участки течения, что должно улучшать диспергирование жидкости. Эксперименты показали, что созданный комплекс отвечает

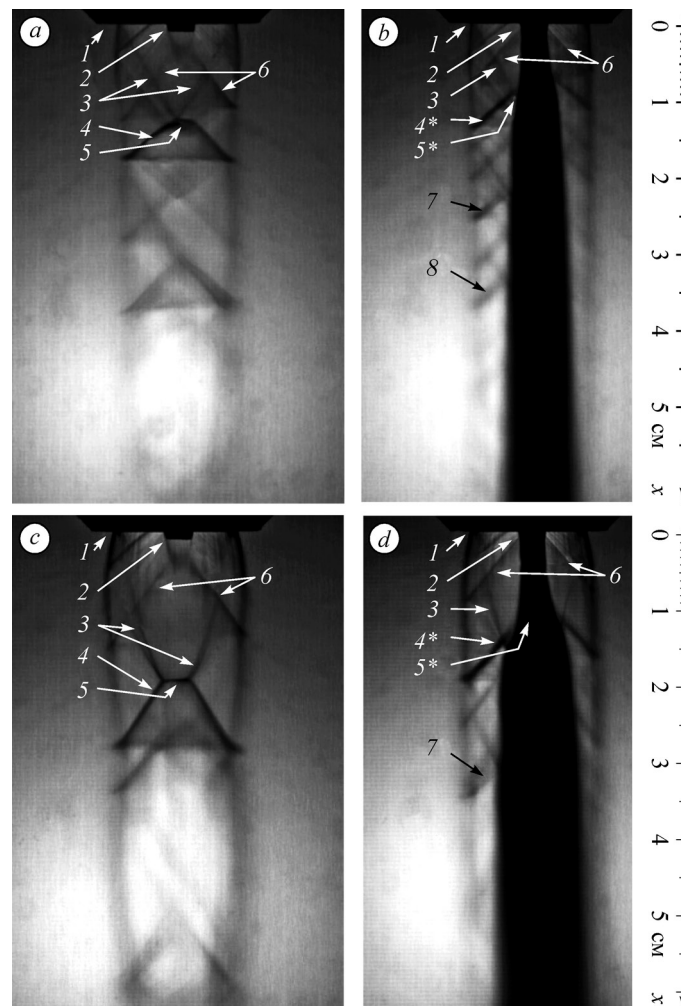


Рис. 4. Волновая структура ближней области сверхзвуковой недорасширенной струи на режимах  $NPR = 4$  (а, б) и  $NPR = 6$  (с, д) в отсутствие (а, с) и при наличии жидкости (б, д).

1 — срез сопла, 2 — трубка для подачи жидкости, 3 — висячий скачок, 4 — отраженный скачок, 4\* — отраженный скачок с жидкостью, 5 — диск Маха, 5\* — область распада жидкой струи, 6 — хвостовой скачок за центральным телом, 7, 8 — скачки, аналогичные 4\*.



требованиям к диагностике, приведенным в разделе 2, кроме измерений концентрации спрея  $\beta$ . Как будет показано ниже, этот параметр также может косвенно оцениваться из основных данных.

#### 4. Результаты экспериментов

##### 4.1. Концентрация спрея в коаксиальной газожидкостной струе

Концентрации спрея — это важная характеристика газожидкостной струи как с технической точки зрения, так и для анализа энергетики системы по (1). Средства измерения концентрации спрея  $\beta$  в настоящей работе были недоступны, поэтому использовались косвенные оценки, полученные по следующей методике. В рамках линейной оптики можно показать, что при известном оптическом пути  $L$  во взвеси частиц с диаметром  $d$  дисперсная среда экранирует параллельный пучок света с относительным показателем пропускания  $\varphi = S_p/S$  в некоторой области CCD-матрицы площадью  $S$ , из которой площадь  $S_p$  занята частицами (рис. 5а). При известной оптической толщине объекта  $L$  в объеме  $SL$  присутствует  $N$  частиц ( $N = 6SL\beta/\pi d^3$ ), которые экранируют площадь  $S_p = N\pi d^2/4$ , тогда

$$\varphi = \frac{N\pi d^2}{4S}, \text{ откуда } \beta = \frac{2}{3} \cdot \frac{d}{L} \text{ при } \varphi = 1. \quad (2)$$

Для оценок  $\beta$  была выбрана граница прозрачности двухфазной области ( $\varphi = 1$ ), как наиболее определенный элемент теневого изображения, а для оценки концентрации в этой области струи необходимо знать средний диаметр частиц  $d$  и оптическую толщину  $L$ .

Дисперсный состав спрея в струе исследовался серийным прибором Malvern Spraytec, работающим на принципе анализа углового рассеяния света на каплях. В дозвуковой (NPR = 1,5) и околосзвуковой (NPR = 2) струях был отмечен бимодальный характер дисперсного состава капель на участке струи до 150 мм (рис. 6). Это выражается в присутствии для каждого режима двух пиков: ~ 35 и 300–350 мкм — в дозвуковой (NPR = 1,5) струе, и 10 и 25 мкм — в околосзвуковой, причем во втором режиме вниз по потоку ( $x > 150$  мм) крупная фракция исчезает. На сверхзвуковых режимах измерения показали  $d \sim 12$  мкм для NPR = 4 и  $d \sim 7$  мкм для NPR = 6, причем при  $x > 50$  мм существенного изменения дисперсности не наблюдалось, а при  $x < 10$  мм жидкая струя, по видимому, остается цельной.

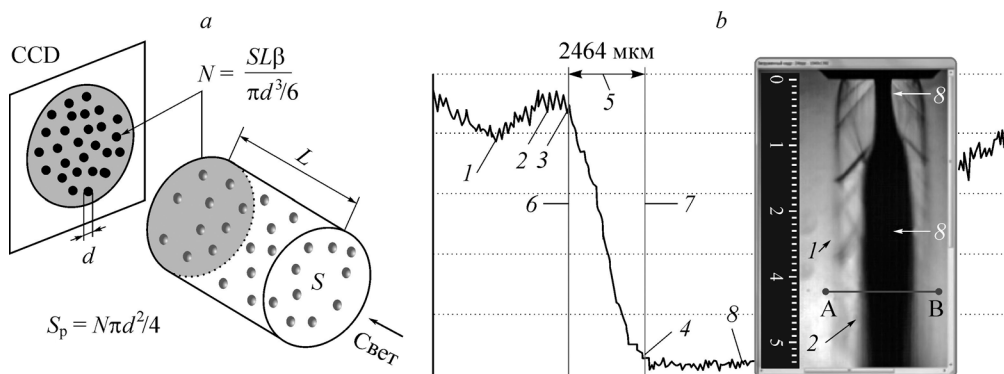


Рис. 5. Экранирование параллельного пучка света аэрозолем (а)

и профиль пропускания света в поперечном сечении струи по теновым изображениям (б).

Отрезок А-В — выбранное сечение, 1 — граница сверхзвуковой струи, 2 — газовая оболочка коаксиальной газожидкостной струи, 3 — граница двухфазного ядра струи, 4 — граница прозрачности двухфазной среды, 5 — измеряемое расстояние (в мкм) между подвижными маркерами 6 и 7, 8 — непрозрачная область.

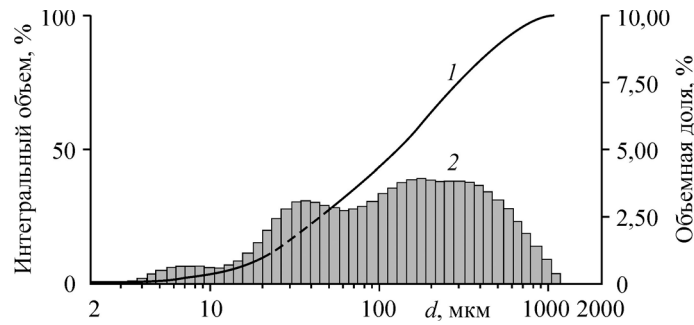


Рис. 6. Характерный вид бимодального распределения дисперсности спрея при  $NPR = 1,5$ ,  $x = 80$  мм.

Измерение толщины двухфазной области  $L$  основано на анализе профиля пропускания света на теневых изображениях. Профили пропускания (кривая на рис. 5b) — это результат фотометрирования цифрового поля яркости теневого изображения. Его можно получить, используя любой графический пакет, в данном случае применялся «Image Pro». Оптическая толщина  $L$  оценивалась как хорда кругового сечения струи радиусом  $R = D/2$  при условии, что эта хорда является касательной к коаксиальной окружности радиуса  $r = R - \delta$ , где  $r$  — радиус непрозрачного ядра струи,  $\delta$  — расстояние между подвижными маркерами 6 и 7 на рис. 5b:

$$L(x) = 2\sqrt{2R\delta - \delta^2} = 2\sqrt{D(x)\delta - \delta^2}. \quad (3)$$

Для оценки однородности распределения спрея по сечению струи кроме концентрации на периферии двухфазного ядра струи  $\beta$  определялась средняя по сечению концентрация  $\beta_{av}$ . Эта величина была получена из соображений сохранения потока жидкости, а именно: при известной величине подачи жидкости  $Q_0$  в поток (в настоящих экспериментах  $Q_0 \approx 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$ ) средняя концентрация спрея  $\beta_{av}$  в произвольном сечении диаметром  $D(x)$  выражается как

$$\beta_{av} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q_0}{D^2(x)V(x)}, \quad (4)$$

здесь  $V(x)$  — скорость частиц спрея в сечении  $x$ , полученная методом ЛДА. На рис. 7a показаны результаты вычисления объемной концентрации  $\beta(x)$  на границе двухфазной

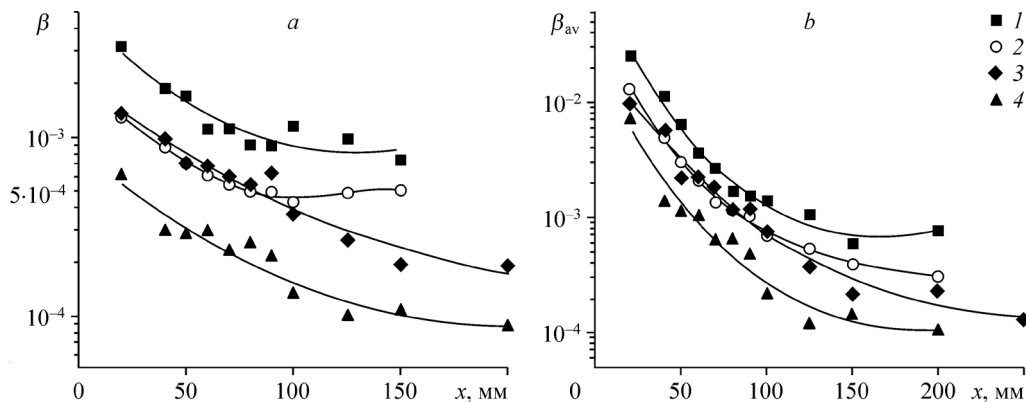


Рис. 7. Объемная концентрация спрея.

a —  $\beta(x)$  на границе прозрачности коаксиальной газожидкостной струи, рассчитанная по (2), (3);  
 b — средняя по сечению объемная концентрация  $\beta_{av}(x)$  по (4);  $NPR = 1,5$  (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4).

области струи по формулам (2), (3), на рис. 7*b* представлен профиль средней концентрации спрея  $\beta_{av}(x)$ , рассчитанный по (4). Из сравнения рис. 7*a* и 7*b* видно, что два разных подхода дают схожий профиль концентрации спрея. Это подтверждает структуру течения в целом, но при общей тенденции спада вдоль  $x$  средняя концентрация более чем на порядок превышает концентрацию на границе струи до  $x \approx 100$  мм. Расхождение локальной и средней концентраций свидетельствует о том, что вблизи среза сопла основная масса жидкости сосредоточена в ядре струи, и оно является поставщиком спрея на ее периферию. На удалении  $x \approx 150$ –200 мм распределение спрея по сечению струи выравнивается.

#### 4.2. Динамика спрея в коаксиальной газожидкостной струе

Учитывая логарифмический масштаб осей  $\beta(x)$  и  $\beta_{av}(x)$  на рис. 7, можно заметить, сколь резкий спад концентрации спрея происходит на начальном отрезке струи. Спад средней концентрации, как и локальной, заканчивается в области  $x \approx 100$  мм, но теневая визуализация (рис. 4) не показывает сколько-нибудь заметных особенностей в этом сечении струи. Есть только одна особенность течения: на профиле скорости спрея здесь наблюдается максимум (рис. 8*a*). Торможение спрея за точкой максимума является следствием торможения газа из-за потерь, естественных и для чисто газовой затопленной струи, и из-за потерь на диспергирование жидкой фазы и ускорение продуктов дробления.

На рис. 8*a* видно, что наибольшее ускорение капли испытывают на начальном участке струи, где имеет место максимальная разность скоростей фаз. Ускорение каплей  $a(x)$  вдоль координаты  $x$ , полученное дифференцированием аппроксимаций скорости  $V_1(x)$ ,  $a(x) = V_1(x)(dV_1(x)/dx)$ , показано на рис. 8*b*. На всех исследованных режимах наблюдаем газожидкостную струю с максимальной скоростью спрея  $V_{1\max}$  на 7–8 калибрах (диаметров сопла) и максимальным его ускорением  $a_{\max}$  на 2–3 калибрах от среза сопла. Можно ожидать, что вторичное диспергирование наиболее интенсивно происходит в области  $a_{\max}$ . Максимальное ускорение капли, как и торможение, наблюдается на сверхзвуковых режимах, причем торможение может достигать величины  $\sim -10^5$  м/с<sup>2</sup> на удалении более 10 калибров.

Таким образом, известный профиль скорости жидкой фазы позволил определить ускорение каплей потоком газа, а по ускорению, в свою очередь, представилось возможным оценить размер каплей в предположении их сферичности. Действительно, из уравнения движения капли при внезапном попадании в поток связь ее диаметра  $d(x)$  и ускорения  $a(x)$

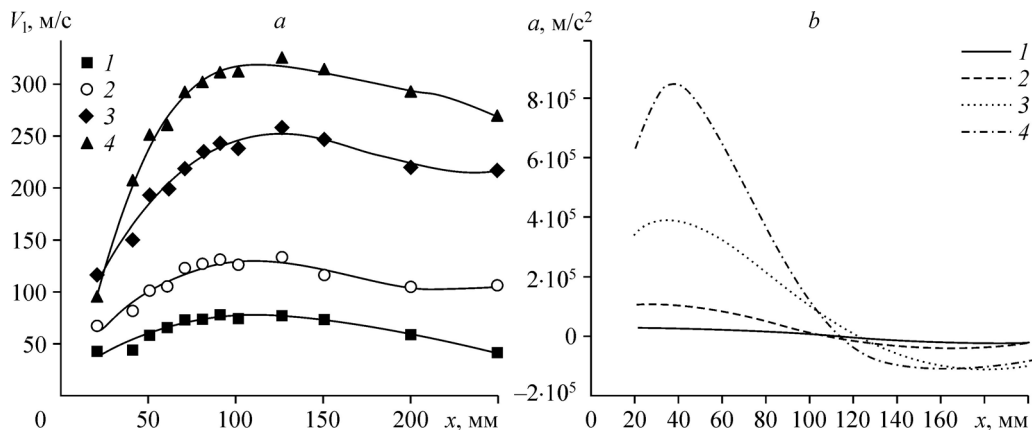


Рис. 8. Профили скорости частиц спрея (*a*) и ускорение каплей (*b*) вдоль оси струи.

*a*: символы — эксперимент, кривые — аппроксимация полиномом 5-й степени; *b*: NPR = 1,5 (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4).

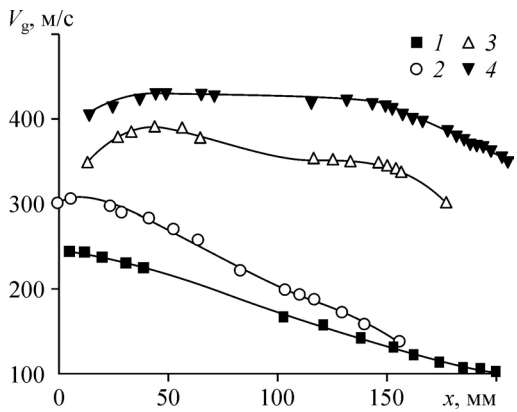


Рис. 9. Профили скорости газа на оси струи (PIV).

Символы — эксперимент, кривые — аппроксимация полиномом 5-й степени; NPR = 1,5 (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4).

имеет следующий вид [8, 9]:

$$d(x) = \frac{3}{4} C_x \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{(U_g(x) - V_l(x))^2}{a(x)}, \quad (5)$$

где  $\rho_g$  и  $\rho_l$  — плотность газа и жидкости,  $U_g(x)$  и  $V_l(x)$  — профили скорости газа

и жидкости вдоль струи,  $C_x$  — коэффициент аэродинамического сопротивления капли. Следует отметить, что  $C_x$  капли [8, 9] из-за деформации и массоуноса может существенно отличаться от  $C_D$  твердой сферы [22]. Согласно [8, 22] будем считать  $C_x \approx 2C_D \sim 1-1,5$  при трансзвуковых и сверхзвуковых скоростях. Данные по скорости газа  $U_g(x)$ , используемые в (5), получены методом ЛДА и показаны на рис. 9.

Оценки дисперсности спрея по (5) приведены на рис. 10а. Характер изменения числа We в ходе ускорения и дробления капель вдоль струи показан на рис. 10b. Числа  $We < 12$  не приводятся как не физические для дальнейшего распада капель, а точки выше критического числа We указывают длину области, где можно ожидать эффективного разрушения капель.

### 5. Обсуждение результатов

Приведем краткий анализ полученных результатов. Прежде всего он касается погрешности измерений: метод ЛДА для скорости дисперсной фазы показал погрешность  $\Delta V_l/V_l \approx 5\%$ , скорость газа измерялась методом PIV с погрешностью  $\Delta u/u \approx 10\%$ , прибор Malvern фиксировал данные по дисперсности с погрешностью  $\Delta d/d \approx 5\%$ , оценки концентрации получены с точностью  $\sim 10\%$ . Погрешность оценки числа We показана на рис. 10b, приведенные данные позволяют ответить на основные вопросы о структуре газокapельной струи и механизмах вторичного разрушения капель.

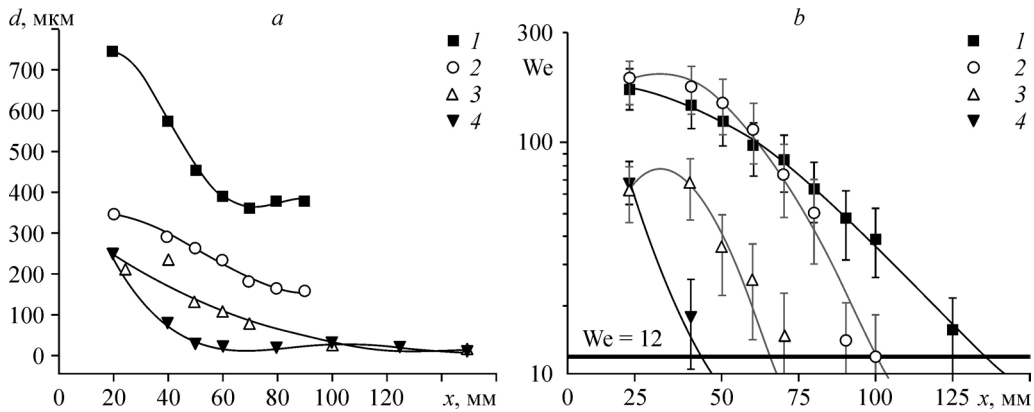


Рис. 10. Средний размер капель вдоль струи, рассчитанный по (5) (а), и числа Вебера капель с дисперсностью, изображенной на рис. 10а, в коаксиальной струе (b).

Горизонтальная линия на рис. 10b — нижняя граница чисел  $We = 12$  для аэродинамического разрушения капель; символы — эксперимент, кривые — аппроксимация полиномом 5-й степени; NPR = 1,5 (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4).

В разделе 2 были сформулированы два важных вопроса о течении насыщенных газожидкостных струй. Первый — об определении условий межфазного взаимодействия от момента попадания капель в поток до конечного состояния спрея. В отсутствие прямых наблюдений первичного распада жидкой струи все выводы о вторичном дроблении капель строятся на оценках чисел  $We$  по измерениям дисперсности спрея и скоростей фаз. Диапазон чисел  $We$  для дозвуковых струй ( $20 < We < 200$ , рис. 10*b*) указывает на то, что здесь могут реализоваться и режимы неустойчивости Релея–Тейлора («парашют», «парашют со струйкой»), и режим срыва пограничного слоя. На сверхзвуковых режимах газожидкостной струи диапазон чисел  $We$  сравнительно узкий ( $15 < We < 70$ ) и соответствует неустойчивости Релея–Тейлора. Известно, что эти режимы протекают в две стадии, которые определяются двумя разными фракциями спрея. В результате наблюдается бимодальная структура дисперсности капель. Сравнительно низкие числа Вебера ( $We < 70$ ) первичных капель на сверхзвуковых режимах могут объясняться малыми размерами капель при первичном распаде жидкой струи (рис. 10*a*).

Согласно рис. 10*b*, при  $NPR = 1,5$  дробление капель может происходить на длине до  $x = 100–120$  мм (7–8 калибров), для  $NPR = 2$  дробление происходит лишь до  $x = 80–90$  мм (5–6 калибров), на сверхзвуковых режимах процессы диспергирования закачиваются на удалении 50–70 мм (4–5 калибров). Сравнение оценок дисперсности, полученных по формуле (5), с данными, зафиксированными прибором Malvern, показали удовлетворительное согласование на всех режимах. Это позволяет говорить о пригодности динамического подхода для оценки дисперсности спрея.

По второму вопросу из раздела 2 о том, сохраняются ли волновые структуры (ячейки) в присутствии жидкости, полученные данные имеют неоднозначное толкование. На рис. 4 видно, что в присутствии жидкой фазы волновая структура в оптически прозрачной области струи несколько искажена в сравнении с газовой струей, однако качественные отличия отсутствуют. Все основные структуры недорасширенной струи — проходящий и отраженный скачки — сохраняются, а область их пересечения, физически являющаяся «тройной точкой», однозначно указывает положение прямого скачка — «диска Маха» — в чистом газе, а в двухфазном ядре струи она является косвенным признаком существования «третьего» скачка, исходящего из тройной точки. Существует и еще один признак наличия задней границы первой ячейки: резкое расширение двухфазной области струи в результате торможения потока, как это происходит на диске Маха в сверхзвуковой недорасширенной струе, состоящей только из газа. Таким образом, по ряду признаков ячеистая структура струи в присутствии жидкости сохраняется, по крайней мере, в ближнем следе, хотя граница первой ячейки не обязательно будет в форме плоского локализованного скачка. Для задачи диспергирования жидкости важнее, чтобы сохранялась градиентная структура сверхзвуковой недорасширенной струи в том или ином виде.

### Заключение

Экспериментально исследована коаксиальная газожидкостная струя при центральной подаче жидкости за срез конфузорного сопла на режимах  $NPR = 1,5, 2, 4$  и 6. Предложен энергетический подход при выборе физических параметров для исчерпывающего описания изотермических газожидкостных потоков. Выполнено исследование этих параметров: геометрии двухфазной области струи, профилей скорости газа и жидкости, дисперсного состава и концентрации спрея. Впервые получены одномоментные локальные измерения скорости и размеров капель в высокоскоростных газожидкостных потоках с высокой концентрацией жидкой фазы. Обнаружены режимы течения с бимодальной дисперсностью спрея. Предложен метод оценки концентрации жидкости на границе двухфазного ядра струи по теневой визуализации. Получены также профили средней по сечению концентрации спрея вдоль коаксиальной газожидкостной струи. Показано, что

на начальном участке основная масса жидкости переносится в ядре струи, а на удалении около десяти калибров происходит выравнивание концентрации спрея по её сечению. Реализован способ оценки размеров капель по их ускорению в высокоскоростных градиентных потоках. Получены характеристики газожидкостного течения по дисперсности и числам  $We$  от первичного разрушения жидкой струи до конечного состояния спрея. Выявлена роль механизма разрушения по типу «парашют» в образовании бимодальной структуры распределения капель по размерам. Показано, что в ближнем следе сверхзвуковой недорасширенной струи при  $NPR = 4$  и  $6$  в диапазоне относительных расходов жидкости и газа соответственно  $0,5$  и  $0,3$  градиентный характер течения сохраняется.

### Список обозначений

$NPR$ — (Nozzle Pressure Ratio) отношение давления в форкамере сопла к внешнему давлению,	$\beta(x)$ — объемная концентрация спрея на границе прозрачности вдоль $x$ ,
$x$ — координата вдоль оси струи с началом отсчета на срезе сопла,	$\beta_{av}(x)$ — средняя объемная концентрация спрея в сечении $x$ ,
$D(x)$ — диаметр двухфазного ядра струи вдоль $x$ ,	$C_x$ — коэффициент аэродинамического сопротивления капли,
$D_0$ — начальный диаметр жидкой струи,	$C_D$ — коэффициент аэродинамического сопротивления сферы,
$V_0$ — начальная скорость жидкости на срезе сопла,	$\tau \sim (\rho_l/\rho)(d/(uC_x))$ — константа времени скоростной релаксации капли,
$V_1(x)$ — аппроксимация скорости капель вдоль $x$ ,	$t_i$ — период индукции разрушения,
$U_g(x)$ — аппроксимация скорости газа вдоль $x$ ,	$We = \rho(u - V_1)^2 d / \sigma$ — число Вебера,
$d_0$ — начальный диаметр капли,	$Re = \rho(u - V_1) d / \mu$ — число Рейнольдса,
$d$ — текущий мидельный диаметр капли,	$L$ — оптический путь на границе прозрачности двухфазной области газожидкостной струи,
$\rho, u$ — плотность и скорость газа,	$\varphi$ — относительный показатель пропускания света двухфазной среды,
$\rho_l, u_l, \mu_l$ — плотность, скорость и динамическая вязкость жидкости,	$a(x)$ — профиль ускорения капель вдоль $x$ .
$\sigma$ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости,	

### Список литературы

1. Gelfand B.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Progress Energy Combustion. Sci. 1996. Vol. 22. P. 201–265.
2. Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Натанзон М.С., Косов Д.М. Режимы дробления капель и критерии их существования // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 40, № 1. С. 64–70.
3. Engel O.G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // J. Research of the National Bureau of Standards. 1958. Vol. 60, No. 3. P. 245–280.
4. Ranger A.A., Nicholls J.A. Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA J. 1969. Vol. 7, No. 2. P. 285–290.
5. Pilch 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 liquid drop // Int. J. Multiphase Flow. 1987. Vol. 13. P. 741–757.
6. 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.
7. Бойко В.М., Поплавский С.В. Экспериментальное исследование двух типов срывного разрушения капли в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 76–82.
8. Бойко В.М., Поплавский С.В. Динамика частиц и капель в потоке за ударной волной // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2007. № 3. С. 110–120.
9. Бойко В.М., Поплавский С.В. К вопросу о динамике ускорения капли на ранней стадии скоростной релаксации в ударной волне // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 40, № 2. С. 101–110.
10. Арефьев К.Ю., Прохоров А.Н., Савельев А.С. Исследование деструкции капель жидкости в вихревом следе за пилоном при высоких скоростях набегающего воздушного потока // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 1. С. 57–69.
11. Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Пахомов М.А., Терехов В.И. Исследование структуры полидисперсной изотермической газочапельной струи на начальном участке. Эксперимент и численное моделирование // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 309–324.
12. Arkhipov V.A., Boiko V.M., Goldin V.D., Maslov E.A., Orlov S.E., Poplavskiy S.V., Zharova I.K., Usanina A.S. Mathematical modelling of the liquid atomization process by cocurrent gas flow // IOP Conf. Series: Materials Sci. and Engng. 2016. Vol. 124, No. 1. P. 012076-1–012076-6.

13. Couto H.S., Carvalho J.A., Bastos-Netto Jr.D. The spider-jet atomizer: an evolution of the y-jet atomizer concept // IV Asian — Pacific Intern. Symp. of Combustion and Energy Utilization. 1997. P. 310–315.
14. Schetz J.A., Hewitt P.M., Situ M. Transverse jet breakup and atomization with rapid vaporization along trajectory // AIAA J. 1985. Vol. 23, No. 3. P. 596–607.
15. Faeth G.M. Structure and atomization properties of dense sprays // Int. Symp. Combustion. Pittsburgh, PA: Combustion Institute, 1990. P. 1345–1352
16. Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream // Annual Review of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 32. P. 275–308.
17. Theofanous T.G., Li G.J. On the physics of aerobreakup // Physics of Fluids. 2008. Vol. 20. P. 052103-1–052103-14.
18. Theofanous T.G., Mitkin V.V., Ng C.L., Chang C.H., Deng X., Sushchikh S. The physics of aerobreakup. II. Viscous liquids // Phys. Fluids. 2012. Vol. 24. P. 022104-1–022104-39.
19. Mitkin V.V., Theofanous T.G. The physics of aerobreakup. IV. Strain-thickening liquids // Phys. Fluids. 2017. Vol. 29. P. 122101-1–122101-10.
20. Poplavski S.V., Boiko V.M., Gobyzov O.A., Ryabov M.N., Bilsky A.V. Experimental study of the breakup of microdrops and drops of natural size in gradient flows // AIP Conf. Proceedings. 2018. Vol. 2027, Iss. 1. P. 020003-1–020003-7.
21. Hsiang L.P., Faeth G.M. Drop properties after secondary breakup // Int. J. Multiphase Flow. 1993. Vol. 19, No. 5. P. 721–735.
22. Бойко В.М., Запрягаев В.И., Пивоваров А.А., Поплавский С.В. Коррекция данных PIV для восстановления скорости газа в сверхзвуковой недорасширенной струе // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 5. С. 87–97.
23. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: монография / Отв. ред. В.М. Фомин. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2009. 450 с.
24. Poplavski S.V., Boiko V.M., Nesterov A.U. On the peculiarities of LDA method in two-phase flows with high concentration of particles // AIP Conf. Proceedings. 2016. P. 030016-1–030016-6.
25. Boiko V.M., Poplavski S.V. The complex of optical methods for study of gas-liquid jets // AIP Conf. Proceedings. 2017. Vol. 1893. P. 030002-1–030002-6.
26. Boiko V.M., Nesterov A.U., Kondratev S.V., Morozov A.A., Potekhin A.K. Laser Doppler anemometer based on the Fizeau interferometer // AIP Conf. Proceedings. 2017. Vol. 1893. P. 020015-1–020015-7.
27. Терехов В.И., Стародумова Д.Ю., Шаров К.А. Измерение системой PIV средних и пульсационных скоростей в газонакапальной струе с низкой концентрацией дисперсной фазы // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 3. С. 427–434.

*Статья поступила в редакцию 10 декабря 2018 г.,  
после доработки — 30 января 2019 г.,  
принята к публикации 28 февраля 2019 г.*

