

УДК 532.694

Влияние спрея на газодинамическую структуру сверхзвуковой недорасширенной струи*

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

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

E-mail: al.yur.nesterov@gmail.com

Цель работы — исследование газодинамической структуры сверхзвуковой недорасширенной струи в присутствии жидкого спрея применительно к тематике газожидкостных форсунок. Для регистрации волновой структуры струи используются методы теневой и АВТ-визуализации (адаптивным визуализирующим транспарантом). Для измерения скорости спрея, а также определения его концентрации и дисперсности применяется лазерный доплеровский анемометр (ЛДА). Установлено качественное отличие течения в двухфазном ядре от течения в газовой струе, изучена трансформация диска Маха в широком диапазоне режимов по газу и расходов жидкости. Показана решающая роль градиентного участка струи в области диска Маха в процессе диспергирования жидкости.

Ключевые слова: газожидкостный поток, недорасширенная сверхзвуковая струя, аэродинамическое разрушение капель.

Введение

Техника приготовления спреев привлекает внимание исследователей вследствие её активного применения в промышленности и энергетике в широком диапазоне расходов жидкостей с различными свойствами. Некоторые технологические процессы требуют эффективного распыления жидкости с производительностью тонны в час, для этого обычно используются пневматические форсунки [1–3]. Они, кроме высокой производительности, отличаются слабой чувствительностью к загрязнениям изделия и чистоте самой жидкости, что востребовано в теплоэнергетике при сжигании мазутов, при утилизации отходов в нефтяной отрасли и т.д.

Пневматические форсунки делятся на два основных типа, которые конструктивно отличаются способом смешения газа и жидкости: форсунки внутреннего смешения и внешнего [3]. Первый тип более распространен и реализуется впрыском жидкости в форкамеру форсунки, где происходит первичное разрушение жидкости на отдельные капли газовыми струями. При вылете через конфузторный срез форсунки смесь ускорится,

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 годы (№ госрегистрации 121030500158-0).

а капли, имея из-за инерционности скоростное отставание от газа, испытывают резкий рост динамического напора и вторично разрушаются в соответствии с известными аэродинамическими механизмами [4–8]. Отметим, что большинство данных по аэродинамическому дроблению капель получены в потоке за ударной волной [9–12], но классификация механизмов дробления [7] и физические основы процесса [12] актуальны для любых градиентных течений. Недостатком схемы внутреннего смешения является неизбежное попадание на стенки форкамеры части жидкости, которая стекает с кромки сопла в поток в виде пленки и разрушается на более крупные капли, чем основная масса спрея. Это ухудшает качество распыла, а в ряде задач, например, при сжигании жидких топлив, становится критическим недостатком, т.к. приводит к неполному сгоранию.

В форсунках внешнего смешения жидкость подается за срез воздушного сопла, где формируется коаксиальная струя с газожидкостным ядром и газовой оболочкой. Именно эта схема является предметом дальнейшего анализа, поскольку она более перспективна, по крайней мере, в силу двух обстоятельств. Во-первых, она дает более однородный дисперсный состав спрея, чем форсунки внутреннего смешения. Во-вторых, истечение газа в критическом сечении форсунки не стеснено спреем, поэтому здесь легче получить сверхзвуковые режимы, наиболее перспективные для эффективного распыления жидкостей [3].

Пневматические форсунки большой производительности генерируют газожидкостные струи с высокой концентрацией дисперсной фазы, где, помимо диспергирования жидкости, имеют место межфазный теплообмен с фазовыми переходами, коагуляция капель и сложное обратное влияние дисперсной фазы на струю газа [13–15]. Баланс этих процессов зависит от режимов истечения газа и жидкости и определяет конечное состояние спрея.

Форсунки с внешним смешением представляют и академический интерес благодаря тому, что струя жидкости доступна для изучения с момента попадания в поток газа. Поскольку структура газовой струи хорошо изучена, см., например, [16–18], существует возможность проведения сравнительного анализа поведения потока в отсутствие и при наличии двухфазного ядра.

Диспергирование жидкостей в газовых струях изучалось как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых режимах [3, 19, 20], исследовался дисперсный состав спрея при малой концентрации. Особенности течения при высокой загруженности жидкой фазой остаются не изучены. Подходы к этой задаче разрабатывались в работе [21], были найдены критические области струи, где происходит распыл жидкости, а также определены параметры течения, представляющие наибольший интерес, к которым относятся профили скорости газа и спрея, дисперсность и энергия последнего, числа Вебера и Рейнольдса, аэродинамическое сопротивление капель, волновая структура струи. Здесь же было показано, что этих параметров достаточно для описания динамики неравновесного газожидкостного потока и диспергирования жидкости в нем.

Несмотря на научный и практический интерес, диспергирование жидкостей в сверхзвуковых струях недостаточно изучено. Это связано с тем, что визуализация сверхзвуковых газожидкостных потоков осложняется рядом факторов: непрозрачностью двухфазного ядра струи, градиентами плотности газовой струи, трудностью обработки первичных данных из-за отсутствия фундаментальной базы для их анализа и интерпретации. Кроме визуализации, для дальнейших исследований необходимо также знать различные количественные параметры течения, в связи с чем большое значение приобретает дальнейшее развитие методов исследования газожидкостных струй и подходов к комплексному анализу разнородных взаимодополняющих данных [21].

Таким образом, процессы на сверхзвуковом участке струи и в газодинамических скачках оказывают определяющее влияние на дисперсность спрея и его динамику. С другой стороны, межфазный обмен количеством движения существенно изменяет сами параметры газа и волновую структуру сверхзвуковой струи. Остается открытым вопрос, до какого значения расхода жидкости сохраняются газодинамические скачки в сверхзвуковой струе? Так, в работе [21] существование диска Маха в оптически непрозрачном ядре газокapельной струи было установлено лишь по косвенным признакам, и осталось неизвестным, до какой концентрации жидкости диск Маха существует и какова его структура. До настоящего времени эти вопросы для сверхзвуковой струи с большим содержанием жидкой фазы не получили ответа. Однако прогресс диагностики, знания о механизмах дробления капель в градиентных потоках и новые методы анализа данных позволяют совершенствовать подходы к изучению структуры сверхзвуковых газожидкостных струй. В частности, в настоящее время актуально дальнейшее изучение диспергирования жидкости в сверхзвуковой недорасширенной струе с учетом влияния спрея на газодинамическую структуру потока, что и является целью данного исследования.

Проведение эксперимента и обработка данных

Эксперименты выполнялись на установке «Газожидкостный стенд» ИТПМ СО РАН. Установка позволяет моделировать газожидкостные струи в диапазоне расходов жидкости от 10 л/ч до 5 м³/ч при давлении воздуха в форкамере до 8 атм (режим NPR8). Стенд оборудован комплексом оптических методов диагностики, который включает:

- методы визуализации потока — теневой метод и АВТ-визуализация (адаптивный визуализирующий транспарант) [22];
- дифракционный анализатор размеров частиц Malvern Spraytec [23];
- диагностику полей скорости газового потока (Particle Image Velocimetry, PIV);
- ЛДА (лазерный доплеровский анемометр) с прямым спектральным анализом [23] для измерения скорости капель в струях с высокой концентрацией дисперсной фазы.

На рис. 1 приведена схема установки и разрез пневматической форсунки. В подписи к рисунку обозначения P_1 , P_g относятся к датчикам давления жидкости и газа, а T_1 , T_g — к датчикам их температур соответственно. При пуске установки насос 6 подает жидкость из резервуара 5 в форсунку 15, которая реализует заданный режим газожидкостной струи на вертикальном отрезке 200–700 мм, доступном для средств диагностики, после чего жидкость снова попадает в резервуар. Датчики 1, 2, 7 контролируют расход, давление и температуру жидкости соответственно. Газ поступает в форсунку из ресивера среднего давления 8. Параметры газа (давление, температура и расход) регулируется клапаном 10 и контролируются датчиками 12–14, расположенными непосредственно за ним, а также датчиками, размещенными в форкамере 3 и перед форсункой 4. Данные датчиков оцифровываются в режиме реального времени и сохраняются в электронном протоколе эксперимента.

В работе используется коаксиальная форсунка, представляющая собой конвергентное сопло подачи газа с трубкой на оси для подачи жидкости на срез сопла (рис. 1). Основные размеры сопла: диаметр воздушного тракта в форкамере — 19 мм, на срезе сопла — 14 мм, внешний диаметр трубки подачи жидкости — 3 мм, внутренний — 2 мм. Эксперименты выполнялись на режимах NPR = 4, 6, 8 (в дальнейшем приняты обозначения NPR4, NPR6, NPR8) при расходах жидкости от 0 до 200 л/ч (массовый расход до 55 г/с), в качестве жидкости использовалась вода.

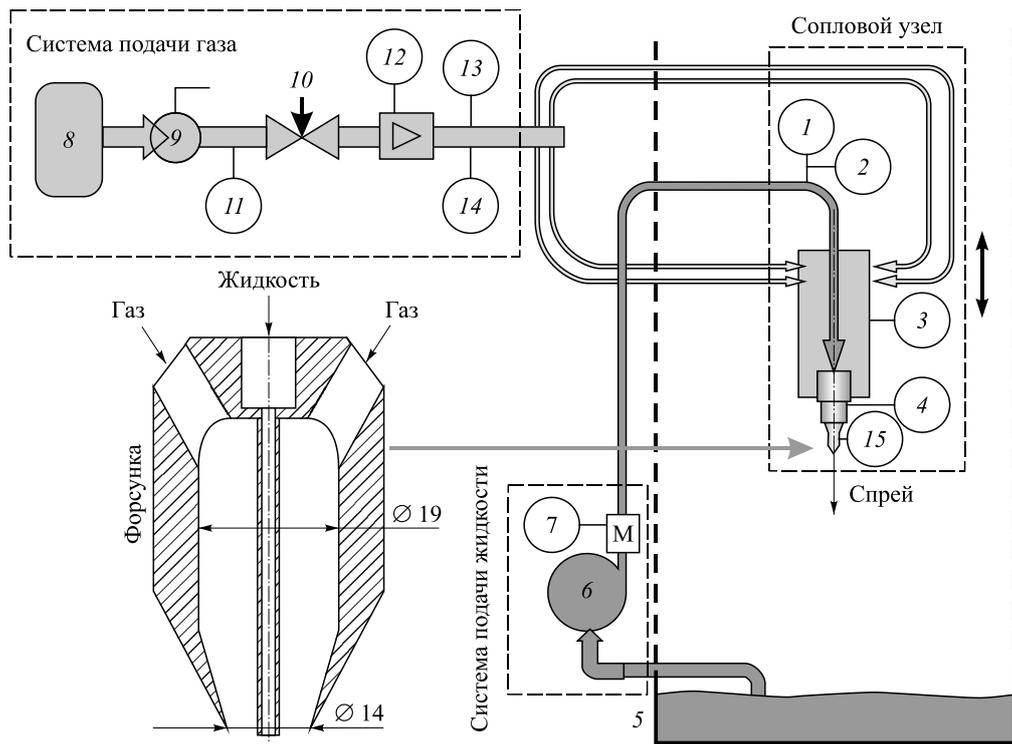


Рис. 1. Схема установки «Газожидкостный стенд» и разрез форсунки.

1 — датчик P_1 , 2 — датчик T_1 , 3 — датчик P_g в форкамере, 4 — датчик P_g на выходе форкамеры, 5 — приемный резервуар, 6 — насос, 7 — расходомер жидкости, 8 — ресивер среднего давления, 9 — шаровый кран, 10 — регулирующий клапан, 11 — датчик P_g в ресивере, 12 — газовый расходомер, 13 — датчик P_g в магистрали, 14 — датчик T_g , 15 — форсунка.

Более детальное описание установки и диагностического комплекса приведены в работе [21], где также были получены оценки объемной концентрации капель (1), их размеров (2) и энергии (3) по внешним параметрам струи:

$$\beta = \frac{4Q}{\pi V_1 D^2}, \quad (1)$$

$$d = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{(U_g - V_1)^2}{a(x)}, \quad a(x) = V_1(x) \frac{dV_1(x)}{dx}, \quad (2)$$

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

здесь $a(x)$ — ускорение капель вдоль продольной координаты струи x , Q — объемный расход жидкости, D — диаметр газожидкостной струи в сечении x , U_g , V_1 — скорости газа и жидкости вдоль координаты x , C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления капли, ρ_g , ρ_l — плотности газа и жидкости соответственно, D_0 , V_0 — диаметр и скорость струи в начале истечения, σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Следует заметить, что измерения скорости спрея V_1 важны не только как таковые, а используются при оценке всех величин (1)–(3), каждая из которых представляет интерес при анализе наблюдений и количественных данных. Так, объемная доля капель β (1)

нужна и для определения «загруженности» потока по энергии спрея (3), и для оценки скорости звука в газозвеси спрея. Согласно [13, 14], скорость звука в газозвеси определяется как

$$C_{\text{мп}} = \frac{c_g}{\sqrt{\left[(1 - \beta_g) \frac{\rho_g}{\rho_l} + \beta_g \right] \beta_g}} = \frac{c_g}{\sqrt{\left[\beta \frac{\rho_g}{\rho_l} + (1 - \beta) \right] (1 - \beta)}}, \quad (4)$$

здесь c_g — скорость звука в газе, β_g — объемная концентрация газа. При наблюдаемых условиях в газожидкостных струях скорость звука падает до 40–50 м/с. Таким образом, сверхзвуковые переходы могут быть связаны не только с ускорением или торможением газозвеси спрея, а с существенным падением скорости звука в этой среде.

Данные ЛДА $V_1(x)$, полученные вдоль продольной координаты струи x , (профили скорости спрея), которые важны сами по себе для анализа динамики струи, дают еще один канал информации о двухфазном потоке. Дело в том, что при повышении концентрации капель выше определенного предела прибор Malvern Spraytec работает некорректно и средний размер капель d оценивается по формуле (2), полученной из уравнения движения в градиентном потоке.

Важной задачей в рамках описания газожидкостных струй с высокой концентрацией капель является определение скорости газа $U_g(x)$. Из-за влияния дисперсной фазы на поток, и в том числе на скорость газа, измерения без жидкости дают лишь общее представление о поле течения. Традиционные методы определения $U_g(x)$ (трубка Пито, термоанемометр) в двухфазных струях не работают, и имеются только косвенные данные о $U_g(x)$ — это профиль скорости дисперсной фазы. Задача усложняется еще тем, что в сверхзвуковых струях профиль скорости газа имеет выраженный градиентный характер.

Метод определения скорости газа по данным PIV, эффективный для двухфазных потоков, описан в работах [24, 25]. В [24] в качестве тестового случая была показана возможность восстановления профиля скорости газа за проходящей ударной волной типа «ступеньки». В [25] этот метод был применен к сверхзвуковой недорасширенной струе с профилем скорости в области диска Маха типа «обратной ступеньки» и показано хорошее согласование с данными тестовых расчетов. В обеих работах использовалась формула коррекции (5), полученная в исследовании [24] из уравнения движения частиц в градиентном потоке для нестоксовых режимов межфазного взаимодействия:

$$U_g(x) = V_1(x) \pm \sqrt{\lambda V_1(x) \left| \frac{dV_1(x)}{dx} \right|}, \quad \lambda = \frac{4\rho_l d}{3\rho_g C_d}, \quad (5)$$

где λ — константа длины скоростной релаксации частиц, x — координата вдоль оси струи. При $|dV_1/dx| \geq 0$ имеем знак «+», в противном случае — знак «-».

В представленном исследовании метод коррекции применяется к данным ЛДА по скорости капель на оси газожидкостной струи. В отличие от работ [24, 25], где была разработана методика измерения величины λ по (5) без определения входящих в нее величин, в настоящей работе λ вычисляется по измеренным размерам капель d и оценкам C_d . В силу зависимости λ в (5) от скорости газа $U_g(x)$ через C_d (Re) расчеты выполняются в несколько итераций.

В первой итерации по данным скорости газа в «чистой» струе $U_g(x)$ (данные PIV) и профилю скорости капель $V_1(x)$ (данные ЛДА) находим относительную скорость фаз в первом приближении: $(U_g(x) - V_1(x))_1$. По ней и по данным о среднем размере капель d оценивается число Re_1 (обычно $Re_1 > 10$), затем коэффициент сопротивления капель в нестоксовом режиме вычисляется по формуле из [17]:

$$C_d(Re) = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}} + 0,004 Re^{0,44}. \quad (6)$$

По полученным результатам вычисляются λ_1 и профиль скорости газа $U_{g1}(x)$ по (5) как коррекция скорости капель в первом приближении.

Во второй итерации вместо скорости газа $U_g(x)$ используются результаты первой итерации $U_{g1}(x)$. В остальном все процедуры первой итерации повторяются, и получаем уточненный профиль скорости газа $U_{g2}(x)$.

Если относительная разность $(U_{g1}(x) - U_{g2}(x))/U_{g2}(x)$ лежит в пределах заданной погрешности, то восстановление скорости газа завершено, если нет, то выполняются следующие итерации по вышеприведенной схеме. Однако, как правило, алгоритм сходится за две итерации, поскольку в нестоксовых режимах обтекания капель их C_d не столь критично зависит от числа Re (6), в отличие от стоксового режима, когда $C_d = 24/Re$. Так, например, при скоростной релаксации капель в потоке и уменьшении относительной скорости вдвое число Re уменьшается с 0,2 до 0,1 (стоксов режим), а C_d вырастает с 120 до 240. По данным настоящего исследования, с уменьшением относительной скорости вдвое (число Re уменьшается, например, с 200 до 100, нестоксов режим) C_d изменяется незначительно — с 0,82 до 0,9. Таким образом, при слабой зависимости $C_d = C_d(Re)$ после второй итерации результаты коррекции скорости капель изменяются мало, и двух итераций оказывается достаточно.

Результаты экспериментов

Волновая структура сверхзвуковой газожидкостной струи

Одной из задач исследования сверхзвуковых газожидкостных струй является анализ газодинамических скачков и особенно течения смеси через них как критически важного процесса для диспергирования жидкости. Наибольший интерес для изучения представляет газожидкостное ядро, но методы визуализации надежно регистрируют скачки лишь на периферии струи в газовой оболочке. Тем не менее, при малом расходе жидкости можно наблюдать тенденцию изменения волновой структуры с ростом концентрации спрея и внешней геометрии двухфазного ядра.

На рис. 2 приведены теневые изображения струи на режиме NPR8 при расходе жидкости от 0 до 20 л/ч (сверху вниз). Волновая структура струи на других исследованных режимах качественно подобна, а количественное отличие для NPR4 и NPR6 заключается в меньших размерах первой ячейки по длине и по диаметру диска Маха. Видно, что струя и без жидкости заметно отличается от классической сверхзвуковой недорасширенной струи, формируемой соплом с профилем Витошинского в конфузурной части [16, 17]. Это связано с конструктивными особенностями используемого здесь сопла, имеющего упрощенный конический профиль конфузора и центральную трубку подачи жидкости, которая является центральным телом в критическом сечении сопла. Поток

Рис. 2. Теневые изображения струи
с ростом расхода жидкости от 0 до 20 л/ч
на режиме NPR8.

на срезе сопла в отличие от сопла Витшинского неоднородный, а центральное тело дает замыкающие скачки в аэродинамическом следе и стекающий в поток пограничный слой [21].

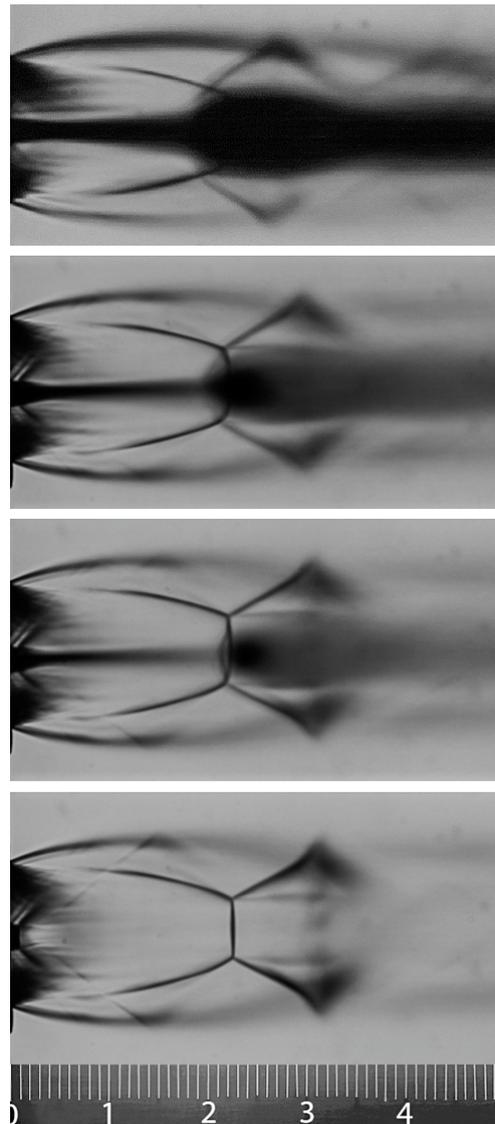
В результате имеем редуцированную до двух–трех ячеек структуру, которой, впрочем, для эффективного диспергирования жидкости вполне достаточно. Это видно по поведению жидкости в области диска Маха на нижней границе первой ячейки, а именно: заметно уширение и почернение двухфазного ядра струи за диском Маха. Почернение связано с ростом концентрации капель в ходе их торможения. Уширение ядра является результатом перестройки потока вследствие двух факторов: поперечного градиента давления из-за торможения газа и вторичного дробления капель, обгоняющих газ и вытесняющих его к периферии за диском Маха.

В части общей геометрии струи в присутствии жидкости заметен небольшой сдвиг тройной точки к соплу, удаление диска Маха оказывается на 4–5 мм выше по потоку, чем в струе газа без жидкости, и составляет $\sim 1/3$ калибра от среза сопла. При расходе жидкости 20 л/ч тенденция деформации волновой структуры сохраняется — скачок прилегает к передней кромке непрозрачного ядра струи. Сам диск Маха оказывается в зоне повышенной концентрации капель и при указанном расходе жидкости уже недоступен для регистрации теневым методом. Теневые снимки позволяют также определить характер изменения диаметра двухфазного ядра струи $D(x)$ вдоль продольной координаты x , откуда по формуле (1) выполняются оценки средней концентрации жидкости в любом сечении потока.

Таким образом, анализ теневых изображений газовых и газожидкостных струй продемонстрировал качественное изменение волновой структуры в присутствии жидкости. Показана перестройка поперечного распределения спрея в газожидкостном ядре струи в ходе торможения за диском Маха, вследствие чего можно сделать вывод о решающей роли градиентного участка потока в диспергировании жидкости во второй ячейке.

Таким образом, анализ теневых изображений газовых и газожидкостных струй продемонстрировал качественное изменение волновой структуры в присутствии жидкости. Показана перестройка поперечного распределения спрея в газожидкостном ядре струи в ходе торможения за диском Маха, вследствие чего можно сделать вывод о решающей роли градиентного участка потока в диспергировании жидкости во второй ячейке.

Более чувствительным к градиентам плотности является метод АВТ-визуализации [22]. На рис. 3 показана структура струи и, в частности, геометрия диска Маха в двухфазном ядре струи, впервые зарегистрированная этим методом.



При анализе АВТ-визуализации газожидкостной струи прежде всего привлекает внимание «зернистая» структура изображения газовой оболочки струи с размерами ячеек $\sim 1\text{--}2$ мм. Для корректной интерпретации таких изображений необходимо знать, что темные области формируются двумя разными видами оптической неоднородности среды: во-первых, непрозрачной частью исследуемой области, например, жидкой струйкой (1) или плотным облаком спрея (7), изображенными на рис. 3, во-вторых, областью без градиентов плотности среды — окружением струи. «Зернистая» структура изображения струи — это результат сложного преломления параллельного зондирующего луча на градиентных участках струи, а видимые размеры оптических неоднородностей, составляющие $\sim 1\text{--}2$ мм, по-видимому, не соответствуют действительности.

Что касается сильных градиентов плотности газа — проходящего и отраженного скачков, тройной точки в их пересечении и диска Маха, — то они регистрируются более четко. Можно отметить, что в двухфазном ядре происходит изменение структуры потока газа, диск Маха деформируется: из плоского скачка он становится выпуклым и смещается вверх по потоку. На рис. 3а видно, что при малой концентрации спрея ($Q < 10$ л/ч) скачок прилегает к области повышенной концентрации капель за ним, то есть скачок возникает при обтекании газом облака частиц. Это так называемый «коллективный» головной скачок [26]. Как видно на рис. 3б, при росте локальной концентрации капель происходит переход от выпуклого скачка к коническому, что более соответствует головному скачку перед коническим телом.

Характеристики газожидкостной струи

В настоящей работе методом ЛДА исследованы профили скорости капель вдоль оси струи на режимах по газу NPR4, NPR6 и NPR8. На рис. 4 приведены результаты измерений на режимах NPR6 и NPR8 для расходов жидкости от 20 до 200 л/ч. Режим NPR4 не представлен ввиду слабости скачка и, соответственно, вызываемых им изменений профиля скорости капель. Этот режим очень чувствителен к присутствию жидкой фазы, а наибольшие градиенты скорости капель наблюдаются до расходов 50 л/ч.

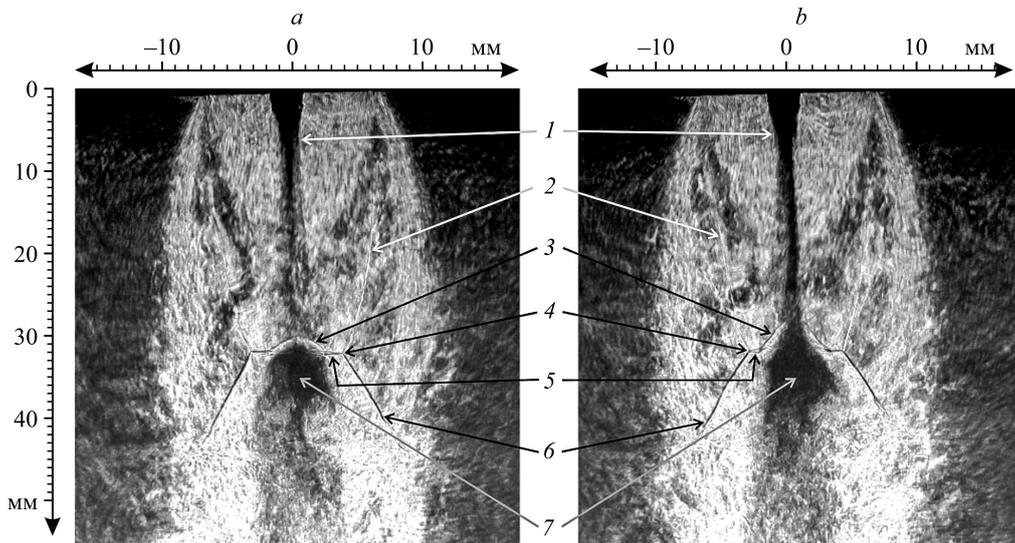


Рис. 3. АВТ-визуализация струи на режиме NPR8 для $Q < 10$ л/ч (а) и $Q < 20$ л/ч (б).

1 — струя жидкости, 2 — проходящий скачок, 3 — головной скачок,
4 — тройная точка, 5 — диск Маха, 6 — отраженный скачок, 7 — облако спрея.

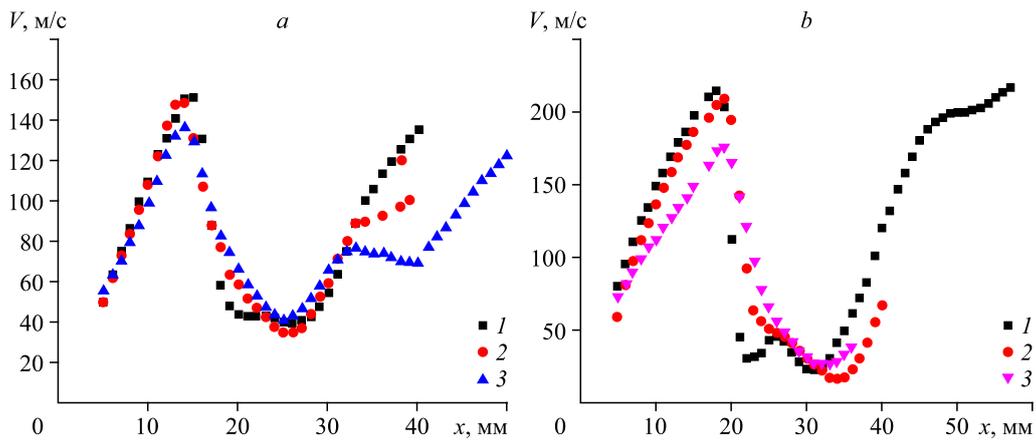


Рис. 4. Профили скорости капель при различных расходах жидкости на режимах NPR6 (a) и NPR8 (b).

a — $Q = 20$ (1), 50 (2), 100 (3) л/ч; b — $Q = 20$ (1), 50 (2), 200 (3) л/ч.

При расходе жидкости 100 и 200 л/ч градиенты скорости капель слабо выражены, так что эффективное диспергирование на этом режиме ограничено расходом жидкости 50–60 л/ч.

На режимах NPR6 и NPR8 при всех расходах жидкости профили скорости качественно подобны и в первой ячейке схожи с классическим профилем скорости в сверхзвуковой недорасширенной струе. Вдали от сопла градиенты профилей скорости жидкости на границах ячеек слабеют, а при расходе жидкости более 100 л/ч в струе остаются только две первые ячейки. По торможению спрея при $x = 15–20$ мм (1–1,5 калибра) можно предположить, что волновая структура в газожидкостном ядре потока сохраняется.

На рис. 5a показаны профили скорости и концентрации капель $\beta(x)$, полученные с помощью выражения (1) на режиме NPR6 при расходе 20 л/ч, на рис. 5b приведено

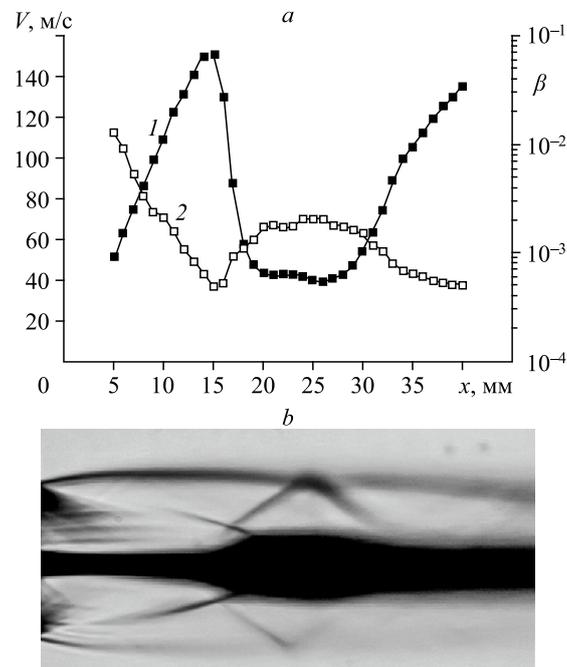


Рис. 5. Профили скорости $V_1(x)$ (1) и концентрации $\beta(x)$ (2) частиц на режиме NPR6 при расходе жидкости 20 л/ч (a) и теневая картина струи на этом режиме (b).

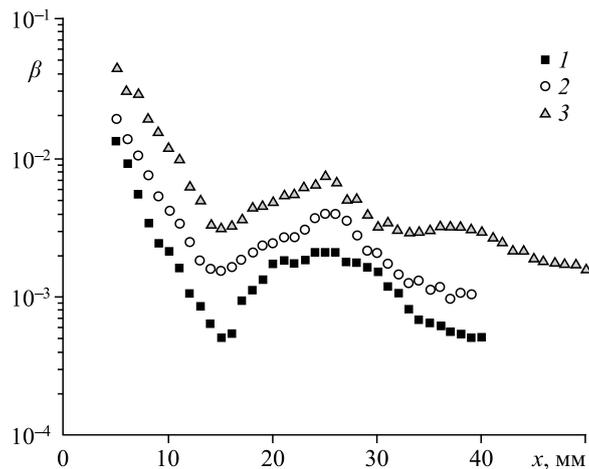


Рис. 6. Профили концентрации спрея в газожидкостной струе при различных расходах жидкости на режиме NPR6. $Q = 20$ (1), 50 (2), 100 (3) л/ч.

теневое изображение струи на этом режиме с привязкой к профилям по координате x . При оценке концентрации использовались данные по среднему размеру капель, рассчитанные по формуле (2).

На удалении 5 мм от сопла жидкость сосредоточена в узком ядре струи, потому ее объемная концентрация β максимальна и составляет более 1 %, а на нижней границе первой ячейки ($x \sim 15$ мм) β уменьшается до $5 \cdot 10^{-4}$ (0,05 %). Такое падение концентрации связано с ускорением спрея и уширением двухфазного ядра струи. Во второй ячейке наблюдается рост β до 0,2 % в зоне торможения фаз с последующим уменьшением до 0,05 % на участке ускорения спрея. Отметим, что объемной концентрации $\beta = 0,2$ % соответствует массовая концентрация $m_1/m_g \approx \beta(\rho_1/\rho_g) \approx 1$, т.е. масса газа и жидкости сравнимы, как и импульс фаз. Это, в частности, означает, что потенциал газовой струи в качестве механизма диспергирования жидкости исчерпан.

На рис. 6 приведены профили концентрации спрея на режиме NPR6 для других расходов жидкости. Видно, что все они качественно подобны, также видно, что в присутствии спрея сохраняется структура течения с характерными для сверхзвуковой недорасширенной струи ячейками. На режиме NPR8 распределение концентрации вдоль струи имеет схожий профиль.

Таким образом, показана динамика изменения волновой структуры струи с ростом расхода жидкости на различных режимах истечения газа. Эти данные позволили оценить концентрацию капель вдоль струи, её связь с профилями скорости спрея и расходом жидкости.

Восстановление профиля скорости газа в двухфазном потоке

На рис. 7 приведен профиль скорости газа в двухфазном ядре потока, полученный методом коррекции профилей скорости спрея по формуле (5), при расходе жидкости 20 л/ч для режима NPR8. Видно, что снижение скорости газа за диском Маха происходит скачком, причем на коротком участке скорость принимает отрицательные значения, что означает противоток газа на оси струи на этом коротком участке. В осесимметричном потоке противоток можно представить как течение на оси тороидального вихря.

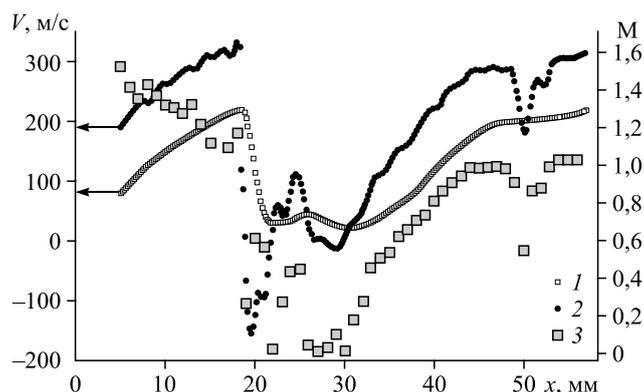


Рис. 7. Профиль скорости каплей (1), восстановленная по нему скорость газа (2) и число Маха (3) в двухфазном ядре струи с учетом скорости звука, полученной по (4), на режиме NPR8 при расходе жидкости 20 л/ч.

На удалении 22 мм на режиме NPR6 и 24 мм — на NPR8 наблюдается локальное ускорение и торможение спрея (и газа) в пределах второй ячейки. Эта структура слаба относительно основного скачка. Далее по потоку скорость газа монотонно нарастает до границы второй ячейки на расстоянии ~ 50 мм от среза сопла. Эта граница проявляется в виде локального торможения на ~ 100 м/с на коротком участке ~ 5 мм.

На рис. 8 показаны профили скорости газа на оси струи, восстановленные по скорости жидкости при расходах 20, 50 и 100 л/ч на режимах NPR6 и NPR8. Видно, что на режиме NPR6 (рис. 8а) граница первой ячейки с ростом расхода до 50 л/ч незначительно сдвигается к соплу. Рост скорости за скачком сопровождается формированием второй ячейки на расстоянии 35 мм. Дальнейшее увеличение расхода жидкости не влияет на профиль скорости в первой ячейке, за ней видна вторая ячейка, а далее можно заметить также признак третьей ячейки на удалении 47–48 мм при расходе 100 л/ч.

Сравнение профилей скорости спрея в ячейках демонстрирует их качественное подобие и значительное ослабление градиентов на их границах в сравнении с газовой недорасширенной струей. На режиме NPR8 профили скорости схожи с NPR6, за исключением больших размеров ячеек, для которых граница второй ячейки на режимах 50 и 100 л/ч не попадает в область измерений. Некоторое отличие наблюдается на участке восстановления скорости газа: здесь числа Маха $M \sim 1$ (рис. 7) и вторая ячейка формируется уже при расходе 20 л/ч. Из рис. 8b видно также, что, в отличие от режима NPR6, локальное ускорение газа во второй ячейке с ростом расхода не исчезает, однако становится менее выраженным.

Таким образом, применение метода коррекции профиля скорости позволяет выявить основные особенности профиля скорости газа: наличие торможения газа скачком в области диска Маха, присутствие отрицательных значений за диском Маха — зоны рециркуляции — и появление признаков скачка на границе второй ячейки при $x = 50$ мм (~ 3 калибра).

Обсуждение результатов

Исследование ближнего следа сверхзвуковых газожидкостных струй позволяет сделать несколько важных выводов, первый из которых — о наличии градиентных структур в двухфазной области. При малых расходах жидкости существование скачков

в газожидкостном ядре струи показано теневым методом и АВТ-визуализацией. При больших расходах жидкости, когда струя становится непрозрачной, существование градиентных структур установлено косвенно по профилям скорости спрея, полученным методом ЛДА. При этом и визуализация, и профили скорости показывают размывание скачков при росте расхода жидкости. Так, в присутствии жидкости диск Маха распадается на две связанные структуры (рис. 3): первая представляет собой центральную часть, которая изгибается вверх по потоку, формируя конический скачок, вторая структура — это плоская периферия диска Маха, свободная от спрея. Изгиб диска Маха вверх по потоку наблюдался также в работе [27]. Подобный эффект возникает при взаимодействии центрального плоского скачка уплотнения с продольными сдвиговыми течениями (вихревые трубки, локальный вдув высоконапорной струйки). Во всех случаях появление конического скачка сопровождается возникновением рециркуляционных зон за диском Маха, что и наблюдается на рис. 7, 8 на профилях скорости газа. Также косвенным признаком такой зоны является резкое уширение газожидкостной струи после прохождения первой ячейки.

Кроме искривления диска Маха вверх по потоку, в работе [27] наблюдались слабые волновые структуры, исходящие из тройной точки. Этот эффект возникает даже при незначительных искажениях скачка и нарастает при достижении возмущений тройной точки. В настоящем случае при сильном искажении первой ячейки газожидкостным ядром струи волновая структура в газовой оболочке струи также деградирует (см. рис. 7, 8)

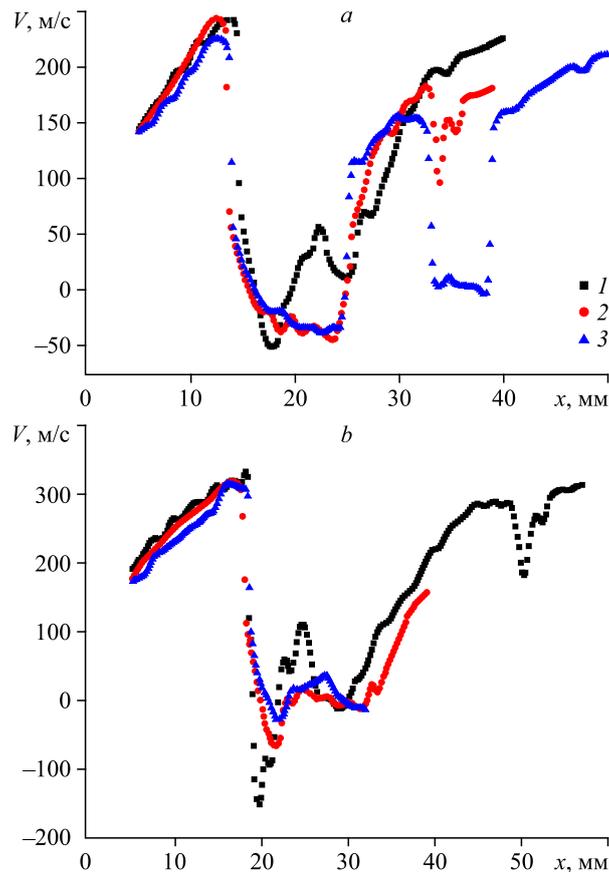


Рис. 8. Профили скорости газа при различных расходах жидкости на режимах NPR6 (a) и NPR8 (b).

Обозначения см. на рис. 4.

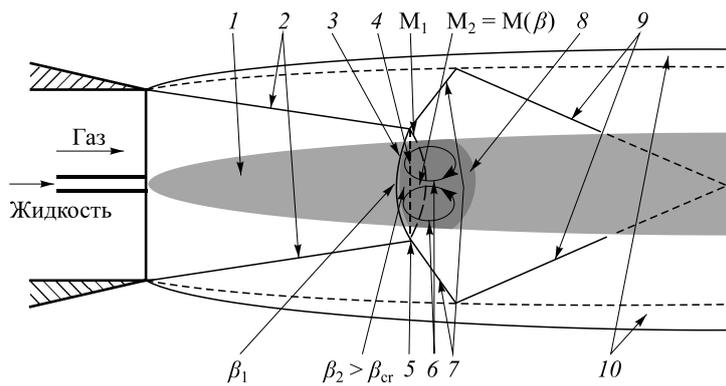


Рис. 9. Схематическое изображение градиентных структур сверхзвуковой недорасширенной струи при центральной подаче жидкости.

- 1 — газожидкостная струя, 2 — висячие скачки, 3 — головной скачок, 4 — невозмущенный диск Маха, 5 — тройная точка, 6 — рециркуляционное движение газового потока, 7 — отраженные скачки, 8 — зона повышенной концентрации частиц, 9 — границы второй ячейки, 10 — слой смешения.

и уже при расходе 20 л/ч скачки плотности становятся размытыми и имеют остаточный характер.

На рис. 6 видна зона повышенной концентрации капель за диском Маха, что обусловлено их торможением в дозвуковой области второй ячейки. А на рис. 4а можно наблюдать, что в газожидкостном ядре скачок прилегает к зоне повышенной концентрации капель. Именно здесь формируется «коллективный» головной скачок перед облаком частиц спрея [26], который и вызывает интенсивное вторичное диспергирование капель.

Схематическое изображение истечения газожидкостной струи на сверхзвуковых режимах истечения представлено на рис. 9. Газожидкостная струя 1 при взаимодействии с диском Маха 5 сверхзвуковой недорасширенной струи газа вызывает его деформацию, формируя скачок 3. За фронтом скачка в силу торможения потока формируется зона повышенной концентрации частиц 7. Здесь концентрация жидкости β_2 достигает максимального значения, а скорость звука минимальна. С увеличением расхода жидкости скачок 3 прилегает к передней кромке облака спрея и сопрягается с невозмущенной частью скачка 5. При повышении концентрации жидкости угол сопряжения скачков 3 и 5 растет, что приводит к двойному «преломлению» линий тока газа и его рециркуляционному движению в этой области. Структура висячего 2 и отраженного 6 скачков и слоя смешения 10 в основном остается неизменной, но положение тройной точки 4 при росте расхода жидкости смещается вверх по потоку.

Известно, что головной скачок перед облаком частиц формируется при достижении определенного порога их концентрации. Так, в работе [22] было показано, что для слабого сверхзвукового потока газа среднее расстояние между частицами должно составлять 5–6 диаметров, это соответствует объемной концентрации $\beta = 24 \cdot 10^{-4} - 9 \cdot 10^{-3}$ при равномерном распределении частиц. Из рис. 6 видно, что на границе первой ячейки такие концентрации достигаются при расходах 50–100 л/ч, а из-за локально больших концентраций в центре струи эти значения достигаются и при меньших расходах.

Заключение

Экспериментально изучено влияние спрея на ближний след сверхзвуковой газожидкостной струи при различных режимах истечения газа и расходах жидкости. Для исследования использовались оптические методы диагностики: теневая визуализация и метод АВТ для изучения геометрии и волновой структуры потока, дифракционный анализатор дисперсного состава спрея Malvern Spraytec, PIV-диагностика полей скорости газового потока и ЛДА с прямым спектральным анализом для измерения скорости капель. Комплексный анализ этих взаимодополняющих данных позволил получить следующие результаты, критически важные для понимания процессов в газожидкостных струях.

1. Методом коррекции профилей скорости спрея получены профили скорости газа и, в частности, обнаружена зона рециркуляции газа и признаки скачков на границах первых двух ячеек.

2. Выполнена оценка распределения концентрации жидкости вдоль струи и ее связь с профилем скорости капель на различных режимах истечения газа и расходах жидкости.

3. Профили скорости и концентрации капель, дополненные данными по дисперсности, показали решающую роль волновых структур сверхзвуковой недорасширенной струи в диспергировании жидкости.

4. Выявлены два типа градиентных структур в области диска Маха в зависимости от расхода жидкости. При малом расходе жидкости центральная часть диска Маха изгибается вверх по потоку и приобретает форму купола. С ростом расхода жидкости эта часть диска Маха трансформируется в конический головной скачок перед плотным облаком спрея, образующегося при интенсивном диспергировании жидкости в этой области.

5. В обоих вышеуказанных случаях диск Маха распадается на две связанные структуры — это деформированная его часть, через которую проходит двухфазная смесь, и примыкающая к ней плоская периферия, свободная от спрея.

6. Деформация диска Маха и его смещение вверх по потоку объясняется значительным уменьшением скорости звука в присутствии спрея и снижением энергии газовой фазы в ходе межфазных обменных процессов.

Список обозначений

NPR — Nozzle Pressure Ratio, отношение давления в форкамере сопла к внешнему давлению,	Q — объемный расход жидкости, $\text{м}^3/\text{с}$,
P_1 — давление жидкости, атм,	C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления капли,
P_g — давление газа, атм,	σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м,
T_1 — температура жидкости, °С,	$\beta(x)$ — среднеобъемная концентрация жидкости в сечении x ,
T_g — температура газа, °С,	$c_{\text{нр}}$ — скорость звука в двухфазной среде, м/с,
x — координата струи вдоль оси с началом отсчета на срезе сопла, м,	c_g — скорость звука в газе, м/с,
$a(x)$ — ускорение капель вдоль координаты x , $\text{м}/\text{с}^2$,	β_g — объемная концентрация газа,
$D(x)$ — диаметр газожидкостной струи в сечении x , м,	λ — константа длины скоростной релаксации частиц, м,
D_0 — диаметр струи на срезе сопла, м,	$d(x)$ — средний размер капель в сечении x , м,
$U_g(x)$ — скорость газа в координате x , м/с,	Re — число Рейнольдса капли в потоке газа,
$V_1(x)$ — скорость капель в координате x , м/с,	m_1 — массовая концентрация жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$,
V_0 — скорость струи жидкости на срезе сопла, м/с,	m_g — массовая концентрация газа, $\text{кг}/\text{м}^3$,
ρ_g — плотность газа, $\text{кг}/\text{м}^3$,	M — число Маха.
ρ_l — плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$,	

Список литературы

1. Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкости форсунками. М., Ленинград: Государственное энергетическое изд-во, 1962. 265 с.
2. Barreras F., Lozano A., Barroso J., Lincheta E. Experimental characterization of industrial twin-fluid atomizers // Atomization and Sprays. 2006. Vol. 16, No. 2. P. 127–146.
3. Андриюшкин А.Ю. Формирование дисперсных систем сверхзвуковым газодинамическим распылением // СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2012. 400 с.
4. Wu P.-K., Faeth G.M. Aerodynamic effects on primary breakup of turbulent liquids // Atomization and Sprays. 1993. Vol. 3, No. 3. P. 265–289.
5. Wu P.-K., Miranda R.F., Faeth G.M. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets // Atomization and Sprays. 1995. Vol. 5, No. 2. P. 175–196.
6. Theofanous T.G., Li G.J., Dinh T.N., Chang C.-H. Aerobreakup in disturbed subsonic and supersonic flow fields // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 593. P. 131–170.
7. Gelfand B.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Prog. Energy Combust. Sci. 1996. Vol. 22. P. 201–265.
8. Pilch M., Erdman C. 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 // Int. J. Multiphase Flow. 1987. Vol. 13, No. 6. P. 741–757.
9. 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.
10. Dai Z., Faeth G.M. Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime // Int. J. Multiphase Flow. 2001. Vol. 27. P. 213–236.
11. 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.
12. Theofanous T.G., Mitkin V.V., Ng C.L., Chang C., Deng X., Sushchikh S. The physics of aerobreakup. II. Viscous liquids // Physics of Fluids. 2012. Vol. 24. P. 022104-1–022104-39.
13. Oertel H. Prandtl's essentials of fluid mechanics. New York: Springer-Verlag, 2004. 736 p.
14. Дейч М.Е., Филиппов М.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. 472 с.
15. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 3. С. 421–455.
16. Запругаев В.И., Киселев Н.П. Структура течения при взаимодействии единичной микроструи с потоком сверхзвуковой струи // Прикл. механика и техн. физика. 2009. Т. 50, № 3. С. 104–114.
17. Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А. Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 1. С. 95–107.
18. Zapriagaev V.I., Boiko V.M., Kavun I.N., Kiselev N.P., Pivovarov A.A. Flow structure behind the Mach disk in supersonic non-isobaric jet // AIP Conf. Proceedings. New York, 2016. Vol. 1770. P. 030029-1–030029-8.
19. Lasheras J.C., Villermaux E., Hopfinger E.J. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 357. P. 351–379.
20. Park B.K., Lee J.S., Kihm K.D. Comparative study of twin-fluid atomization using sonic or supersonic gas jets // Atomization and Sprays. 1996. Vol. 6, No. 3. P. 285–304.
21. Бойко В.М., Нестеров А.Ю., Поплавский С.В. Диспергирование жидкости в высокоскоростных коаксиальных газовых струях // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 3. С. 417–431.
22. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.
23. Поплавский С.В., Нестеров А.Ю., Бойко В.М. Разработка и применение лазерного доплеровского анемометра с прямым спектральным анализом для исследования высокоскоростных многофазных потоков // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 4. С. 583–591.
24. Бойко В.М., Пивоваров А.А., Поплавский С.В. Измерение скорости газа в высокоградиентном потоке по скорости трассирующих частиц // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 5. С. 47–54.
25. Бойко В.М., Запругаев 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.
26. Бойко В.М., Клинков К.В., Поплавский С.В. Коллективный головной скачок перед поперечной системой сфер в сверхзвуковом потоке за проходящей ударной волной // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 2. С. 183–192.
27. Глотов Г.Ф. Локальные дозвуковые зоны в сверхзвуковых струйных течениях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 1. С. 143–150.

*Статья поступила в редакцию 2 августа 2021 г.,
после доработки — 2 февраля 2022 г.,
принята к публикации 22 марта 2022 г.*